



**HAL**  
open science

# Propagation d'impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion

Julien Fatome

► **To cite this version:**

Julien Fatome. Propagation d'impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion. Physique [physics]. Université de Bourgogne, 2004. Français. NNT: . tel-00008309

**HAL Id: tel-00008309**

**<https://theses.hal.science/tel-00008309>**

Submitted on 31 Jan 2005

**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.



# Thèse

présentée pour obtenir le grade de  
**Docteur en Physique**

par Julien FATOME

Doctorant au Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne  
Moniteur au département de Physique

## **Propagation d'impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion**

Thèse soutenue le 16 décembre 2004 devant le jury composé de :

John M. Dudley	Professeur, Université de Franche-Comté	<i>Examineur</i>
Didier Erasme	Professeur, ENST Paris	<i>Rapporteur</i>
Hervé Maillotte	Chargé de recherche, Université de Franche-Comté	<i>Rapporteur</i>
Guy Millot	Professeur, Université de Bourgogne	<i>Directeur de thèse</i>
Erwan Pincemin	Ingénieur R&D, France Télécom Lannion	<i>Invité</i>
Patrice Tchofo-Dinda	Professeur, Université de Bourgogne	<i>Examineur</i>

Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne (LPUB), UMR CNRS 5027,  
Equipe Solitons et Communications Optiques  
Faculté de Sciences Mirande, 9, avenue Alain Savary, BP 47870, 21078 Dijon, France.





*Pour mes Parents, à Emilie.*





# Remerciements

Une tâche bien difficile m'incombe ici afin de remercier en seulement quelques lignes et surtout comme je le devrais toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce travail de thèse. Je résumerai donc en parlant simplement avec le cœur et oublierai sans doute et malheureusement un grand nombre de personnes qui, je l'espère, ne s'en offusqueront pas.

Mes premières pensées vont tout particulièrement à mes parents à qui je dois ce succès et pour qui le sens du sacrifice au cours de ces longues années d'étude ne s'est jamais tari et a été le plus précieux de leurs cadeaux. Grâce à leur soutien et à leurs encouragements subtilement dosés, ils m'ont permis de vivre mes années de scolarité avec sérénité et efficacité. Merci.

Ces trois années de thèse se sont déroulées entre 2001 et 2004 au sein du groupe Solitons et Communications Optiques du Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne. Je remercie donc les deux directeurs successifs de ce laboratoire, à savoir Hubert Berger et Jean-Paul Champion pour m'y avoir accueilli ainsi que l'ensemble du LPUB pour leur gentillesse et leur disponibilité.

Je remercie le Centre National de la Recherche Scientifique ainsi que le Conseil Régional de Bourgogne pour leur confiance et leur support financier à travers ma Bourse de Docteur Ingénieur.

Je remercie également l'ensemble du jury d'avoir accepté l'examen de ce travail de thèse et de contribuer à son amélioration à travers leurs pertinentes remarques.

J'exprime ensuite une profonde gratitude, et ces mots sont pesés, à mon directeur de thèse Guy Millot. Diplomate et fin tacticien, il a su donner à l'équipe Solitons et Communications Optiques une grande dynamique tout en y laissant flotter une grande liberté. Sa grande expérience, sa disponibilité, son goût pour les bonnes choses de la vie et son humour, bien que parfois douteux, font de l'équipe Solitons un environnement idéal de travail. D'une grande simplicité, il a toujours su comprendre et m'encourager au cours de mes périodes de doute. Je le félicite finalement pour sa récente promotion à la médaille d'argent du CNRS.

Je dois aussi une grande reconnaissance envers Stéphane Pitois « the russian boy » pour qui le langage *Matlab* est devenu comme une seconde langue maternelle. Malgré son deuxième métier, Stéphane a toujours su se rendre disponible pour répondre à mes nombreuses interrogations et ses conseils, distribués avec parcimonie, se sont souvent avérés d'une grande justesse. Je remercie d'autant Patrice Tchofo-Dinda, Christophe Finot et Philippe Grelu de l'équipe Solitons pour nos discussions fructueuses et leurs conseils avisés.

De tels travaux de recherche ne peuvent aboutir à de bons résultats sans l'investissement d'un personnel technique performant. Je remercie donc, à ce titre, Christophe Moulin pour ses réalisations

« Labviewnesques » et son soutien technique sur des pièces indispensables au montage d'optique. Sans bien sûr oublier nos sympathiques orfèvres de l'atelier mécanique, André Javel, Olivier Pallegoix, Jean-Marc Müller et Pierre Michaux que je remercie ici pour leur disponibilité, leur savoir faire et leur gentillesse. J'en profite finalement pour exprimer ma reconnaissance à Stéphane Pernot pour la conception et la réalisation des différents dispositifs électroniques indissociables de nos expériences Télécoms.

Je tiens également à souligner la gentillesse, la disponibilité et l'extrême compétence de notre dévouée responsable administrative Claudine Jonon dont les conseils avisés et les démarches astucieuses n'ont eu de cesse de me sortir des douloureux méandres de l'administration. Merci aussi à notre équipe informatique composée de Christian Wenger et Sébastien Mertes pour m'avoir apporté une aide salutaire en matière d'informatique et de sauvetage de données.

D'autre part, je remercie le CIES de Lyon, l'Université de Bourgogne, le département de physique ainsi que Lionel Maillot de l'Expérimentarium pour la confiance et l'enrichissement personnel qu'ils m'ont apportés à travers mes heures d'enseignement et d'animation. Je remercie également l'école doctorale Carnot et plus personnellement Hans Rudolf Jauslin pour la confiance qu'il m'a accordée à travers différentes subventions pour participer à des congrès internationaux et pour recréer en partenariat avec le LPUB « le bureau de Michel » au festival d'arts technologiques.

J'exprime ensuite ma reconnaissance aux entreprises Alcatel et France Télécom pour les dons ou les prêts de matériels, et en particulier le centre de recherche et développement de France Télécom Lannion à travers Erwan Pincemin, Ester Le Rouzic et Stéphane Gosselin.

Il m'est ici fort agréable de saluer notre camarade Philippe Veber avec qui refaire le monde à deux  $\pi$  près au comptoir du « bistrot dijonnais » jusqu'aux tables humides du « Vieux Léon » a toujours été un véritable plaisir. Salut aussi à notre complice de l'ESIREM Emmanuel Buiret pour son soutien et pour les parties de belotte endiablées-arrosées du « Beer Country ». Je remercie finalement Monique et Paul de m'avoir offert un environnement idéal de travail (nourri, blanchi, logé et informatisé) au cours de ces longs mois d'été.

Enfin et surtout, serais-je un jour capable de rendre à ma petite mais au combien si forte Emilie cette force et ce soutien qu'elle sait si bien me donner dans mes périodes de doute. Merci.



# Table des matières

<b>Introduction .....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre I. Propagation de la lumière dans les fibres optiques .....</b>	<b>7</b>
I.1. Introduction .....	7
I.2. Pertes optiques .....	8
I.3. Dispersion chromatique .....	9
I.4. Effet Kerr optique .....	11
I.5. Equation de propagation de Schrödinger Non Linéaire .....	13
I.6. Méthode de Fourier à pas divisé .....	15
I.7. Principaux effets rencontrés par une onde lumineuse lors de sa propagation .....	17
I.7.1. Effets linéaires .....	17
I.7.1.1. Dispersion chromatique d'ordre 2 (GVD) .....	17
I.7.1.2. Introduction à la gestion de la dispersion (DM) .....	21
I.7.1.3. Dispersion chromatique d'ordre 3 (TOD) .....	22
I.7.1.4. Dispersion des modes de polarisation (PMD) .....	25
I.7.2. Effets non linéaires .....	27
I.7.2.1. Auto-modulation de la phase (SPM) .....	27
I.7.2.2. Impulsions solitoniques .....	29
I.7.2.3. Instabilité Modulationnelle (IM) .....	31
I.7.2.4. Diffusion stimulée au sein d'une fibre optique .....	33
I.7.2.4.1. Diffusion Raman Stimulée (SRS) .....	33
I.7.2.4.2. Diffusion Brillouin Stimulée (SBS) .....	37
I.7.2.5. Auto-raïdissement .....	39
I.7.2.6. Mélange à quatre ondes (FWM) .....	40
I.7.2.7. Modulation de phase croisée (XPM) .....	42
I.8. Equation de Schrödinger Non Linéaire généralisée .....	43
<b>Chapitre II. Caractérisation d'impulsions ultra-courtes .....</b>	<b>45</b>
II.1. Autocorrélateur à génération de second harmonique .....	45
II.2. Autocorrélateur à génération de troisième harmonique .....	50
II.3. Triple autocorrélation .....	50
II.4. Mesure de la phase spectrale par filtrage de Fourier .....	51
II.5. Mesure directe de la phase spectrale optique (DOSPM) .....	53
II.6. Interférométrie de phase spectrale (SPIDER) .....	55
II.7. Interférométrie et système FROG (TADPOLE) .....	58
II.8. Temporal Information Via Intensity (TIVI) .....	59
II.9. Corrélation résolue en fréquence (FROG) .....	61
II.9.1. Principe .....	62
II.9.2. Algorithme de récupération des impulsions .....	65
II.9.2.1. Principe des projections généralisées .....	65
II.9.2.2. Schéma de l'algorithme itératif .....	67
II.9.3. Différentes configurations expérimentales .....	69
II.9.3.1. FROG à porte optique polarisante (PG-FROG) .....	69
II.9.3.2. FROG à génération de troisième harmonique (THG-FROG) .....	70
II.9.3.3. FROG à diffraction induite (SD-FROG) .....	71
II.9.3.4. FROG à génération de second harmonique (SHG-FROG) .....	72
II.9.3.4.1. Montage expérimental du SHG-FROG .....	73

II.9.3.5.	FROG à processus non linéaire fibré .....	75
II.9.3.5.1.	FROG à modulation de phase croisée (XPM-FROG).....	75
II.9.3.5.2.	FROG à mélange à quatre ondes (FWM-FROG).....	77
II.9.3.6.	FROG monocoup .....	78
II.9.3.6.1.	Principe général.....	78
II.9.3.6.2.	Simplification extrême : Dispositif GRENOUILLE .....	79
II.9.4.	Sensibilité du système SHG-FROG .....	82
II.9.4.1.	Dispositif expérimental .....	82
II.9.4.2.	Battement sinusoïdal à 160-GHz .....	83
II.9.4.3.	Train d'impulsions à 160-GHz.....	84
II.9.4.4.	Conclusion sur la sensibilité des systèmes FROG .....	86
<b>Chapitre III.</b>	<b>Génération d'impulsions à très haute cadence .....</b>	<b>89</b>
III.1.	Etat de l'art.....	90
III.1.1.	Instabilité Modulationnelle (IM).....	90
III.1.2.	Compression adiabatique d'un battement sinusoïdal .....	92
III.1.2.1.	Le soliton DDF : base de la compression adiabatique.....	92
III.1.2.2.	Fibre à dispersion décroissante.....	96
III.1.2.3.	Amplification Raman .....	99
III.1.2.4.	Profil de dispersion « Step-like » .....	103
III.1.2.5.	Profil de dispersion « Comblike » .....	105
III.1.3.	Multiplication du débit.....	108
III.1.3.1.	Effet Talbot.....	108
III.1.3.2.	Réalisation expérimentale d'une source à 320-GHz par effet Talbot.....	110
III.1.3.3.	Multiplexage temporel (OTDM).....	112
III.1.3.4.	Compression d'un soliton d'ordre supérieur.....	113
III.1.3.5.	Diverses méthodes .....	116
III.2.	Mélange à quatre ondes multiple .....	117
III.2.1.	Modèle à quatre modes .....	118
III.2.2.	Simulations numériques.....	119
III.2.3.	Suppression de l'effet de diffusion Brillouin stimulée .....	122
III.2.4.	Résultats expérimentaux.....	122
III.2.5.	Conclusions et perspectives .....	125
<b>Chapitre IV.</b>	<b>Caractérisation de fibre par Instabilité Modulationnelle .....</b>	<b>127</b>
IV.1.	Etude en puissance .....	128
IV.2.	Vérification du modèle .....	131
IV.3.	Etude en longueur d'onde .....	132
IV.4.	Mesure du zéro de dispersion par mélange à quatre ondes .....	133
IV.5.	Conclusion .....	135
<b>Chapitre V.</b>	<b>Optimisation de lignes à ultra-haut débit gérées en dispersion... 137</b>	
V.1.	Introduction.....	137
V.2.	<b>Conception de ligne à gestion de la dispersion dense.....</b>	<b>140</b>
V.2.1.	Principe de la méthode ADM .....	140
V.2.2.	Conception du système A4DM .....	142
V.2.2.1.	Calcul du premier motif de dispersion .....	143
V.2.2.2.	Calcul des autres motifs de dispersion.....	147
V.2.3.	Conception du système ADM équivalent .....	149

V.2.4.	Simulations numériques du système ADM .....	151
V.2.4.1.	Principe .....	151
V.2.4.2.	Résultats .....	153
V.2.5.	Mise en place expérimentale du système ADM.....	155
V.2.5.1.	Principe de la boucle à recirculation .....	155
V.2.5.2.	Réglage des acousto-optiques .....	156
V.2.5.3.	Mise en place de la boucle à recirculation .....	158
V.2.5.3.1.	Compensation du système de réception .....	160
V.2.5.3.2.	Compensation de la dispersion d'ordre 3 .....	160
V.2.5.3.3.	Optimisation de la dispersion d'ordre 2 .....	163
V.2.6.	Propagation au sein de la boucle à recirculation ADM .....	164
V.2.6.1.	Décalage fréquentiel du filtre .....	164
V.2.6.2.	Mise en évidence d'un régime solitonique.....	165
V.2.6.3.	Résultats de propagation .....	166
V.2.6.4.	Conclusions et perspectives .....	170
<b>V.3.</b>	<b>Optimisation de ligne à gestion de la dispersion classique .....</b>	<b>173</b>
V.3.1.	Introduction .....	173
V.3.2.	Maps asymétriques et symétriques .....	176
V.3.3.	Simulations numériques.....	178
V.3.3.1.	Influence de la puissance moyenne .....	179
V.3.3.2.	Influence du gain des amplificateurs .....	183
V.3.3.3.	Influence de la largeur du filtre .....	184
V.3.3.4.	Influence de la PMD .....	185
V.3.3.5.	Conclusion.....	185
V.3.4.	Mise en place expérimentale .....	186
V.3.4.1.	Dispositifs expérimentaux .....	186
V.3.4.2.	Compensation de la dispersion d'ordre 3 .....	187
V.3.4.3.	Optimisation de la dispersion d'ordre 2 .....	188
V.3.4.4.	Etude en puissance .....	189
V.3.4.5.	Résultats de propagation .....	190
V.3.4.6.	Conclusion : comparaison map symétrique/map ADM.....	191
<b>V.4.</b>	<b>Régénération tout optique : NOLM.....</b>	<b>193</b>
V.4.1.	Principe .....	193
V.4.2.	Mise en place expérimentale .....	196
V.4.3.	Fonction de transfert expérimentale.....	197
V.4.4.	Test sur la source à 160-GHz .....	199
V.4.5.	Résultats de propagation sur la map asymétrique .....	201
V.4.6.	Conclusions et perspectives .....	202
<b>Conclusion .....</b>	<b>203</b>	
<b>Liste des publications .....</b>	<b>207</b>	
<b>Références.....</b>	<b>209</b>	





# Introduction

*L'intelligence sans celle du cœur, ce n'est que de la logique et ce n'est pas grand-chose.*

*Marc Levi*

De tout temps, l'histoire nous a montré que nos capacités à communiquer à distance ont une influence considérable sur l'évolution de notre société. La démocratisation actuellement galopante d'Internet et de ses outils informatiques n'a d'ailleurs jamais donné une aussi grande véracité à ce postulat. Il me plaît donc de rappeler aux étudiants et aux différents groupes scolaires que j'ai eu l'occasion de rencontrer au cours de ces trois années de thèse que l'homme ne s'est pas réveillé un jour avec une fibre optique sous son oreiller accompagnée de son manuel d'instruction. En effet, le cheminement qui nous amène aujourd'hui à parler d'autoroute de l'information fut long et parsemé d'un bon nombre de chercheurs qui, même s'ils ne portaient pas tous une barbe et des cheveux gris, ont tout de même contribué à tisser cette toile cybernétique qui relie aujourd'hui Moscou, Paris ou New York en une fraction de seconde.

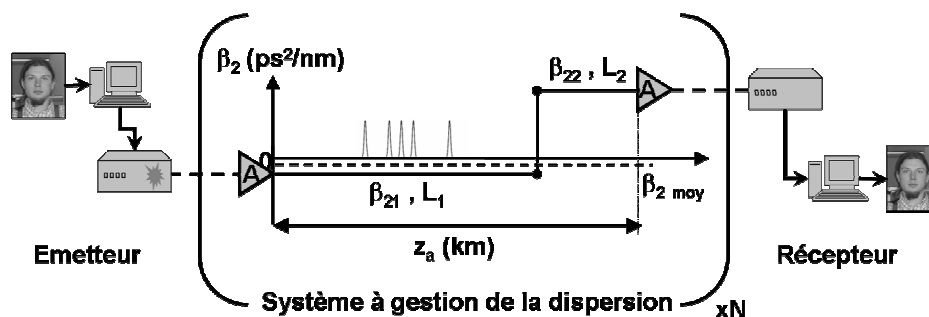
Si nous pouvons considérer que les cordes vocales et les mains constituent les premiers instruments de communication à distance, ils n'en dépendent pas moins de l'acuité visuelle ou auditive de leur interlocuteur, autrement dit de la sensibilité du récepteur. Ces instruments ne sont efficaces que sur une distance relativement courte et il apparaît donc relativement difficile de pouvoir les considérer comme le point de départ des recherches sur les télécommunications par fibres optiques. L'utilisation du tam-tam chez nos ancêtres du continent africain, ou encore des signaux de fumée chez nos homologues amérindiens, semble plus indiquer le début d'un réel développement de réseau de communication. Mais là encore, la portée de tels systèmes est soumise à la qualité du récepteur et est fortement conditionnée par l'environnement et le rapport signal à bruit qui en découle, notamment par temps d'orage. Il faudra donc attendre de très longues années pour que notre manière de communiquer se voit fondamentalement révolutionnée à travers l'invention d'un célèbre code par Samuel Morse en 1835, puis du téléphone par Graham Bell en 1876. En effet, grâce à un réseau de câbles électriques, la portée du système devenait soudainement beaucoup plus importante et surtout indépendante des conditions climatiques. Le concept de réseau de télécommunication par câble était né mais le taux de transfert d'informations était encore limité par la faible bande passante, la forte atténuation et le caractère analogique du système. Parallèlement à cette technologie câblée, la technologie air libre connu de réels progrès à partir de 1885 grâce aux communications par ondes Hertziennes qui possèdent l'avantage, ou l'inconvénient, de relier l'ensemble d'une population sans condition d'accès à un réseau câblé, tout en



étant quasiment insensibles aux aléas météorologiques. Les télécommunications par ondes Hertziennes ont alors vu leur apogée dans les années 90 avec le lancement de la télévision par satellite mais surtout avec le lancement de la téléphonie mobile qui a bouleversé de manière considérable notre vision du téléphone. Bien que la bande passante des télécommunications par ondes Hertziennes soit très inférieure à celle d'une fibre optique (10-GHz contre plusieurs THz), les télécommunications par satellite restent à l'heure actuelle en sévère compétition avec la fibre optique et sont même devenues le moteur de l'économie des opérateurs de télécommunication.

Le point de départ des télécommunications par fibres optiques est sans aucun doute l'invention et le développement dans les années 60 des LASERS [1] qui, par leur compacité, leur quasi monochromatisme et leur forte puissance, possèdent l'avantage de pouvoir être injectés au sein d'un guide d'onde. La course au toujours plus loin était alors lancée et ne devait jamais connaître de fin. La fibre optique, telle que nous l'utilisons actuellement, est le fruit d'une recherche intensive sur de nouveaux guides d'onde faiblement dissipatifs. Grâce à des progrès rapides de chimie, des coefficients de pertes très faibles de l'ordre de 0.2dB/km autour de 1550nm furent atteints dans les années 70, portant ainsi à 95% la quantité de lumière acheminée après 1km de propagation. Parallèlement, la découverte théorique du soliton optique en 1973 par Hasegawa et Tappert [2], puis de son observation expérimentale en 1980 par Mollenauer et ses collaborateurs [3] sont des points marquants de l'histoire des Télécoms. En effet, les chercheurs et les industriels étaient dès lors capables de faire propager une impulsion sans déformation à la vitesse de la lumière, sur de très longues distances et avec une large bande passante. La porte au transport d'informations sous forme optique et binaire était enfoncée et ce fut le point de départ de la course au débit qui engendra des progrès pharaoniques en à peine 20 ans.

D'une manière générale, un système de transmission d'informations par fibres optiques se présente de la façon suivante :



Une information initiale, par exemple une photo, un film, un e-mail ou un mp3... est tout d'abord convertie sous forme électrique et numérique en séquences de bits 1 et 0. Ces séries de 1 et de 0 sont ensuite transcrites sous forme optique grâce à une source laser modulée. Les séquences d'impulsions optiques ainsi formées se propagent alors au sein d'un système géré en dispersion. Ce système est constitué de N périodes d'amplification ( $z_a=L_1+L_2$ , typiquement une centaine de kilomètres) à la fin

desquelles un amplificateur (A) compense les pertes occasionnées par le système. Finalement, et après une propagation sur plusieurs centaines de kilomètres, l'information est retraduite sous forme électrique par un photo-récepteur puis reproduite à l'identique.

Si dès le départ, les pertes étaient relativement peu élevées, les transmissions longues distances, en particulier trans-océaniques, étaient encore interdites par les pertes trop importantes occasionnées par une propagation sur un grand nombre de kilomètres. En effet, au bout de 150km de propagation, le signal initial se trouvait atténué d'un facteur 1000. C'est donc au début des années 90 que la commercialisation des célèbres amplificateurs à fibre dopée Erbium brisa les limites fixées jusqu'alors par l'atténuation. Les débits et les performances établis dans les laboratoires de recherche augmentèrent alors très rapidement poussés par l'arrivée et le développement fulgurant d'Internet. Or, à vouloir compacter toujours plus d'informations dans un même laps de temps, il devient inéluctable de réduire la durée des impulsions et par conséquent, à énergie égale, d'augmenter leur puissance crête. Apparurent alors de nouveaux effets jusque là inconnus ou négligés : le soliton devenant trop sensible à la gigue temporelle [4], le soliton à gestion de la dispersion fit son apparition [5]. Il fallut alors combattre successivement la dispersion chromatique d'ordre 2 puis d'ordre 3, limiter ensuite les effets non linéaires tout en respectant le rapport signal à bruit ou encore s'affranchir de la dispersion des modes de polarisation. Ces progrès pharaoniques engendrèrent finalement dans les années 2000 des performances à des débits de l'ordre de 40-Gb/s et jusqu'à 100 canaux [6], ce qui représente pour des communications téléphoniques à 64-kb/s, 60 millions d'appels simultanés. Une question jusque là ignorée et pourtant cruciale se posa alors : avons-nous vraiment besoin de passer simultanément 60 millions de coups de téléphone sur la même fibre optique ? Si nos ancêtres se servaient exclusivement de leur moyen de communication pour transmettre des messages d'alerte, nos industriels envisageaient plutôt Internet et ses nouveaux moyens de communication comme un loisir ou un divertissement, et par conséquent comme une source potentiellement inépuisable et extrêmement lucrative. Les investissements en matière de recherche furent donc colossaux dans les années 90. Malheureusement ou heureusement, nous n'eûmes pas besoin des 60 millions d'appels téléphoniques simultanés. La demande en matière de débit ne fut pas celle escomptée et ce que tout le monde avait appelé la bulle Internet éclata alors en 2000, entraînant dans sa chute bon nombre de start-ups et de petits opérateurs. Les grands opérateurs changèrent alors de stratégie et abandonnèrent le très haut débit pour se concentrer sur la réduction du coût du bit des systèmes déjà existants (10 voire 40-Gb/s) en se demandant si le 40-Gb/s, déjà près au sein des laboratoires, en sortirait un jour. Cette situation économiquement morose permit alors à des universitaires et à des groupes plus modestes en budget de tenir leur place aux côtés d'industriels dans le cercle jusque là très restreint des Télécoms, et en particulier dans le créneau de l'ultra-haut débit. C'est donc dans ce contexte que j'ai réalisé ce travail de thèse de 2001 à 2004 dans

l'équipe Solitons et Communications Optiques au sein du Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne. Le sujet de thèse qui m'a été confié par le professeur Guy Millot s'inscrit donc dans le contexte général des télécommunications par fibres optiques à ultra-haut débit et s'intitule « propagation d'impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion ».

La problématique en est la suivante : qu'est ce qui limite aujourd'hui les transmissions à ultra-haut débit ? Question difficile puisque quasiment tous les effets sont connus et relativement bien maîtrisés. Si les pertes, la dispersion d'ordre 2 ou d'ordre 3 sont des effets linéaires et totalement maîtrisés, reste le bruit optique, déjà réduit par la découverte de l'amplification Raman et enfin la dispersion des modes de polarisation fortement diminuée sur les nouveaux types de fibres et voire compensée en fin de transmission. Il reste néanmoins les effets non linéaires et toutes les interactions possibles qui peuvent venir s'ajouter avec les effets cités précédemment. Les effets non linéaires trouvent leurs origines au sein même de la matière et dépendent exclusivement des impulsions optiques injectées dans la fibre ; ils ne peuvent par conséquent être compensés par un quelconque dispositif. L'enjeu est donc de construire des systèmes qui, comme un soliton contrebalçant la dispersion chromatique par les effets non linéaires, procurent un certain équilibre aux impulsions optiques à travers les différents effets accompagnant leur propagation. D'autre part, l'électronique pose de grosses difficultés expérimentales pour des cadences supérieures au GHz et est actuellement limitée en bande passante à 40-GHz, le ultra-haut débit reste donc un défi majeur en terme de génération et de caractérisation des impulsions optiques. Nous tenterons donc à travers ce mémoire de donner au lecteur quelques pistes qui, nous osons l'espérer, contribueront aux progrès des transmissions par fibres optiques à ultra-haut débit et aideront à mieux comprendre ces effets encore non maîtrisés.

La réalisation de ce projet a comporté trois étapes clés qui seront décrites dans la suite de ce mémoire grâce à une concaténation de cinq chapitres organisée de la façon suivante :

L'ambition du premier chapitre est de présenter quelques généralités sur la propagation de la lumière dans les fibres optiques. Nous introduirons au lecteur les briques essentielles à la construction de ce mémoire, notamment l'équation de Schrödinger non linéaire qui gouverne l'évolution du champ électrique lors de sa propagation dans une fibre optique ainsi que les différents phénomènes physiques qui lui sont associés [7, 8].

Le second chapitre de ce mémoire sera entièrement voué à la caractérisation d'événements optiques ultra-brefs. En effet, la bande passante de l'appareillage électronique étant limitée à environ 40-GHz, il est à l'heure actuelle impossible, d'observer ou de caractériser directement des impulsions dont la fréquence de répétition dépasse 40-GHz. D'autre part, l'accès au profil d'intensité et à la phase des impulsions dans des gammes de puissances propres au domaine Télécom est devenu un enjeu majeur pour la compréhension des phénomènes physiques qui accompagnent la propagation mais aussi pour

l'optimisation des sources et des lignes Télécoms. La première partie de ce chapitre se verra donc consacrée à la description de l'état de l'art sur les différentes techniques permettant la caractérisation de trains d'impulsions à très haute cadence en insistant sur leurs avantages et leurs inconvénients respectifs. Dans une deuxième partie, nous exposerons le choix du dispositif SHG-FROG (Frequency Resolved Optical Gating à génération de second harmonique) pour la caractérisation des impulsions générées à 160-GHz, son principe ainsi que le dispositif expérimental. Après avoir insisté sur le principe d'autocorrélation résolue en fréquence, nous décrirons la procédure itérative qui permet la récupération de l'intensité et de la phase des impulsions tout en insistant, à travers un exemple de caractérisation, sur la vérification et la cohérence du champ retrouvé. Finalement, nous présenterons une étude approfondie sur la sensibilité du montage SHG-FROG qui nous a permis de démontrer qu'un tel dispositif pouvait s'avérer être un outil puissant de détection pour des applications Télécoms à très haut débit.

Le troisième chapitre sera essentiellement consacré à la mise en place d'une source d'impulsions capable de délivrer des impulsions picosecondes en limite de Fourier, à une cadence de 160-GHz et à 1550nm. En effet, les technologies actuelles en matière d'électronique ainsi que les méthodes classiques de modulation ne permettent pas de générer des impulsions picosecondes dont la fréquence de répétition dépasse 40-GHz. L'ambition de la première partie de ce chapitre sera donc de donner au lecteur une vue d'ensemble non exhaustive des différentes technologies susceptibles d'être utilisées pour générer notre train d'impulsions à 160-GHz, tout en insistant sur les principaux avantages et défauts de chacune d'entre elles. Ceci nous amènera ensuite à justifier notre choix et à décrire la technique de compression d'un battement sinusoïdal par mélange à quatre ondes multiple. Nous décrirons donc les étapes de faisabilité et d'optimisation de la source impulsionnelle à 160-GHz qui ont été réalisées à partir de simulations numériques basées sur la résolution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire. Nous nous attacherons ensuite à développer l'étape de réalisation qui verra successivement la suppression de la rétro-diffusion de type Brillouin, la mise en place expérimentale de la source à 160-GHz et enfin la caractérisation SHG-FROG du train d'impulsions ainsi généré. Nous verrons finalement que cette technique de compression nous a permis de générer un train d'impulsions correctement séparées, d'une largeur à mi-hauteur de 1.27ps, sans piédestal, en limite de Fourier, à une cadence de 160-GHz et centré autour de 1550nm.

Afin de corrélérer au maximum les résultats théoriques et expérimentaux décrits dans le chapitre 3, nous donnerons au lecteur à travers le chapitre 4 les principaux aspects de la mise en place d'un banc de caractérisation de fibre optique basé sur le phénomène d'instabilité modulationnelle (IM). En effet, les courbes de gain d'instabilité modulationnelle dépendant exclusivement des paramètres de la fibre et de la puissance injectée, l'enregistrement de ces courbes expérimentales en fonction de la puissance et de la longueur d'onde nous a alors permis de déterminer la dispersion et le coefficient non linéaire des fibres

testées. Une étude supplémentaire sur l'efficacité du processus de mélange à quatre ondes au voisinage du zéro de dispersion nous conduira finalement à la détermination du zéro de dispersion des fibres testées.

Le cinquième et dernier chapitre de ce mémoire consiste en la réalisation de boucles à recirculation monocanales pour nos impulsions optiques ultra-courtes cadencées à 160-GHz. Ces boucles de fibres optiques, basées sur la technique maintenant bien établie de la gestion de la dispersion, représentent un tronçon d'une ligne réelle de transmission dans laquelle les impulsions sont réinjectées un certain nombre de fois afin de simuler la propagation des impulsions sur de grandes distances (plusieurs milliers de kilomètres). Ce dernier chapitre se subdivise en trois parties distinctes mais complémentaires puisque deux approches relativement différentes pour la conception des lignes de transmission à ultra-haut débit ont été envisagées et comparées, à savoir la gestion de la dispersion dense en vue d'applications trans-océaniques et la gestion de la dispersion classique pour des applications de type terrestre. Nous envisagerons finalement la possibilité de régénérer les impulsions au cours de leur propagation à travers une technologie de discrimination de puissance basée sur l'insertion au sein de la ligne d'une boucle à miroir non linéaire (NOLM).

Au terme de ce cheminement, le lecteur pourra apprécier la première mise en évidence expérimentale du phénomène de compression d'un battement sinusoïdal par mélange à quatre ondes multiple via la génération d'un train d'impulsions picosecondes cadencé à 160-GHz [9]. Nous aurons également démontré qu'un dispositif SHG-FROG construit sur la base de matériel standard peut s'avérer être un outil puissant pour la caractérisation en intensité et en phase de trains d'impulsions à très haute cadence dans des gammes de puissances compatibles avec des enjeux Télécoms [10]. Ce travail de thèse aura d'autre part nécessité la mise en place d'un banc de caractérisation de fibre optique par instabilité modulationnelle que nous bâtîmes également avec du matériel standard [11]. Finalement, nous aurons comparé diverses configurations de lignes de transmission basées notamment sur le concept de gestion de la dispersion dense pour des applications de type trans-océanique dont la mise œuvre expérimentale donna lieu à la meilleure performance de transmission monocanale à 160-GHz jamais réalisée (~900km) [12] et détenue jusqu'alors par Augé *et al.* avec une distance maximale de 480km à 160-Gb/s [13]. Nous avons ensuite comparé cette première ligne de transmission avec un système optimisé à gestion de la dispersion classique pour des applications de type terrestre en insistant sur leurs limitations respectives [12, 14]. Pour conclure, nous aurons donné au lecteur une perspective d'amélioration de ces systèmes par un dispositif de régénération des impulsions basé sur une boucle à miroir non linéaire.



# Chapitre I.

## Propagation de la lumière dans les fibres optiques

L'ambition de ce premier chapitre n'est pas de ré-établir la théorie de la propagation d'impulsions lumineuses au sein d'une fibre optique car il ne s'agirait alors que d'une pâle copie de la bible de l'optique non linéaire dans les fibres éditée par G. P. Agrawal [8]. Nous nous contenterons donc d'en rappeler les différents concepts et d'introduire les briques essentielles à la construction de ce mémoire.

### I.1. Introduction

La fibre optique est un guide d'onde diélectrique constitué essentiellement de silice fondue ( $\text{SiO}_2$ ). De manière générale et schématique, la Figure I-1(a) en illustre la structure grâce à un développement en trois dimensions. La fibre optique est constituée d'un cœur cylindrique de quelques  $\mu\text{m}$ , de diamètre  $a$  et d'indice optique  $n_c$ . Une gaine extérieure, d'un diamètre plus élevé  $b$  et d'indice  $n_g$ , enrobe le cœur tandis qu'une gaine plastique de protection enveloppe le tout. Le guidage de la lumière dans le cœur de la fibre est assuré par réflexion totale à l'interface cœur-gaine et est obtenu lorsque l'indice de réfraction du cœur est supérieur à celui de la gaine optique. Le cœur et la gaine étant principalement constitués de silice fondue, la différence d'indice entre ces deux parties est obtenue par adjonction de dopants. Le Germanium ou le Phosphore permettent, par exemple, d'augmenter l'indice de la silice fondue et seront donc introduits dans la partie centrale de la fibre tandis que l'addition de Fluor, qui permet de diminuer l'indice du verre, sera préférentiellement employée pour former la gaine. La Figure I-1(b) montre, par exemple, l'évolution du profil d'indice sur une section transverse d'une fibre optique dite « à saut d'indice ». L'indice est constant et homogène dans le cœur et la gaine de la fibre mais varie de manière discontinue à leur interface. Ces fibres se distinguent de celles dites « à gradient d'indice » dans lesquelles, l'indice décroît de manière continue du centre jusqu'à l'interface cœur-gaine. Pour des fibres à saut d'indice, qui sont les fibres les plus répandues dans le domaine des Télécoms, le guidage est obtenu pour une différence d'indice entre le cœur et la gaine aussi petite que  $\sim 10^{-3}$ .

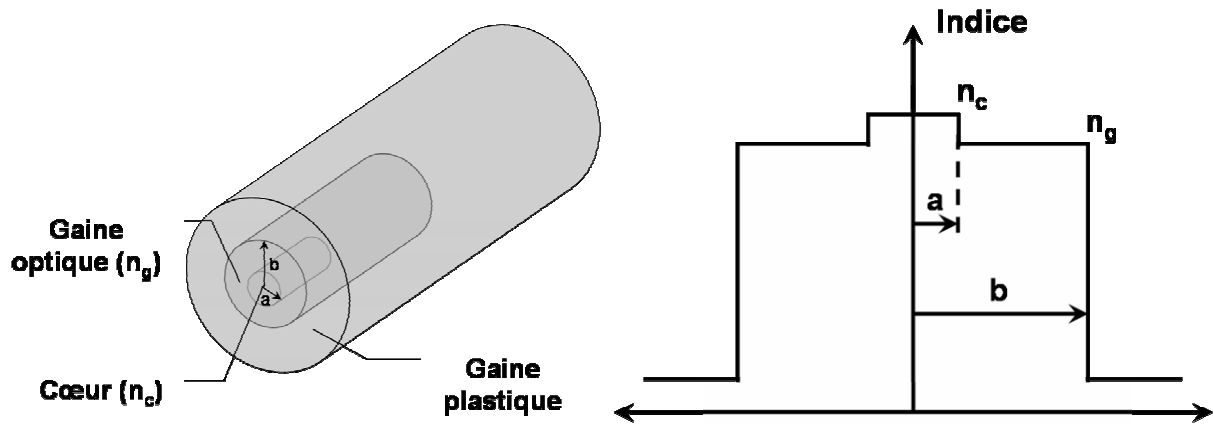


Figure I-1 (a) Développement en 3 dimensions de la structure d'une fibre optique (b) Evolution transverse de l'indice de réfraction dans une fibre optique à saut d'indice.

## I.2. Pertes optiques

La transmission de la lumière par fibres optiques exploite le principe de réflexion totale à l'interface cœur-gaine. Bien que les technologies actuelles permettent de minimiser au mieux les pertes liées au guidage, il existe inévitablement des pertes intrinsèques dues à la diffusion Rayleigh de la lumière par la silice [8]. Si une puissance  $P_0$  est injectée au sein d'une fibre optique de longueur  $L$ , la puissance effectivement transmise  $P_T$  s'exprimera par [8] :

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha_L L), \quad (1.1)$$

où  $\alpha_L$  désigne le coefficient de perte linéique de la fibre en  $\text{km}^{-1}$ .

Mais le coefficient  $\alpha_L$  est en général exprimé en décibel par kilomètre (dB/km) et est donné par [8] :

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_T}{P_0}\right) = 4.343\alpha_L \quad (1.2)$$

La limite fondamentale des pertes optiques est en fait imposée par la diffusion de Rayleigh qui décroît avec la longueur d'onde en  $1/\lambda^4$  [8]. La fibre n'étant pas fabriquée de manière parfaite, il résulte du processus de fabrication des variations locales de l'indice de réfraction qui diffuse alors la lumière dans toutes les directions [8]. D'autres facteurs peuvent finalement contribuer aux pertes intrinsèques de la fibre. La présence d'ions  $\text{OH}^-$  due au processus de fabrication représente des impuretés qui sont responsables d'un pic d'absorption autour de 1400nm. Diverses résonances, ou tout simplement la courbure de la fibre, peuvent également contribuer à augmenter les pertes dans la fibre. Les pertes intrinsèques atteignent toutefois un minimum de 0.2dB/km centré autour de la longueur d'onde de 1550nm qui a donc été choisie pour transmettre les informations sur de longues distances.

### I.3. Dispersion chromatique

Lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un matériau diélectrique, elle interagit avec les électrons liés à ce matériau. La dispersion chromatique exprime alors le fait que la réponse de ce milieu, et en particulier son indice de réfraction  $n(\omega)$ , dépende de la fréquence de l'onde incidente. Loin des fréquences de résonance du matériau, la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de la pulsation peut être évaluée avec une bonne approximation grâce aux équations de Sellmeier données par [8] :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2}, \quad (1.3)$$

où  $\omega_j$ ,  $\lambda_j$  et  $B_j$  représentent respectivement la pulsation, la longueur d'onde dans le vide et l'amplitude de la  $j^{\text{ième}}$  résonance. Comme le montre l'équation (1.3), la somme s'étend sur toutes les fréquences de résonance du matériau considéré et correspond, pour une fibre optique en silice dans la plage de longueur d'onde 500-1600nm, à une somme de trois termes ( $m=3$ ) définie par les trois résonances suivantes [8] :

m	$\lambda_j$ (nm)	$B_j$
1	68.4043	0.6961663
2	116.2414	0.4079426
3	9896.161	0.8974794

Comme la vitesse de propagation d'une onde monochromatique dans un milieu d'indice  $n(\omega)$  est donnée par  $c/n(\omega)$  (avec  $c$  : célérité de la lumière dans le vide), une impulsion lumineuse composée de plusieurs composantes spectrales et voyageant au sein d'une fibre optique verra ses composantes spectrales se propager à des vitesses différentes pour finalement engendrer un étalement de l'impulsion. Nous voyons donc ici les conséquences dramatiques que peut avoir la dispersion chromatique sur un système de transmission d'informations par fibres optiques et l'intérêt immédiat pour les Télécoms de trouver le moyen de s'en affranchir. Traditionnellement, la communauté scientifique rend compte des effets de dispersion en développant la constante de propagation  $\beta(\omega)$  en série de Taylor autour de la fréquence de la porteuse  $\omega_0$  suivant [8] :

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) = \beta_0 + \beta_1 (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3 (\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (1.4)$$

où  $\beta_0 = \beta(\omega_0)$  et  $\beta_m = \left( \frac{\partial^m \beta}{\partial \omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$  pour  $m=1, 2 \dots$



Le lecteur pourra remarquer que les paramètres  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont des quantités physiques intuitives dans le sens où  $\beta_1$  traduit simplement la vitesse à laquelle l'énergie de l'impulsion se propage. En effet, le paramètre  $\beta_1$  correspond à l'inverse de la vitesse de groupe  $v_g$  et s'exprime par [8] :

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \right). \quad (1.5)$$

Quant au coefficient  $\beta_2$ , il représente la dépendance de la vitesse de propagation de l'énergie vis-à-vis de la fréquence de l'onde. Il est le paramètre de dispersion chromatique d'ordre 2, donnée constructeur essentielle pour la caractérisation des fibres optiques et indispensable pour les ingénieurs concepteurs des systèmes Télécoms.  $\beta_2$  s'exprime en  $\text{ps}^2/\text{nm}$  et est donné par [8] :

$$\beta_2 = \frac{\partial \beta_1}{\partial \omega} = -\frac{1}{v_g^2} \frac{\partial v_g}{\partial \omega}. \quad (1.6)$$

$\beta_2$  traduisant la variation de la vitesse de groupe vis-à-vis de la fréquence, il est communément appelé coefficient de dispersion de la vitesse de groupe (GVD). Cependant, la communauté scientifique des Télécoms lui préfère volontiers le paramètre  $D$  qui s'exprime en  $\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}$  et qui remplace souvent  $\beta_2$  dans la littérature. Les deux paramètres sont simplement reliés par [8] :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (1.7)$$

D'une manière générale,  $D$  est la somme de deux contributions : la dispersion chromatique du matériau  $D_m$  et la dispersion du guide  $D_g$  [8]. Pour la silice pure, la dispersion  $D_m$  s'annule au voisinage d'une longueur d'onde de  $1.27\mu\text{m}$  tandis que  $D_g$  dépend essentiellement des caractéristiques géométriques de la fibre optique. Cependant, la contribution du guide ne décale que très légèrement la longueur d'onde de dispersion nulle  $\lambda_0$  qui se situe en générale autour de  $1.3\mu\text{m}$  pour des fibres standards à saut d'indice [8]. La longueur d'onde de dispersion nulle permet alors de définir deux régimes de propagation séparés par  $\lambda_0$ . Le premier régime de dispersion est qualifié d'anormal ( $D > 0$ ), les composantes spectrales de plus basse fréquence se propagent alors plus vite que les composantes de haute fréquence et ce inversement pour le deuxième régime, qualifié de normal et pour lequel  $D < 0$ . Cette valeur de  $\lambda_0$  peut aisément être modifiée en jouant sur la nature et la quantité des dopants (par exemple  $\text{GeO}_2$  ou  $\text{P}_2\text{O}_5$ ) introduits au sein de la fibre lors de sa fabrication, mais également en jouant sur le profil d'indice de la fibre [8]. En conséquence, les connaissances scientifiques et technologiques actuelles permettent en fait aux industriels de pouvoir disposer d'une gamme très complète de fibres optiques qui les autorise à imaginer des systèmes Télécoms comportant aussi bien des fibres à dispersion nulle, positive ou négative, mais également de pouvoir choisir le signe de la pente de dispersion [8]. Le tableau suivant

rassemble quelques exemples de fibres optiques standards aux caractéristiques variées à 1550nm. Il illustre parfaitement la grande diversité qu'offrent actuellement les industriels en matière de fibres optiques.

Fibre @ 1550nm	D (ps/km.nm)	S (ps/km.nm <sup>2</sup> )	Pertes (dB/km)	Aire effective (μm <sup>2</sup> )
DSF	0	0.09	0.22	55
NZ-DSF	[-6 ;+6]	0.07	0.22	55
LEAF™	4.2	0.085	0.22	72
Teralight™ (TL)	8	0.058	0.2	60
SMF-28	17	0.07	0.2	80
Reverse-TL	-16	-0.116	0.28	25
RDF	-25	-0.11	0.35	25
DCF	-90	-0.45	0.6	20

*Acronymes utilisés : DSF : Dispersion Shifted Fiber, NZ-DSF : Non Zero Dispersion Shifted Fiber, LEAF : Large Effective Area Fiber, SMF : Single Mode Fiber, RDF : Reverse Dispersion Fiber, DCF : Dispersion Compensating Fiber.*

Un deuxième paramètre important pour les concepteurs de systèmes Télécoms est la pente de la dispersion,  $S$  qui s'exprime en ps/km.nm<sup>2</sup>.  $S$  souligne la dépendance de  $D$  vis-à-vis de la longueur d'onde et est définie par [8] :

$$S = \frac{\partial D}{\partial \lambda}. \quad (1.8)$$

Ce paramètre correspond à la dispersion chromatique d'ordre 3 (TOD) et représente, sous une autre forme, le paramètre  $\beta_3$  de l'équation (1.4). Cet effet se traduit par le fait que la dispersion chromatique d'ordre 2 varie le long du spectre des impulsions et que, par conséquent, chacune des composantes spectrales voient un coefficient de GVD différent [8]. La dispersion chromatique d'ordre 3 est un effet d'ordre supérieur qui peut être observé pour des impulsions ayant un spectre très large, en particulier pour les impulsions ultra-courtes dont la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) est inférieure à 1ps [8].

#### I.4. Effet Kerr optique

Lorsqu'une onde lumineuse se propage dans un milieu diélectrique, le champ électrique incident induit un déplacement des charges et une polarisation au sein de ce matériau [8, 15]. Si ce champ est de faible intensité devant le champ atomique du matériau et suffisamment éloigné de ses fréquences de

résonances, la réponse du milieu se traduit alors par une réponse proportionnelle au champ incident. Nous sommes alors en présence d'une réponse linéaire, c'est-à-dire que la polarisation induite par le champ extérieur possède la même fréquence que le champ qui lui a donné naissance avec une amplitude qui lui est proportionnelle.

La nature aimant la complexité, la plupart des phénomènes observables peuvent être qualifiés de non linéaires pour peu que leur origine soit suffisamment importante. Dans le cas d'une onde lumineuse, si l'amplitude du champ incident devient trop importante, la réponse du matériau n'est alors plus simplement proportionnelle au champ initial mais fait intervenir différents harmoniques et sera donc qualifiée de non linéaire [8, 15].

En supposant que la fibre soit isotrope et que le champ électrique initial  $E$  soit polarisé rectilignement, la polarisation résultant de l'interaction onde-matière peut alors s'exprimer sous la forme d'un développement en série de puissance de  $E$ . Cette série est généralement vue comme la somme de deux contributions : un premier terme dit linéaire  $P_L$ , car proportionnel au champ incident, et un deuxième terme qualifié de non linéaire  $P_{NL}$ , car proportionnel à des ordres supérieurs de  $E$ . La polarisation prend finalement la forme suivante [8, 15] :

$$P = P_L + P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E + \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi^{(3)} |E|^2 E + \dots, \quad (1.9)$$

où  $\chi^{(1)}$  et  $\chi^{(3)}$  sont respectivement les tenseurs de susceptibilité d'ordre 1 et 3 de la silice fondue. Le lecteur remarquera l'absence du tenseur de susceptibilité d'ordre 2  $\chi^{(2)}$  dans l'équation (1.9). En effet, la fibre optique étant composée de silice fondue sous forme d'un verre amorphe, il n'existe pas de direction privilégiée d'orientation des molécules. Par conséquent, les tenseurs de susceptibilité microscopiques d'ordre 2 sont dirigés aléatoirement et se compensent en moyenne, ce qui annule le tenseur de susceptibilité macroscopique  $\chi^{(2)}$ . Finalement, dans une fibre optique homogène, le tenseur de susceptibilité d'ordre 3  $\chi^{(3)}$  sera à l'origine des effets non linéaires de plus petit ordre.

Afin de mettre en évidence les parties linéaires et non linéaires de la relation (1.9), transformons celle-ci sous la forme suivante :

$$P = \varepsilon_0 \left[ \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} \right] E, \quad (1.10)$$

Avec :

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi^{(3)} |E|^2, \quad (1.11)$$

Sachant que la polarisation et l'indice de réfraction sont étroitement liés par la relation de Maxwell suivante :

$$D = n^2 E = \varepsilon_0 E + P, \quad (1.12)$$

Nous en déduisons, qu'à une pulsation donnée, l'indice de réfraction  $n$  est donné par :

$$n^2 = 1 + \chi^{(1)} + \varepsilon_{NL} = (n_0 + \Delta n_{NL})^2 \approx n_0^2 + 2n_0 \Delta n_{NL}, \quad (1.13)$$

En posant  $n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$ , il vient finalement, qu'à une pulsation  $\omega$  donnée [8, 15] :

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (1.14)$$

où  $n_2$  représente le coefficient d'indice de réfraction non linéaire donné par :

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \chi^{(3)}. \quad (1.15)$$

Nous pouvons clairement voir dans l'équation (1.14) que la partie linéaire de la polarisation est responsable de la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de la fréquence, tandis que la partie non linéaire engendre une dépendance de l'indice vis-à-vis de l'intensité  $I$ , phénomène connu sous le nom d'effet Kerr optique [8, 15].

Sachant que  $I = a|E|^2$  avec  $a = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n_0$ , l'indice de réfraction peut être réécrit de la façon suivante :

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2^I I, \quad (1.16)$$

avec  $n_2^I = n_2 / a$ .

Pour une fibre standard Télécom,  $n_2^I$  vaut typiquement de  $2.3$  à  $2.7 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$  [8, 16-20]. Pour une intensité incidente de  $1 \text{GW}/\text{cm}^2$ ,  $\Delta n_{NL}$  vaudra donc environ  $2.5 \times 10^{-7}$ , ce qui reste beaucoup plus faible devant  $n_0 \approx 1.45$  pour la silice fondue.

L'effet Kerr optique ou la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de l'intensité est finalement responsable de bon nombre d'effets que nous détaillerons par la suite, comme l'auto-modulation de phase, la modulation de phase croisée, le mélange à quatre ondes, l'instabilité modulationnelle ou encore l'existence d'impulsions solitoniques [8, 15].

## I.5. Equation de propagation de Schrödinger Non Linéaire

La propagation de la lumière dans une fibre optique peut être décrite analytiquement par l'équation de Schrödinger non linéaire (NLS) [8]. Comme nous le verrons, cette célèbre équation peut, sous certaines conditions, devenir analytiquement soluble mais elle permet surtout une résolution numérique des

problèmes de propagation à l'aide d'un ordinateur. L'avantage de cette résolution numérique est qu'elle permet alors une bonne compréhension des différents phénomènes résultant de la propagation.

Supposons une impulsion lumineuse se propageant dans une fibre optique suivant la direction  $z$  et possédant un champ électrique  $E(z,t)$  dont l'enveloppe est  $A(z,t)$ . Notons  $\omega_0$  la fréquence de sa porteuse et  $\beta_0$  sa constante de propagation. L'impulsion s'écrit donc :

$$E(z,t) = A(z,t) \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)], \quad (1.17)$$

Nous supposons ici que l'enveloppe  $A(z,t)$  varie lentement dans l'espace et dans le temps devant la porteuse  $\omega_0$ . Sous cette condition, le spectre de l'impulsion ainsi que l'ensemble de ses nombres d'onde sont alors respectivement centrés autour, et proches de  $\omega_0$  et  $\beta_0$  de sorte que, nous puissions développer le nombre d'onde en série de Taylor autour de  $\beta_0$  suivant [8, 15] :

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega) = \beta_0 + \left( \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \left( \frac{\partial \beta}{\partial |A|^2} \right)_{|A|=0} |A|^2 + \dots (1.18)$$

En posant  $B = \beta - \beta_0$ ,  $\Omega = \omega - \omega_0$ ,  $\beta_1 = \left( \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \right)_{\omega_0}$  inverse de la vitesse de groupe  $v_g$  et

$\beta_2 = \left( \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0}$  coefficient de GVD à  $\omega_0$ , nous pouvons réécrire l'équation précédente en une relation de dispersion non linéaire de l'enveloppe comme suit [8, 15] :

$$B = \beta_1 \Omega + \frac{1}{2} \beta_2 \Omega^2 + Q |A|^2, \quad (1.19)$$

où  $Q = \left( \frac{\partial \beta}{\partial |A|^2} \right)_{|A|=0}$  représente le coefficient de non linéarité qui s'exprime, d'après l'équation (1.14)

et sachant que  $\beta(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)$  :  $Q = n_2 \frac{\omega}{c}$ .

D'autre part, en utilisant la transformée de Fourier (TF) pour qui  $B$  équivaut à l'opérateur spatial  $-i\partial/\partial z$  et  $\Omega$  à l'opérateur temporel  $i\partial/\partial t$ , et en appliquant l'équation (1.19) à  $A$ , nous obtenons l'équation suivante :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + i \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + Q |A|^2 A = 0, \quad (1.20)$$

Finalement, en utilisant un système de coordonnées qui se déplace à la vitesse de groupe  $v_g = 1/\beta_1$ , c'est-à-dire pour lequel  $t = t - \beta_1 z$  et en utilisant la notation conventionnelle du terme non linéaire suivant laquelle  $\gamma |A|^2$  s'exprime en  $m^{-1}$  avec  $\gamma$  coefficient Kerr non linéaire de la fibre donné par

$\gamma = Q = \frac{n_2' \omega_0}{c A_{eff}}$  où  $A_{eff}$  est l'aire effective de la fibre optique qui tient compte de la variation de l'intensité le long de la section transverse de celle-ci grâce à la distribution  $F(x,y)$  du mode de propagation,  $A_{eff}$  est définie par [8] :

$$A_{eff} = \frac{\left( \iint_{\mathbb{R}^2} |F(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{\mathbb{R}^2} |F(x,y)|^4 dx dy}. \quad (1.21)$$

Nous obtenons la célèbre équation de Schrödinger non linéaire (NLS) donnée par [8, 15] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i \gamma |A|^2 A. \quad (1.22)$$

Cette équation est à la base de nombreux travaux de recherche dans le domaine des Télécoms et a été démontrée dans les fibres optiques en 1973 par Hasegawa et Tappert [2]. Dans sa version la plus simple, l'équation NLS ne tient compte ni des pertes optiques, ni des termes de dispersion et de non linéarité d'ordre supérieur, mais nous verrons par la suite que cette équation peut être généralisée à d'autres effets. L'équation NLS démontrée par Hasegawa et Tappert permet tout de même de décrire des phénomènes aussi variés que la dispersion chromatique d'ordre 2, l'auto-modulation de phase, l'instabilité modulationnelle ou encore la propagation de solitons [8, 15].

## I.6. Méthode de Fourier à pas divisé

La méthode de Fourier à pas divisé est une méthode pseudo-spectrale rapide qui permet de résoudre numériquement l'équation de Schrödinger non linéaire [8]. C'est un outil puissant qui, couplé à un bon ordinateur, permet de simuler la propagation d'impulsions dans les fibres optiques, et donc de développer des simulateurs de systèmes de transmission d'informations par fibres optiques. Dans ce mémoire, une grande partie des simulations numériques présentées ont été réalisées à l'aide de cette méthode de résolution et grâce à des algorithmes développés sous un environnement *Matlab*.

Le principe de cette méthode est de considérer l'équation de Schrödinger non linéaire (1.22) comme pouvant se mettre sous la forme suivante [8] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A, \quad (1.23)$$

où  $\hat{D}$  représente l'opérateur des effets linéaires (ici la dispersion chromatique d'ordre 2) auquel peuvent venir s'ajouter la dispersion d'ordre 3 ou les pertes de la fibre.  $\hat{N}$  représente l'opérateur des



**Etape 2 : pas non linéaire :**

L'opérateur  $\hat{N}$  s'applique ensuite dans le domaine temporel :

$$\begin{aligned} A(z+h, t) &= \exp(h\hat{N}) A'(z+h, t) \\ A(z+h, t) &= \exp(i\gamma |A|^2 h) A'(z+h, t) \end{aligned} \quad (1.26)$$

En répétant ces deux opérations un grand nombre de fois grâce à un ordinateur, de proche en proche, nous avons accès au champ électrique en fonction de la distance de propagation et réalisons ainsi une simulation numérique de la propagation de la lumière dans une fibre optique.

## I.7. Principaux effets rencontrés par une onde lumineuse lors de sa propagation

Grâce à quelques simulations numériques réalisées sur la base de la méthode décrite précédemment, cette section permettra au lecteur de prendre conscience de la dramatique influence des différents effets perturbant la propagation d'impulsions lumineuses au sein d'une fibre optique.

### I.7.1. Effets linéaires

#### I.7.1.1. Dispersion chromatique d'ordre 2 (GVD)

La propagation d'une onde lumineuse de champ  $A(z, t)$  dans un milieu linéaire et dispersif peut être modélisée par l'équation différentielle de Schrödinger non linéaire (1.22) dans laquelle  $\gamma$  prend une valeur nulle [8, 15] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2}, \quad (1.27)$$

Cette équation est généralement résolue dans le domaine de Fourier dans lequel l'équation (1.27) s'exprime :

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = \frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{A}, \quad (1.28)$$

où  $\tilde{A}(z, \omega)$  désigne la transformée de Fourier (TF) de  $A(z, t)$  donnée par :

$$\tilde{A}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A(z, t) \exp(i\omega t) dt, \quad (1.29)$$



L'équation (1.28) se résout alors facilement de sorte que :

$$\tilde{A}(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right), \quad (1.30)$$

où  $\tilde{A}(0, \omega)$  désigne la transformée de Fourier du champ initial  $A(0, t)$ .

Nous pouvons remarquer ici que le module de  $\tilde{A}(z, \omega)$  reste constant au cours de la propagation. Cela signifie que la dispersion chromatique d'ordre 2 change la phase des composantes spectrales au cours de la propagation mais ne modifie pas le spectre de l'impulsion qui restera donc constant tout au long de la propagation.

Finalement, la transformée de Fourier inverse de l'équation (1.30) donne le champ électrique de l'impulsion en fonction de la distance de propagation qui s'exprime par :

$$A(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega t\right) d\omega. \quad (1.31)$$

Nous pouvons illustrer cette série d'équations en prenant l'exemple d'une impulsion gaussienne pour laquelle le champ électrique initial s'écrit :

$$A(0, t) = \exp\left(-\frac{t^2}{2t_0^2}\right), \quad (1.32)$$

où  $t_0$  désigne la demi-largeur à 1/e de l'intensité reliée à sa largeur à mi-hauteur (FWHM) par [8] :

$$FWHM = 2\sqrt{\ln 2} t_0 \approx 1.665 t_0. \quad (1.33)$$

En utilisant l'équation (1.31), il vient qu'à la distance  $z$ , le champ électrique s'écrit [8, 15] :

$$A(z, t) = \frac{t_0}{\sqrt{t_0^2 - i\beta_2 z}} \exp\left(-\frac{t^2}{2(t_0^2 - i\beta_2 z)}\right). \quad (1.34)$$

Nous pouvons remarquer sur l'équation (1.34) que l'impulsion garde sa forme gaussienne au cours de la propagation tout en s'élargissant. Par conséquent, et ce afin de satisfaire la loi de conservation de l'énergie, sa puissance crête diminue progressivement. Finalement, et afin de mieux mettre en évidence le phénomène d'élargissement, nous pouvons réarranger l'expression (1.34) pour obtenir :

$$A(z, t) = \frac{1}{\left(1 + (t_0^{-2} \beta_2 z)^2\right)^{1/4}} \exp\left[-\frac{t^2}{t_0^2 \left(1 + (t_0^{-2} \beta_2 z)^2\right)} + \frac{2i\beta_2 z t^2}{t_0^4 \left(1 + (t_0^{-2} \beta_2 z)^2\right)} - \frac{i}{2} \arctan(t_0^{-2} \beta_2 z)\right]. \quad (1.35)$$

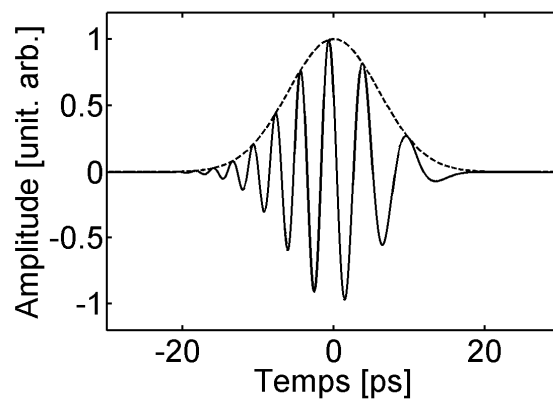
Nous déduisons alors de l'expression (1.35) que la largeur de l'impulsion gaussienne s'exprime en fonction de la distance de propagation, et ce indépendamment du signe de la dispersion par :

$$t_z(z) = t_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_d}\right)^2}, \quad (1.36)$$

où  $L_d$  désigne la longueur de dispersion, c'est-à-dire la distance de propagation au bout de laquelle l'impulsion s'est élargie d'un facteur  $\sqrt{2}$ . Son expression est donnée par [8] :

$$L_d = \frac{t_0^2}{|\beta_2|}. \quad (1.37)$$

Nous pouvons également remarquer sur l'expression (1.35) qu'au cours de la propagation, l'impulsion acquiert une phase quadratique du type  $\Phi_d(z, t) = (at^2 + b)z$ . La fréquence instantanée, c'est-à-dire la dérivée temporelle de la phase, s'écarte donc de la fréquence de la porteuse selon une quantité qui varie linéairement le long de l'impulsion et qui augmente avec la distance de propagation [8, 15]. Cette quantité :  $\delta\omega = -\frac{\partial\Phi_d}{\partial t}$  est appelée « chirp » ou glissement de fréquence. Le chirp s'explique clairement par le fait que les différentes composantes spectrales de l'impulsion se déplacent à des vitesses différentes par le biais de la dispersion chromatique [8, 15].



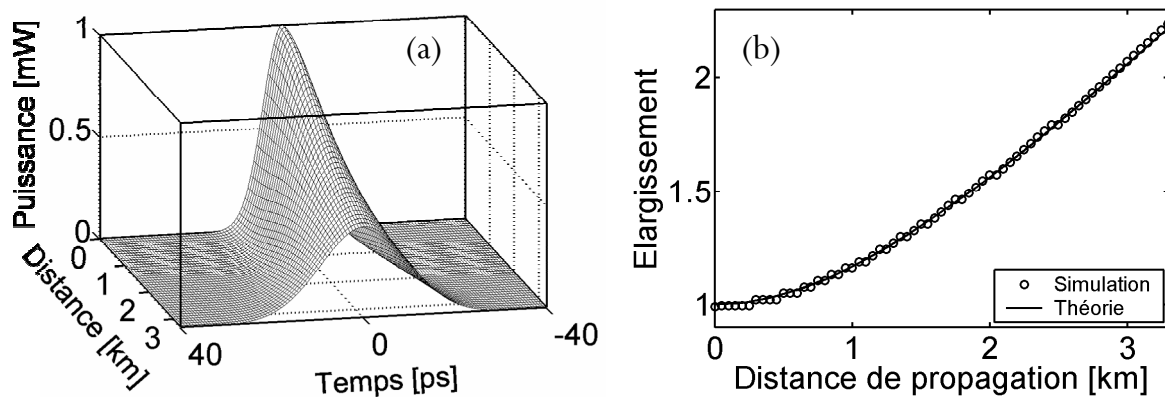
**Figure I-3** Représentation d'une impulsion optique ayant acquis un « chirp » linéaire au cours de sa propagation dans une fibre à dispersion anormale.

Comme l'illustre la Figure I-3, dans le cas d'un régime de dispersion anormale,  $\beta_2 \propto -\partial v_g / \partial \omega < 0$ , les composantes de plus hautes fréquences se déplacent plus vite que les composantes de plus basses fréquences. Au cours de la propagation, les composantes de basses fréquences vont donc s'accumuler sur le front descendant de l'impulsion tandis que les hautes fréquences s'accumuleront sur le front montant. Le front montant de l'impulsion étant alors plus rapide que le front descendant, il s'en suit un élargissement inexorable de l'impulsion.

La simulation suivante, réalisée sous un environnement *Matlab* à l'aide de la méthode de Fourier à pas divisé montre l'évolution d'une gaussienne de largeur à mi-hauteur 10ps se propageant dans une fibre purement dispersive. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

$D(\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm})$	$\beta_2 (\text{ps}^2/\text{km})$	$\lambda (\text{nm})$	FWHM (ps)	$L_d (\text{km})$	$L (\text{km})$
17	-22	1550	10	1.665	3.3

La Figure I-4(a) montre l'évolution de la gaussienne sur une distance de propagation correspondant à deux fois la longueur de dispersion, soit 3.3km. Nous observons clairement un élargissement inexorable de l'impulsion qui garde toutefois une forme gaussienne. La Figure I-4(b) montre, quant à elle, l'évolution de la largeur de l'impulsion divisée par sa valeur initiale, autrement dit son taux d'élargissement, en fonction de la distance de propagation. Nous observons clairement que la courbe obtenue numériquement (ici en cercles) suit parfaitement la courbe théorique calculée d'après l'équation (1.36). Cette remarque prouve donc que le modèle employé, notre algorithme ainsi que la méthode de Fourier à pas divisé sont parfaitement adaptés à la résolution des problèmes de propagation.

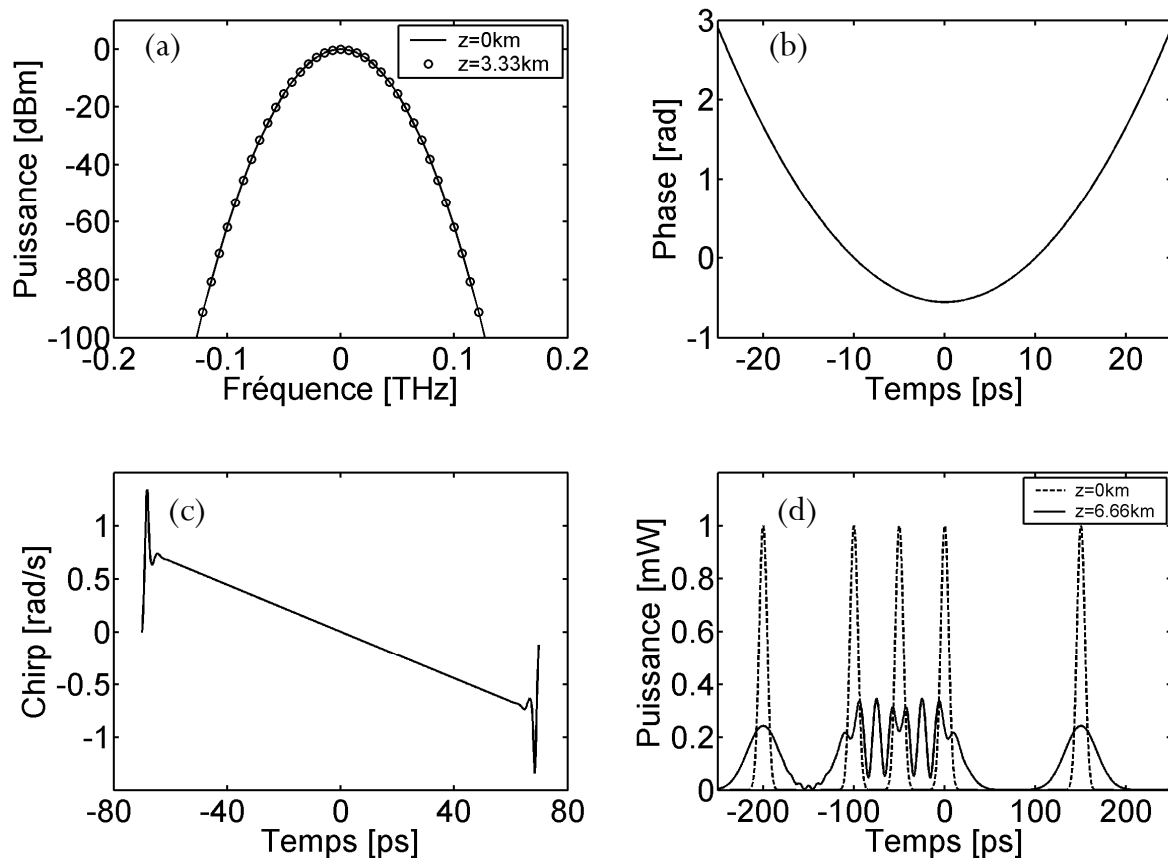


**Figure I-4** (a) Evolution d'une impulsion optique de forme gaussienne (FWHM=10ps) dans une fibre purement dispersive ( $D=17\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}$ ) de 3.33km ( $2L_d$ ) (b) Taux d'élargissement de l'impulsion en fonction de la distance de propagation.

Nous pouvons également remarquer sur la Figure I-5(a) que le spectre de l'impulsion reste constant au cours de la propagation, ceci en bon accord avec les prévisions théoriques données par l'équation (1.30). Les Figure I-5(b) et (c) montrent, quant à elles, une accumulation de phase de type quadratique et donc un chirp quasi linéaire en excellent accord avec les prévisions théoriques.

Nous voyons finalement sur la Figure I-5(d) les conséquences dramatiques que peut engendrer la dispersion chromatique sur un système de transmission d'informations par fibres optiques dans lequel les impulsions voyagent sur plusieurs centaines de kilomètres. La simulation montre en effet une séquence

codée de 10 bits à un débit de 20-Gb/s et utilisant le même type d'impulsion que celle représentée sur la Figure I-4 ( $FWHM=10ps$ ). Nous observons clairement, qu'après seulement 6.66km de propagation, soit 4 fois la longueur de dispersion, la série de trois « 1 » successifs est complètement perdue et inexploitable, engendrant ainsi de nombreuses erreurs de détection. Il en vient la conclusion suivante que la dispersion chromatique doit impérativement être compensée pour des débits relativement élevés, à savoir supérieurs à 10-GHz.



**Figure I-5** (a) Evolution du spectre de l'impulsion gaussienne représentée sur la figure précédente, initial (trait continu) et après 3.3km de propagation (cercles) (b)-(c) Phase et « Chirp » de l'impulsion après 3.3km de propagation (d) Evolution d'une séquence codée d'impulsions gaussiennes identiques au cas précédent et dans la même fibre mais après 6.6km de propagation (4L<sub>d</sub>). Initiale (traits pointillés) et après 6.6km de propagation (trait plein).

### I.7.1.2. Introduction à la gestion de la dispersion (DM)

Le paragraphe précédent montre la nécessité absolue pour les systèmes de télécommunication par fibres optiques de s'affranchir de la dispersion chromatique. Cette section donne donc un début de réponse en introduisant de manière très basique le concept de gestion de la dispersion (DM) [7, 8, 15, 21].

La dispersion chromatique d'ordre 2 étant un effet linéaire, l'idée révolutionnaire est de la compenser en faisant propager les impulsions alternativement dans une fibre à régime de dispersion anormale puis dans une fibre à régime normal de sorte que la dispersion totale du système soit proche de zéro. Les deux sections de fibres utilisées successivement pour construire le système doivent donc remplir le critère suivant [7, 8, 15] :

$$D_1 L_1 + D_2 L_2 = 0, \quad (1.38)$$

où  $D_1$  ( $D_2$ ) et  $L_1$  ( $L_2$ ) sont la dispersion et la longueur respectivement du premier et du deuxième tronçon.

De plus, nous noterons  $z_a = L_1 + L_2$  la période spatiale de ce système. Comme le montre la Figure I-6(a), une impulsion, ici gaussienne (FWHM=10ps), se propageant dans un tel système va donc subir un mouvement périodique composé par un élargissement suivi d'une recompression, mouvement qu'il est coutume d'appeler « respiration ». Après chaque distance de propagation  $z_a$ , l'impulsion retrouve ses paramètres initiaux, notamment sa largeur à mi-hauteur (FWHM) observable sur la Figure I-6(b) et normalisée par la largeur initiale.

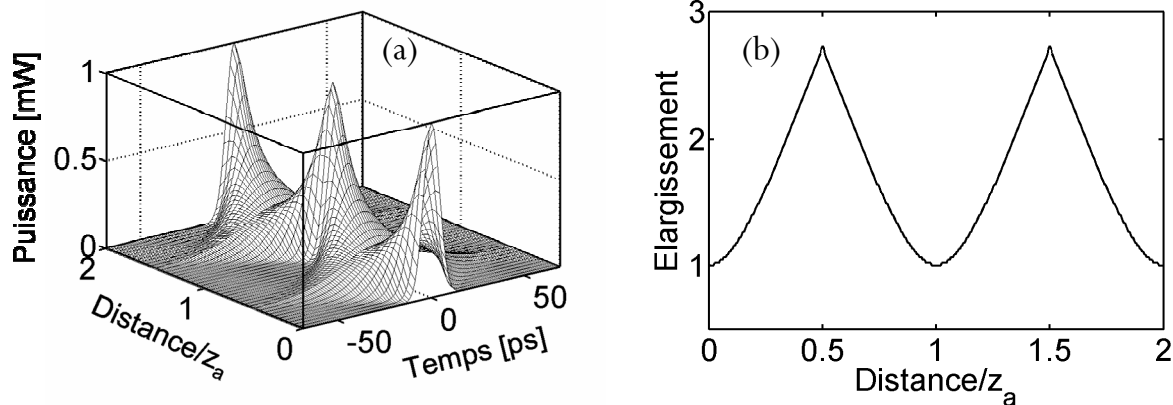


Figure I-6 (a) Evolution d'une impulsion optique gaussienne de 10ps (FWHM) dans deux périodes de système à gestion de la dispersion (b) Taux d'élargissement de l'impulsion.

### I.7.1.3. Dispersion chromatique d'ordre 3 (TOD)

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la dispersion chromatique d'ordre 2 induisait un élargissement des impulsions au cours de leur propagation. Bien que dans un milieu linéaire, cet effet soit en général prédominant, il est parfois nécessaire d'inclure dans le modèle des termes d'ordre supérieur comme la dispersion d'ordre 3 (TOD), baptisée également pente de la dispersion. En effet, lorsque la longueur d'onde du signal est proche du zéro de dispersion de la fibre optique ( $\beta_2 \simeq 0$ ), ou si l'impulsion possède un spectre très large, par exemple pour une durée d'impulsion relativement courte

(FWHM < 1ps), le terme de dispersion chromatique d'ordre 2 ne peut alors plus être considéré comme constant le long du spectre des impulsions. Il devient alors nécessaire d'inclure le terme correspondant à  $\beta_3$ . Ce terme s'inclut aisément dans l'équation de Schrödinger non linéaire puisqu'il correspond à un terme d'ordre supérieur dans le développement de Taylor de la constante de propagation exprimé par l'équation (1.4). Tenant compte de cet effet, l'équation (1.27) devient [8] :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3}. \quad (1.39)$$

De manière analogue au paragraphe précédent, cette équation peut être résolue de manière analytique pour finalement, comme l'équation (1.31), donner le champ de l'impulsion en fonction de la distance de propagation par :

$$A(z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z + \frac{i}{6} \beta_3 \omega^3 z - i\alpha z\right) d\omega. \quad (1.40)$$

Comme au paragraphe précédent, nous pouvons noter que le module de  $\tilde{A}(z, \omega)$  reste constant au cours de la propagation. Cela montre que les dispersions chromatiques d'ordre 2 et d'ordre 3 changent uniquement la phase des composantes spectrales mais ne modifient pas le spectre de l'impulsion au cours de sa propagation.

Afin de comparer l'impact de ces deux ordres de dispersion, il est utile d'introduire une deuxième longueur de dispersion  $L_{d3}$  caractérisant la dispersion d'ordre 3. Son expression est donnée par [8] :

$$L_{d3} = \frac{t_0^3}{|\beta_3|}. \quad (1.41)$$

La dispersion d'ordre 3 jouera un rôle significatif si  $L_{d3} \leq L_d$ , c'est-à-dire pour une dispersion d'ordre 2 très faible ou pour une impulsion possédant un spectre très large.

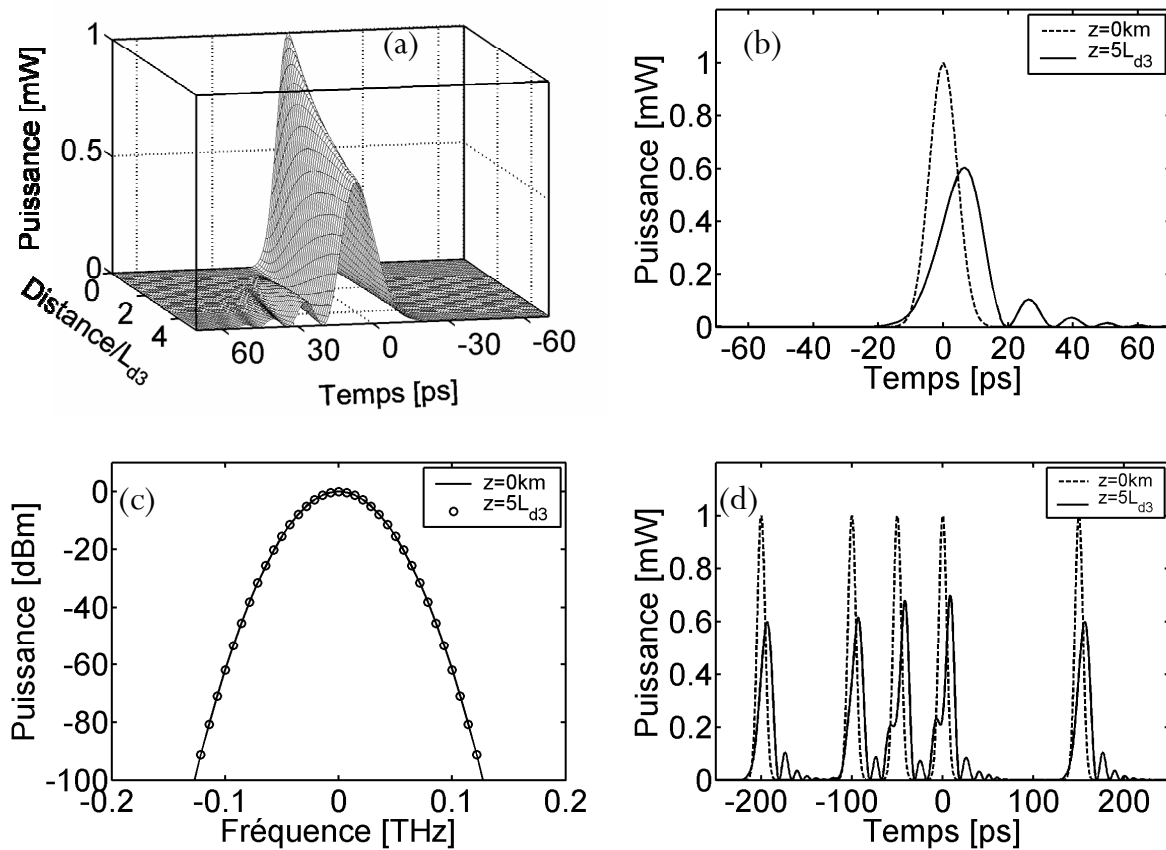
La simulation suivante, réalisée sous *Matlab* à l'aide de la méthode de Fourier à pas divisé, montre l'évolution d'une gaussienne de largeur à mi-hauteur de 10ps se propageant dans une fibre purement dispersive et ne possédant qu'une dispersion d'ordre 3. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

D (ps/km.nm)	$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	S (ps/km.nm <sup>2</sup> )	$\beta_3$ (ps <sup>3</sup> /km)	FWHM (ps)	$L_d$ (km)	$L_{d3}$ (km)	L (km)
0	0	0.07	0.11	10	$\infty$	1905	$5L_{d3}$

Les Figure I-7(a) et (b) montrent l'évolution de l'impulsion gaussienne sur une distance de propagation correspondant à cinq fois la longueur de dispersion d'ordre 3, soit environ 6000km. Nous observons

alors clairement une déformation asymétrique de l'impulsion. En effet, contrairement à la dispersion d'ordre 2 où l'impulsion conserve sa forme gaussienne, la dispersion d'ordre 3 engendre une asymétrie de l'impulsion avec l'apparition d'oscillations sur un des fronts de l'impulsion. Nous pouvons également remarquer sur la Figure I-7(c) que, comme dans le cas de la dispersion d'ordre 2, le spectre de l'impulsion reste constant au cours de la propagation, ceci en bon accord avec les prévisions théoriques.

Nous observons finalement sur la Figure I-7(d) les conséquences malheureuses que la dispersion d'ordre 3 peut engendrer sur un système de transmission d'informations par fibres optiques. La simulation montre en effet une séquence codée de 10bits à un débit de 20-Gb/s utilisant les mêmes impulsions que celles de la Figure I-7(a). Nous observons clairement qu'après 6000km de propagation, soit 5 fois la longueur de dispersion d'ordre 3, la série d'impulsions se voit alors relativement déformée.



**Figure I-7** (a) et (b) Evolution d'une impulsion de forme gaussienne dans une fibre purement dispersive d'ordre 3 ( $5L_{d3}$ ) (c) Evolution du spectre de l'impulsion, initial (trait continu) et après  $5L_{d3}$  de propagation (cercles) (d) Evolution d'une séquence codée dans la même fibre.

Ce dernier exemple considère des impulsions relativement longues (FWHM=10ps) pour lesquelles la longueur de dispersion d'ordre 3 est grande et vaut environ 2000km. La dispersion chromatique d'ordre 2 prédominera donc dans une fibre SMF standard où  $D=17\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}$  et  $L_d=1.66\text{km}$  ( $\ll L_{d3}$ ) et par conséquent, nous pourrions alors négliger la dispersion d'ordre 3. Par contre, si on considère maintenant

des impulsions de 100fs se propageant dans une fibre NZ-DSF avec  $D=1\text{ps/km.nm}$  et  $S=0.07\text{ps/km.nm}^2$ , nous obtenons  $L_{d3}=1.87\text{m}$  et  $L_d=2.83\text{m}$  !!! La dispersion d'ordre 3 sera alors un des phénomènes les plus limitatifs et d'autres termes supérieurs devront même être pris en compte dans le modèle [8].

#### I.7.1.4. Dispersion des modes de polarisation (PMD)

La dispersion des modes de polarisation (PMD) est devenue à l'heure actuelle un des effets les plus limitatifs pour les télécommunications optiques à très haut débit [7, 8, 22, 23]. En effet, la PMD représente la conséquence directe des imperfections géométriques de la fibre optique occasionnées par son procédé de fabrication. Elle se caractérise alors par une faible biréfringence répartie le long de la fibre de manière aléatoire. Comme le montre la Figure I-8, la PMD se modélise usuellement en considérant la fibre optique comme une concaténation de tronçons biréfringents de faible longueur  $\Delta z$  ( $\sim 10\text{m}$ ) et de biréfringence  $\Delta n$  dont les axes neutres subissent une rotation aléatoire à la fin de chaque tronçon [8, 24, 25].

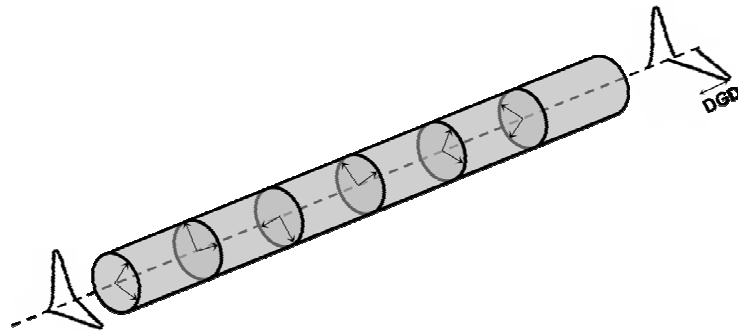


Figure I-8 Modélisation de la dispersion modale de polarisation dans une fibre optique.

Si la PMD ne pose aucun problème pour des ondes continues ou des impulsions très larges, elle devient un effet prédominant pour des impulsions ultra-courtes ( $<1\text{ps}$ ). En effet, comme le montre la Figure I-8, lorsqu'une impulsion est injectée dans une fibre optique possédant une PMD non négligeable, son état de polarisation va varier de manière aléatoire au cours de sa propagation. Au sein de chaque tronçon biréfringent, les deux composantes de polarisation orthogonales vont se déplacer à des vitesses différentes et engendrer, après propagation dans un grand nombre de tronçons, un retard total aléatoire appelé DGD (differential group delay) et donc un élargissement et une déformation aléatoire des impulsions [24-26].

Le DGD est une variable stochastique puisqu'il varie aléatoirement suivant le cheminement de l'état de polarisation du signal le long de la fibre optique. Le DGD possède donc une densité de



probabilité, qui a été démontrée comme étant de forme maxwellienne, et qui est représentée ici sur la Figure I-9(a) et est donnée par [27] :

$$p(x, PMD) = \frac{32x^2}{\pi^2 PMD^3} \exp\left(-\frac{4x^2}{\pi PMD^2}\right), \quad (1.42)$$

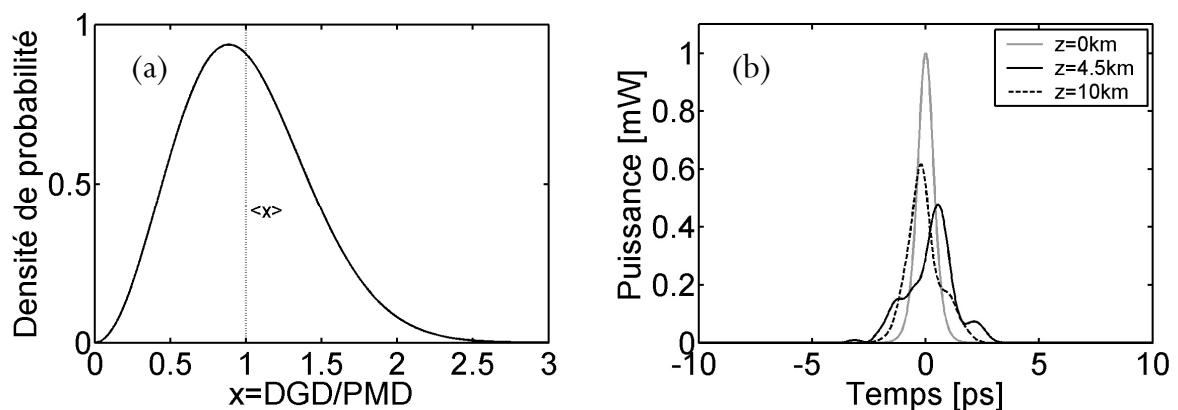
où  $x$  représente le DGD divisé par sa valeur moyenne PMD, c'est-à-dire,  $x = DGD / PMD$ .

Par analogie avec un coureur évoluant aléatoirement de  $n$  pas et progressant en  $\sqrt{n}$ , il est possible de démontrer que le DGD varie avec la racine carrée de la distance ( $z$ ) de sorte que  $DGD = PMD\sqrt{z}$ . Le paramètre de PMD d'une fibre optique s'exprimera donc en  $ps/\sqrt{km}$  et représente la valeur moyenne de son DGD comme illustré sur la Figure I-9(a) par les traits pointillés. Les valeurs typiques de PMD se situent autour de  $0.1 ps/\sqrt{km}$  mais peuvent atteindre des valeurs supérieures à  $10 ps/\sqrt{km}$  pour d'anciennes fibres actuellement utilisées.

Dans le modèle considéré sur la Figure I-8, la valeur moyenne du DGD et donc la valeur de PMD s'exprimera par [26, 28] :

$$PMD = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \frac{\Delta n}{c} \sqrt{\Delta z}. \quad (1.43)$$

Afin d'illustrer les conséquences dramatiques de la PMD sur la propagation d'impulsions optiques, nous pouvons considérer l'évolution d'une gaussienne de 1ps (FWHM) dans une fibre optique possédant une PMD de  $1 ps/\sqrt{km}$ . Nous observons alors clairement sur la Figure I-9(b) une rapide déformation du signal après seulement 10km de propagation. Les conséquences de la PMD sur un système Télécom de plusieurs centaines de kilomètres peuvent donc apparaître comme désastreuses [22, 23, 25, 28-30].



**Figure I-9 (a)** Densité de probabilité maxwellienne du DGD divisé par sa valeur moyenne : PMD **(b)** Profil d'intensité d'une impulsion gaussienne de 1ps se propageant dans une fibre optique avec une PMD de  $1 ps/\sqrt{km}$ .

Bien qu'un opérateur puisse souvent se contenter d'un retard égal à la valeur moyenne du DGD, ce sont les cas extrêmes, symbolisés par la queue de la Maxwellienne qui vont poser problème. En effet, parce que la PMD est de nature statistique, elle varie avec le temps, la fréquence, la température ou encore avec les contraintes exercées sur la fibre optique... Par conséquent, des cas, certes peu probables, peuvent cependant empêcher le système de fonctionner correctement pendant plusieurs minutes. Les industriels ont donc essentiellement basé leurs recherches sur la diminution de la probabilité des « risques dramatiques » [7, 8, 23, 30-32].

## I.7.2. Effets non linéaires

### I.7.2.1. Auto-modulation de la phase (SPM)

L'auto-modulation de la phase (SPM) d'une impulsion est la manifestation directe de la dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de l'intensité [8, 15]. Nous verrons par la suite que c'est la combinaison de cet effet avec celui de dispersion chromatique qui est à l'origine de l'existence des impulsions solitoniques [8, 15]. L'auto-modulation de la phase se traduit par l'accumulation d'une phase non linéaire générée au cours de la propagation et qui va engendrer, contrairement à la dispersion, un élargissement du spectre des impulsions [8, 15]. La propagation d'une onde lumineuse de champ  $A(z,t)$  dans un milieu non linéaire et non dispersif peut être modélisée par l'équation différentielle de Schrödinger non linéaire (1.22) dans laquelle  $\beta_2$  est nul, c'est-à-dire :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma |A|^2 A. \quad (1.44)$$

Cette équation peut être aisément résolue et sa solution prend alors la forme suivante :

$$A(z,t) = A(0,t) \exp\left(i\gamma |A(0,t)|^2 z\right). \quad (1.45)$$

L'équation (1.45) montre que  $|A(z,t)| = |A(0,t)|$  et que par conséquent, le profil d'intensité n'est pas modifié par l'auto-modulation de phase au cours de la propagation. En revanche, cet effet provoque une variation de la phase de l'impulsion par elle-même, que l'on qualifie alors d'auto-modulation de phase, qui conduit à un déphasage non linéaire  $\Phi_{NL} = \gamma |A(0,t)|^2 z$  dépendant de la puissance et du profil de l'impulsion initiale et qui augmente linéairement avec la distance de propagation. Pour une impulsion de type gaussienne ou sécante hyperbolique, la phase non linéaire est rendue maximale au centre de l'impulsion où  $\Phi_{NL}^{\max} = \gamma P_c z$  avec  $P_c = |A(0,0)|^2$ , puissance crête de l'impulsion. Comme la phase non

linéaire varie temporellement, la fréquence instantanée varie également le long de l'impulsion. L'auto-modulation de phase modifie donc le profil spectral de l'impulsion en générant des photons de fréquences inférieures à la fréquence de la porteuse  $\omega_0$  sur le front montant de l'impulsion et respectivement supérieures à  $\omega_0$  sur le front descendant. De même que pour la dispersion, l'impulsion acquiert alors un « chirp » ou glissement de fréquence, défini par [8, 15] :

$$\delta\omega(t) = \omega(t) - \omega(0) = -\frac{\partial\Phi_{NL}}{\partial t} = -\gamma z \frac{\partial |A(0,t)|^2}{\partial t}. \quad (1.46)$$

Finalement, comme pour les effets de dispersion, nous pouvons définir une longueur caractéristique des effets non linéaires :  $L_{nl}$  qui représente la longueur de fibre nécessaire à une accumulation de phase non linéaire au centre de l'impulsion égale à 1 et qui s'exprime par [8] :

$$L_{nl} = \frac{1}{\gamma P_c}. \quad (1.47)$$

Toutes ces longueurs caractérisant les différents effets rencontrés dans une fibre optique sont très utiles pour définir le régime de propagation modélisant au mieux notre système. En effet, suivant les paramètres expérimentaux, si  $L_{nl} \gg L_d$ , nous pourrions considérer que le système est purement dispersif et donc pouvant être modélisé par l'équation (1.27) et inversement, si  $L_{nl} \ll L_d$ , le système sera non linéaire et modélisé par l'équation (1.44).

La simulation suivante montre l'évolution d'une impulsion gaussienne de largeur à mi-hauteur de 10ps et de puissance crête égale à 10W se propageant dans une fibre optique en régime purement non linéaire. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	$P_c$ (W)	FWHM (ps)	$L_{nl}$ (m)	L (m)
0	3	10	10	33	10 $L_{nl}$

La Figure I-10(a) montre l'évolution du spectre de l'impulsion sur une distance de propagation correspondant à dix fois la longueur de non linéarité, soit 330m. Nous observons clairement un fort élargissement du spectre et l'apparition de nombreuses composantes spectrales sous la forme d'oscillations. De plus, comme le prévoit la théorie, la Figure I-10(b) montre que le profil d'intensité n'est pas affecté par le phénomène d'auto-modulation de la phase. Les Figure I-10(c) et (d) montrent, quant à elles, une accumulation de phase non linéaire de type gaussienne et donc un chirp quasi linéaire au centre de l'impulsion en excellent accord avec les prévisions théoriques [8, 15].

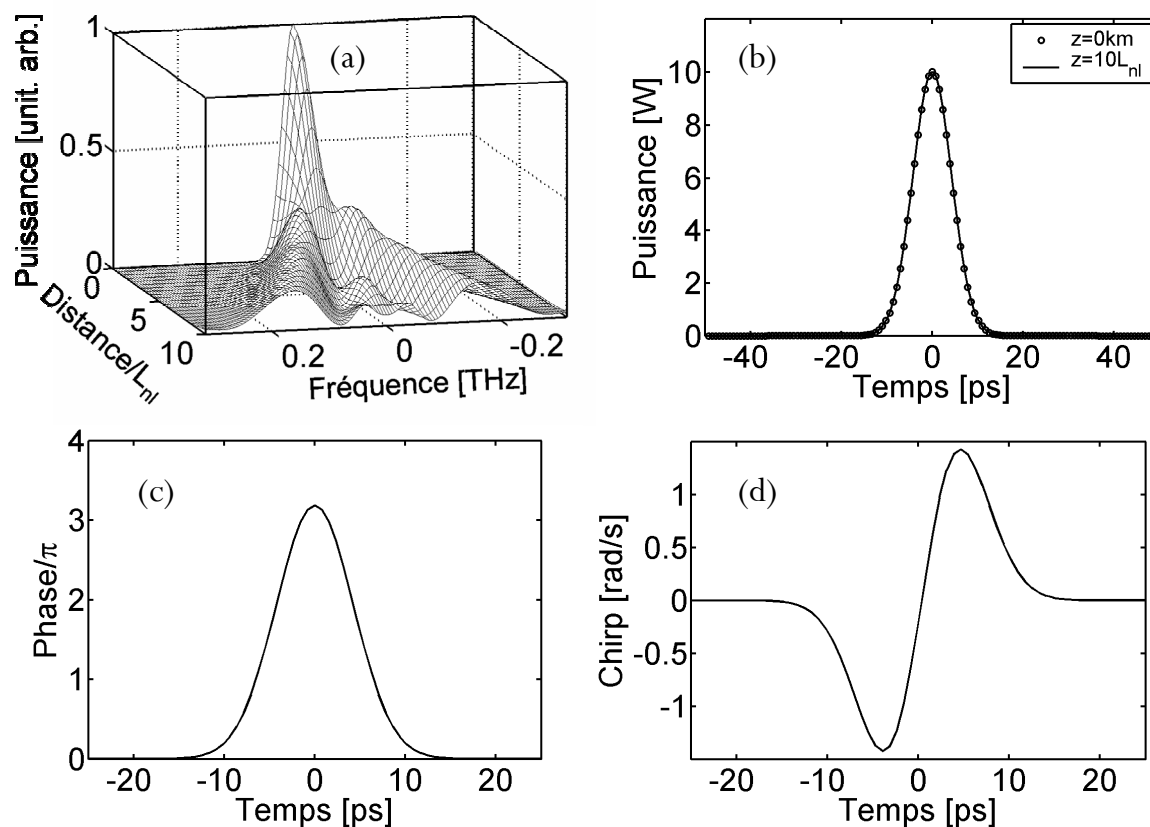


Figure I-10 (a) Evolution spectrale d'une impulsion gaussienne de puissance crête 10W et se propageant sur  $10L_{nl}$  (b) Profil d'intensité de l'impulsion gaussienne, initiale (cercles) et après  $10L_{nl}$  de propagation (trait plein) (c)-(d) Phase et « Chirp » de l'impulsion après  $10L_{nl}$  de propagation.

Bien que le profil d'intensité soit inchangé, l'auto-modulation de la phase reste un effet néfaste pour la propagation d'informations par fibres optiques. En effet, dans des systèmes de transmission d'informations multiplexés en longueur d'onde (WDM), c'est-à-dire utilisant plusieurs longueurs d'onde pour transmettre l'information, la génération de nouvelles fréquences provoque un tel élargissement spectral qu'il peut alors engendrer un débordement du spectre du canal sur ses canaux voisins [8] donnant alors lieu à d'autres effets non linéaires de type Kerr comme le mélange à quatre ondes ou l'effet Raman [8].

### I.7.2.2. Impulsions solitoniques

L'utilisation d'impulsions solitoniques pour la transmission d'informations par fibres optiques fut proposée en 1973 par Hasegawa et Tappert [2]. Le soliton est la manifestation d'un équilibre parfait au sein de la fibre optique entre la non linéarité liée à l'effet Kerr et la dispersion chromatique d'ordre 2 [33]. Ce phénomène est observable en régime de dispersion anormale ( $\beta_2 < 0$ ) où le chirp généré par

l'auto-modulation de phase (SPM) est en tout point de la fibre contrebalancé par le chirp lié à la dispersion chromatique d'ordre 2 de sorte que  $L_d=L_{nl}$  [33]. En l'absence de perte et d'effet d'ordre supérieur, le soliton est alors capable de voyager au sein de la fibre optique sans aucune déformation [8, 15, 33]. Cette vue simplifiée de l'impulsion solitonique en a donc fait le candidat idéal pour la transmission d'informations par fibres optiques. La solution exacte de l'équation NLS peut être établie analytiquement sur la base de la Transformée de Diffusion Inverse (Inverse Scattering Transform) ou par une approche de type Fourier à pas divisé [33] et s'exprime sous la forme d'une sécante hyperbolique [8, 15, 33] :

$$A(z, t) = N\sqrt{P_0}\operatorname{sech}\left(\frac{t}{t_0}\right)\exp\left(\frac{iP_0z}{2\gamma}\right), \quad (1.48)$$

où  $N$  est l'ordre du soliton et  $t_0$  la largeur à  $1/e$  de l'impulsion reliée à sa largeur à mi-hauteur par :

$$FWHM = 2\ln\left(1+\sqrt{2}\right)t_0 \approx 1.763t_0, \quad (1.49)$$

et  $P_0$  représente la puissance crête du soliton fondamental ( $N=1$ ) reliée aux paramètres de la fibre par le critère  $L_d=L_{nl}$  suivant [8, 15, 33] :

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma t_0^2}. \quad (1.50)$$

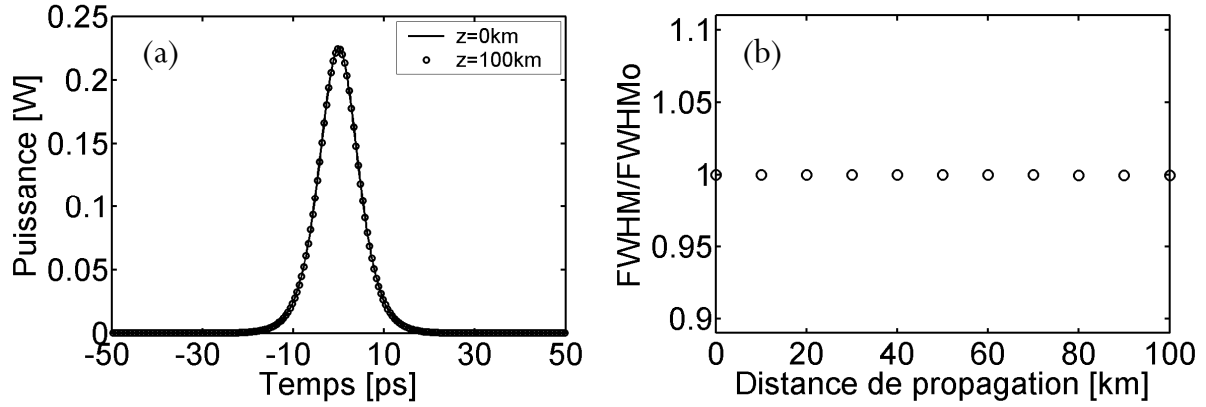
Une longueur caractéristique du soliton est sa période spatiale qui est notamment très utile pour les solitons d'ordre supérieur,  $N>1$  ( $P_{\text{crête}}=N^2P_0$ ), et qui est définie par [8] :

$$z_0 = \frac{\pi}{2}L_d = \frac{\pi}{2}L_{nl} = \frac{\pi}{2}\frac{t_0^2}{|\beta_2|}, \quad (1.51)$$

Afin d'illustrer la propriété très puissante d'invariance du soliton, voici le résultat d'une simulation numérique dont les paramètres sont les suivants:

D (ps/km.nm)	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> /km)	FWHM (ps)	$P_0$ (W)	L (km)	$L_d=L_{nl}$ (km)
17	3	10	0.224	100	1.485

Les Figure I-11(a) et (b) montrent clairement le caractère invariant de l'intensité au cours de la propagation et la grande stabilité de l'impulsion solitonique, en particulier sa largeur temporelle représentée sur la Figure I-11(b). Cette totale invariance en a donc fait l'impulsion candidate idéale pour les télécommunications par fibres optiques à haut débit [2].



**Figure I-11** (a) Intensité du soliton à l'entrée de la fibre (trait continu) et après 100km de propagation (cercles). (b) Evolution de la largeur du soliton divisée par sa largeur initiale ( $FWHM_0$ ) en fonction de la distance de propagation.

### I.7.2.3. Instabilité Modulationnelle (IM)

Lorsqu'une onde optique continue se propage dans une fibre optique en régime de dispersion anormale ( $\beta_2 < 0$ ), cette onde devient instable vis-à-vis des petites perturbations présentes au sein de la fibre sous forme de bruit optique [8, 15, 34]. Le spectre de l'onde continue, initialement très étroit, se voit alors enrichi par deux lobes latéraux qui représentent les courbes de gain des petites perturbations dont l'amplitude croît exponentiellement sur le début de la fibre sous les effets conjugués de la dispersion chromatique anormale et de la non linéarité [8, 15, 34]. Dans le cas de puissances élevées et de longueurs de fibre suffisamment grandes, l'intensité de l'onde continue se voit alors modulée à la fréquence correspondant au maximum de gain. L'expression analytique du gain d'instabilité modulationnelle (IM) est obtenue à partir de l'analyse de stabilité d'une onde continue injectée dans l'équation NLS et de la relation de dispersion qui en découle. Le gain d'instabilité  $g(\Omega)$  en fonction du décalage fréquentiel  $\Omega$  prend alors la forme suivante [8, 15, 34] :

$$g(\Omega) = 4\pi^2 |\beta_2 \Omega| \sqrt{(\Omega_c^2 - \Omega^2)} \quad \text{où} \quad \Omega_c = \sqrt{\frac{4\gamma P}{|\beta_2|}}, \quad (1.52)$$

où  $P$  représente la puissance de l'onde continue injectée dans la fibre optique.

Le gain maximum  $g_{\max}$  et la pulsation dite « optimale »  $\Omega_{\text{opt}}$  qui va se développer au cours de la propagation peuvent alors être aisément déduits et s'expriment respectivement de la façon suivante [8, 15, 34] :

$$g_{\max} = 2\gamma P \quad \text{et} \quad \Omega_{\text{opt}} = \pm \frac{\Omega_c}{\sqrt{2}} = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P}{|\beta_2|}}. \quad (1.53)$$

Afin d'illustrer ce phénomène d'instabilité, supposons maintenant une fibre parcourue par une onde continue à 1550nm et de puissance moyenne  $P=1.5W$ . Les paramètres de la simulation sont les suivants :

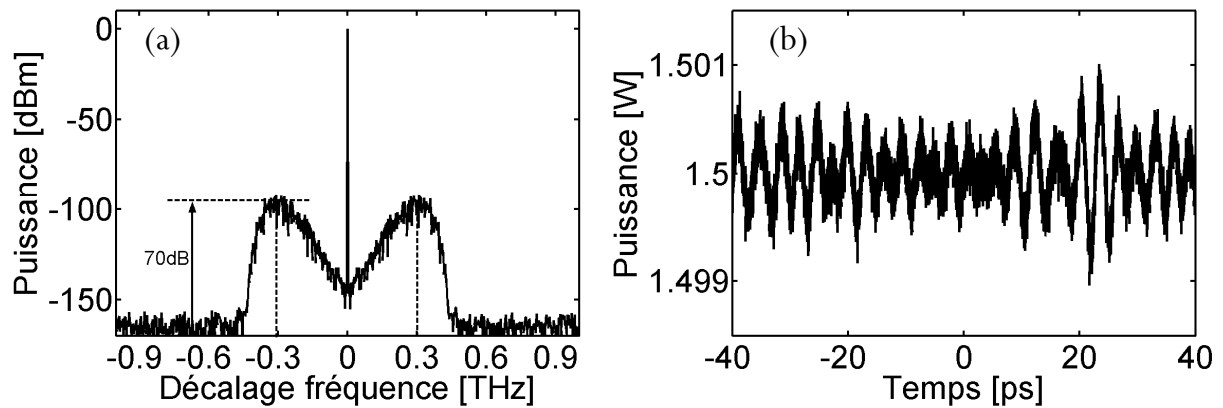
$D(\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm})$	$\beta_2 (\text{ps}^2/\text{km})$	$\gamma(\text{W}^{-1}\cdot\text{km}^{-1})$	$L (\text{km})$	$P (\text{W})$	$\lambda (\text{nm})$
1	-1.28	1.54	3.5	1.5	1550

L'application numérique des expressions (1.53) donne alors une fréquence optimale  $\Omega_{opt}$  de 0.303-THz et un gain maximum  $g_{max}$  de 70.2dB. De manière générale, un gain en dB s'exprime de la façon suivante [8] :

$$g (\text{dB}) = 10 \log_{10} \left( \frac{P_{out}}{P_{in}} \right), \quad (1.54)$$

où  $P_{in}$  et  $P_{out}$  sont respectivement les puissances du signal d'entrée et de sortie de la fibre optique.

La simulation suivante, réalisée grâce à la résolution numérique de l'équation NLS par la méthode de Fourier à pas divisé [8], montre l'évolution de cette onde continue après 3.5km de propagation. La Figure I-12(a) montre clairement l'apparition de deux lobes latéraux autour du spectre initial de l'onde continue. Ceux-ci sont représentatifs des courbes de gain d'instabilité modulationnelle dont les extrema (fréquence optimale et gain maximum) sont en excellent accord avec les valeurs théoriques citées précédemment. Quant à l'intensité de l'onde lumineuse, représentée ici sur la Figure I-12(b), nous observons clairement l'apparition d'une modulation dont la période correspond à  $\sim 3.3\text{ps}$ , en bon accord avec l'inverse de la fréquence optimale théorique. Cette instabilité modulationnelle d'une onde quasi-continue (impulsion de grande durée temporelle devant la période de modulation IM) fut observée pour la première fois en 1986 par Tai *et al.* [35].



**Figure I-12** (a) Spectre normalisé de l'onde continue ( $P_0=1.5W$ ) après 3.5km de propagation, le décalage fréquentiel représente le décalage par rapport à la fréquence de l'onde porteuse (b) Intensité après 3.5km de propagation.

Il est finalement intéressant de noter que cette croissance exponentielle des petites perturbations n'est valable qu'au début de la propagation. En effet, cette approche n'est valide que si la puissance des composantes IM reste faible devant la puissance de la pompe. Au delà, l'analyse des petites perturbations n'est plus justifiée et la croissance des composantes IM se fait au détriment de l'hypothèse de non déplétion de l'onde pompe [8, 36, 37]. Le phénomène d'instabilité modulationnelle a finalement été observé en régime de dispersion normale et notamment pour la génération de solitons noirs dans une fibre hautement biréfringente [38].

#### I.7.2.4. Diffusion stimulée au sein d'une fibre optique

Les phénomènes de diffusion stimulée se distinguent des autres effets non linéaires dans le sens où ils impliquent un changement d'état d'énergie de la matière. En effet, une transition énergétique des molécules du matériau convertit une partie de l'énergie du signal incident, qui se dépeuple donc au cours de sa propagation, en deux nouveaux signaux appelés « onde Stokes » et « onde anti-Stokes », décalés en fréquence d'une quantité dépendant du matériau [8, 15]. Les deux principaux effets de diffusion rencontrés dans une fibre optique sont les diffusions Raman et Brillouin stimulées [8, 15]. Le paradoxe de ces deux effets tient dans le fait que les diffusions Raman et Brillouin peuvent aussi bien avoir des conséquences dramatiques sur la propagation d'impulsions dans une fibre optique comme elles peuvent être utilisées volontairement pour convertir des fréquences, être à la base de lasers fibrés ou encore servir d'amplificateur [7, 8].

##### I.7.2.4.1. Diffusion Raman Stimulée (SRS)

Le principe de base de la diffusion Raman stimulée (SRS) est représenté sur la Figure suivante. Le matériau, initialement dans son état fondamental, absorbe une fraction  $\bar{h}\Omega_r$  de l'énergie  $\bar{h}\omega$  des photons incidents pour évoluer vers un état excité correspondant à une résonance de vibrations intramoléculaires. En conséquence, les photons résultant de ce processus sont réémis de manière copropagative à une fréquence plus basse donnée par  $\omega_s = \omega - \Omega_r$  et sont usuellement appelés photons Stokes, où  $\Omega_r$  représente le « shift » ou décalage Raman qui est de l'ordre de 13-THz (fréquence de résonance de vibration du réseau) pour une fibre standard Télécom [8, 15]. De manière similaire, si le nombre de molécules dans l'état excité est suffisamment élevé, celles-ci peuvent interagir avec les photons incidents pour retourner dans leur état fondamental et ainsi émettre des photons de type Anti-Stokes à la fréquence  $\omega_{as} = \omega + \Omega_r$  [8, 15].



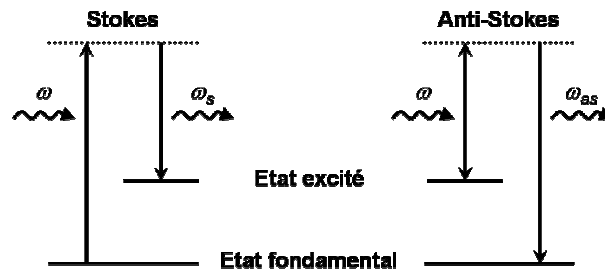


Figure I-13 Schéma des transitions énergétiques à la base de la diffusion Raman.

Finalement, cet effet est maintenant largement utilisé par les amplificateurs de type Raman. En effet, lorsque la puissance de l'onde Stokes devient non négligeable devant celle du signal qui lui a donnée naissance, nous observons alors un régime de diffusion Raman stimulée dans lequel les basses fréquences sont continuellement amplifiées par les hautes fréquences. Ce régime, défini de façon arbitraire, intervient lorsque la puissance de l'onde Stokes devient égale à la puissance de la pompe en sortie de fibre et est donc défini par une puissance critique d'injection donnée par [7, 8] :

$$P_{crit} = \frac{16A_{eff}}{g_r L_{eff}}, \quad (1.55)$$

où  $A_{eff}$  est l'aire effective de la fibre,  $g_r$  le gain Raman (typiquement  $10^{-13}$  m/W pour une fibre standard) et  $L_{eff}$  la longueur effective de la fibre due à ses pertes intrinsèques et donnée par [8] :

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha}, \quad (1.56)$$

où  $\alpha$  est le coefficient de pertes de la fibre optique en  $m^{-1}$  et  $L$ , la longueur de la fibre en m.

Typiquement, pour une fibre DSF de  $L=5$  km ( $A_{eff}=55\mu m^2$ ,  $\alpha=0.2$  dB/km), la puissance critique Raman est d'environ 2W tandis que pour une ligne Télécom composée de SMF avec  $L=100$  km,  $A_{eff}=80\mu m^2$  et  $\alpha=0.2$  dB/km, cette puissance passe à 590mW.

Le phénomène de diffusion Raman stimulée peut alors être exploité pour la génération de nouvelles fréquences et de larges continums ou encore tout simplement comme amplificateur en ligne afin de compenser les pertes d'un système Télécom. En effet, la bande spectrale du gain Raman étant relativement large ( $\sim 20$ -THz, soit environ 100nm), ce dispositif permet d'amplifier une large bande de canaux dans des systèmes multiplexés en longueur d'onde (WDM). Par contre, ce phénomène possède également le défaut majeur d'amplifier naturellement les canaux de basses fréquences qui sont situés dans la courbe de gain Raman formée par les canaux de hautes fréquences et de briser ainsi l'équilibre du spectre.

La diffusion Raman peut être ajoutée dans l'équation NLS pour des impulsions pas trop courtes ( $FWHM > 1$ ps) suivant l'expression donnée par [7, 8] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma \left[ |A|^2 - T_r \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \right] A, \quad (1.57)$$

où  $T_r$  représente la pente de la courbe au centre du gain Raman, typiquement  $T_r=3$  à 5fs [8].

Il est alors possible de montrer qu'au cours de la propagation ce terme correspond à un décalage de la fréquence centrale des impulsions qui, pour un soliton fondamental, est égal à [7, 8] :

$$\Delta\omega_r(z) = -\frac{8|\beta_2|T_r}{15t_0^2} z, \quad (1.58)$$

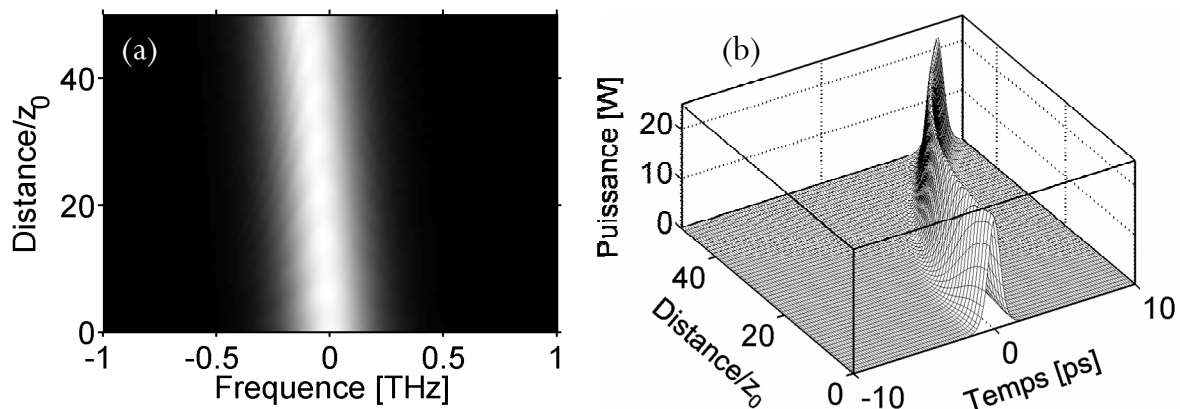
où  $t_0$  est la largeur à  $1/e$  du soliton et  $z$  la distance de propagation.

Ceci s'explique aisément par la diffusion Raman stimulée. En effet, lorsque les impulsions sont très courtes et énergétiques (FWHM<1ps), elles possèdent un spectre suffisamment large pour qu'au cours de leur propagation le gain Raman amplifie les composantes spectrales de basses fréquences (rouge) grâce à l'énergie véhiculée par les hautes fréquences (bleu) qui jouent alors le rôle de pompe. Ce processus, connu en anglais sous le nom de « self-frequency shift », se poursuit au cours de la propagation et augmente progressivement le décalage fréquentiel du spectre de l'impulsion vers les basses fréquences, d'où le signe moins dans l'équation (1.58) [7, 8].

Afin d'illustrer ce phénomène de décalage fréquentiel, nous pouvons observer la propagation d'un soliton fondamental de 1ps dans une fibre SMF classique en présence de diffusion Raman stimulée. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

D (ps/km.nm)	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> /km)	$T_r$ (fs)	FWHM (ps)	N	$P_0$ (W)	$z_0$ (km)	L (km)
17	3	5	1	1	22.5	2.33	50 $z_0$

La simulation numérique montre clairement sur la Figure I-14(a) un décalage fréquentiel progressif du spectre du soliton vers les basses fréquences. En effet, l'impulsion étant relativement courte (FWHM=1ps, donc un spectre large) et sa puissance crête élevée (22.5W), le gain Raman amplifie les composantes spectrales de basses fréquences à partir de l'énergie contenue dans les hautes fréquences. Ce processus engendre donc progressivement un décalage fréquentiel du spectre de l'impulsion vers les basses fréquences. Nous ajouterons que ce décalage fréquentiel est accompagné d'une dérive temporelle occasionnée par la différence de vitesse de groupe liée à la dispersion chromatique de la fibre, phénomène observable sur la Figure I-14(b). Cette dérive temporelle pose un véritable problème pour un système Télécom car, si l'impulsion sort de sa période initiale appelée « temps bit », la détection synchronisée sur le signal initial ne peut plus s'effectuer correctement et l'erreur devient alors systématique.

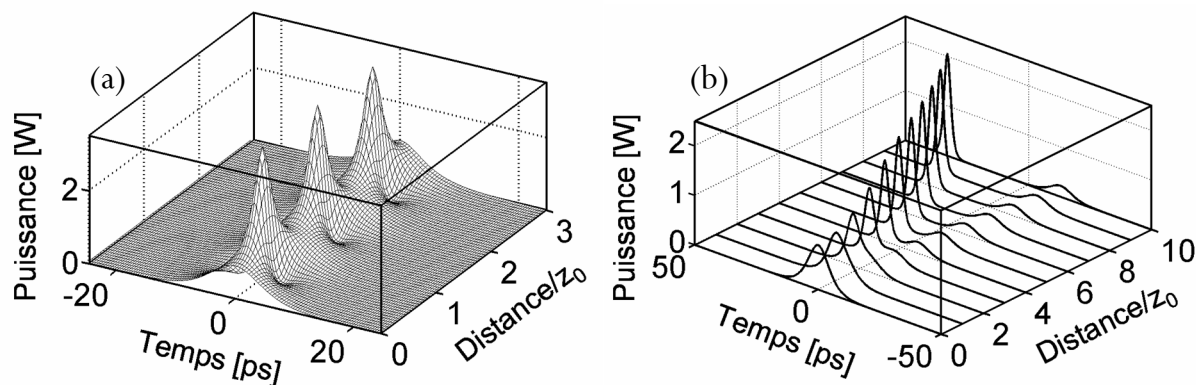


*Figure I-14 (a) Evolution du spectre d'un soliton fondamental de 1ps en présence de diffusion Raman stimulée sur 50 périodes solitoniques, vue du dessus (b) Evolution du profil d'intensité en fonction de la distance de propagation normalisée par  $z_0$ .*

Comparons maintenant la propagation d'un soliton d'ordre 2,  $N=2$  dans l'équation (1.48), dans une fibre SMF classique, avec et sans diffusion Raman stimulée. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

D (ps/km.nm)	$\gamma$ ( $W^{-1}/km$ )	$T_r$ (fs)	FWHM (ps)	N	$P_0$ (W)	$z_0$ (km)	L (km)
17	3	5	10	2	0.896	2.33	$10z_0$

En l'absence de diffusion Raman, nous observons sur la Figure I-15(a) que le soliton d'ordre 2 retrouve périodiquement sa forme initiale toutes les distances  $z_0$  après avoir subi une compression, où cohabitent alors un pic central et deux impulsions satellites, puis un élargissement.



*Figure I-15 (a) Evolution d'un soliton d'ordre 2 sur 3 périodes solitoniques (b) Idem sur 10 périodes solitoniques et en présence de diffusion Raman.*

Parallèlement, nous constatons sur la Figure I-15(b) que la présence de diffusion Raman stimulée brise cette périodicité. En effet, lorsque l'impulsion se comprime à  $z_0/2$ , le pic central, alors court et intense, subit un décalage fréquentiel beaucoup plus important que ses deux impulsions satellites. Grâce à la différence de vitesse de groupe, il se crée alors une séparation temporelle entre le pic central et ses composantes de plus basses énergies. Le pic central évolue finalement vers un soliton fondamental de

plus faible durée et de plus forte puissance crête. C'est donc un excellent moyen, comme nous le verrons aux paragraphes III.1.2.3 et III.1.3.4, pour comprimer et pour « nettoyer » des impulsions.

### I.7.2.4.2. Diffusion Brillouin Stimulée (SBS)

L'effet de diffusion Brillouin stimulée (SBS) est le premier phénomène non linéaire rencontré lors de l'injection d'une onde lumineuse quasi continue et de forte puissance dans une fibre optique [8, 15]. Par conséquent, la diffusion Brillouin se trouve être un des premiers effets limitant le rapport signal sur bruit dans les systèmes Télécoms [39]. D'un point de vue général, la diffusion Brillouin stimulée se manifeste par la génération d'une onde Stokes contra-propagative contenant une grande partie de l'énergie incidente [8, 15]. Nous comprenons alors aisément la nécessité de s'affranchir de ce phénomène, d'abord afin d'augmenter l'efficacité des phénomènes non linéaires co-propagatifs souhaités, mais également afin d'éviter le retour de puissance dans les sources lasers ou autres amplificateurs.

La diffusion Brillouin est un phénomène semblable à la diffusion Raman dans le sens où il s'agit dans les deux cas de la génération, à partir d'une onde pompe, d'une onde Stokes décalée vers les basses fréquences et dont la puissance évolue de manière exponentielle avec la distance de propagation [8, 15]. Cependant, les ordres de grandeur des quantités caractéristiques de ces phénomènes (gain, largeur de la bande spectrale, décalage fréquentiel de l'onde Stokes et puissance critique) sont radicalement différents et ce, principalement parce que l'origine physique de la diffusion Brillouin est différente de celle de l'effet Raman. Il s'agit ici essentiellement de l'interaction entre 3 ondes : la pompe, l'onde Stokes Brillouin rétro-diffusée et une onde acoustique [8, 15]. Un photon de l'onde pompe est en fait annihilé pour générer un photon Stokes et un phonon acoustique. L'énergie et le moment cinétique étant conservés, les fréquences et les vecteurs d'onde satisfont [8, 15] :

$$\Omega_a = \omega_p - \omega_s \quad \text{et} \quad k_a = k_p - k_s, \quad (1.59)$$

où  $\omega_p$ ,  $\omega_s$  sont les pulsations et  $k_p$ ,  $k_s$  les vecteurs d'onde, respectivement des ondes pompe et Stokes.  $\Omega_a$  et  $k_a$  correspondent, quant à eux, à la pulsation et au vecteur d'onde de l'onde acoustique.

L'onde acoustique ainsi générée module l'indice optique de la fibre et constitue localement un réseau optique de type Bragg qui réfléchit alors une partie de la lumière incidente sous la forme d'une onde Stokes [7, 39]. Le décalage de l'onde Stokes  $\nu_b$  est donné par la relation suivante [8, 15] :

$$\nu_b = \frac{\Omega_b}{2\pi} = \frac{2n\nu_a}{\lambda_p}, \quad (1.60)$$

où  $n$  est l'indice optique du milieu,  $\lambda_p$  la longueur d'onde de la pompe et  $\nu_a$  la vitesse de propagation de l'onde acoustique au sein du milieu.

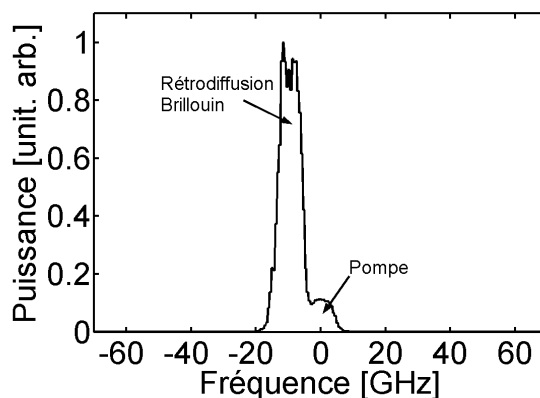
Typiquement, pour une fibre optique constituée principalement de silice,  $n=1.46$ ,  $v_a=6\text{km/s}$ . L'application numérique donne, pour une pompe à 1550nm,  $\nu_b = 11.3\text{-GHz}$  (pour comparaison, 13-THz pour l'effet Raman), soit environ 0.1nm [8, 15]. L'observation expérimentale de l'onde Stokes ne pourra donc se faire qu'avec un analyseur de spectre optique (OSA) de bonne résolution ( $<0.1\text{nm}$ ). La largeur spectrale du gain Brillouin dans la silice est de l'ordre de 10-MHz, valeur relativement faible comparée à la fenêtre de l'effet Raman,  $\sim 10\text{-THz}$  [8, 15]. La croissance rapide de l'onde Stokes intervient quand l'onde pompe dépasse un seuil critique appelé seuil Brillouin qui dépend essentiellement de la largeur spectrale de l'onde pompe. Ainsi, pour une onde continue de profil spectral Lorentzien, le seuil Brillouin  $P_{crit}$ , c'est-à-dire la puissance à l'entrée de la fibre pour laquelle la puissance réfléchie est égale à la puissance injectée, peut être exprimé analytiquement par [8, 40] :

$$P_{crit} = \frac{21A_{eff}}{g_b(\nu_b)L_{eff}} \left( 1 + \frac{\Delta\nu_p}{\Delta\nu_b} \right), \quad (1.61)$$

où  $A_{eff}$  est l'aire effective de la fibre,  $L_{eff}$  sa longueur effective,  $\Delta\nu_p$  est la largeur spectrale de la pompe,  $\Delta\nu_b$  la largeur spectrale du gain Brillouin (10-MHz pour la silice) et  $g_b(\nu_b)$  le gain maximum de la courbe de gain Brillouin, typiquement  $5 \cdot 10^{-11}\text{m/W}$  pour la silice [8].

Supposons par exemple une fibre DSF de  $L=5\text{km}$  ( $A_{eff}=55\mu\text{m}^2$ ,  $\alpha=0.2\text{dB/km}$ ) dans laquelle un expérimentateur souhaite injecter une onde lumineuse continue à 1550nm et générée par une diode laser possédant une finesse spectrale de 150-kHz. Si les ondes pompes et stokes sont linéairement polarisées, l'application numérique de l'équation (1.61) donne un seuil Brillouin de seulement 5.2mW !!! Nous voyons ici que le seuil Brillouin peut être rapidement atteint et que cet effet se trouve être un phénomène puissamment néfaste dans nos expériences, notamment dans des applications de compression d'impulsions qui nécessitent de grandes puissances d'injection, comme nous le verrons dans le Chapitre III [9].

La Figure I-16 montre un enregistrement expérimental d'une situation similaire. La puissance injectée dans la fibre DSF de 5km est alors de 140mW et donc largement supérieure au seuil Brillouin. Tandis que l'axe des fréquences a été normalisé de sorte que le signal pompe injecté au sein de la fibre corresponde à 0-Hz, nous observons clairement l'apparition d'un pic Stokes de retrodiffusion décalé vers les basses fréquences d'une quantité proche des 11.3-GHz théoriques et contenant une très grande partie de l'énergie du signal. Cette énergie est finalement non seulement perdue pour les applications qui lui étaient destinées mais aussi relativement dangereuse pour les équipements connectés à l'entrée de la fibre.



**Figure I-16** Illustration de la rétro-diffusion Brillouin : Spectre obtenu expérimentalement en entrée de fibre DSF pour une pompe (ici à 0-Hz) injectée avec une puissance de 140mW.

### I.7.2.5. Auto-raïdissement

Le phénomène d'auto-raïdissement d'une impulsion, traduction française de « self-steepening », est un effet non linéaire d'ordre supérieur à ne considérer que pour des impulsions ultra-courtes (FWHM < 1ps) et énergétiques [8]. L'auto-raïdissement est le fruit de la dépendance de la vitesse de groupe vis-à-vis de l'intensité. Il se manifeste par une vitesse de propagation plus rapide sur les bords de l'impulsion qu'au centre de celle-ci où la puissance y est maximum. Conséquemment, le profil d'intensité adopte une forme asymétrique qui empire avec la distance de propagation [8].

L'auto-raïdissement peut être modélisé dans l'équation de Schrödinger non linéaire par l'addition d'un nouveau terme [7, 8] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i \gamma |A|^2 A - \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial (|A|^2 A)}{\partial t}, \quad (1.62)$$

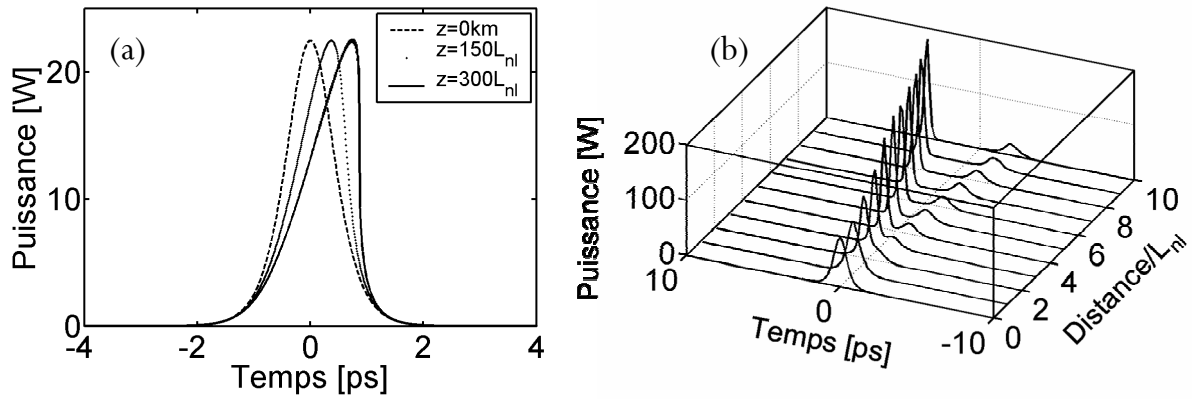
où  $\omega_0$  représente la fréquence de la porteuse.

Nous pouvons illustrer cet effet en observant la propagation d'une impulsion solitonique de 1ps dans une fibre SMF classique en présence d'auto-raïdissement. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

D (ps/km.nm)	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> /km)	FWHM (ps)	P <sub>0</sub> (W)	L <sub>nl</sub> (m)
17	3	1	22.5	14.8

Dans un premier temps, afin de visualiser l'effet d'auto-raïdissement, nous négligeons dans la simulation numérique les effets de dispersion et d'auto-modulation de phase pour ne laisser place qu'à l'auto-raïdissement. Nous observons sur la Figure I-17(a) l'évolution du profil d'intensité en fonction de la distance de propagation normalisée par la longueur de non linéarité du soliton fondamental. Au cours de

la propagation, comme la crête de l'impulsion se déplace moins vite que les ailes, le front descendant de l'impulsion devient de plus en plus « raide » et nous observons une asymétrie de plus en plus forte. Cette forme asymétrique est assez semblable à une « vague » (ici optique) qui, comme son homologue hydrodynamique, tend vers la brisure avec la distance de propagation [7, 8].



**Figure I-17 (a)** Evolution du profil d'intensité d'une sécante hyperbolique de 1 ps en présence du seul auto-raïdissement **(b)** Evolution d'un soliton d'ordre 2 en présence d'auto-raïdissement et en fonction de la distance de propagation normalisée par  $L_{nl}$ .

En pratique, la présence de dispersion chromatique lisse ce phénomène d'asymétrie et l'auto-raïdissement engendre une plus légère asymétrie ainsi qu'une dérive temporelle de l'impulsion [8]. Cette dérive temporelle et la dépendance de la vitesse de groupe vis-à-vis de l'intensité sont observables sur la Figure I-17(b). Il s'agit de la propagation du soliton d'ordre 2 correspondant aux données du tableau précédent. Nous constatons sur la Figure I-17(b) que l'effet d'auto-raïdissement brise la périodicité spatiale du soliton d'ordre 2. En effet, lorsque l'impulsion se comprime à  $z_0/2$ , le pic central, alors court et intense, se propage moins vite que ses deux impulsions satellites. Grâce à cette différence de vitesse de groupe, il se crée alors une séparation temporelle entre le pic central et ses satellites de plus basse énergie. Le pic central évolue finalement en un soliton fondamental de plus faible durée et de plus forte puissance tandis que l'impulsion formée par les deux lobes satellites évolue vers un soliton de plus faible énergie.

#### I.7.2.6. Mélange à quatre ondes (FWM)

La première partie de ce chapitre était essentiellement consacrée à la propagation d'un seul champ électrique au sein d'une fibre optique. Cependant, en réalité, et en particulier dans des applications Télécoms multiplexées en longueur d'onde (WDM), bon nombre de signaux à différentes longueurs

d'onde se propagent simultanément au sein de la même fibre optique. La présence de ces signaux à diverses longueurs d'onde engendre alors, sous certaines conditions, un grand nombre d'effets non linéaires comme le mélange à quatre ondes, la modulation de phase croisée, l'instabilité modulationnelle induite, l'amplification Raman ou la diffusion Brillouin stimulée... [7, 8, 15, 41]

D'une manière générale, ces effets non linéaires traduisent la génération de nouvelles fréquences par l'interaction non linéaire et l'échange d'énergie de signaux qualifiés de pompes vers de nouvelles fréquences qualifiées également de « Stokes » ou « d'anti-Stokes » [7, 8, 15]. Considérons deux champs électriques  $E_1$  et  $E_2$  de pulsations respectives  $\omega_1$  et  $\omega_2$  tel que  $\omega_2 > \omega_1$  et se propagent simultanément au sein d'une fibre optique. Si nous supposons les deux champs électriques polarisés rectilignement suivant le même état de polarisation, le champ total s'écrit simplement :  $E_{tot} = E_1 + E_2$ . Dans l'hypothèse où l'écart de fréquence  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  est faible devant la fréquence centrale  $\omega_o = (\omega_1 + \omega_2)/2$ , l'équation (1.9) nous donne la polarisation non linéaire résultant de l'interaction du champ total sur le matériau incident par [7, 8, 15] :

$$P_{NL} = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi^{(3)} |E_{tot}|^2 E_{tot}. \quad (1.63)$$

En remplaçant  $E_{tot}$  par son expression, nous obtenons :

$$P_{NL} = 2n_0 n_2^I \left[ (|E_1|^2 + 2|E_2|^2) E_1 + (|E_2|^2 + 2|E_1|^2) E_2 + E_1^2 E_2^* + E_2^2 E_1^* \right]. \quad (1.64)$$

Tandis que les deux premiers termes traduisent la réponse non linéaire du matériau à la pulsation  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , les deux derniers termes correspondent à la génération de deux nouvelles ondes. Le signal généré à la plus basse fréquence  $\omega_s = 2\omega_1 - \omega_2$  est classiquement qualifié d'onde Stokes tandis que le signal généré à la pulsation  $\omega_{as} = 2\omega_2 - \omega_1$  est nommé anti-Stokes [7, 8, 15]. Les générations de ces deux nouvelles fréquences à partir des pompes initiales sont appelées phénomènes de mélange à quatre ondes (FWM) partiellement dégénéré [7, 8, 15]. Comme le montre la Figure I-18(a), nous pouvons également voir ce phénomène de mélange à quatre ondes comme une interaction entre quatre photons où deux photons de fréquence  $\omega_1$  et  $\omega_2$  s'annihilent pour générer deux nouveaux photons de fréquence  $\omega_s$  et  $\omega_{as}$  de sorte que le spectre final, visible sur la Figure I-18(b), vérifie [7, 8, 15] :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_s + \omega_{as}. \quad (1.65)$$

Cette relation traduit la conservation de l'énergie mais le processus ne peut être efficace que s'il s'opère également une conservation du moment cinétique, c'est-à-dire [7, 8, 15] :



$$\Delta k = k_s + k_{as} - k_1 - k_2 = 0, \quad (1.66)$$

ou encore, en fonction de l'indice optique et de la fréquence [7, 8, 15] :

$$n(\omega_s)\omega_s + n(\omega_{as})\omega_{as} - n(\omega_1)\omega_1 - n(\omega_2)\omega_2 = 0. \quad (1.67)$$

L'équation (1.67) est finalement connue comme étant la condition d'accord de phase du processus de mélange à quatre ondes.

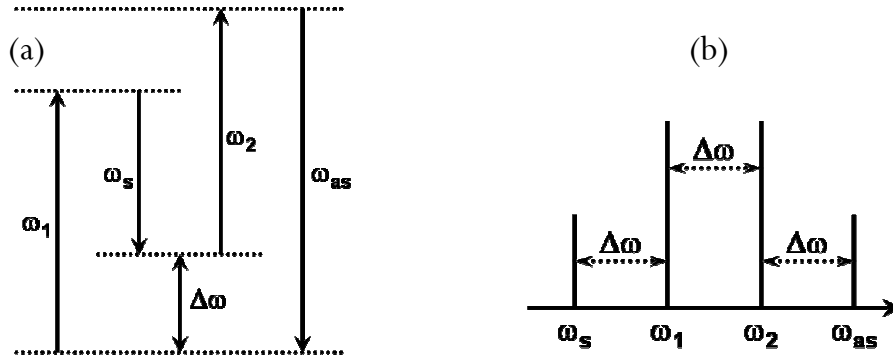


Figure I-18 (a) Principe du mélange à quatre ondes (b) Spectre correspondant.

### I.7.2.7. Modulation de phase croisée (XPM)

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la réponse non linéaire d'un matériau à l'incidence de deux ondes de pulsation  $\omega_1$  et  $\omega_2$  était une somme de quatre termes définie par :

$$P_{NL} = P_{NL}(\omega_1) + P_{NL}(\omega_2) + P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1) + P_{NL}(2\omega_1 - \omega_2), \quad (1.68)$$

avec :

$$\begin{aligned} P_{NL}(\omega_1) &= 2n_0 n_2' (|E_1|^2 + 2|E_2|^2) E_1, \\ P_{NL}(\omega_2) &= 2n_0 n_2' (|E_2|^2 + 2|E_1|^2) E_2, \\ P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1) &= 2n_0 n_2' E_1^2 E_2^*, \\ P_{NL}(2\omega_1 - \omega_2) &= 2n_0 n_2' E_2^2 E_1^*. \end{aligned} \quad (1.69)$$

Comme nous l'avons exposé, les deux derniers termes correspondent au processus de mélange à quatre ondes qui nécessite une condition d'accord de phase généralement non remplie spontanément. Les deux derniers termes peuvent donc être négligés pour l'analyse de la modulation de phase croisée (XPM).

D'une manière similaire à celle dont résulte l'expression de  $n(\omega)$  dans l'équation (1.14), nous obtenons les expressions de  $n(\omega_1)$  et  $n(\omega_2)$  par [8] :

$$\begin{aligned} n(\omega_1, |E_1|^2, |E_2|^2) &= n_0(\omega_1) + n_2(|E_1|^2 + 2|E_2|^2) \quad \text{et} \\ n(\omega_2, |E_2|^2, |E_1|^2) &= n_0(\omega_2) + n_2(|E_2|^2 + 2|E_1|^2) \end{aligned} \quad (1.70)$$

Cette équation montre que l'indice de réfraction vu par un champ électrique au sein d'une fibre optique dépend non seulement de l'intensité du champ incident mais aussi de l'intensité des autres champs co-propagatifs [7, 8, 15]. Ainsi, si nous supposons la propagation de deux impulsions solitoniques d'enveloppes respectives  $A_1$  et  $A_2$  et ayant une pulsation centrale  $\omega_1$  et  $\omega_2$ , la phase non linéaire induite au cours de la propagation va dépendre des deux impulsions et s'exprimera, par exemple pour  $A_1$ , de la façon suivante [8] :

$$\Phi_{ML}^1(z) = \gamma \left( |A_1(0,t)|^2 + 2|A_2(0,t)|^2 \right) z. \quad (1.71)$$

Nous voyons ici, qu'à intensité égale, le terme de phase croisée  $2|A_2(0,t)|^2 \gamma z$  sera deux fois plus important que le terme d'auto-modulation de la phase. Les conséquences de la XPM, notamment sur la propagation d'impulsions en régime WDM ne pourront donc pas être négligées.

## I.8. Equation de Schrödinger Non Linéaire généralisée

Afin de conclure cette première partie, nous pouvons généraliser l'équation de Schrödinger non linéaire introduite au paragraphe I.5 en incluant tous les termes rencontrés au cours de ce chapitre. La propagation d'une impulsion lumineuse d'enveloppe  $A(0,t)$  dans une fibre optique sera donc décrite au cours de ce mémoire par l'équation suivante [7, 8] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A - i\gamma T_r \frac{\partial |A|^2}{\partial t} A - \frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial (|A|^2 A)}{\partial t}, \quad (1.72)$$

où  $\beta_2$  est le coefficient de dispersion d'ordre 2,  $\beta_3$  le coefficient de dispersion d'ordre 3,  $\alpha$  le terme de pertes linéaires,  $\gamma$  le coefficient non linéaire,  $T_r$  la pente de la courbe au centre du gain Raman et  $\omega_0$  la pulsation de la porteuse.

$$\dagger \infty \dagger$$



# Chapitre II.

## Caractérisation d'impulsions ultra-courtes

L'ambition de ce deuxième chapitre est de mettre au point un système de détection permettant de caractériser, en intensité et en phase, des trains d'impulsions à ultra-haute cadence ( $> 40$ -GHz), à une longueur d'onde de 1550nm et avec des puissances moyennes compatibles avec les gammes utilisées dans les Télécoms (quelques dizaines de mW maximum).

La première partie de ce chapitre sera consacrée à une étude bibliographique des différents systèmes de caractérisation d'impulsions ultra-courtes puis, nous présenterons dans une seconde section notre dispositif expérimental pour finalement conclure par une étude de sa sensibilité.

### II.1. Autocorrélateur à génération de second harmonique

La technique la plus simple de détection d'impulsions reste à l'heure actuelle les photo-détecteurs qui, couplés à un oscilloscope, permettent une visualisation directe de l'intensité. Cependant, ces détecteurs n'étant sensibles qu'à l'énergie véhiculée par les impulsions indépendamment de leur phase, ils ne donnent accès qu'au profil d'intensité. De plus, la résolution temporelle de ce type d'appareillage rend difficile, voire très coûteuse, la caractérisation d'événement d'une durée inférieure à 25ps ou cadencé au delà de 40-GHz. Les techniques usuelles de caractérisation d'impulsions courtes ou à haut débit sont donc, et en particulier dans les Télécoms, principalement basées sur l'utilisation d'Analyseur de Spectre Optique (OSA) et d'autocorrélateur optique [42, 43].

Si les spectromètres donnent un accès direct au spectre des impulsions, ils ne donnent aucune information sur leur phase spectrale et ne suffisent donc pas à les caractériser complètement. Quelques informations supplémentaires peuvent cependant être obtenues grâce à la fonction d'autocorrélation [42].

Le principe de l'autocorrélation optique à génération de second harmonique est représenté sur la Figure II-1 et correspond également à notre montage expérimental. Si le montage est de type « air

libre », le signal est d'abord injecté dans l'autocorrélateur grâce à une micro-lentille (directement connecté par une fibre optique si le montage est de type « fibré »). Un contrôleur de polarisation est ensuite ajouté afin de réduire les pertes d'insertions dues au polariseur d'entrée et ainsi optimiser le signal de sortie [44]. De manière générale, un autocorrélateur est basé sur la division de l'impulsion à analyser en deux répliques identiques, soit, comme c'est le cas ici, grâce à une séparatrice 50:50, soit à l'aide d'un coupleur 50:50 si l'autocorrélateur est de type fibré. Un retard variable est ensuite introduit entre les deux répliques de l'impulsion grâce à un miroir (ici en coin de cube) monté sur une platine de translation. Les deux répliques ainsi retardées interagissent finalement spatialement au sein d'un matériau optique présentant une réponse non linéaire considérée comme instantanée. Il s'agit ici de la génération d'un signal de second harmonique (ou doublement de fréquence faisant intervenir le  $\chi^{(2)}$  du matériau) au sein d'un cristal de BBO de 2mm de long. Si les deux répliques possèdent le même état de polarisation, la génération du second harmonique sera qualifiée de type I et inversement de type II si les répliques sont polarisées orthogonalement [42]. Les deux répliques de l'impulsion ainsi que le signal de second harmonique sont respectivement focalisés et refocalisés avant et après le cristal à l'aide de deux lentilles de distance focale égale à 5mm. Le signal alors généré au sein du cristal est proportionnel au produit des deux impulsions répliques et est donc maximal lorsque les deux impulsions arrivent simultanément et se recouvrent totalement au sein du cristal. Inversement, le signal de second harmonique sera d'autant plus faible que le retard entre les deux répliques sera important. Typiquement, le signal généré chute environ d'un facteur 2 lorsque le retard introduit entre les deux répliques correspond à la durée à mi-hauteur des impulsions à caractériser [42].

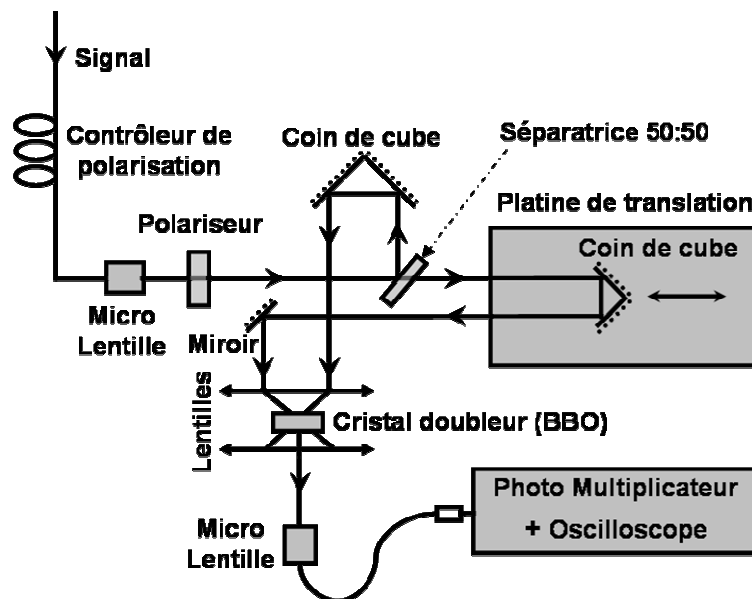


Figure II-1 Montage expérimental de l'autocorrélateur à génération de second harmonique.

Le signal de second harmonique généré au sein du cristal est finalement réinjecté dans une fibre optique monomode à 750nm pour être détecté par un photo-multiplicateur dont la tension est visualisée grâce à un oscilloscope. Un filtre optique placé devant le photo-multiplicateur élimine les composantes fondamentales à 1550nm tandis que la configuration croisée nous assure d'avoir une trace d'autocorrélation sans fond continu.

Mathématiquement, le champ résultant de la génération de second harmonique  $E_{sig}^{SHG}(t, \tau)$  s'écrit [42] :

$$E_{sig}^{SHG}(t, \tau) \propto E(t)E(t-\tau), \quad (2.1)$$

où  $\tau$  représente le retard entre les deux répliques de l'impulsion et  $E(t)$  le champ du signal d'entrée.

L'intensité du champ de second harmonique  $E_{sig}^{SHG}(t, \tau)$  est donc proportionnelle à l'intensité des deux répliques de l'impulsion initiale et est donc donnée par [42] :

$$I_{sig}^{SHG}(t, \tau) \propto I(t)I(t-\tau), \quad (2.2)$$

où  $I(t)$  représente l'intensité de l'impulsion initiale.

Finalement, sachant que le temps de réponse du photo-multiplicateur est trop important pour résoudre temporellement  $I_{sig}^{SHG}(t, \tau)$ , le signal de second harmonique généré par notre système correspond, à un facteur de proportionnalité près, à la fonction d'autocorrélation  $A_c^{(2)}(\tau)$  du signal d'entrée et est défini par [42] :

$$A_c^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau) dt. \quad (2.3)$$

L'idée fondamentale de l'autocorrélateur est donc finalement de transposer un évènement trop bref et donc impossible à observer directement, dans un autre espace temporel « plus lent » et défini par l'autocorrélation. Nous pouvons expliciter cet espace temporel par les relations suivantes :

Si la platine de translation se déplace d'1mm, nous pouvons relier ce déplacement à un temps impulsion ( $t_{imp}$ ), grâce à la vitesse de la lumière, par :

$$t_{imp} = \frac{2}{c} = 6.66 ps \text{ pour } 1mm, \quad (2.4)$$

où  $c$  est la célérité de la lumière (0.3mm/ps) tandis que le facteur 2 correspond à l'aller-retour de la réplique sur le coin de cube.

D'autre part, sachant que la platine de translation se déplace à une vitesse de  $v_p$  en mm/s (les secondes correspondant ici au temps effectivement observé sur l'oscilloscope), cette vitesse peut s'exprimer en fonction du temps  $t_{imp}$  par :

$$v_p \text{ en mm/s} = v_p t_{imp} \text{ en ps/s}. \quad (2.5)$$

Finalement, le temps exprimé dans le repère des impulsions  $T_{imp}$  s'exprime en fonction du temps observable sur l'oscilloscope  $T_{oscillo}$  par :

$$T_{imp} = v_p t_{imp} T_{oscillo}, \quad (2.6)$$

avec  $T_{imp}$  en ps,  $T_{oscillo}$  en s et  $v_p$  en mm/s

**Exemple :** Pour une vitesse de translation du miroir en coin de cube de 3mm/s et une période de signal mesurée sur l'oscilloscope à 313ms, nous obtenons la période réelle du signal par :

$$T_{imp} = 3 \times 6.66 \times 0.313 = 6.25\text{ps}. \quad (2.7)$$

Bien que la fonction d'autocorrélation soit très intéressante pour observer des trains d'impulsions cadencés à très haut débit, la perte d'information sur le signal reste colossale. En effet, la fonction d'autocorrélation ne donne aucune information sur la phase des impulsions et ne donne qu'une idée grossière de la forme de celles-ci. Plus grave, la fonction d'autocorrélation à génération de second harmonique  $A_c^{(2)}(\tau)$  cache souvent la structure réelle des impulsions. En effet, les éventuelles impulsions satellites sont souvent lissées et, de part sa nature mathématique paire, l'autocorrélation de second harmonique symétrise la forme des impulsions et laisse une ambiguïté sur le sens du temps [42].

La Figure II-2 illustre bien ce phénomène. Bien que les fonctions d'autocorrélation (b), (d) et (e) semblent visuellement assez proches, il existe une nette différence autour de leur profil d'intensité, en particulier pour (c) et (e). Nous observons finalement clairement sur les Figures (e) et (f) les phénomènes de symétrisation et de lissage des lobes parasites entre l'impulsion et sa fonction d'autocorrélation.

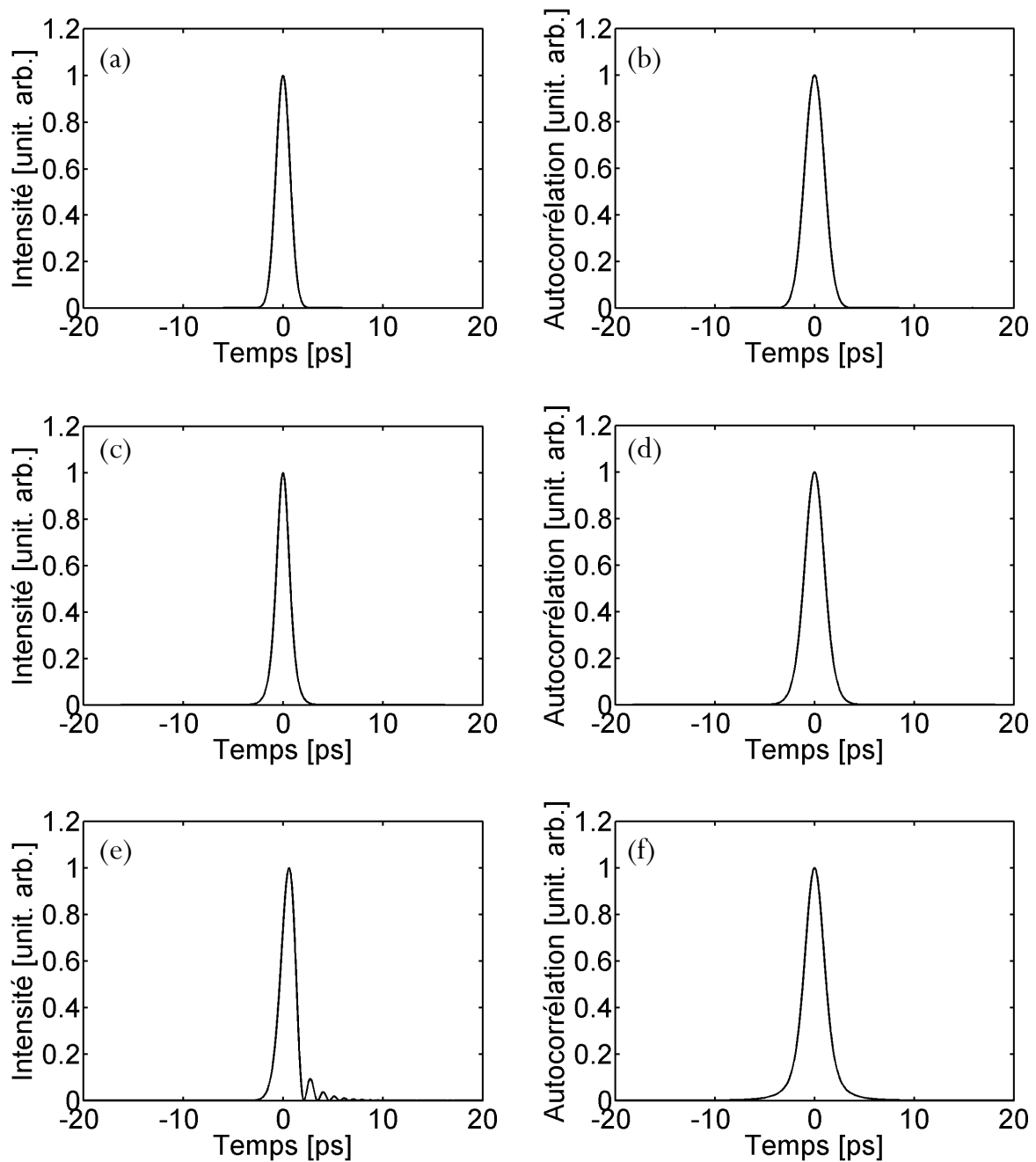
D'autre part, afin de remonter à la largeur des impulsions, il est nécessaire d'émettre une hypothèse sur la forme des impulsions [42]. Il existe en effet un facteur de proportionnalité entre la largeur de l'impulsion et sa fonction d'autocorrélation pour divers types de profil d'intensité [42]. Ainsi, pour une enveloppe de type gaussienne, la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation est égale à 1.414 fois la largeur à mi-hauteur de l'impulsion ; pour une sécante hyperbolique, ce facteur vaut 1.543 [42]. Il est toutefois très difficile de justifier l'utilisation de ces relations dans des résultats expérimentaux au vu des remarques faites sur la Figure II-2.

Il existe cependant une information donnée par l'autocorrélation sur l'intensité et qui est toujours vérifiée. Il s'agit de la largeur rms de l'impulsion qui est reliée à la largeur rms de l'autocorrélation par la relation suivante [42] :

$$\left(\tau_{rms}^{Acc}\right)^2 = 2\left(\tau_{rms}^{Imp}\right)^2, \quad (2.8)$$

avec 
$$\tau_{rms}^{Imp} = \int_{-\infty}^{\infty} t I(t) dt \quad \text{et} \quad \tau_{rms}^{Acc} = \int_{-\infty}^{\infty} \tau A_c^{(2)}(\tau) d\tau. \quad (2.9)$$

Finalement et même avec les deux types d'instrumentation que sont le spectromètre et l'autocorrélateur à génération de second harmonique, il apparaît impossible de caractériser une impulsion en intensité et en phase aussi bien dans le domaine spectral que dans le domaine temporel.



*Figure II-2 (a) Impulsion gaussienne de 1.64ps à mi hauteur (c) Impulsion sécante hyperbolique de 1.5ps à mi-hauteur (e) Idem que (c) avec une phase générée par une dispersion chromatique d'ordre 3 (b) (d) et (f) Les fonctions d'autocorrélation respectives.*

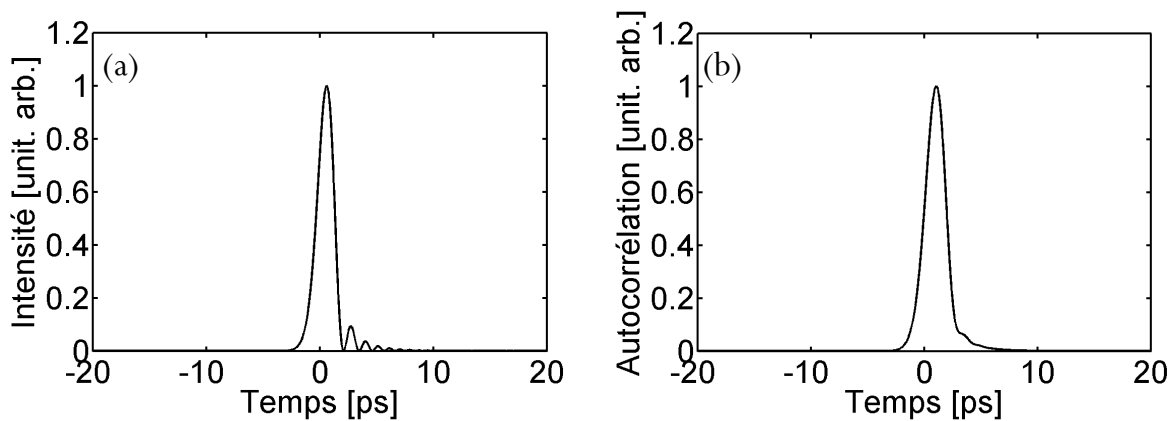


## II.2. Autocorrélateur à génération de troisième harmonique

Une amélioration de l'autocorrélateur à génération de second harmonique peut cependant être réalisée en produisant un signal de troisième harmonique. Ce signal peut être obtenu, soit en remplaçant simplement le milieu non linéaire à génération de second harmonique par un milieu non linéaire d'ordre 3 (THG), soit en introduisant une porte polarisante (PG) ou encore en utilisant la diffraction induite (SD) au sein du cristal par l'une des répliques (voir Figure II-22) [42, 45]. Le signal de troisième harmonique a, dans les trois cas, la même expression et est donné par [42] :

$$A_c^{(3)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I^2(t)I(t-\tau) dt . \quad (2.10)$$

L'avantage de ce type de montage est que le signal ainsi généré n'est plus insensible à l'asymétrie de l'impulsion. Si nous reprenons l'impulsion de la Figure II-2(e) et que nous traçons l'autocorrélation à génération de troisième harmonique (voir Figure II-3) nous observons alors que la trace d'autocorrélation traduit beaucoup mieux la réelle qualité des impulsions. Mise à part cette information supplémentaire, la génération de troisième harmonique reste un phénomène non linéaire peu efficace comparé à la génération de second harmonique et nécessite donc des puissances crêtes très importantes. Son utilisation n'est donc que peu envisageable dans le domaine des Télécoms [42, 45].



**Figure II-3** (a) Impulsion sécante hyperbolique de 1.5ps à mi hauteur avec une phase générée par une dispersion chromatique d'ordre 3 (b) Fonction d'autocorrélation à génération de troisième harmonique.

## II.3. Triple autocorrélation

Une possibilité supplémentaire qui peut conduire à la détermination de l'intensité est la triple corrélation. Il s'agit en fait de faire varier la fonction d'autocorrélation sur deux délais différents. La forme du signal est alors [42] :

$$A_{3ac}(\tau, \tau') = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)I(t-\tau')dt. \quad (2.11)$$

Ce type de signal peut être généré de deux manières différentes [42] :

- Le signal d'autocorrélation peut interagir avec une troisième réplique au sein d'un deuxième cristal non linéaire.
- Ou, l'impulsion à caractériser peut être scindée en trois répliques qui interagissent au sein d'un cristal à génération de troisième harmonique en faisant varier simultanément le retard de deux des trois répliques.

Cette méthode a été finalement peu employée car elle reste très fastidieuse à mettre en œuvre expérimentalement. Elle nécessite en effet deux platines de translation et, de part ses multiples répliques et processus non linéaires, une énergie initiale relativement importante [42].

## II.4. Mesure de la phase spectrale par filtrage de Fourier

Chilla et ses collaborateurs furent, en 1991, les premiers à proposer une méthode efficace de caractérisation en intensité et en phase d'impulsions ultra-courtes [46]. De manière originale, cette caractérisation s'effectue entièrement dans le domaine de Fourier. Par définition, la transformée de Fourier ( $TF$ ) d'une impulsion de champ  $E(t)$  s'écrit :

$$TF[E(t)] = \sqrt{S(\omega)}e^{i\Phi(\omega)}, \quad (2.12)$$

où  $S(\omega)$  et  $\Phi(\omega)$  sont respectivement le spectre et la phase spectrale de l'impulsion à caractériser.

Comme  $S(\omega)$  est directement donné par le spectre des impulsions mesuré à l'aide d'un OSA, il suffit de déterminer la phase spectrale et de prendre la transformée de Fourier inverse des données pour avoir un accès direct à l'intensité et à la phase de l'impulsion.

Le principe de cette technique est décrit sur la figure suivante [46] :

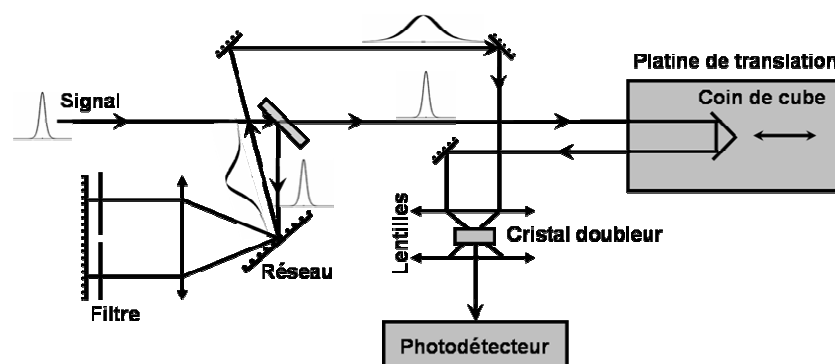


Figure II-4 Montage expérimental du système de caractérisation d'impulsions en intensité et en phase dans le domaine de Fourier développé par Chilla et al.

Le montage se compose d'un intercorrélateur dont, l'un des bras est alimenté par l'impulsion à caractériser et l'autre par une ligne de remise en forme d'impulsions à dispersion nulle dans une géométrie à un seul réseau en double passage (La dispersion de la ligne est ajustée en comparant l'autocorrélation de l'impulsion initiale avec son intercorrélation) [46]. Le plan de Fourier de cette ligne est obtenu dans le plan focal de la lentille, au niveau du miroir. L'insertion d'une fente devant ce miroir permet alors un filtrage spectral qui engendre une remise en forme de l'impulsion. Le signal généré en sortie de ligne,  $E'(t)$ , est une impulsion fortement élargie qui est égale à la transformée de Fourier inverse du spectre initial filtré par la fente. Son champ est donné par [46] :

$$\begin{aligned} E'(t) &= \int a_{in}(\omega) H(\omega) e^{i\omega t} d\omega \\ &= a_0 \exp(i\Phi_0) \operatorname{sinc} \left[ \frac{L}{2}(t + \Phi') \right] \end{aligned} \quad (2.13)$$

où  $H(\omega)$  représente la fonction de transfert du filtre,  $L$  la largeur de la fente et  $a_{in}(\omega)$  le spectre résultant du filtrage dont l'expression est donnée par [46] :

$$a_{in}(\omega) = a_0 \exp[i(\Phi_0 + \Phi' \omega)], \quad (2.14)$$

avec  $a_0$  et  $\Phi_0$ , amplitude et phase respectives du spectre initial à la fréquence centrale de la fente et  $\Phi' = \partial\Phi / \partial\omega$  dérivée de la phase vis-à-vis de la pulsation.

Chilla réalise ici une petite approximation puisqu'il considère que la largeur de la fente est suffisamment faible devant la largeur du spectre de l'impulsion initiale [46]. Ceci permet alors de considérer que l'amplitude du spectre est constante le long de la fente ( $a_0$ ) et que la phase spectrale peut être modélisée par une fonction affine ( $\Phi' \omega$ ) [46].

Le profil temporel résultant du filtrage est donc une impulsion en sinus cardinal, caractéristique du phénomène de diffraction et centré autour d'un délai correspondant à la dérivée de la phase spectrale vis-à-vis de la pulsation. Ce délai est alors mesuré grâce à l'intercorrélation de ce signal avec une impulsion référence qui, pour la première fois, se trouve être une réplique de l'impulsion à caractériser. Il suffit ensuite de translater progressivement le filtre le long du spectre pour mesurer la dérivée de la phase spectrale en fonction de la fréquence et en déduire l'évolution de la phase. Une transformée de Fourier inverse du spectre donne alors directement l'intensité et la phase de l'impulsion initiale [46].

La technique développée par Chilla *et al.* a été par la suite peu développée car elle fut considérée comme peu précise en raison des approximations réalisées. De plus, elle ne donne accès qu'à la dérivée de la phase spectrale et nécessite donc une intégration finale. Elle reste cependant la première démonstration expérimentale de la caractérisation complète, en intensité comme en phase, d'une impulsion fs et fut une inspiration pour bon nombre de travaux [46].

## II.5. Mesure directe de la phase spectrale optique (DOSPM)

Cette technique de caractérisation d'impulsions en intensité et en phase a été proposée et démontrée pour la première fois par Chu et ses collaborateurs en 1995 [47]. De manière similaire à la technique de Chilla décrite dans le paragraphe précédent, il s'agit ici d'une part de mesurer directement le spectre des impulsions à l'aide d'un OSA et d'autre part de déterminer de proche en proche la phase spectrale de l'impulsion. Le dispositif expérimental du DOSPM est schématisé sur la Figure II-5 et est relativement proche de celui proposé par Chilla *et al.* Il se compose d'un intercorrélateur optique auquel une ligne à dispersion nulle dans une géométrie à un seul réseau en double passage a été greffé dans un des bras. Le plan de Fourier de cette ligne est obtenu dans le plan focal de la lentille, au niveau du miroir. L'insertion de masques avec fentes devant le miroir permet alors un filtrage spectral. Les masques sont choisis de façon à ne laisser passer que deux bandes spectrales du spectre initial de l'impulsion. Le signal,  $I'(t)$ , ainsi généré est un battement de fréquence variable dont l'une des deux composantes est assignée à la bande centrale du spectre initial et est donné par [47] :

$$I'(t) \propto \left[ \sin c \left( \frac{\delta\omega t}{2} \right) \cos \left( \frac{\Delta\omega t + \Delta\Phi}{2} \right) \right]^2, \quad (2.15)$$

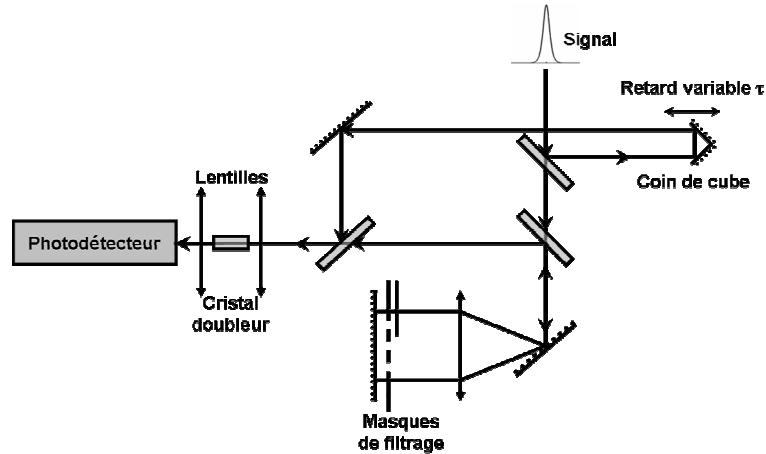
où  $\delta\omega$  représente la largeur des fentes du filtre spectral,  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$  est la pulsation du battement généré ( $\omega_0$ , fréquence centrale du spectre de l'impulsion) et  $\Delta\Phi$ , phase du battement donnée par  $\Delta\Phi = \Phi - \Phi_0$ , différence de phase spectrale entre les deux ondes formant le battement.

**Remarque :** Nous retrouvons ici la modulation en sinus cardinal, caractéristique des interférences générées par des fentes de Young

Le deuxième bras de l'autocorrélateur fournit une impulsion de référence à retard variable qui interagit avec le battement issu de l'autre bras suivant une intercorrélacion au sein d'un cristal doubleur [47]. Le signal obtenu est alors amplifié et visualisé sur un oscilloscope. Il s'agit d'un signal modulé suivant le retard de l'impulsion dont la période correspond à celle du battement généré dans la ligne à dispersion nulle [47]. Chu *et al.* soulignent d'ailleurs que  $I'(t)$  n'étant pas mesuré directement mais corrélé avec l'impulsion initiale, il est conseillé d'analyser des impulsions relativement symétriques et en limite de Fourier de sorte que la différence de phase spectrale varie peu entre les deux fentes du filtre [47].

Il suffit alors d'enregistrer les traces d'intercorrélacion en fonction de la fréquence du battement en déplaçant progressivement les deux masques de la ligne à dispersion nulle. Le déphasage observé

entre les différentes traces d'intercorrélation donne alors accès à la phase spectrale de l'impulsion en fonction de la fréquence. En effet, l'analyse (partie imaginaire, partie réelle) de la transformée de Fourier de chaque enregistrement d'intercorrélation donne accès à  $\Delta\omega$  et  $\Delta\Phi$  [47].



*Figure II-5 Montage expérimental d'un système de caractérisation d'impulsions en intensité et en phase de type DOSPM.*

Une amélioration de cette technique a été apportée en 1996, en particulier sur sa rapidité d'exécution, par l'emploi, non plus de filtres à deux fentes mais par l'emploi de filtre à 13 fentes [48]. Le signal ainsi généré dans la ligne à dispersion nulle et intercorrélé avec l'impulsion initiale donne une série d'impulsions qui, une fois analysées dans le domaine de Fourier, donnent directement et en un seul enregistrement, le profil de phase spectrale de l'impulsion initiale [48].

La technique DOSPM de caractérisation d'impulsions en intensité et en phase grâce à la mesure du spectre et de la phase spectrale est finalement assez proche de celle initialement décrite par Chilla et Martinez [46] mais permet toutefois un résultat plus précis [48]. Elle possède également l'avantage de ne pas recourir à un quelconque algorithme itératif comme dans la technique FROG (Frequency Resolved Optical Gating, voir paragraphe II.9). La mesure directe du déphasage entre battement permet également de quantifier facilement la précision des mesures. De plus, et malgré le fait que la technique DOSPM nécessite une impulsion de référence de bonne qualité (proche d'être limitée par transformée de Fourier), elle permet tout de même l'analyse de profils de phase complexes et même discontinus [48]. Finalement, de part la nécessité de scinder l'impulsion à caractériser en deux répliques de plus faible intensité et surtout de part les pertes supplémentaires occasionnées par la ligne à dispersion nulle, cette technique est relativement peu sensible et est donc réservée à la caractérisation d'impulsions de forte énergie.

Nous pouvons toutefois noter qu'en 2000, Kockaert et ses collaborateurs ont développé une version simplifiée du DOSPM adaptée à la caractérisation de trains d'impulsions périodiques à haut débit [49]. L'observation directe des battements issus du filtrage grâce à une photo-diode rapide (50-GHz) et à un oscilloscope large bande (25-GHz) permet de gagner en simplicité et en sensibilité pour finalement prétendre à la caractérisation de sources Télécoms [49]. Malheureusement, l'emploi d'une horloge externe, d'une photo-diode et d'un oscilloscope limite cette méthode de détection à des trains d'impulsions cadencés en dessous de 25-GHz et n'est donc pas adaptée à nos travaux.

## II.6. Interférométrie de phase spectrale (SPIDER)

L'interférométrie spectrale a été démontrée comme étant une excellente technique permettant également la caractérisation d'impulsions dans le domaine de Fourier [50-60].

Suite aux travaux théoriques de Wong et de ses collaborateurs en 1994 [53] et expérimentaux de Chilla *et al.* en 1991 et de Chu *et al.* en 1995 [46, 47], c'est en 1998 et 1999 que Iaconis et ses collaborateurs proposèrent une technique permettant de mesurer la phase spectrale des impulsions [50, 52]. Cette technique nommée SPIDER (Reconstruction du champ par interférométrie de phase spectrale) est schématisée sur la Figure II-6. La technique SPIDER est basée sur les interférences produites par deux répliques retardées de l'impulsion à caractériser mais décalées en fréquence. Le spectre de cette paire d'impulsions est un interférogramme donné par [50] :

$$S_{SPIDER}(\omega) = S(\omega) + S(\omega + \Omega) + 2\sqrt{S(\omega)S(\omega + \Omega)} \cos(\Phi(\omega + \Omega) - \Phi(\omega) + \omega\tau), \quad (2.16)$$

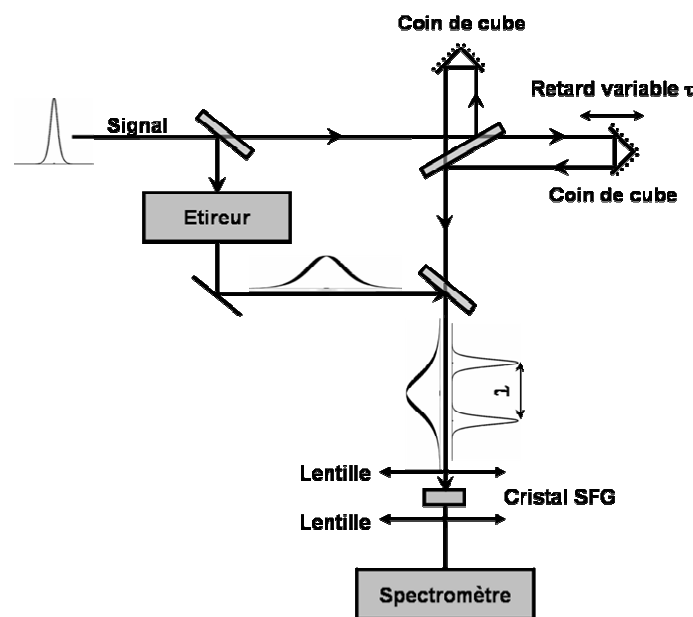
où  $S(\omega)$  est la densité spectrale de l'impulsion,  $\Omega$  le décalage fréquentiel entre les deux répliques de l'impulsion,  $\tau$  le retard temporel entre les deux répliques et  $\Phi$  représente la phase spectrale de l'impulsion.

L'idée est donc de faire varier  $\Omega$  pour avoir de proche en proche la phase spectrale en fonction de la fréquence [50].

L'impulsion à caractériser est tout d'abord scindée en deux répliques identiques grâce à une séparatrice. A l'aide d'une ligne à retard, les deux répliques sont alors séparées temporellement puis recombinaées grâce à une deuxième séparatrice. D'autre part une troisième réplique de l'impulsion est générée en entrée de SPIDER par une séparatrice puis largement étirée et chirpée à l'aide d'un système de réseau. Cette impulsion étirée doit alors remplir deux conditions [50] :

- Sa largeur doit être suffisamment grande devant le retard ( $\tau$ ) entre les deux autres répliques de l'impulsion.
- Son chirp doit être assez élevé pour séparer temporellement ses composantes spectrales de sorte que, lors de la recombinaison dans le cristal non linéaire avec les deux autres répliques, celles-ci ne voient essentiellement que deux ondes monochromatiques séparées de  $\Omega$ .

Les trois impulsions sont finalement combinées grâce un effet de sommation de fréquence et le signal généré analysé par un spectromètre [50].



**Figure II-6** Montage expérimental d'un système de caractérisation d'impulsions en intensité et en phase de type SPIDER (SFG=Génération de Somme de Fréquences).

Une procédure numérique est ensuite employée afin de déterminer la phase spectrale de l'impulsion [50]. La première étape consiste à réaliser la transformée de Fourier du spectrogramme. L'opérateur obtient alors un pic central à  $t=0$  correspondant aux deux premiers termes de l'équation (2.16) et deux composantes latérales autour de  $\pm\tau$ . L'information sur la phase spectrale est uniquement contenue dans les deux lobes latéraux qui présentent la même information. Il suffit donc de filtrer le pic central et un des lobes latéraux puis de repasser dans le domaine de Fourier. La phase du signal restant correspond exactement à l'argument du cosinus de l'expression (2.16). Il suffit finalement d'ôter le terme de phase linéaire  $\omega\tau$  grâce à une calibration de l'appareillage [50, 52] ou grâce à un deuxième interférogramme de référence [54] pour déterminer la différence de phase entre deux points séparés de  $\Omega$ . En répétant cette procédure  $N$  fois, l'opérateur détermine de proche en proche la phase

spectrale de l'impulsion à caractériser. La phase spectrale et le spectre de l'impulsion étant alors connus, il ne reste finalement qu'à prendre la transformée de Fourier inverse pour avoir accès au profil d'intensité et à la phase de l'impulsion.

Quelques améliorations ont ensuite été apportées à cette technique, notamment en 2001, Müller *et al.* [55] proposèrent un nouvel algorithme qui, de manière similaire à la détermination de la phase spectrale, donne un accès simultané à l'amplitude et à la phase spectrale de l'impulsion [55]. Une autre modification a été proposée par Baum *et al.* en 2004 [56] pour éviter toute distorsion de l'impulsion avant détection [56]. En effet, de manière générale, les impulsions caractérisées par la technique SPIDER sont relativement courtes (quelques dizaines de fs) et sont donc largement sensibles à tout effet dispersif et non linéaire [56]. Elles peuvent donc être déformées avant l'étape de sommation de fréquences par la présence des seuls éléments optiques du SPIDER types : miroirs, lentilles et séparatrices. L'idée de Baum *et al.* est donc de focaliser directement l'impulsion à caractériser sur le cristal à sommation de fréquence, et ce simultanément avec deux répliques étirées et fortement chirpées suivant deux angles proches [56]. Ensuite et grâce à un jeu de miroirs, les deux répliques séparées fréquentiellement sont alors séparées temporellement. L'interférogramme est finalement analysé de manière classique [56]. Cette nouvelle version du SPIDER a été baptisée ZAP-SPIDER pour Zero-Additional-Phase SPIDER. Baum *et al.* ont alors démontré l'efficacité de cette technique en caractérisant en intensité et en phase des impulsions de 10fs dans le visible et de 20fs dans l'UV [56]. Une fois automatisée, la technique SPIDER est donc une technique de caractérisation d'impulsions extrêmement rapide, Shuman et Dorrer ont d'ailleurs montré la caractérisation de sources lasers rafraîchie à des cadences de l'ordre de la dizaine de Hertz [51, 57]. En 2003, Kornelis a finalement augmenté de manière significative cette cadence de rafraîchissement jusqu'à 10kHz [58].

SPIDER est finalement une méthode très pratique et peu onéreuse, puisqu'une fois calibré, aucun élément n'est à mouvoir. Elle est notamment très utilisée dans le domaine de la spectroscopie pour l'optimisation directe d'impulsions et pour des études statistiques de plus en plus précises. SPIDER possède également l'avantage de ne pas recourir à une procédure itérative mais purement analytique, ce qui en fait une technique de caractérisation dite « error-free » en l'absence de bruit. Cette technique de caractérisation est cependant réservée à des impulsions ultra-courtes ( $< 200$  fs) et très énergétiques. En effet, le fait d'étirer une réplique de l'impulsion nécessite une impulsion initiale très courte et d'autre part, le fait d'avoir à produire trois répliques de l'impulsion et de passer l'une d'elles dans un étireur optique engendre des pertes supplémentaires qui nécessitent une puissance initiale relativement grande.



## II.7. Interférométrie et système FROG (TADPOLE)

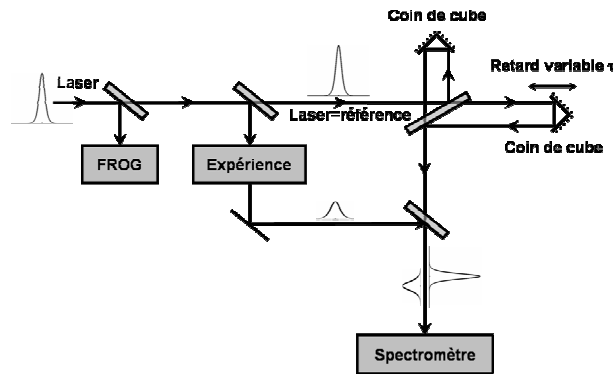
La méthode TADPOLE développée en 1996 par Fittinghoff *et al.* est un hybride interféromètre-FROG qui est sans doute la méthode de caractérisation d'impulsions la plus sensible de celles présentées dans ce mémoire [42, 59, 61]. Cette méthode interférométrique est semblable à celle du SPIDER mais les interférences se produisent ici entre l'impulsion à caractériser et une impulsion de référence connue et retardée temporellement. Cette impulsion de référence doit être préalablement caractérisée en intensité et en phase par un système FROG (voir section II.9). Le signal interférométrique enregistré dans le domaine de Fourier grâce à un OSA est donné par l'expression suivante [59] :

$$S_{TADPOLE}(\omega) = S_{Ref}(\omega) + S(\omega) + 2\sqrt{S_{Ref}(\omega)S(\omega)} \cos(\Phi(\omega) - \Phi_{Ref}(\omega) - \omega\tau), \quad (2.17)$$

où  $S(\omega)$  est le spectre de l'impulsion à caractériser et  $\Phi(\omega)$  sa phase spectrale.  $\tau$  est le retard temporel entre les deux impulsions et  $S_{Ref}(\omega)$ ,  $\Phi_{Ref}(\omega)$  sont respectivement le spectre et la phase spectrale de l'impulsion de référence.

De manière similaire à l'analyse SPIDER, le signal recueilli  $S_{TADPOLE}(\omega)$  subit une première transformée de Fourier pour être filtré. Les composantes négatives et celles correspondant à  $t=0$  sont alors supprimées. La partie positive est ensuite « shiftée » ou décalée pour éliminer le terme  $\omega\tau$  puis repassée dans le domaine des fréquences grâce à une transformée de Fourier inverse afin d'y extraire la différence de phase spectrale entre les deux impulsions [59]. La phase spectrale de l'impulsion à caractériser est finalement obtenue en ôtant simplement celle connue de l'impulsion de référence. Le spectre de l'impulsion étant parallèlement enregistré, il suffit d'une dernière transformée de Fourier pour caractériser complètement en intensité et en phase l'impulsion inconnue [59].

Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la Figure II-7. Partant du principe que les impulsions ultra-courtes et de faible intensité issues d'expérience sont souvent produites à partir d'un premier laser, notamment en spectroscopie, Fittinghoff et ses collaborateurs ont alors développé un dispositif dans lequel le laser de départ est utilisé comme impulsion de référence [59]. Cette impulsion laser est tout d'abord divisée en deux répliques pour être d'une part analysée en intensité et en phase grâce à un dispositif de type FROG et d'autre part redivisée en deux autres répliques. Une des deux répliques sert alors à l'expérience considérée et l'autre, de référence dans l'interféromètre [59]. Une ligne à retard variable permet ensuite de contrôler le recouvrement entre l'impulsion de référence et celle issue de l'expérience. Une fois recombinaison par une séparatrice, le signal est finalement analysé par un OSA [59].



**Figure II-7** Montage expérimental d'un système de caractérisation d'impulsions en intensité et en phase de type TADPOLE.

Contrairement à la plupart des dispositifs de caractérisation d'impulsions utilisant un processus non linéaire, le système TADPOLE est basé sur un processus purement linéaire, ce qui en fait un instrument de mesure ultra-sensible [59]. Fittinghoff *et al.* ont d'ailleurs démontré l'analyse en intensité et en phase d'impulsions de 250fs ayant une énergie aussi faible que 42 zeptojoule soit  $42 \cdot 10^{-21}$  J [59] !!! TADPOLE reste toutefois une méthode assez complexe à mettre en œuvre expérimentalement puisqu'il s'agit de mettre en place deux systèmes différents de caractérisation. Cette méthode est également destinée à des conditions d'utilisation particulières puisqu'elle nécessite une impulsion de référence qui se trouve être à la base de l'expérience à caractériser.

## II.8. Temporal Information Via Intensity (TIVI)

S'inspirant des travaux de Fienup *et al.* sur les algorithmes itératifs [62], l'idée de Peatross et Rundquist a été de se servir de l'autocorrélation et du spectre des impulsions comme de puissantes contraintes pour la recherche de l'intensité et de la phase des impulsions [62, 63]. Ils ont alors démontré en 1998 qu'avec un algorithme de type Gerchberg-Saxton, d'une trace d'autocorrélation et d'un spectre, il était possible de remonter au profil d'intensité  $I(t)$  et à la phase des impulsions [62, 63].

Si l'expression (2.3) de la fonction d'autocorrélation est transposée dans le domaine de Fourier, nous obtenons :

$$A_c(\omega) = |I(\omega)|^2, \quad (2.18)$$

où la transposée de Fourier d'une variable est notée par le remplacement de son argument  $t$  par  $\omega$ .

De manière générale,  $I(\omega)$  est une fonction complexe possédant argument et module pouvant s'écrire :

$$I(\omega) = |I(\omega)| e^{i\Phi(\omega)}. \quad (2.19)$$

La fonction d'autocorrélation ne donnant accès qu'au module de  $I(\omega)$ , il existe une infinité de phases spectrales  $\Phi(\omega)$  et donc une infinité d'impulsions qui vérifient l'expression (2.19). C'est donc pour cette raison qu'il apparaît impossible de déterminer le profil d'intensité à partir d'une fonction d'autocorrélation. Cependant, si nous supposons connue la phase  $\Phi(\omega)$ , il vient directement :

$$I(t) = TF^{-1} \left( \sqrt{A_c(\omega)} e^{i\Phi(\omega)} \right). \quad (2.20)$$

L'idée fondamentale de Peatross et Rundquist est donc d'imposer la contrainte physique suivant laquelle  $I(t)$  se doit d'être réel et positif et d'utiliser un algorithme itératif pour déterminer  $\Phi(\omega)$  et ainsi accéder au profil d'intensité de l'impulsion [63]. Ce type d'algorithme, baptisé de manière générale « Algorithme à réduction d'erreur » a été étudié par Fienup *et al.* [62, 63].

Le principe de cet algorithme est schématisé sur la Figure II-8 : Un ansatz quelconque  $I(t)$  est généré par l'algorithme, souvent une somme de gaussiennes de largeur et de position aléatoire. Une première transformée de Fourier est appliquée à  $I(t)$  ; le module de cette quantité est alors remplacé par sa quantité connue sans toucher à la phase et l'algorithme ré-applique ensuite une transformée de Fourier inverse pour recalculer  $I(t)$  [63]. Finalement on impose à  $I(t)$  d'être positif en remplaçant ses parties négatives par leurs différences avec l'itération précédente [63]. L'erreur de récupération est finalement calculée sur la base de la déviation entre  $|I(\omega)|$  et  $A_c(\omega)^{1/2}$ . L'expérimentateur laisse ainsi converger l'algorithme jusqu'à stagnation de l'erreur et donc obtention de  $I(t)$  [62, 63].

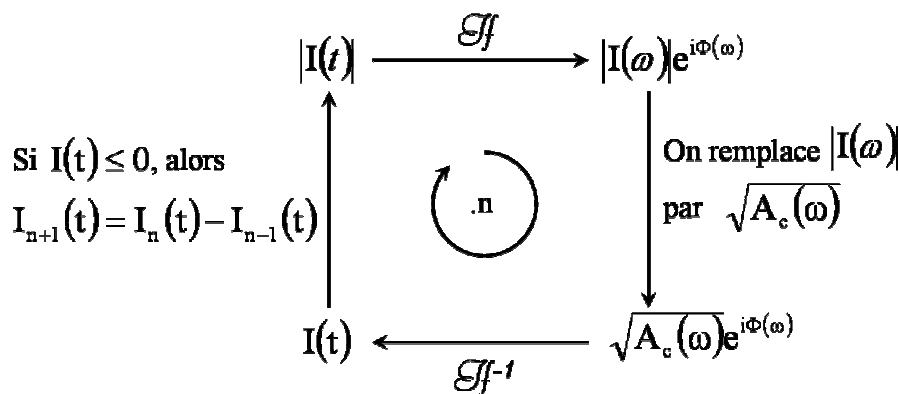
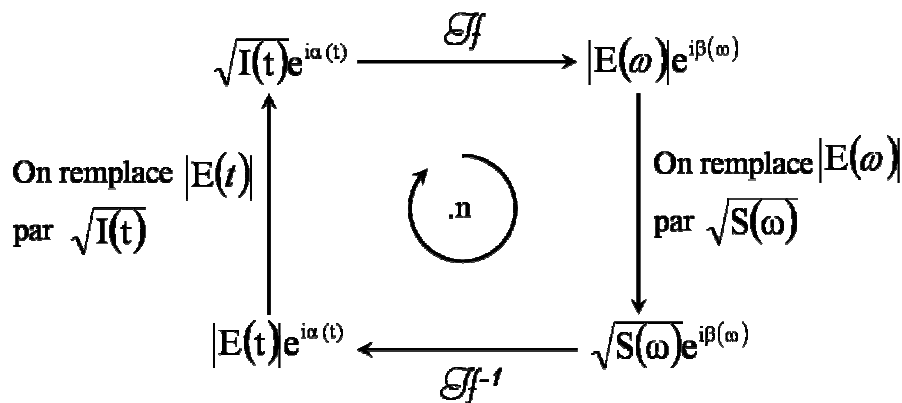


Figure II-8 Schéma de l'algorithme itératif utilisé dans la méthode de caractérisation d'impulsions TIVI pour retrouver le profil d'intensité.

Partant du même principe fondamental qui est d'utiliser les quantités mesurées comme des contraintes puissantes de l'algorithme itératif, Peatross *et al.* ont alors complété la méthode TIVI en montrant qu'après l'intensité, il était possible de déterminer la phase des impulsions à condition d'avoir mesuré le spectre de celles-ci [62, 63]. La Figure II-9 montre le cheminement utilisé par l'algorithme itératif de type Gerchberg-Saxton [62, 63]. Un champ correspondant à l'intensité précédemment déterminée mais

ayant une phase quelconque est tout d'abord transposé dans le domaine de Fourier. Son module est alors remplacé par la racine carrée du spectre mesuré, sans toucher à la phase. Une transformée de Fourier inverse est finalement appliquée pour recalculer un champ dans lequel l'algorithme remplace le module par la racine carrée de l'intensité connue. L'expérimentateur laisse ainsi converger l'algorithme jusqu'à obtention de la phase.



*Figure II-9* Schéma de l'algorithme itératif type Gerchberg-Saxton permettant de retrouver la phase des impulsions à partir de l'intensité et d'un spectre.

La méthode TIVI est une méthode assez simple à mettre en œuvre et qui semble théoriquement très efficace et bien plus rapide qu'une analyse FROG. Malheureusement, la décorrélation de la fonction d'autocorrélation étant mathématiquement impossible, nous ne pouvons pas avoir une confiance de 100% en vers le résultat final donné par cette méthode [63]. De plus, la méthode TIVI est très sensible aux conditions initiales et surtout donne de mauvais résultats en présence de bruit [63]. Elle n'est donc pas applicable à des gammes de puissances de type Télécom. TIVI reste toutefois une méthode rapide de caractérisation d'impulsions qui peut être très utile pour dégrossir une optimisation d'impulsions sans avoir à consommer trop de temps à réaliser des analyses FROG [63]. De part sa rapidité, elle peut être également employée comme première ébauche d'une analyse FROG en se servant du résultat TIVI comme condition initiale de l'algorithme itératif, ce qui diminue fortement le temps machine ainsi consommé [42, 63].

## II.9. Corrélation résolue en fréquence (FROG)

Les techniques de caractérisation d'impulsions tout optique décrites précédemment permettent de s'affranchir des limites technologiques de l'électronique [42]. Elles permettent donc de caractériser en intensité et en phase des impulsions ultra-courtes que les détecteurs classiques ne peuvent résoudre temporellement. Malheureusement, aucune de ces techniques n'a été étendue à la caractérisation

d'impulsions à ultra-haut débit en vue d'applications purement Télécoms et peu d'entre elles ont une sensibilité suffisante [42]. Parallèlement à ces différents travaux, les techniques de corrélation résolue en fréquence FROG (Frequency Resolved Optical Gating [64]) ont été largement développées [10, 42, 59, 61, 64-79]. Ces techniques ont d'ailleurs été généralisées à des trains d'impulsions à très haut débit [72] et même codés [71]. Il apparaît donc naturel d'étendre ce type de dispositif à des applications Télécoms et notamment l'autocorrélation résolue en fréquence à génération de second harmonique (SHG-FROG) que nous nous sommes attachés à développer expérimentalement [10].

### II.9.1. Principe

Alors que les techniques décrites précédemment opèrent dans le domaine fréquentiel, les techniques de corrélation résolue en fréquence opèrent simultanément dans les domaines temporels et fréquentiels [42]. Le principe général de ces méthodes est de corréler l'impulsion à caractériser avec une fonction porte de retard variable [42, 64, 65]. Suivant le retard introduit entre la porte et l'impulsion, il est alors possible de sélectionner uniquement une partie de celle-ci grâce à un processus non linéaire (génération de second harmonique par exemple) puis d'enregistrer le spectre résultant de cette corrélation. Une variation du retard de la porte permet ensuite d'analyser plusieurs tranches successives de l'impulsion et, in fine de constituer un spectrogramme, appelé aussi communément trace FROG qui, dans une représentation retard-fréquence, est du type [42, 65] :

$$S_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) g(t - \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2, \quad (2.21)$$

où  $g(t)$  est la fonction porte,  $E(t)$  le champ de l'impulsion à caractériser,  $\tau$  le retard introduit et  $\omega$  la pulsation.

Nous remarquerons ici que l'évolution de ce spectre en fonction du retard introduit entre la porte et l'impulsion contient non seulement toutes les informations d'intensité, mais également, grâce à  $E(t)$ , toutes les informations sur la phase [42]. Le spectrogramme étant enregistré expérimentalement, toute la difficulté de cette technique réside dans le fait de déterminer  $E(t)$  à partir de  $S(\omega, \tau)$ .

Si par chance  $g(t)$  est connue, ce problème est alors analytiquement inversible [42, 61, 76]. Taira *et al.* ont notamment développé en 2001 un système FROG basé sur une corrélation croisée entre l'impulsion à caractériser et une référence préalablement déterminée en intensité et en phase par un système SHG-FROG classique [76]. L'avantage de ce système est sa procédure analytique qui en fait une

technique extrêmement rapide, ne nécessitant pas l'emploi d'un algorithme itératif comme c'est le cas dans les systèmes FROG classiques (voir plus loin) [76].

Malheureusement, pour pouvoir utiliser ce système de corrélation croisée, il faut disposer dans son laboratoire d'une impulsion porte, parfaitement stable temporellement, de largeur au plus égale à celle de l'impulsion à caractériser et pouvant être synchronisée avec celle-ci et surtout, dont l'intensité et la phase sont parfaitement connues.

Comme ces restrictions se voient rarement remplies, l'astuce des systèmes FROG est de dupliquer l'impulsion à caractériser et d'utiliser cette réplique comme fonction porte. Autrement dit, la technique FROG consiste à utiliser l'impulsion à caractériser comme fonction porte dans une configuration d'autocorrélation, comme décrit dans les paragraphes II.1 et II.2 [42, 61, 69] puis de résoudre en fréquence le signal de corrélation pour chaque valeur du retard ( $\tau$ ) grâce à un OSA.

D'une manière générale, si nous appelons  $E_{sig}(t, \tau)$  le signal issu du processus non linéaire, le spectrogramme de l'impulsion à caractériser peut alors se mettre sous la forme suivante [42] :

$$S_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}(t, \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2. \quad (2.22)$$

Nous voyons ici qu'il s'agit en fait de la transformée de Fourier suivant l'instant  $t$  du signal de corrélation  $E_{sig}(t, \tau)$ . Si, par exemple, le processus non linéaire choisi est la génération de second harmonique (système SHG-FROG utilisé dans notre expérience), le spectrogramme ou la trace FROG du signal  $E(t)$  à caractériser prend alors la forme suivante [68, 75] :

$$S_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) E(t - \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2. \quad (2.23)$$

La Figure suivante illustre plus clairement ce que cache le spectrogramme d'un train d'impulsions. Il s'agit ici du spectrogramme SHG-FROG du train d'impulsions à 160-GHz obtenu par mélange à quatre ondes multiple décrit dans le paragraphe III.2. Nous observons clairement sur la Figure II-10(a) la modulation du signal FROG en fonction du retard qui traduit le recouvrement des deux répliques de l'impulsion au sein du cristal. La Figure II-10(b) est une vue du dessus de la Figure(a) que les scientifiques appellent communément trace FROG des impulsions [42].

Le problème reste toutefois de déterminer  $E(t)$  puisque la porte étant aussi peu connue que l'impulsion, l'utilisation d'algorithme d'inversion de spectrogramme nous est interdite. Il nous faut donc un autre moyen de remonter à la phase et à l'intensité de  $E(t)$ .

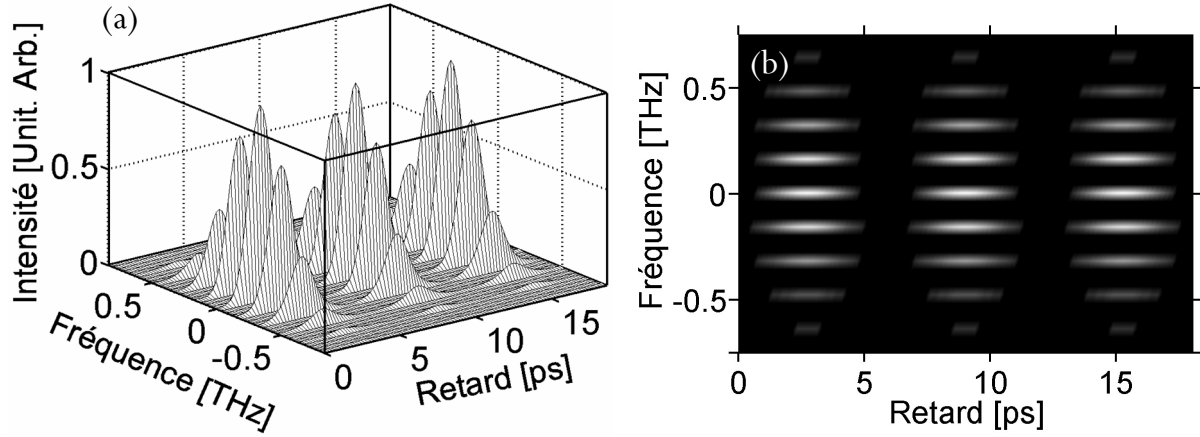


Figure II-10 (a) Spectrogramme classique SHG-FROG d'un train d'impulsions, (train à 160-GHz de la Figure III-19) (a) Idem mais en vue du dessus, appelé également trace FROG.

En notant  $\tilde{E}_{sig}(t, \Omega)$  la transformée de Fourier de  $E_{sig}(t, \tau)$  vis-à-vis de  $\tau$ , l'intensité du spectrogramme devient [42, 61, 69] :

$$S_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{sig}(t, \Omega) \exp[i(\omega t - \omega \Omega)] dt d\Omega \right|^2. \quad (2.24)$$

Nous observons ici clairement que le spectrogramme obtenu par un système FROG correspond au module carré de la transformée de Fourier à deux dimensions (2D) de la quantité  $\tilde{E}_{sig}(t, \Omega)$ . Fort de cette révélation, le lecteur est cependant en droit de se dire que cette transformation n'a fait que compliquer le problème. Heureusement, contrairement au problème à une dimension, dans lequel il existe une infinité de solutions associant une fonction à une transformée de Fourier connue, le problème devient soluble dans un espace à deux dimensions moyennant quelques hypothèses. Ce problème d'inversion de transformée de Fourier en deux dimensions est un problème fréquemment rencontré dans le domaine d'imagerie [42]. L'hypothèse qui permet la résolution du problème est le caractère fini de l'image pour laquelle les variables  $t$  et  $\Omega$  sont différentes de zéro uniquement dans des intervalles finis.

Dans le cas de la caractérisation d'impulsions, l'information supplémentaire qui permet de résoudre le problème vient de la connaissance de la forme mathématique de  $E_{sig}(t, \tau)$  et donc de  $\tilde{E}_{sig}(t, \Omega)$ , comme par exemple pour un système SHG-FROG dans lequel  $E_{sig}(t, \tau) = E(t)E(t - \tau)$  [64]. En pratique, l'inversion est réalisée à l'aide d'un algorithme itératif qui recherche le signal physique correspondant à la trace FROG expérimentale et remplissant les contraintes mathématiques qui lui sont imposées [42]. La pertinence de l'impulsion récupérée peut être ensuite estimée par un calcul de différence quadratique moyenne entre la trace FROG expérimentale et la trace recalculée à partir du

champ ainsi trouvé [42]. Les données expérimentales supplémentaires, fonction d'autocorrélation et spectre optique, permettent également de s'assurer de la validité de la procédure [42].

## II.9.2. Algorithme de récupération des impulsions

### II.9.2.1. Principe des projections généralisées

Parmi les différents algorithmes capables de retrouver le champ  $E(t)$  à partir de sa trace FROG, ceux dont le principe repose sur les « projections généralisées » se distinguent par leur fiabilité [69]. Partant d'une trace FROG donnée, l'objectif de l'algorithme est de trouver par itérations successives le champ  $E(t)$  qui a conduit à cette représentation. Deux types de contraintes de convergence sont alors employées pour la convergence de l'algorithme [42, 61, 65, 69] :

- D'abord, les données expérimentales bien sûr. La trace FROG  $S_{FROG}^{\text{exp}}(\omega, \tau)$  enregistrée doit en effet correspondre au module carré de la transformée de Fourier suivant  $t$  du signal trouvé  $E_{\text{sig}}(t, \tau)$  :

$$S_{FROG}^{\text{exp}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{sig}}(t, \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2. \quad (2.25)$$

- Puis, le processus non linéaire imposé par le dispositif expérimental. Le signal  $E_{\text{sig}}(t, \tau)$  retrouvé à partir de la trace FROG doit pouvoir être généré à partir d'un champ physique  $E(t)$  via le processus non linéaire choisi (voir section suivante), par exemple [42, 61] :

$$E_{\text{sig}}(t, \tau) \propto \begin{cases} E(t)E(t-\tau) & \text{FROG avec génération de second harmonique} \\ E(t)E(t-\tau)^2 & \text{FROG avec génération de troisième harmonique} \\ E(t)^2 E^*(t-\tau) & \text{FROG avec diffraction induite} \\ E(t)|E(t-\tau)|^2 & \text{FROG avec porte optique} \end{cases} \quad (2.26)$$

L'objectif de l'algorithme est donc de déterminer, pour une trace FROG expérimentale donnée, le champ de corrélation  $E_{\text{sig}}(t, \tau)$  qui satisfait simultanément les deux contraintes imposées par les équations (2.25) et (2.26). Le principe des techniques de projections généralisées est illustré graphiquement sur la Figure II-11 :

Dans l'espace des fonctions  $E_{\text{sig}}(t, \tau)$ , celles qui satisfont la contrainte du processus non linéaire représentée par l'équation (2.26) forment un premier ensemble symbolisé par la région supérieure de la



Figure II-11. Quant aux fonctions satisfaisant la contrainte des données expérimentales, elles forment un autre ensemble, représenté dans la partie inférieure du schéma. La solution  $E_{sig}(t, \tau)$  se trouve à l'intersection de ces deux ensembles et donne donc directement le champ  $E(t)$  de l'impulsion à caractériser.

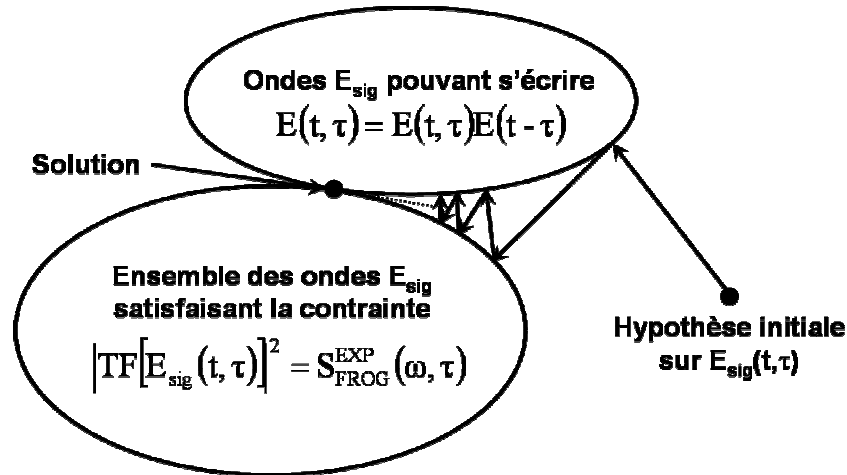


Figure II-11 Principe des projections généralisées utilisées dans l'algorithme itératif du système FROG.

La solution est alors trouvée par des projections successives [42] :

Partant d'un point arbitraire de cet espace, il est projeté sur l'une des contraintes en déterminant le point de cet ensemble le plus proche. Cette première itération effectuée, le nouveau point est ensuite projeté sur l'ensemble correspondant à la deuxième contrainte. L'erreur de récupération est calculée à chaque itération par l'écart quadratique moyen entre la trace FROG expérimentale et celle associée à l'onde extraite de l'itération. Cette erreur permet alors de contrôler la convergence de l'algorithme lors des itérations successives. Le processus se répète jusqu'à obtention de la solution  $E_{sig}(t, \tau)$ . En pratique, la présence de bruit de détection sur la trace FROG expérimentale et d'éventuels effets parasites, même faibles, empêchent une récupération à taux d'erreur final nul. L'extraction peut donc être arrêtée sur l'erreur de récupération la plus faible ou après un seuil d'erreur déterminé [42].

Il apparaît finalement sur le schéma que la convergence est garantie quand les deux ensembles de fonctions sont convexes [42]. Comme les deux ensembles associés aux différentes contraintes ne sont pas nécessairement convexes, la projection sur l'un de ces ensembles n'est pas toujours unique, et c'est une projection généralisée qui est alors définie. La convergence de cette technique n'est donc pas garantie mais, à chaque nouvelle itération, une diminution de l'erreur entre la trace FROG expérimentale et celle correspondant à l'onde récupérée peut être observée [42]. Bien que l'algorithme puisse finalement stagner à une certaine valeur d'erreur, ou que l'évolution de l'extraction dépende, dans une certaine mesure, de l'hypothèse pour l'onde initiale, cette approche se révèle très robuste dans les problèmes de récupération d'impulsions [42, 61, 69].

### II.9.2.2. Schéma de l'algorithme itératif

La trace FROG expérimentale étant enregistrée de manière discrète suivant le retard et la fréquence (classiquement 128x128 points ou 256x256 points) les quantités complexes manipulées sont définies pour des valeurs discrètes de temps et de fréquence :  $t_i, \tau_j, f_i$  avec  $i, j = 1 \dots N$ . Afin de décrire la procédure de projections généralisées, l'enveloppe de l'impulsion sera donc écrite  $E^{(k)}(t_i)$ , celle du signal de corrélation obtenu par processus non linéaire  $E_{sig}^{(k)}(t_i, \tau_j)$  et sa transformée de Fourier suivant le temps  $\tilde{E}_{sig}^{(k)}(f_i, \tau_j)$ . L'exposant  $(k)$  signifie que ces différentes quantités sont obtenues après la  $k^{ième}$  itération de l'algorithme. Le principe de cet algorithme est schématisé sur la figure suivante [42] :

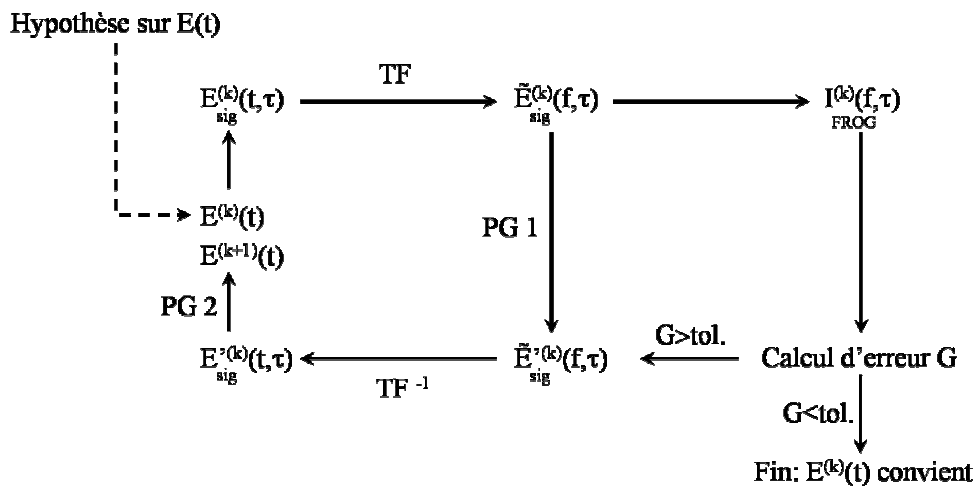


Figure II-12 Schéma de l'algorithme itératif utilisé dans un système FROG et basé sur les projections généralisées.

Partant d'une hypothèse initiale  $E(t)$  sur le champ de l'impulsion, le programme calcule le signal de corrélation correspondant au processus non linéaire choisi ( $E(t)E(t-\tau)$  si SHG-FROG). La transformée de Fourier de ce signal de corrélation est ensuite calculée. La première projection PG1 sur l'ensemble symbolisant les contraintes expérimentales est alors effectuée. Cette projection est simplement réalisée en remplaçant l'amplitude de  $\tilde{E}_{sig}^{(k)}(f_i, \tau_j)$  par la racine carrée de la trace FROG  $I_{FROG}^{exp}(f_i, \tau_j)$  enregistrée expérimentalement de sorte que [42, 61, 69] :

$$\tilde{E}_{sig}^{(k)}(f_i, \tau_j) = \sqrt{I_{FROG}^{exp}(f_i, \tau_j)} \frac{\tilde{E}_{sig}^{(k)}(f_i, \tau_j)}{|\tilde{E}_{sig}^{(k)}(f_i, \tau_j)|}. \quad (2.27)$$

Les quantités  $\tilde{E}_{sig}^{(k)}(f_i, \tau_j)$  ainsi obtenues respectent la contrainte des données expérimentales et conservent la phase que l'algorithme leur a trouvée. L'itération courante se termine alors par une

transformée de Fourier inverse de  $\tilde{E}_{sig}^{(k)}(f_i, \tau_j)$  et par la projection PG2 du signal obtenu  $E_{sig}^{(k)}(t_i, \tau_j)$  sur l'ensemble des fonctions correspondantes au processus non linéaire. Le signal cherché  $E_{sig}^{(k+1)}(t_i, \tau_j)$  doit correspondre au signal le plus proche de  $E_{sig}^{(k)}(t_i, \tau_j)$  satisfaisant la forme mathématique de la corrélation donnée par les équations (2.26). Les quantités  $E_{sig}^{(k)}(t_i, \tau_j)$  étant données, cette projection revient à trouver  $E_{sig}^{(k+1)}(t_i, \tau_j)$  minimisant la distance Z donnée par [42, 60, 61, 69] :

$$Z = \sum_{i,j=1}^N \left| E_{sig}^{(k)}(t_i, \tau_j) - E_{sig}^{(k+1)}(t_i, \tau_j) \right|^2. \quad (2.28)$$

En supposant le choix du processus non linéaire comme étant la génération de second harmonique, cela conduit à chercher les N quantités complexes  $E^{(k+1)}(t_i)$  minimisant la fonction :

$$Z = \sum_{i,j=1}^N \left| E_{sig}^{(k)}(t_i, \tau_j) - E^{(k+1)}(t_i) E^{(k+1)}(t_i - \tau_j) \right|^2. \quad (2.29)$$

L'avantage de cette procédure est qu'il est possible de tenir compte d'une fonction réponse arbitraire du matériau non linéaire en écrivant  $E_{sig}(t, \tau) = f[E(t, \tau)]$  ; f peut alors tenir compte du temps de réponse du matériau ou de ses éventuelles imperfections (bande passante, saturation...) et Z devient alors [69] :

$$Z = \sum_{i,j=1}^N \left| E_{sig}^{(k)}(t_i, \tau_j) - f[E^{(k+1)}(t_i, \tau_j)] \right|^2. \quad (2.30)$$

Une fois l'enveloppe du champ  $E^{(k+1)}(t_i)$  trouvée, une estimation d'erreur permet de déterminer la pertinence de cette récupération. Cette erreur FROG : « G », est calculée en prenant l'écart quadratique moyen entre la trace FROG expérimentale  $S_{FROG}^{exp}$  et celle construite à partir de l'onde  $E^{(k+1)}(t_i)$ ,  $S_{FROG}^{(k+1)}$ , d'où [42, 60-62] :

$$G = \sqrt{\frac{1}{N^2} \sum_{i,j=1}^N \left| S_{FROG}^{exp}(\omega_i, \tau_j) - \alpha S_{FROG}^{(k+1)}(\omega_i, \tau_j) \right|^2}. \quad (2.31)$$

Le calcul est effectué en normalisant  $S_{FROG}^{exp}$  à un pic unité et d'autre part, afin de réduire l'effet du bruit de détection sur la trace expérimentale, l'erreur est obtenue pour la valeur de  $\alpha$  qui minimise G [42, 60, 61].

### II.9.3. Différentes configurations expérimentales

De la même manière qu'il existe plusieurs sortes de processus non linéaires ayant donné lieu à différents autocorrélateurs, bon nombre de ces processus ont donné lieu à un système d'analyse FROG [42]. Parmi eux, nous pouvons citer la génération de second harmonique (SHG-FROG) [10, 42, 60, 61, 64, 65, 69-72], la génération de troisième harmonique (THG-FROG) dans un milieu non linéaire d'ordre 3 [42, 61, 78], l'utilisation de la rotation non linéaire de la polarisation dans un cristal pour réaliser une porte optique polarisante (PG-FROG) [42, 61, 65, 66, 69, 79], la diffraction induite par l'une des répliques au sein d'un cristal (SD-FROG) [42, 61, 67, 68] ou encore l'utilisation d'effets non linéaires dans une fibre optique comme la modulation de phase croisée [77] et le mélange à quatre ondes [73, 74, 80].

#### II.9.3.1. FROG à porte optique polarisante (PG-FROG)

L'utilisation d'une porte optique polarisante (PG) a été l'une des premières versions du système FROG [65]. Cette technique est basée sur le changement de polarisation d'une impulsion occasionné par une biréfringence non linéaire et qui traverse deux polariseurs/analyseurs croisés [42, 61, 65, 66, 69, 79]. Le principe est schématisé sur la Figure II-13 :

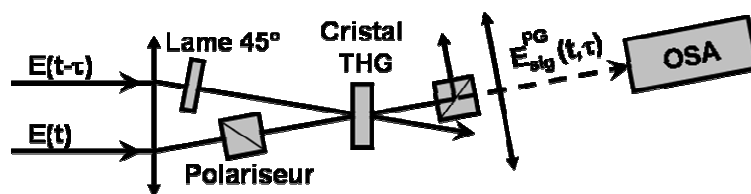


Figure II-13 Dispositif expérimental d'un système PG-FROG.

Dans cette configuration géométrique, l'impulsion est classiquement scindée en deux répliques puis retardée d'une quantité  $\tau$ . Cependant, grâce à une séparatrice non 50:50, l'une des deux répliques possède une bien plus forte énergie que son homologue. Pendant que la réplique  $E(t)$  traverse un premier polariseur et en sort polarisée rectilignement, l'autre réplique retardée et de plus forte énergie  $E(t-\tau)$ , appelée ici « porte », est elle aussi polarisée rectilignement grâce une lame de phase  $\lambda/2$  à  $45^\circ$  de la polarisation respective de la première réplique [65]. Les deux impulsions sont ensuite focalisées au sein d'un cristal non linéaire dans lequel, par effet Kerr, la réplique « porte » y induit une biréfringence proportionnelle à son intensité. Conséquemment, le cristal agit comme un polariseur et induit une rotation de la polarisation de la réplique  $E(t)$  [65]. Cette réplique avec changement de polarisation

traverse alors un deuxième polariseur dont les axes sont croisés vis-à-vis du premier. La biréfringence induite au sein du cristal étant liée à la seule présence de la porte, celle-ci varie avec le retard entre les deux répliques et occasionne donc une modulation de l'intensité en sortie du deuxième polariseur. La mesure de cette intensité en fonction du délai entre les deux répliques correspond à une mesure d'autocorrélation tandis que son analyse fréquentielle en fonction du délai représente la trace PG-FROG dont le spectrogramme s'exprime [65] :

$$S_{FROG}^{\text{exp}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{\text{sig}}^{\text{PG}}(t, \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2, \quad (2.32)$$

dans lequel le signal de corrélation  $E_{\text{sig}}^{\text{PG}}(t, \tau)$  est donné par :

$$E_{\text{sig}}^{\text{PG}}(t, \tau) = E(t) |E(t - \tau)|^2. \quad (2.33)$$

Ce dispositif est le plus intuitif des systèmes FROG puisque, comme nous pouvons le voir dans la relation (2.33), le signal de corrélation est, à délai fixe, directement proportionnel à  $E(t)$  et aucune phase n'est donc rajoutée. De plus, comme expliqué dans le paragraphe II.2 et contrairement au système SHG-FROG, le signal issu du dispositif PG-FROG étant impair, il n'existe pas d'ambiguïté sur le champ retrouvé, notamment sur le sens du temps [65]. Le dispositif PG-FROG est toutefois peu sensible [42, 61, 79] et nécessite l'emploi de polariseurs de bonne qualité, ce qui peut rendre le système relativement onéreux.

Finalement, nous pouvons ajouter que ce dispositif FROG a été conçu dès le départ comme un système monocoup. En effet, grâce à un jeu de lentilles cylindriques, sphériques et à l'aide d'une caméra CCD, Kane et ses collaborateurs furent en 1993, les premiers à mettre au point un dispositif FROG monocoup (voir section sur le monocoup, paragraphe II.9.3.6) [65, 66].

### II.9.3.2. FROG à génération de troisième harmonique (THG-FROG)

Comme dans les systèmes d'autocorrélation présentés au début de ce chapitre, il est également possible d'utiliser un processus non linéaire de génération de troisième harmonique pour générer une trace FROG [42, 61, 78]. Cependant, un seul résultat expérimental est présent dans la littérature. En effet, Tsang *et al.* sont les seuls à avoir démontré en 1996 la possibilité de caractériser des impulsions ultra-courtes (100fs) grâce à un processus non linéaire de troisième harmonique généré à l'interface d'un milieu diélectrique. Comme le montre la Figure II-14, les deux répliques retardées d'une quantité  $\tau$  sont focalisées à la surface d'une lame de verre (160 $\mu\text{m}$  d'épaisseur dans le dispositif de Tsang). Un

processus de troisième harmonique très localisé en surface du matériau donne alors naissance à deux signaux de corrélation  $E_{sig}^{THG}(t, \tau)$  donnés par l'expression (2.35). En effet, deux possibilités de signaux existent puisque chaque réplique peut être élevée au carré. Il suffit alors de filtrer l'un de ces deux signaux et de l'analyser dans le domaine fréquentiel pour construire la trace FROG (2.34).

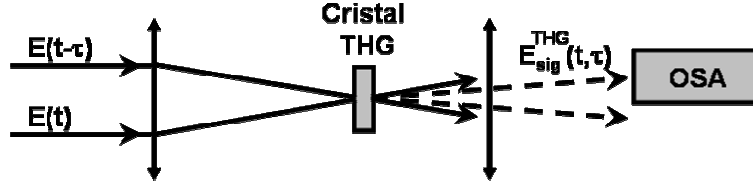


Figure II-14 Dispositif expérimental d'un système THG-FROG

$$S_{FROG}^{exp}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}^{THG}(t, \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2. \quad (2.34)$$

dans lequel le signal de corrélation  $E_{sig}^{THG}(t, \tau)$  est donné par :

$$E_{sig}^{THG}(t, \tau) = E(t)E(t-\tau)^2 \quad \text{ou} \quad E_{sig}^{THG}(t, \tau) = E(t)^2 E(t-\tau). \quad (2.35)$$

Le dispositif THG-FROG reste peu employé ; il est toutefois plus sensible que le PG-FROG et que le SD-FROG mais moins sensible que le SHG-FROG. Ses traces sont assez semblables à celles générées par le SHG-FROG mais présentent cependant une légère asymétrie. De plus, comme tous les dispositifs à harmonique impaire, il n'existe pas d'ambiguïté sur la direction du temps. La phase relative d'impulsions correctement séparées ne peut cependant être récupérée qu'à modulo  $2\pi/3$ . Finalement comme la longueur d'interaction est relativement courte et sa bande spectrale très large, cela évite toute limitation dans la largeur du spectre des impulsions à caractériser et tout effet de distorsion au sein du cristal. Le THG-FROG est donc un dispositif idéal pour la caractérisation d'impulsions isolées ultra-courtes ( $<50\text{fs}$ ).

### II.9.3.3. FROG à diffraction induite (SD-FROG)

L'utilisation de la diffraction induite est une troisième configuration géométrique donnant lieu à un signal de corrélation du troisième ordre [42, 61, 67, 68]. Le principe est schématisé sur la Figure II-15. Deux répliques de l'impulsion à caractériser et retardées de  $\tau$  sont focalisées dans un milieu non linéaire du troisième ordre. Les deux répliques génèrent alors, par effet Kerr et proportionnellement à leur intensité, un réseau d'indice localisé au sein du cristal qui diffracte alors les deux répliques dans deux

directions différentes. Le signal  $E_{sig}^{SD}(t, \tau)$  prend alors la forme donnée par l'expression (2.37) et il suffit alors de résoudre fréquentiellement l'une des deux répliques pour accéder à la trace SD-FROG (2.36).

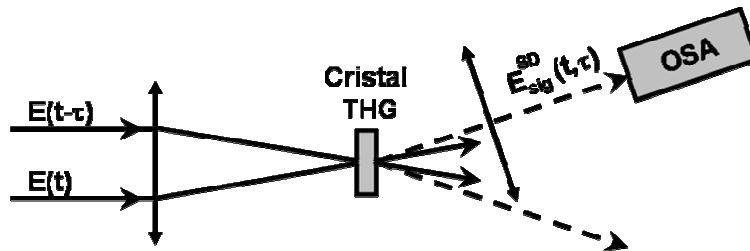


Figure II-15 Dispositif expérimental d'un système SD-FROG

$$S_{FROG}^{exp}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}^{SD}(t, \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2, \quad (2.36)$$

dans lequel le signal de corrélation  $E_{sig}^{SD}(t, \tau)$  est donné par :

$$E_{sig}^{SD}(t, \tau) = E(t)^2 E(t - \tau). \quad (2.37)$$

Ce dispositif expérimental possède l'avantage de ne pas recourir à un processus non linéaire nécessitant un accord de phase. Il est donc relativement simple à mettre en œuvre expérimentalement mais nécessite néanmoins un matériau assez fin pour éviter des effets non linéaires qualifiés ici de parasites. Il ne présente pas non plus d'ambiguïté sur l'intensité et la phase mais est relativement peu sensible. Enfin, du fait de la variation de l'angle de diffraction avec la fréquence, des précautions restent à prendre pour des impulsions à spectre très large. Notons finalement qu'un dispositif SD-FROG monocoup a été développé en 1995 par Clement et ses collaborateurs, simplifiant ainsi les mesures expérimentales [67].

#### II.9.3.4. FROG à génération de second harmonique (SHG-FROG)

Au cours de nos travaux, nous nous sommes intéressés au système FROG à génération de second harmonique (SHG-FROG) qui est énoncé dans la littérature comme étant le dispositif FROG le plus sensible et donc le plus apte à être employé dans des applications Télécoms [42, 60, 61, 64, 65, 69, 70]. Son extension à des trains d'impulsions à ultra-haut débit et codés a également ouvert la voie à bon nombre d'applications [71, 72]. Comme le montre la Figure II-16, les deux répliques retardées d'une quantité  $\tau$  sont focalisées dans un cristal non linéaire type BBO ou KDP. Un processus non linéaire de second harmonique donne alors naissance au signal de corrélation  $E_{sig}^{SHG}(t, \tau)$  donné par l'expression

(2.39). Il suffit alors d'analyser ce signal dans le domaine fréquentiel pour construire la trace SHG-FROG (2.38) [42, 64].

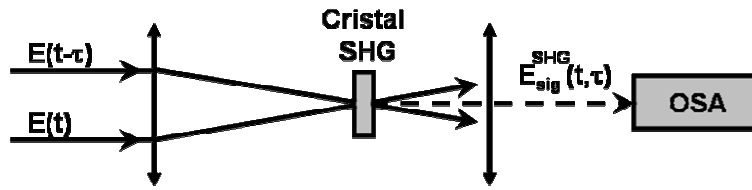


Figure II-16 Dispositif expérimental d'un système SHG-FROG

$$S_{FROG}^{\text{exp}}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}^{SHG}(t, \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2, \quad (2.38)$$

dans lequel le signal de corrélation  $E_{sig}^{SHG}(t, \tau)$  est donné par :

$$E_{sig}^{SHG}(t, \tau) = E(t)E(t - \tau). \quad (2.39)$$

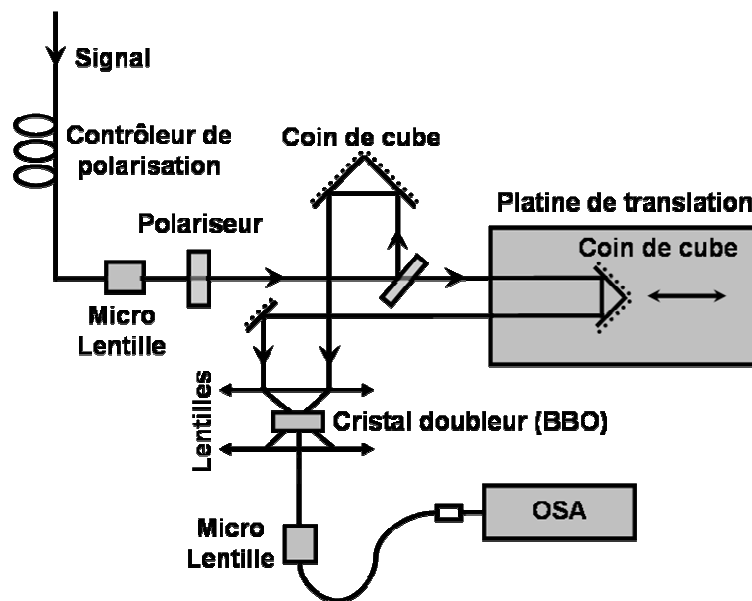
Contrairement aux trois autres configurations présentées ci-dessus, le dispositif SHG-FROG utilise un processus non linéaire d'ordre 2 et est donc le plus sensible de ces 4 configurations. L'inconvénient reste cependant que le processus non linéaire d'ordre deux génère un signal pair qui produit une trace FROG symétrique [42]. Une ambiguïté sur la direction du temps existe donc et l'algorithme ne distinguera pas l'impulsion  $E(t)$  de  $E(-t)$ . Pragmatiquement, cette ambiguïté peut être soulevée en effectuant un deuxième enregistrement en déformant l'impulsion de manière asymétrique et connue (par exemple, en plaçant une lame de verre avant la séparatrice de sorte à introduire une dispersion positive et induire un chirp de signe connu [42]). Une autre possibilité est de produire, par réflexion dans une lame de verre, une impulsion satellite correctement séparée que l'on sait précéder ou suivre l'impulsion à caractériser, astuce cependant non valable pour un train d'impulsions à faible duty cycle. Une autre précaution à prendre dans un système SHG-FROG est de s'assurer que le cristal est suffisamment de faible épaisseur pour posséder une bande passante permettant le doublement de fréquence sur toute l'étendue du spectre de l'impulsion [42].

#### II.9.3.4.1. Montage expérimental du SHG-FROG

Notre système expérimental est présenté sur la Figure II-17. Il s'agit en fait de l'autocorrélateur à génération de second harmonique présenté sur la Figure II-1 et résolu en fréquence grâce à un Analyseur de Spectre Optique (OSA).



Le train d'impulsions à caractériser est injecté dans notre système FROG grâce à une première micro-lentille. Un contrôleur de polarisation est également employé afin de réduire les pertes d'insertions dues au polariseur d'entrée et ainsi optimiser le signal généré par l'autocorrélateur [44]. Une séparatrice 50:50 permet de créer deux répliques identiques de l'impulsion qui sont alors retardées grâce à un miroir en coin de cube monté sur une platine de translation. Les deux répliques sont ensuite focalisées grâce à une lentille de distance focale égale à 5mm dans un cristal de BBO de 2mm de long. Suite à la génération de second harmonique de type I au sein du cristal, le signal est focalisé à l'aide d'une deuxième lentille de distance focale égale à 5mm et réinjecté dans une fibre optique monomode à 750nm. Le signal est finalement analysé spectralement à chaque déplacement de la platine de translation par un OSA *Anritsu MS9710B* dont la résolution est de 0.07nm ( $\sim 9$ -GHz). La trace SHG-FROG est alors construite en interpolant les spectres enregistrés dans une grille de 128x128 ou 256x256 points (voir Figure III-19, Figure II-24 et Figure II-25).



*Figure II-17* Montage expérimental de notre système de caractérisation d'impulsions en intensité et en phase SHG-FROG.

La platine se déplace avec un pas de 0.025mm, ce qui correspond à une variation du retard entre les deux impulsions de 0.166ps. Ce pas nous permet d'avoir environ quarante points par impulsion pour un train à 160-GHz. Nous procédons en général à l'enregistrement de 4 périodes du train d'impulsions (environ 160 points ou spectres) pour pouvoir symétriser la trace FROG (voir Figure II-10) et ainsi diminuer l'erreur sur la détermination du champ. Sachant que le transfert de données est environ de 30s par spectre, le temps d'acquisition d'une trace FROG est donc de l'ordre de 1h20min. La

caractérisation SHG-FROG ne peut donc se faire que sur des trains d'impulsions relativement stables temporellement ou d'une manière monocoup (voir section sur le monocoup, paragraphe II.9.3.6). C'est d'ailleurs pour cette raison que le signal en sortie de la boucle à recirculation ne peut être caractérisé en intensité et en phase (voir chapitre 5 sur l'optimisation des lignes de transmission).

### II.9.3.5. FROG à processus non linéaire fibré

Comme nous l'avons vu au cours de ce chapitre, il existe une multitude de géométries différentes qui permettent une analyse FROG. Toutes ces géométries, SHG-, THG-, SD- et PG-FROG utilisent une interaction non linéaire au sein d'un cristal avec passage obligé des faisceaux lasers à l'air libre [42]. L'idée de cette section est de présenter deux systèmes FROG qui ont l'originalité de produire un signal de corrélation grâce à des effets non linéaires générés au sein d'une fibre optique [73, 74, 77, 80]. L'avantage de ce type de système est que l'expérimentateur peut jouer sur les paramètres et la longueur de la fibre pour améliorer la sensibilité du système FROG. De plus, ces systèmes sont beaucoup plus stables et compacts que les géométries classiques, caractéristiques importantes en vue de la réalisation de systèmes commerciaux. Finalement, d'un point de vue sécurité, un montage tout fibré présente le grand avantage d'un danger quasi nul par rapport aux systèmes à air libre.

#### II.9.3.5.1. FROG à modulation de phase croisée (XPM-FROG)

Le dispositif FROG à modulation de phase croisée (XPM-FROG) est le premier système FROG fibré à avoir été développé par Thomson *et al.* en 1998 [42, 77]. Il s'agissait à l'époque de développer un système FROG ayant une sensibilité au moins identique à celle du SHG-FROG (dispositif alors le plus sensible) mais en soulevant l'ambiguïté du sens du temps.

Le dispositif expérimental est reproduit sur la Figure II-18. Le signal à caractériser est injecté dans le système XPM-FROG grâce à une micro-lentille tandis qu'un contrôleur de polarisation et une lame  $\lambda/2$  assurent au champ injecté une polarisation rectiligne. Le signal est ensuite scindé en deux répliques de polarisations rectilignes orthogonales grâce à une séparatrice à polarisation. Les deux répliques sont alors recombinaées après avoir été retardées l'une part rapport à l'autre. Une lame  $\lambda/4$  convertit alors la polarisation des deux répliques en polarisations circulaires contra-rotatives (d'où le  $2/3$  dans l'équation (2.40)) afin de favoriser le phénomène de modulation de phase croisée. Le signal est finalement injecté dans une fibre à dispersion décalée (DSF) dans laquelle il acquiert une phase non linéaire générée par les

effets conjugués d'auto-modulation de phase et de modulation de phase croisée due à la présence de l'autre onde.

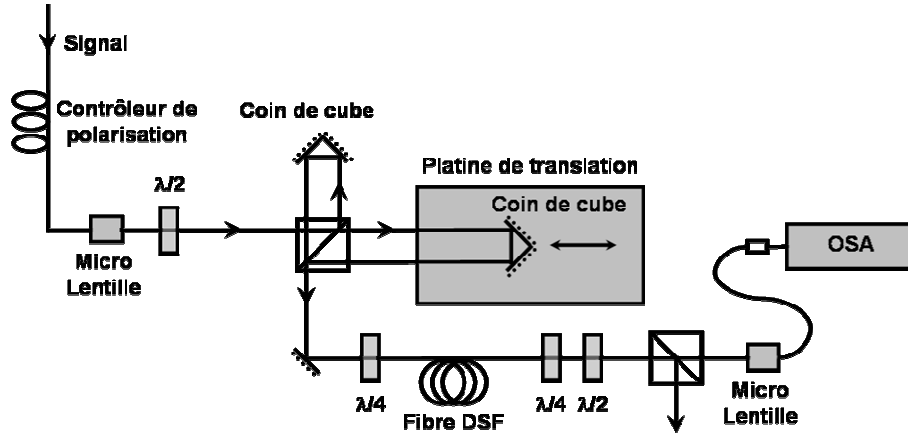


Figure II-18 Montage expérimental d'un système XPM-FROG à modulation de phase croisée.

A la sortie de la fibre, une lame  $\lambda/4$  convertit les polarisations circulaires en polarisations rectilignes orthogonales tandis qu'un jeu de lame  $\lambda/2$  et d'une séparatrice à polarisation filtre un seul des deux signaux générés. En supposant que nous ne gardions que le signal généré à partir de la réplique non retardée, le signal en sortie de fibre est alors donné par [77] :

$$E_{sig}^{XPM}(t, \tau) = E(t) \exp\left(i \frac{2\gamma}{3} \left[ |E(t)|^2 + 2|E(t-\tau)|^2 \right]\right), \quad (2.40)$$

où  $\gamma$  est le coefficient non linéaire de la fibre et  $L$  sa longueur.

Nous notons ici clairement que la propagation du signal dans la fibre DSF génère un élargissement du spectre du signal qui dépend essentiellement du retard ( $\tau$ ) entre les deux répliques de l'impulsion. La construction de la trace FROG se fait ensuite classiquement en enregistrant, pour chaque délai et grâce à un OSA, le spectre du signal à la sortie du dispositif pour obtenir le spectrogramme suivant [77] :

$$S_{FROG}^{exp}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{sig}^{XPM}(t, \tau) \exp(i\omega t) dt \right|^2. \quad (2.41)$$

L'intensité et la phase de l'impulsion à caractériser sont finalement extraites grâce à l'algorithme SHG-FROG légèrement modifié pour tenir compte de la géométrie du système.

Ce système est particulièrement intéressant à mettre en œuvre pour sa simplicité de montage puisque le processus non linéaire généré au sein de la fibre DSF ne nécessite aucun accord de phase. La dispersion de la fibre à la longueur d'onde centrale du signal doit être choisie suffisamment faible pour favoriser au maximum les effets non linéaires et ne pas déformer l'impulsion [42, 77]. La longueur de fibre doit être

également suffisamment longue pour obtenir un niveau de XPM détectable par l'OSA avec un rapport signal à bruit correct. Le système peut cependant être amélioré en fibrant totalement la ligne à retard afin d'améliorer la compacité, la stabilité et la sécurité. Nous pouvons également imaginer l'emploi de fibre hautement non linéaire pour augmenter le rapport signal à bruit et s'affranchir des effets de dépolarisation du signal en diminuant la longueur de fibre nécessaire.

### II.9.3.5.2. FROG à mélange à quatre ondes (FWM-FROG)

Un deuxième effet non linéaire dans une fibre optique a été mis en œuvre afin de réaliser une caractérisation FROG. Il s'agit du mélange à quatre ondes, développé par Lacourt et ses collaborateurs à partir de 2000 [73, 74, 80], et qui donne lieu au plus sensible des systèmes FROG, (voir section sur la sensibilité, paragraphe II.9.4).

Le principe est schématisé sur la Figure II-19. L'impulsion ou le train d'impulsions est classiquement scindé en deux répliques identiques et retardées d'une quantité variable  $\tau$ . Le signal est ensuite recombinaison grâce à une micro-lentille aboutissant à un signal du type  $E(t)+E(t-\tau)$ . Ce signal, qualifié ici de pompe, est ensuite injecté simultanément dans une fibre à dispersion décalée avec une onde continue. La fibre est choisie de telle sorte que la pompe soit relativement proche du zéro de dispersion afin que l'accord de phase du mélange à quatre ondes soit toujours vérifié [8, 81]. Il en suit, comme dans la section IV.4 sur la mesure du zéro de dispersion d'une fibre, la génération d'un signal Idler  $E_{sig}^{FWM}(t, \tau)$  proportionnel à [80] :

$$E_{sig}^{FWM}(t, \tau) \propto (E(t)^2 + E(t-\tau)^2 + 2E(t)E(t-\tau)). \quad (2.42)$$

Nous observons clairement que le signal Idler correspond à la fonction d'autocorrélation générée par un autocorrélateur à génération de second harmonique SHG-FROG mais à fond continu. Il suffit donc de filtrer les composantes fondamentales et de résoudre en fréquence le signal obtenu en fonction du délai pour construire une trace FROG identique à celle obtenue par un dispositif SHG-FROG. La procédure itérative classique du SHG-FROG permet finalement de remonter à l'intensité et à la phase des impulsions [80].

Lacourt *et al.* démontrèrent l'efficacité de ce type de montage en 2001 et caractérisèrent en intensité et en phase un train d'impulsions de 20ps cadencées à 10-GHz et ayant une puissance crête de seulement 1mW, ce qui correspond à une énergie de 20fJ par impulsion [80]. En 2003, Lacourt et ses collaborateurs améliorèrent le système en remplaçant la fibre DSF par un amplificateur optique à semi-

conducteur, ce qui minimise les effets de distorsion de l'impulsion. Ils démontrèrent alors la caractérisation d'un train d'impulsions de 8.6ps à 2.5-GHz ayant une énergie de 18.9fJ [74].

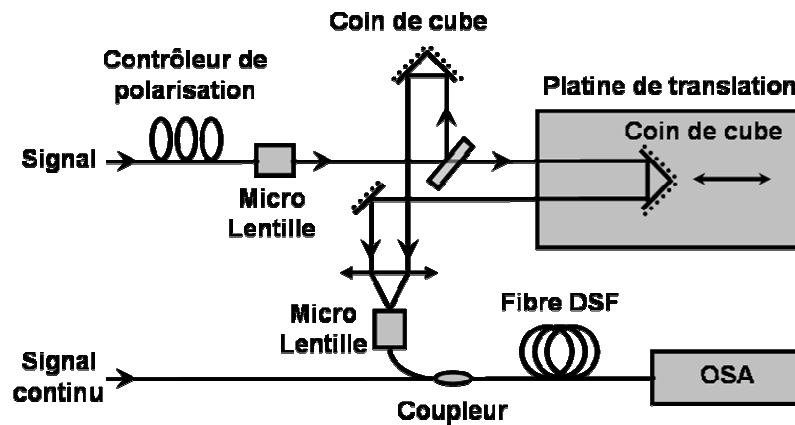


Figure II-19 Montage expérimental d'un système FWM-FROG à mélange à quatre ondes.

Beaucoup de remarques faites au paragraphe précédent restent valables pour le FWM-FROG, notamment sur la compacité et sur la simplicité de montage puisque là encore, le processus non linéaire généré au sein de la fibre DSF ne nécessite aucun accord de phase. La longueur de fibre ainsi que la puissance de la pompe doivent cependant être choisies de manière réfléchie afin d'obtenir un niveau de FWM détectable par l'OSA avec un rapport signal à bruit correct. La puissance doit être également suffisamment faible pour éviter tout effet de modulation de la phase qui fausserait alors la trace FROG expérimentale et donc le champ retrouvé.

### II.9.3.6. FROG monocoup

#### II.9.3.6.1. Principe général

Afin de clore cette section sur les différentes géométries du système FROG, nous pouvons ajouter que la plupart des dispositifs FROG à géométrie « air libre » peuvent être rendus monocoup relativement facilement par l'emploi de lentilles cylindriques, sphériques et d'une caméra CCD [65-67]. L'avantage du monocoup est bien sûr de réaliser un gain de temps et de s'affranchir de l'instabilité éventuelle de l'expérience mais également de pouvoir réaliser un moyennage sur un grand nombre de tirs afin d'améliorer le rapport signal à bruit et donc d'augmenter la sensibilité du dispositif. Le principe est schématisé sur la Figure II-20(a). En focalisant deux répliques à large faisceau (quelques mm) dans un milieu non linéaire grâce à une lentille cylindrique et avec un angle relativement important, le délai entre les deux impulsions varie spatialement suivant la position dans le milieu non linéaire [65]. Nous

obtenons donc un signal de corrélation variant transversalement avec le délai. Une lentille sphérique permet ensuite d'avoir une image en deux dimensions (2D) du signal de corrélation, puis un spectromètre 2D et une caméra CCD enregistre finalement la trace FROG en un seul tir d'impulsion avec le délai variant horizontalement et la fréquence verticalement [42].

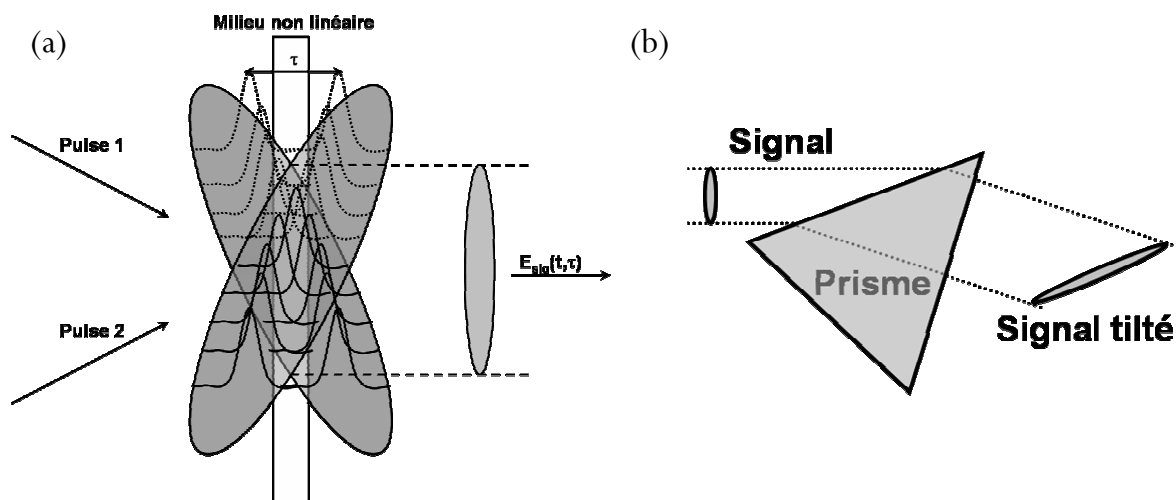


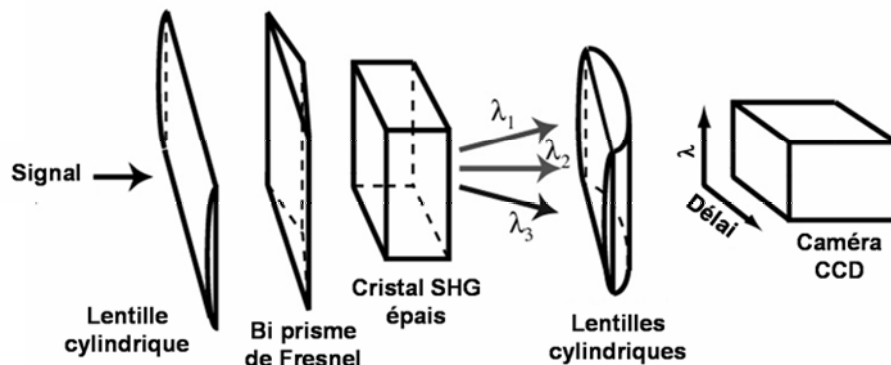
Figure II-20 (a) Principe d'un dispositif FROG monocoup (b) Principe du tiltage d'un faisceau avec grand angle.

**Remarque :** Il est possible d'obtenir de grands angles entre les deux répliques de l'impulsion à caractériser et donc une large gamme de délai en utilisant un simple prisme. Ce dispositif, contrairement à la géométrie en faisceaux croisés, permet de garder des faisceaux parallèles et donc de ne pas modifier l'accord de phase suivant le délai. Comme le montre la Figure II-20(b), la partie du faisceau traversant le plus de verre se déplace moins vite que la partie voyageant dans le plus d'air et provoque ainsi un tilt du faisceau incident [42].

### II.9.3.6.2. Simplification extrême : Dispositif GRENOUILLE

Trebino a dit (sûrement avec son Stetson sur la tête et avec un pire accent américain) : « La première étape dans le développement d'une technique de mesure est de la faire fonctionner. Une fois ce cap franchi, la seconde étape est de la simplifier ». C'est donc dans cet état d'esprit qu'en 2001 est né le système GRENOUILLE (GRating Eliminated No-nonsense Observation of Ultrafast Incident Laser Light E-fields, Ouf...) [42, 82, 83]. L'idée est de simplifier au maximum le dispositif SHG-FROG pour en faire un dispositif commercial monocoup, sensible, simple, compact et peu onéreux. Le principe de GRENOUILLE est illustré sur la Figure II-21. La première simplification du système SHG-FROG est

réalisée en remplaçant la séparatrice, la platine de translation et le système de focalisation par un seul élément qui est un bi-prisme de Fresnel [42, 82]. Comme dans les dispositifs monocoups décrits précédemment, le bi-prisme de Fresnel permet de focaliser deux répliques de l'impulsion avec un angle de tilt. Cet angle procure alors au signal un retard variant selon la position horizontale au sein du cristal [42, 82]. Les deux répliques sont ensuite focalisées, toujours grâce au bi-prisme de Fresnel, dans un cristal épais (typiquement 5mm) à génération de second harmonique type BBO ou KDP. Contrairement aux systèmes classiques SHG-FROG dans lesquels le cristal utilisé est fin (de l'ordre d'1mm), le cristal du dispositif GRENOUILLE est épais. Il augmente donc la longueur d'interaction entre les deux répliques et produit un signal beaucoup plus important ; la sensibilité du système s'en voit donc décuplée (SHG x1000) [42, 82]. La bande passante du dispositif diminuant avec la longueur du cristal, le lecteur pourrait alors croire à une contradiction mais, un des points forts de GRENOUILLE est d'utiliser cette lacune pour éliminer un autre élément du montage SHG-FROG : le spectromètre. L'idée est en effet la suivante : comme la largeur spectrale de l'accord de phase est fine, l'interaction non linéaire se fait sur une petite partie du spectre des impulsions qui dépend de l'angle de sortie, séparant ainsi spectralement le signal doublé [42, 82]. Une caméra CCD enregistre finalement la trace FROG 2D en une seule prise. La trace produite étant identique à celle d'un système SHG-FROG, un algorithme itératif classique retrouve le profil d'intensité et la phase des impulsions [42, 82].



**Figure II-21** Principe d'un dispositif de caractérisation d'impulsions en intensité et en phase monocoup de type GRENOUILLE.

Grâce à toutes ces modifications, O'Shea et ses collaborateurs ont donc réussi la deuxième étape du développement. GRENOUILLE est en effet un dispositif monocoup, sensible (environ 1000 fois plus que le SHG-FROG correspondant mais jamais démontré expérimentalement ! Serait-ce alors un argument de vente ?), simple puisqu'il n'y a finalement aucun réglage d'alignement et surtout peu onéreux (à fabriquer) [42, 82]. Il convient tout de même de choisir un cristal peu dispersif car du fait de la longueur du cristal, pour de courtes impulsions, la dispersion peut engendrer des distorsions sur la trace FROG [42, 82]. Afin de pallier ce problème, en 2004, Akturk *et al.* ont apporté la démonstration

expérimentale de la caractérisation d'impulsions de 20fs grâce à une version du GRENOUILLE dans lequel des éléments dispersifs ont été remplacé par des éléments réfléchifs [83]. Fort justement, Akturk souligne que GRENOUILLE est une méthode adaptée aux courtes impulsions car plus l'impulsion est courte, plus le retard nécessaire est faible et moins l'angle entre les répliques doit être important, ce qui permet alors de réduire la longueur du cristal, diminuant finalement les effets de dispersion [83].

Pour clore cette section, voici résumées dans le tableau suivant, les différentes configurations géométriques de système FROG décrites dans la littérature ainsi que leur signal émergent.

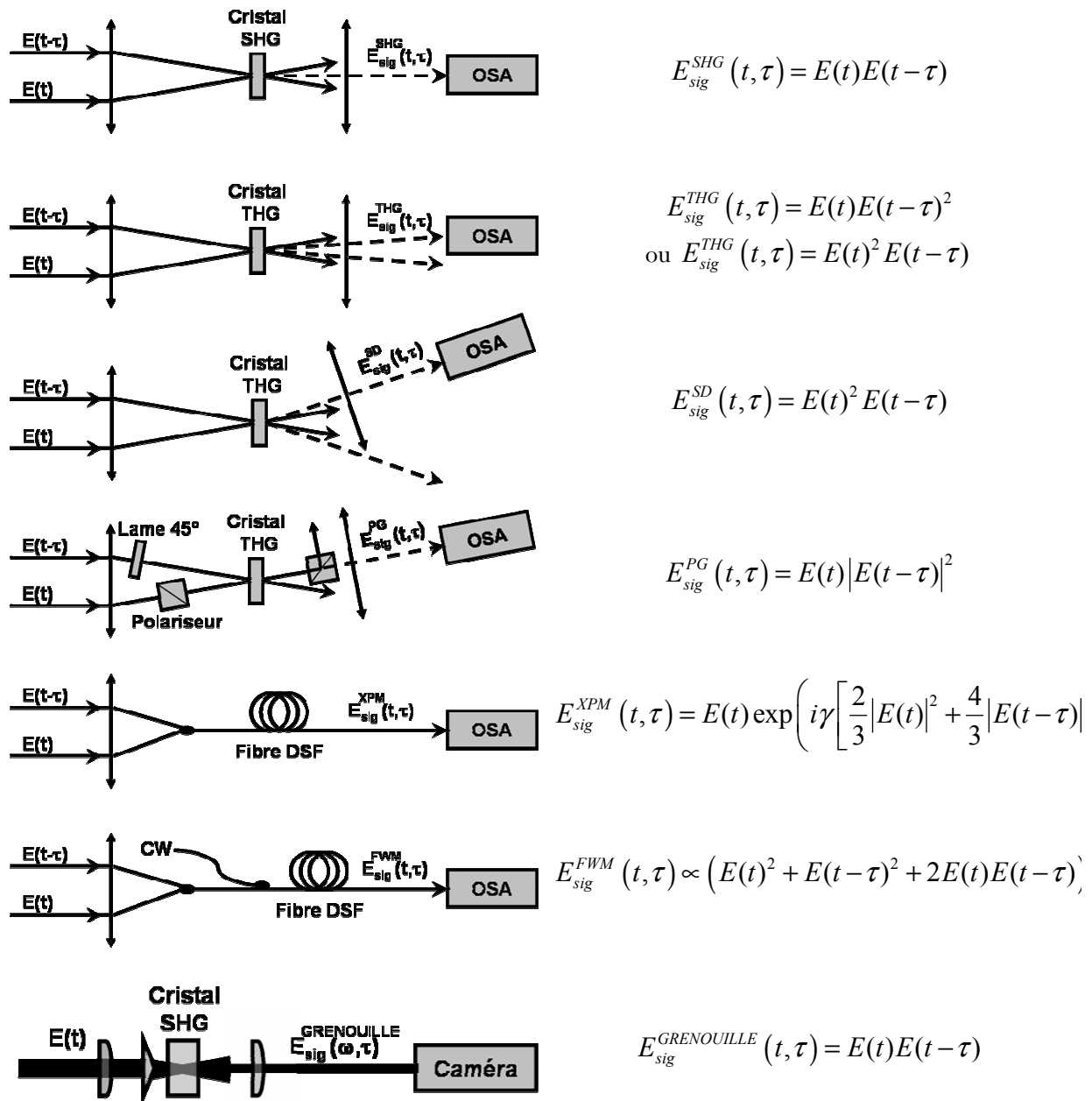


Figure II-22 Montages expérimentaux et expression du signal d'autocorrélation pour différentes configurations du système FROG.



## II.9.4. Sensibilité du système SHG-FROG

Dans cette section, nous nous sommes attachés à analyser la sensibilité de notre système FROG à génération de second harmonique. L'idée est ici de démontrer qu'un système SHG-FROG, constitué de matériels uniquement standards, peut s'avérer être un outil de détection puissant dans le domaine des Télécoms. En effet, pour de futures applications, il apparaît inévitable de pouvoir caractériser en intensité et en phase des impulsions à ultra-haut débit dans des gammes de puissances correspondant aux systèmes de transmissions d'informations par fibres optiques (quelques dizaines de mW maximum). La connaissance du profil d'intensité et de la phase des impulsions après propagation pourra alors s'avérer indispensable pour les ingénieurs concepteurs des systèmes Télécoms, ceci afin d'optimiser non seulement les cartes de dispersion mais aussi d'améliorer les sources lasers.

Le dispositif SHG-FROG a été démontré comme étant un outil capable de caractériser des trains d'impulsions périodiques à ultra-haut débit [9, 10, 42, 60, 61, 64-66, 72, 82, 83] et a été étendu par Grellu *et al.* à des séquences pseudo-aléatoires [71]. De plus, SHG-FROG semble être donné comme un des plus sensibles (outre GRENOUILLE) systèmes FROG actuels [42]. Il est donc naturel d'imaginer le SHG-FROG comme un outil de détection adapté à des expériences Télécoms. La conclusion de ce paragraphe comporte une comparaison des différents dispositifs FROG et de leur sensibilité, il apparaît alors que notre système SHG-FROG est bien l'un des systèmes de détection les plus sensibles pour des applications Télécoms à ultra-haut débit.

### II.9.4.1. Dispositif expérimental

Afin de quantifier la sensibilité de notre montage SHG-FROG, nous avons réalisé la caractérisation FROG d'un battement sinusoïdal à 160-GHz centré autour de 1550nm puis la caractérisation de notre source d'impulsions à 160-GHz décrite par la suite dans le chapitre III.2. Pour chaque type d'analyse, nous avons diminué progressivement la puissance à l'entrée de notre système FROG jusqu'à être dans l'impossibilité de remonter au champ initial.

La Figure II-23 montre le dispositif expérimental utilisé pour quantifier la sensibilité de notre montage SHG-FROG. Le battement initial à 160-GHz (1.28nm) est obtenu par superposition de 2 sources lasers et amplifié par un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA). Le battement ainsi généré peut soit être directement caractérisé par le système FROG, soit comprimé dans un premier temps grâce à une fibre NZ-DSF de 1km de long (voir section III.2) puis caractérisé. Dans les deux cas, la puissance moyenne à l'entrée du système FROG peut être réglée grâce à un atténuateur variable (ATT).

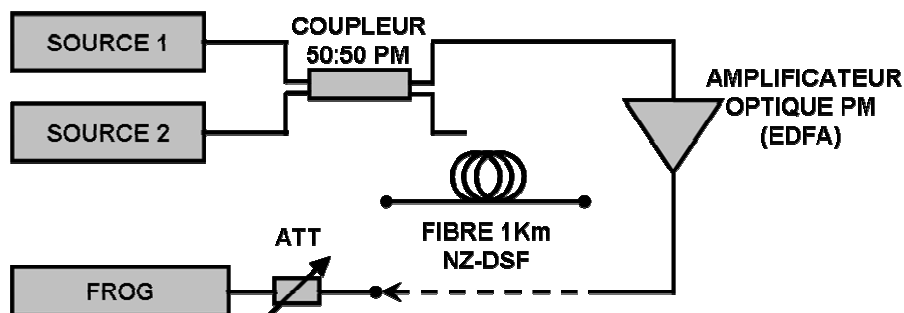
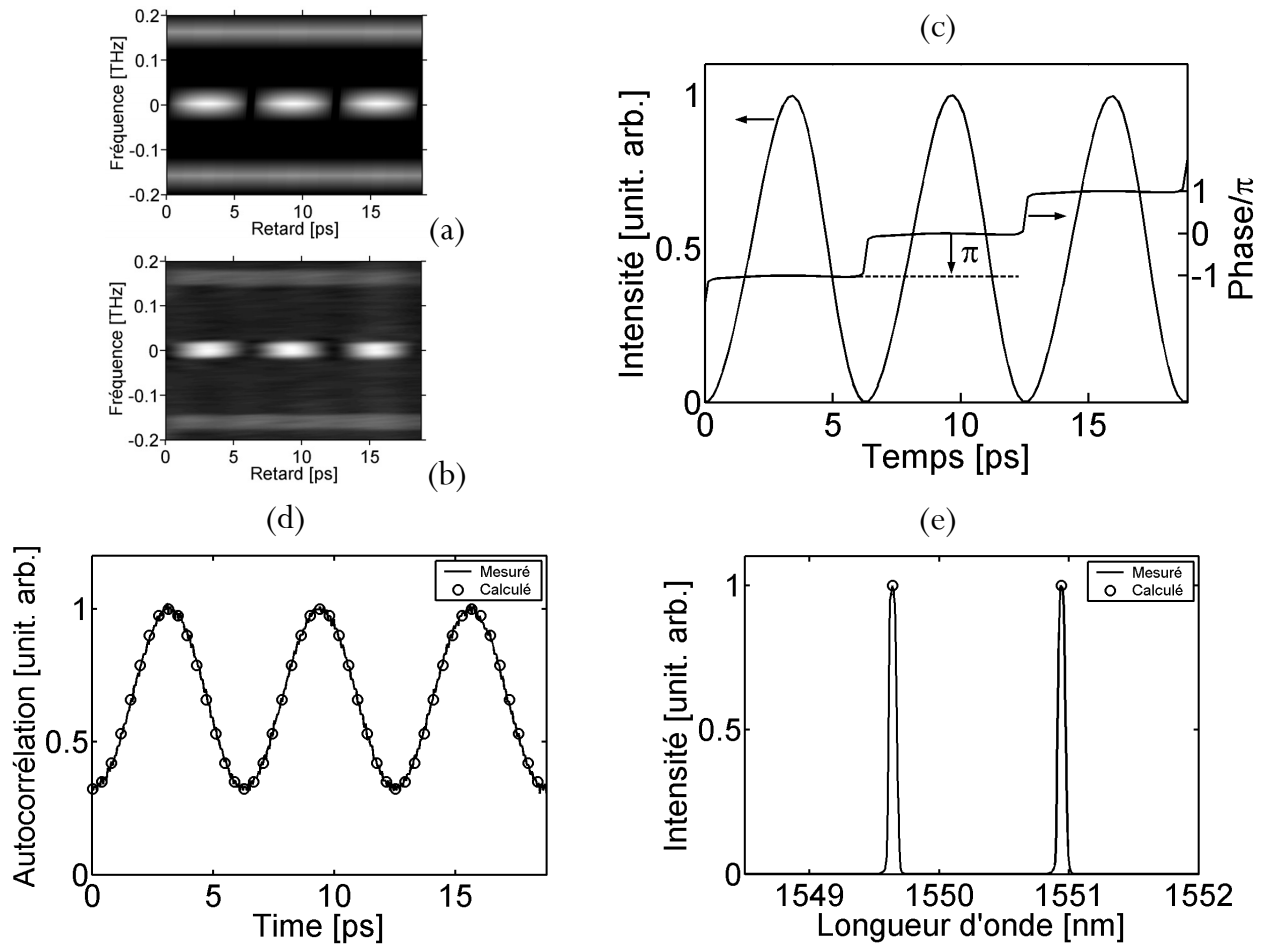


Figure II-23 Schéma expérimental pour l'étude de la sensibilité de notre système SHG-FROG, (Att=Atténuateur variable).

#### II.9.4.2. Battement sinusoïdal à 160-GHz

La première série de mesures concerne un battement sinusoïdal à 160-GHz et centré autour de 1550nm. Ce battement est obtenu par la superposition de deux ondes continues de même puissance et délivrées par deux diodes lasers *Photonetics* séparées de 160-GHz (voir Figure II-23). Un amplificateur à fibre dopée erbium (EDFA) et un atténuateur variable permettent ensuite de régler la puissance d'injection dans le système SHG-FROG. De plus, pour éviter des effets de dépolarisation du signal, les deux ondes sont polarisées rectilignement et maintenues polarisées grâce à un montage d'injection à maintien de polarisation. Les traces SHG-FROG ont été construites de manière usuelle en mesurant pour chaque délai, grâce à un OSA *Anritsu MS9710B* (résolution de 0.07nm), le spectre du signal doublé puis en les interpolant dans une grille de 256x256.

Les Figure II-24(a) et (b) montrent respectivement les traces SHG-FROG du battement sinusoïdal à 160-GHz calculées à partir du champ retrouvé et directement mesurées. La puissance moyenne injectée dans le système FROG a été mesurée à 20mW (13dBm), ce qui correspond à une énergie de 125fJ par impulsion. Nous observons dans un premier temps un très bon accord visuel entre les deux traces FROG du battement. De plus, la Figure II-24(c) montre l'intensité et la phase retrouvées grâce au traitement numérique de la trace SHG-FROG expérimentale. Il en découle un signal de type battement c'est-à-dire une intensité de forme sinusoïdale, une phase plate le long des impulsions ainsi qu'un saut de phase de  $\pi$  entre impulsions voisines, caractéristique d'un tel signal. L'erreur affichée par notre logiciel est de  $G=0.011$ , valeur limite de détection en dessous de laquelle la détection est rendue impossible. Les Figure II-24(d) et (e) qui représentent respectivement la fonction d'autocorrélation et le spectre des impulsions permettent finalement de conforter le résultat précédent puisqu'il existe un excellent accord entre les quantités directement mesurées (trait continu) et recalculées à partir du champ retrouvé (cercles).



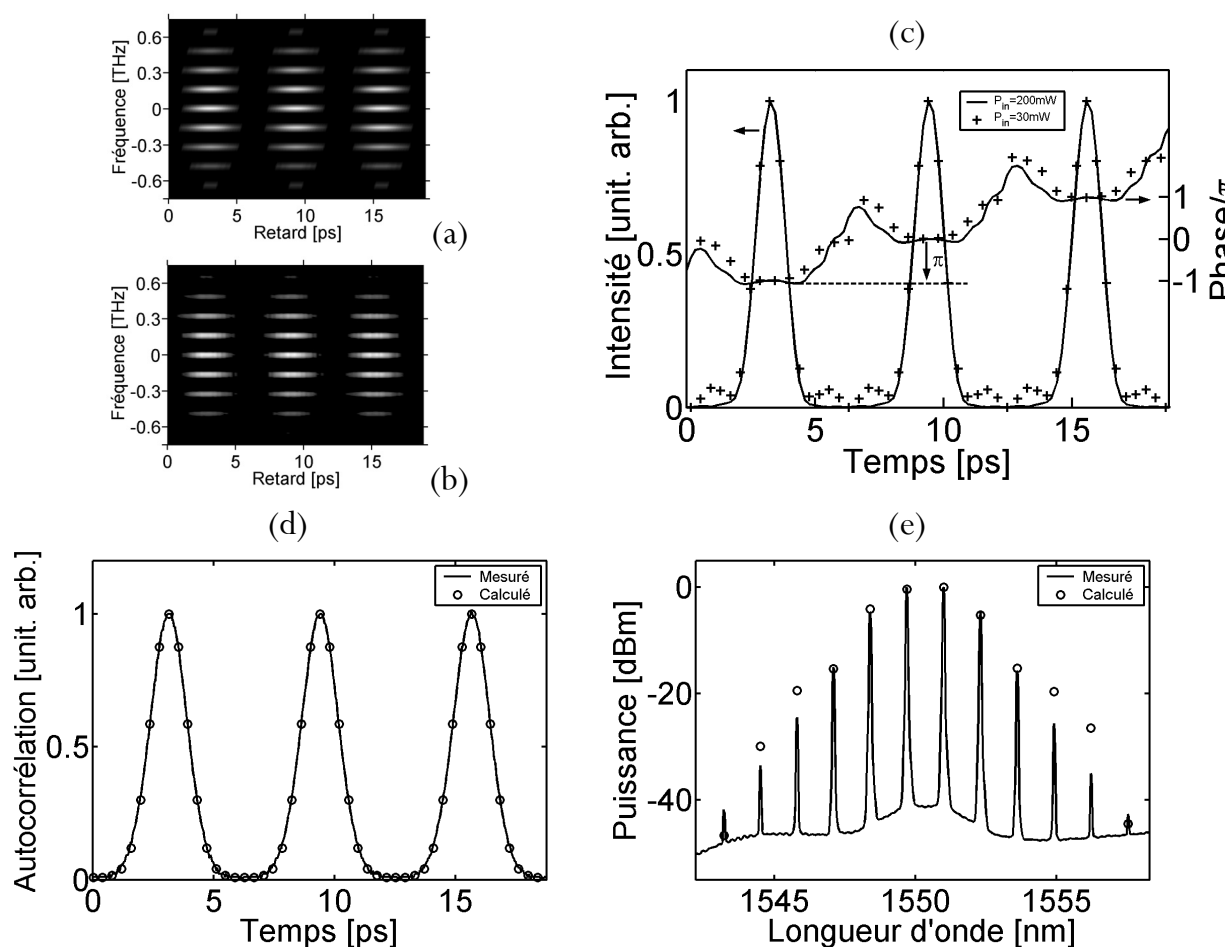
**Figure II-24** Traces SHG-FROG du battement sinusoïdal à 160-GHz et 1550nm ( $P_{inj}=20mW$ ) (a) Recalculée à partir du champ retrouvé (b) Mesurée (c) Intensité et phase retrouvées ( $G=0.011$ ) (d) Fonction d'autocorrélation du battement, mesurée (trait continu) et recalculée (cercles) (e) Spectre, mesuré (trait continu) et recalculé (cercles).

### II.9.4.3. Train d'impulsions à 160-GHz

Le train d'impulsions à 160-GHz est obtenu par compression du battement sinusoïdal dans une fibre NZ-DSF de 1km de long ( $D=1ps/km.nm$ ) suivant la technique de mélange à quatre ondes multiple décrite dans le paragraphe III.2 [9, 84]. Il s'agit d'un train d'impulsions de forme gaussienne et de largeur à mi-hauteur de 1.3ps. Comme dans l'étude précédente, nous avons réalisé une caractérisation FROG de ce train d'impulsions en diminuant progressivement la puissance moyenne injectée dans notre système SHG-FROG jusqu'à rendre impossible cette caractérisation.

La Figure II-25 montre le résultat de la caractérisation FROG pour une puissance moyenne à l'entrée de notre système de 200mW (23dBm). Nous noterons un très bon accord visuel entre les deux traces SHG-FROG, mesurées d'une part en Figure(a) et retrouvée d'autre part en Figure(b). Le train

d'impulsions, représenté sur la Figure(c) en trait continu, montre des impulsions correctement séparées dont la phase est quasiment plate le long des impulsions, ce qui implique des impulsions en quasi limite de Fourier. Nous retrouvons également le saut de phase de  $\pi$  entre impulsions voisines, vestige du battement initial et déjà visible sur la Figure II-24. A ce niveau de puissance, l'erreur de convergence est extrêmement faible puisque  $G=0.0019$ . Ce très bon résultat est également conforté par l'excellent accord entre les quantités directement mesurées et recalculées à partir du champ retrouvé. En effet, la fonction d'autocorrélation recalculée, représentée en cercles sur la Figure II-25(d), suit parfaitement celle directement mesurée par notre autocorrélateur (trait continu). Quant au spectre des impulsions, un accord sur près de 20dB entre quantités mesurées et recalculées est observable sur la Figure II-25(e).



**Figure II-25** Traces FROG du train d'impulsions à 160-GHz et 1550nm ( $P_{mj}=30mW$ ) (a) Recalculée à partir du champ retrouvé (b) Mesurée (c) Intensité et phase retrouvées pour une puissance moyenne, à l'entrée du système FROG, de 200mW (trait continu,  $G=0.0019$ ) et de 30mW (croix,  $G=0.007$ ) (d) Fonction d'autocorrélation du train d'impulsions, mesurée (trait continu) et recalculée pour  $P=200mW$  (cercles) (e) Spectre, mesuré (trait continu) et recalculé pour  $P=200mW$  (cercles).

Finalement, nous avons également représenté en croix sur la Figure II-25(c), l'intensité et la phase des impulsions pour la plus basse puissance moyenne autorisant la convergence de l'algorithme itératif. La

puissance moyenne à l'entrée du système SHG-FROG a alors été mesurée à 30mW soit 14.8dBm, ce qui correspond à une énergie de 190fJ par impulsion et à une puissance crête de 140mW. Nous pouvons remarquer sur la Figure II-25(c) que l'intensité et la phase des impulsions caractérisées à 30mW (croix) sont en très bon accord avec les données retrouvées pour une puissance de 200mW (trait continu). L'erreur trouvée reste également acceptable puisque  $G=0.007$ . Nous observons toutefois, à 30mW, l'apparition de piédestaux sur l'intensité qui sont le résultat d'une trace SHG-FROG de plus en plus bruitée.

#### II.9.4.4. Conclusion sur la sensibilité des systèmes FROG

Dans ce chapitre, nous avons démontré que la technique de caractérisation SHG-FROG pouvait être considérée comme un outil puissant pour la détection et l'analyse de train d'impulsions à ultra-haute cadence ( $> 40$ -GHz) et notamment dans des gammes de puissances de type Télécom. En effet, grâce à un montage n'employant que du matériel standard, nous avons su caractériser, en intensité et en phase, un train d'impulsions cadencé à 160-GHz pour une énergie par impulsions de seulement 190fJ [10].

Le tableau ci-dessous regroupe les travaux réalisés sur les divers dispositifs FROG. Une comparaison de leur sensibilité peut alors être établie. Trebino annonça dès ses premiers résultats que le dispositif SHG-FROG semblait être le plus sensible des dispositifs. Le moyennage par un dispositif monocoup [85] puis l'utilisation d'un cristal non linéaire organique [76] ont contribué à perpétuer cette conclusion. Mais, l'apparition de systèmes fibrés comme le XPM- ou le FWM-FROG pourrait, de part leur principe, renverser cette tendance [73, 74, 77, 80]. La comparaison de la sensibilité de ces différents systèmes reste tout de même difficile à évaluer car les principes de ces systèmes sont assez variés et les conditions d'expérimentation totalement différentes. Nous avons cependant indiqué pour chaque autocorrélateur une évaluation de sa sensibilité exprimée en  $mW^2$  et qui est calculée classiquement par le produit de la puissance moyenne par la puissance crête des impulsions caractérisées. Mais, comme la majorité des dispositifs de détection sont basés sur un processus de type non linéaire, il conviendrait tout de même de ne pas simplement recourir au flux des impulsions à caractériser mais également à leur largeur spectrale.

Finalement, la littérature montre qu'à très haute cadence ( $> 40$ -GHz), peu d'expériences de caractérisation d'impulsions ont été réalisées à l'heure actuelle. Il apparaît en effet que seul le dispositif SHG-FROG est été aujourd'hui testé avec succès dans des gammes de puissances Télécoms et à une cadence supérieure à 40-GHz. Toutefois, au vu de leurs meilleures sensibilités, les systèmes fibrés pourraient bientôt le rejoindre dans cette gamme d'activité. Il reste cependant pour ces systèmes à

combattre les problèmes de distorsions des impulsions au sein de la fibre. Nous noterons finalement que le TADPOLE et le GRENOUILLE (à confirmer) ont maintenant plusieurs ordres de grandeurs d'avance sur le SHG-FROG pour des impulsions isolées.

Dispositif	Energie par impulsion	Cadence	FWHM	Pc. Pmoy (mW <sup>2</sup> )	Auteur
PG-FROG	100nJ	~MHz	100fs	10 <sup>11</sup>	Trebino [42, 61]
SD-FROG	1000nJ	~MHz	100fs	10 <sup>13</sup>	Trebino [42, 61]
THG-FROG	3nJ	100 MHz	100fs	10 <sup>10</sup>	Tsang [78]
SHG-FROG	6.3pJ	10-GHz	1.5ps	10 <sup>5</sup>	Taira [76]
SHG-FROG	12.5pJ	80-MHz	220fs	10 <sup>4</sup>	Omenetto [85]
XPM-FROG	24pJ	4.2-MHz	1ps	10 <sup>3</sup>	Thomson [77]
SHG-FROG	190fJ	160-GHz	1.27ps	10 <sup>3</sup>	Fatome [10]
FWM-FROG	72.7fJ	2.5-GHz	8.6ps	1.6	Lacourt [74]
FWM-FROG	20fJ	10-GHz	20ps	0.2	Lacourt [80]
GRENOUILLE	0.1fJ ?	~MHz ?	100fs	10 <sup>-7</sup>	O'Shea [82]
TADPOLE	42zJ	100-MHz	250fs	10 <sup>-11</sup>	Fittinghoff [59]





## Chapitre III.

# Génération d'impulsions à très haute cadence

De nombreux travaux ont été réalisés afin de générer des impulsions optiques ultra-courtes et à très hautes cadences [8, 86]. La bande passante actuelle de l'électronique est en effet limitée à 40-GHz et par conséquent, les méthodes usuelles de modulation d'une source laser continue ne permettent donc pas de générer des trains d'impulsions cadencés au-delà de cette limite. Deux approches sont alors à envisager :

Premièrement, le multiplexage temporel (OTDM) qui consiste à générer des trains d'impulsions ultra-courtes et à une cadence électroniquement accessible puis de les entrelacer grâce à un système de retard variable. Le multiplexage temporel reste également, à l'heure actuelle, la seule possibilité de produire des trains d'impulsions codés et à ultra-haut débit ( $>40$ -Gb/s). Ces trains d'impulsions ultra-courtes à débit modéré servant au multiplexage peuvent être générés par émission d'un laser à semi-conducteur, d'un laser à fibre à blocage de modes, par compression adiabatique d'un battement sinusoïdal ou encore par compression adiabatique d'impulsions [86-98].

La deuxième approche consiste à générer des trains d'impulsions non codés et à très haute cadence pour diverses applications telles que la génération d'horloge, les ordinateurs tout optique, la spectroscopie ou encore le test de composants. Diverses méthodes ont été développées : l'utilisation de l'instabilité modulationnelle dans les fibres optiques [99, 100] ainsi que les lasers à fibre à blocage de modes [101, 102] ont été les premières pistes. Mais l'une des techniques les plus attractives reste certainement la compression d'un battement sinusoïdal qui possède l'avantage d'être accordable en débit et en longueur d'onde grâce à l'utilisation de deux sources lasers continues pour la génération du battement initial. Là encore, plusieurs approches ont été envisagées : la compression adiabatique du battement sinusoïdal dans une fibre à dispersion décroissante (DDF) [86, 103-117] puis par amplification Raman dans une fibre à dispersion constante [8, 95, 109, 118-125] sont à l'origine des premiers résultats expérimentaux. La compression du battement dans des systèmes savamment élaborés (Comblike [86, 118, 126-135] ou Step-like [86, 136]) et plus récemment, la compression par mélange à quatre ondes multiple [9, 84] sont ensuite venues grossir le panel de ces technologies.



### III.1. Etat de l'art

#### III.1.1. Instabilité Modulationnelle (IM)

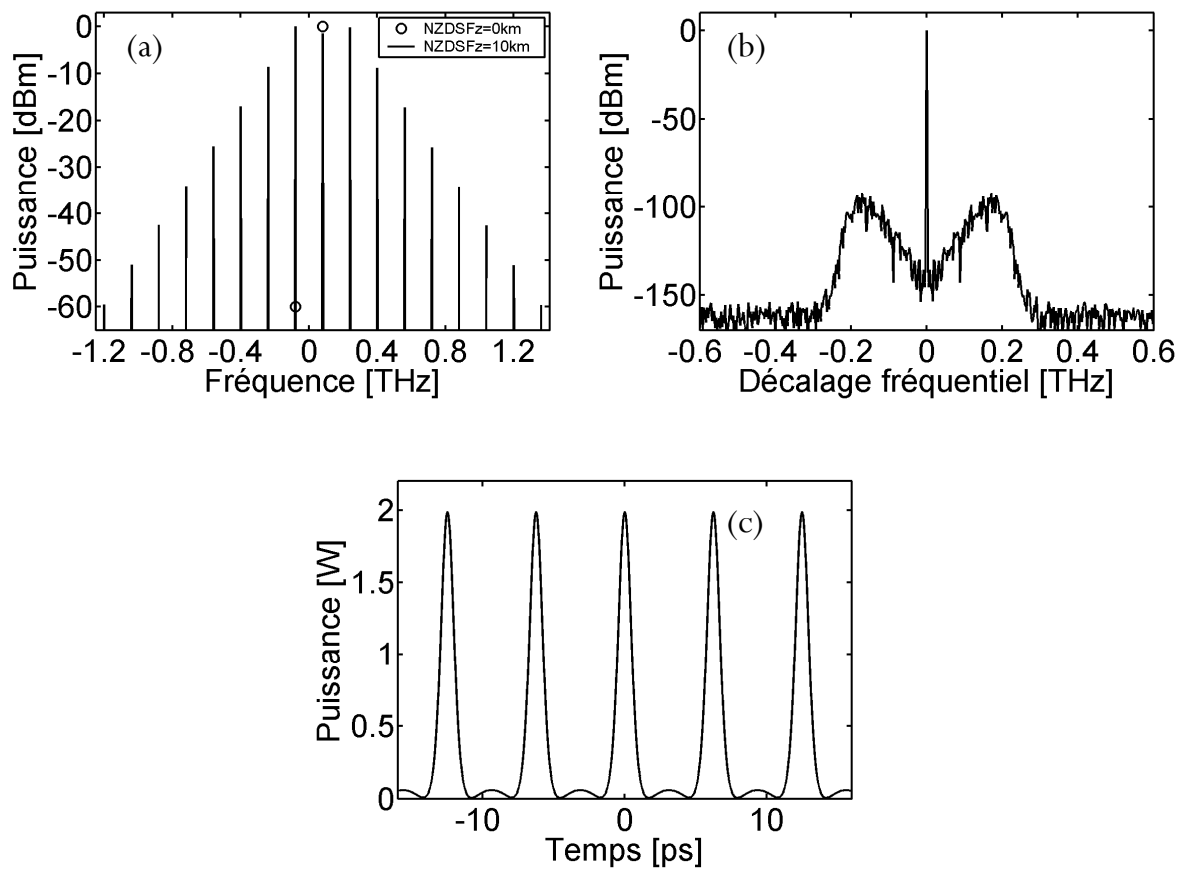
Suite aux observations expérimentales réalisées par Tai et ses collaborateurs en 1986 [35], le phénomène d'instabilité modulationnelle (IM) fut rapidement envisagé comme un moyen très simple de générer des impulsions à très hautes cadences. C'est donc en 1984, qu'Hasegawa proposa théoriquement de générer des trains d'impulsions en induisant l'instabilité grâce à une très faible modulation de l'onde continue (graine d'instabilité) [137]. En effet, en imposant l'écart de fréquence entre l'onde initiale et sa faible modulation, l'instabilité modulationnelle, qualifiée alors d'induite, se développe principalement à la fréquence choisie. La croissance de cette faible modulation en un train d'impulsions correctement séparées se fera finalement à la cadence imposée par la fréquence de la modulation initiale. Cette particularité fait donc de cette méthode très simple une source accordable en fréquence de répétition.

Nous pouvons illustrer numériquement cette méthode de génération d'impulsions à très haute cadence en utilisant la même fibre qui permet de décrire l'instabilité modulationnelle au paragraphe I.7.2.3. Il suffit alors simplement d'ajouter au champ initial un faible signal ( $P_s$ ) induisant l'instabilité modulationnelle. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

D (ps/km.nm)	$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> /km)	L (km)	$P_0$ (W)	$P_s$ (W)	Ecart (GHz) pompe-signal
1	-1.28	1.54	10	0.6	$6.10^{-7}$	160

Comme le montre la Figure III-1(a), en cercles, nous avons choisi d'induire l'instabilité de modulation à 160-GHz qui se trouve dans la courbe de gain IM des paramètres considérés (Figure III-1(b)). Nous observons alors clairement sur la Figure III-1(c) la formation d'un train d'impulsions d'une largeur à mi-hauteur (FWHM) d'environ 1ps et cadencé à 160-GHz. Nous pouvons également noter que le spectre initial s'est enrichi d'un grand nombre de nouvelles fréquences grâce à l'IM pour finalement correspondre à un spectre cannelé dont les composantes sont séparées de 160-GHz. Ce spectre, visible en trait continu sur la Figure III-1(a), est donc caractéristique d'un train d'impulsions cadencé à 160-GHz. La démonstration expérimentale de cette technique fut réalisée par Tai et ses collaborateurs en 1986 [99]. Grâce à des impulsions de 100ps (régime quasi continu devant la période de modulation), à une fibre d'une longueur de 1km et à une puissance crête de 3W, Hasegawa et son équipe démontrèrent la formation d'un train d'impulsions d'une largeur à mi hauteur de 0.5ps et à une cadence de 340-GHz [99]. Plus récemment, en 2003, Gong *et al.* [100] démontrèrent la possibilité de générer des trains

d'impulsions à très haute cadence (660-GHz) grâce à au phénomène d'instabilité modulationnelle confiné dans un laser à fibre d'une longueur de 11.5m [100].



*Figure III-1 (a) Spectre initial (cercles), spectre des impulsions de sortie (trait continu) (b) Spectre IM sans graine d'instabilité (c) Intensité en sortie de fibre dans le cas où l'IM est induite par un faible signal.*

**Conclusion :** Cette première méthode de génération d'impulsions à très haute cadence est relativement simple à mettre en œuvre expérimentalement et possède l'avantage d'être accordable en taux de répétition. Cependant, la qualité des impulsions ainsi formées, observable sur la Figure III-1(c) mais également dans la référence [99], reste tout de même relativement pauvre. En effet, contrairement à des trains générés à faibles taux de répétition, les trains d'impulsions ultra-courtes formés à partir d'IM induite ne sont en général pas constitués de solitons fondamentaux et leur propagation est rendue instable par la présence de piédestaux plus ou moins importants. Ces piédestaux peuvent cependant être éliminés grâce à des méthodes de filtrage non linéaire. Une première méthode interférométrique consiste à utiliser une boucle à miroir non linéaire (NOLM) qui, grâce à une différence de phase non linéaire entre deux répliques contra-propagatives, élimine les basses intensités [138-140] (voir section sur la régénération, paragraphe V.4). Une deuxième possibilité est le filtrage par effet Raman. En effet, après le point de compression maximale, la largeur des impulsions devenant faible et la puissance crête élevée, l'effet Raman devient prédominant et provoque alors un décalage fréquentiel du spectre des

impulsions (et non du piédestal) vers les grandes longueurs d'onde (rouge). Les piédestaux et l'impulsion étant alors séparés spectralement, il suffit de filtrer le spectre des impulsions pour éliminer les composantes spectrales des piédestaux et obtenir ainsi un train de solitons correctement séparés (voir section sur la compression d'un battement sinusoïdal par amplification Raman, paragraphe III.1.2.3) [119, 120].

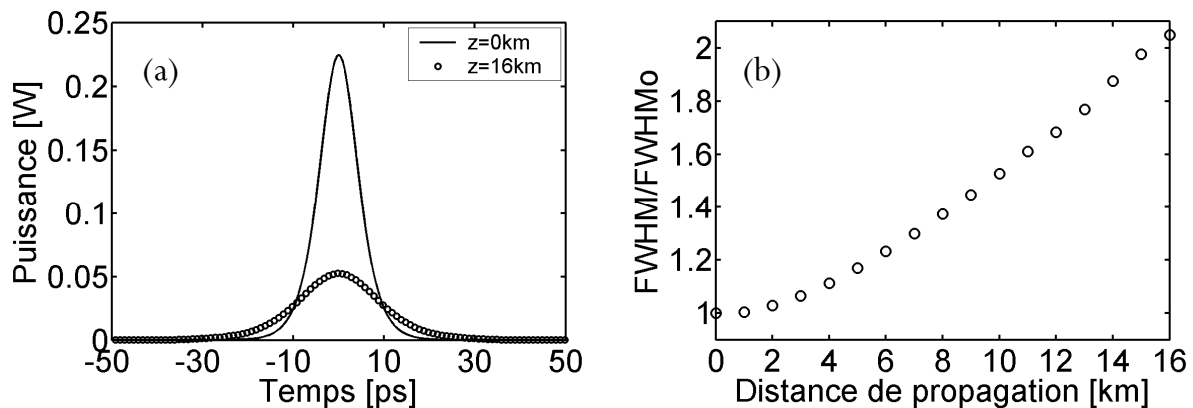
### III.1.2. Compression adiabatique d'un battement sinusoïdal

#### III.1.2.1. Le soliton DDF : base de la compression adiabatique

L'utilisation du soliton pour la transmission d'informations par fibres optiques fut proposée en 1973 par Hasegawa et Tappert [2]. Mais, c'est une vue très idéaliste qui en a fait le candidat idéal pour les systèmes de transmission par fibres optiques, car malheureusement, la réalité en est toute autre.

En effet, sur des distances de propagation pouvant atteindre plusieurs milliers de kilomètres, les pertes linéaires induites par l'absorption de la fibre optique s'avèrent être un effet catastrophique pour l'équilibre du couple effet Kerr/dispersion chromatique. En considérant des pertes moyennes de 0.2dB/km, l'impulsion perd environ 20% de son énergie tous les 5 kilomètres de propagation. Cette perte d'énergie rompt l'équilibre du soliton et, à terme, annihile totalement les effets non linéaires provoquant finalement un élargissement inexorable des impulsions par la dispersion.

Les Figure III-2(a) et (b) montrent l'évolution du soliton représenté sur la Figure I-11, mais en présence de pertes (typiquement 0.2dB/km). Nous observons alors une rapide décroissance de la puissance crête et un doublement de la largeur à mi-hauteur après seulement 16km de propagation.



**Figure III-2** (a) Intensité du soliton à l'entrée de la fibre (trait continu) et après 16km de propagation (cercles). (b) Evolution de la largeur du soliton divisée par sa largeur initiale ( $FWHM_0$ ) en fonction de la distance de propagation.

L'idée révolutionnaire, proposée par Tajima en 1987 [103] et qui est à la base de la compression adiabatique, fut donc de développer le concept de fibre à dispersion décroissante (DDF) pour compenser cette perte d'énergie. L'idée, conceptuellement très simple, est de produire une fibre étirée [104] dont la dispersion décroît exponentiellement le long de la fibre. La décroissance de l'énergie est alors suivie de manière adiabatique par la même décroissance exponentielle de la dispersion, ce qui permet de maintenir l'équilibre entre la non linéarité et la dispersion chromatique tout au long de la propagation. Une autre vision de cette technique est de considérer la décroissance exponentielle de la dispersion comme une amplification distribuée compensant exactement le terme de perte de l'équation de Schrödinger. En effet, si nous considérons l'équation de Schrödinger non linéaire (1.22) avec un terme de perte,  $\alpha$ , et un terme de dispersion chromatique dépendant de la distance de propagation,  $\beta_2(z)$ , nous obtenons :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i\gamma |A|^2 A = -\frac{\alpha}{2} A, \quad (3.1)$$

Avec le jeu astucieux de changement de variables suivant [7] :

$$\eta = \int_0^z \beta_2(x) dx \quad \text{et} \quad v = \frac{\sqrt{\gamma} A}{\sqrt{\beta_2}}. \quad (3.2)$$

Nous obtenons pour chacun des termes de l'équation (3.1) :

$$\begin{aligned} (1) \quad \frac{\partial A}{\partial z} &= \frac{\partial A}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial z} = \beta_2 \frac{\partial A}{\partial \eta} = \frac{\beta_2}{\sqrt{\gamma}} \left[ \frac{v}{2\sqrt{\beta_2}} \frac{\partial \beta_2}{\partial \eta} + \frac{\partial v}{\partial \eta} \sqrt{\beta_2} \right] \\ (2) \quad i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} &= i \frac{\beta_2 \sqrt{\beta_2}}{2\sqrt{\gamma}} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ (3) \quad -i\gamma |A|^2 A &= -i \frac{\beta_2 \sqrt{\beta_2}}{\sqrt{\gamma}} |v|^2 v \\ (4) \quad -\frac{\alpha}{2} A &= -\frac{\alpha \sqrt{\beta_2}}{2\sqrt{\gamma}} v \end{aligned}, \quad (3.3)$$

En incluant les équations (3.3) dans l'équation (3.1), nous obtenons :

$$\frac{\beta_2}{\sqrt{\gamma}} \left[ \frac{v}{2\sqrt{\beta_2}} \frac{\partial \beta_2}{\partial \eta} + \frac{\partial v}{\partial \eta} \sqrt{\beta_2} \right] + i \frac{\beta_2 \sqrt{\beta_2}}{2\sqrt{\gamma}} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - i \frac{\beta_2 \sqrt{\beta_2}}{\sqrt{\gamma}} |v|^2 v = -\frac{\alpha \sqrt{\beta_2}}{2\sqrt{\gamma}} v, \quad (3.4)$$

qui, une fois simplifiée nous donne :

$$\left[ \frac{v}{2\beta_2} \frac{\partial \beta_2}{\partial \eta} + \frac{\partial v}{\partial \eta} \right] + i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - i |v|^2 v = -\frac{\alpha}{2\beta_2} v. \quad (3.5)$$

Finalement, en posant  $\Gamma(\eta) = -\frac{1}{2\beta_2} \frac{\partial \beta_2}{\partial \eta}$ , il vient [7] :

$$\left[ -\Gamma v + \frac{\partial v}{\partial \eta} \right] + i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - i |v|^2 v = -\frac{\alpha}{2\beta_2} v, \quad (3.6)$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\partial v}{\partial \eta} + i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - i |v|^2 v = \left[ \Gamma - \frac{\alpha}{2\beta_2} \right] v, \quad (3.7)$$

Nous retrouvons donc une équation de Schrödinger non linéaire semblable à celle (3.1) mais accompagnée d'un terme de gain  $\Gamma(\eta) = -\frac{1}{2\beta_2} \frac{\partial \beta_2}{\partial \eta}$ . Il suffit donc d'annuler le terme de droite de

l'équation (3.7) pour autoriser la propagation d'impulsions solitoniques et obtenir ainsi :

$$\frac{\partial v}{\partial \eta} + i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - i |v|^2 v = 0, \quad (3.8)$$

qui admet la solution solitonique d'enveloppe  $v(t, z) = \frac{1}{t_0} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{t_0}\right)$ , ce qui est équivalent, pour

l'équation (3.1) et d'après l'équation (3.2) à  $A(t, z) = \frac{v(t, z) \sqrt{\beta_2}}{\sqrt{\gamma}} = \sqrt{\frac{|\beta_2(z)|}{\gamma_0^2}} \operatorname{sech}\left(\frac{t}{t_0}\right)$ . Autrement

dit, qu'à n'importe quelle distance  $z$  de propagation, le critère solitonique  $P_0(z) = \frac{|\beta_2(z)|}{\gamma_0^2}$  sera respecté et l'impulsion pourra alors se propager sans déformation.

Sachant que la puissance du soliton décroît exponentiellement en fonction de la distance de propagation, nous en déduisons aisément que la décroissance de la dispersion se doit également de suivre une loi du type [8, 103, 105] :

$$\beta_2(z) = \beta_2(0) \exp(-\alpha z), \quad (3.9)$$

où  $\beta_2(0)$  représente la dispersion chromatique à l'entrée de la fibre et  $\beta_2(z)$  la dispersion chromatique à la distance  $z$ . Nous pouvons alors vérifier que la fonction de dispersion  $\beta_2(z)$  annule

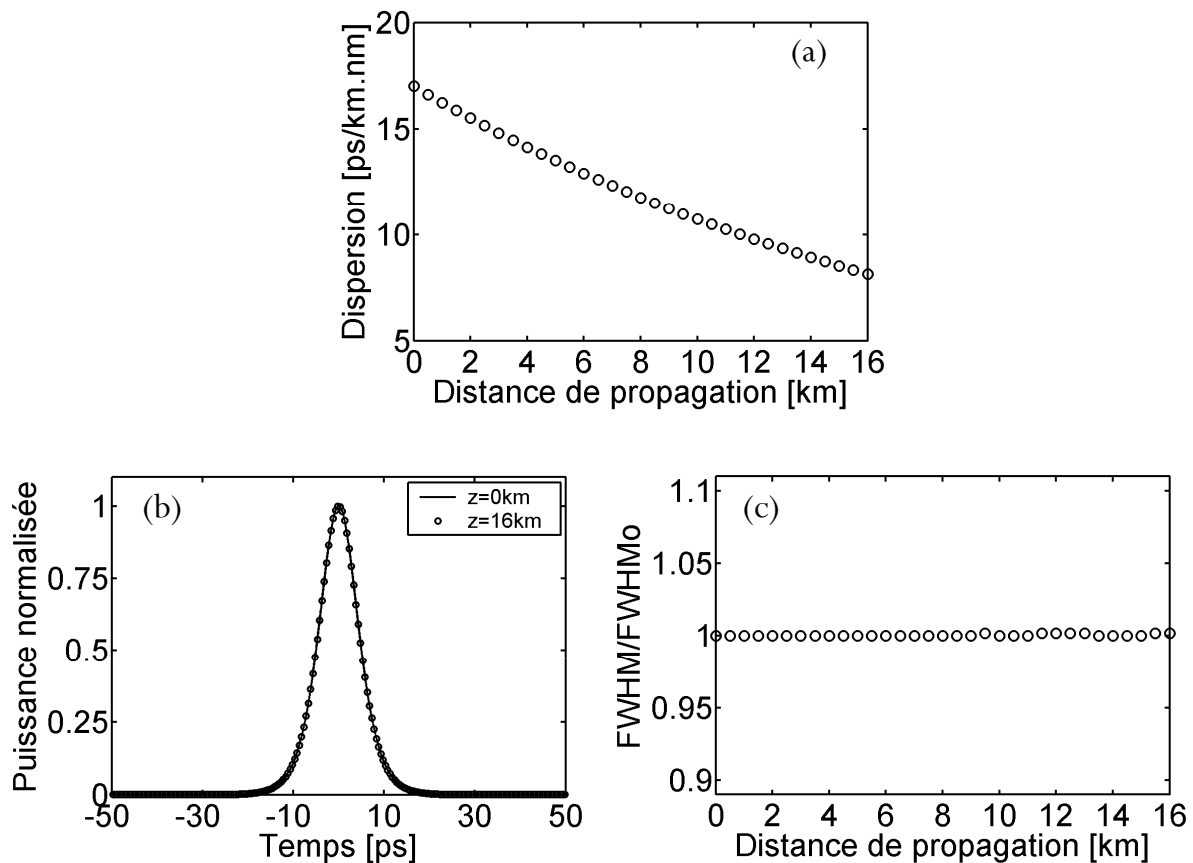
bien le terme de droite de l'équation (3.7) puisque  $\Gamma = -\frac{1}{2\beta_2} \frac{\partial \beta_2}{\partial \eta}$  et  $\beta_2(z) = \beta_2(0) \exp(-\alpha z)$ ,

nous obtenons le terme de droite par :

$$\Gamma - \frac{\alpha}{2\beta_2} = -\frac{1}{2\beta_2} \frac{\partial \beta_2}{\partial \eta} - \frac{\alpha}{2\beta_2} = -\frac{1}{2\beta_2} \left[ \frac{\partial \beta_2}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \eta} + \alpha \right] = -\frac{1}{2\beta_2} \left[ -\alpha \beta_2 \frac{1}{\beta_2} + \alpha \right] = 0. \quad (3.10)$$

Nous voyons donc bien qu'un profil de dispersion exponentiellement décroissant, qui suit la perte d'énergie au cours de la propagation, suffit à conserver les propriétés solitoniques d'une impulsion [7, 8, 103, 105].

Nous pouvons maintenant illustrer cette propriété par la simulation suivante. La Figure III-3(a) montre le profil de dispersion à décroissance exponentielle nécessaire à la stabilisation du soliton fondamental dans une fibre standard utilisée dans les Télécoms ( $D=17\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}$ ,  $\alpha=0.2\text{dB}/\text{km} = 4.605\cdot 10^{-5}\text{m}^{-1}$ ). Les Figure III-3(b) et (c) confirment bien que, malgré le fait que la puissance crête diminue au cours de la propagation par la présence de pertes linéiques, le profil du soliton reste préservé tout au long de la propagation ainsi que sa largeur à mi-hauteur (voir Figure III-3(c)).



**Figure III-3** (a) Profil exponentiellement décroissant de la dispersion de la DDF (b) Profil d'intensité du soliton à l'entrée de la fibre (trait continu) et après 16km de propagation (cercles), normalisé par leur maximum respectif (c) Evolution de la largeur du soliton en fonction de la distance de propagation.

Une très belle démonstration expérimentale de ce concept a été réalisée en 1995 par Stentz *et al.* qui ont obtenu une amélioration significative de la transmission d'impulsions solitoniques grâce une fibre DDF de 40km [106]. La décroissance de la dispersion est alors obtenue au cours de la phase de tirage par une diminution du diamètre du cœur le long de la fibre [104].

Suite à cette innovation technologique, l'idée d'adiabaticisme a alors été développée ; non plus simplement pour contrecarrer le phénomène de perte, mais pour générer ou encore comprimer des trains d'impulsions ultra-courtes ou à ultra-haut débit. Le principe fondamental de ces différentes

techniques reste d'attirer de manière adiabatique les impulsions initiales, qualifiées de quelconques, vers une impulsion solitonique pré-choisie.

Dès lors, si la largeur des impulsions à générer semblait ne plus être un problème, la cadence était, quant à elle, toujours limitée à 40-GHz par l'électronique. Afin de passer outre cette limite, la compression d'un battement sinusoïdal est alors apparue comme un excellent moyen de générer des impulsions à ultra-haut débit et d'une qualité supérieure à celle obtenue par IM. En effet, le débit est aisément accordable et ne connaît quasiment pas de limite physique puisqu'il est déterminé par l'écart de fréquence entre les deux ondes continues initiales. Le réglage de la puissance injectée au sein de la fibre permet en général d'ajuster la largeur des impulsions et la longueur d'onde centrale peut également être accordable sur un intervalle plus ou moins important. Cette méthode est finalement peu onéreuse et relativement simple à mettre en œuvre expérimentalement. C'est pourquoi, un large panel dérivé de cette technique a ainsi vu le jour, comme la compression d'un battement sinusoïdal dans une fibre à dispersion décroissante [86, 103-117], dans des fibres à profil de dispersion « step-like » [86, 136] ou « comblike » [86, 118, 126-135], par amplification adiabatique de type Raman [8, 95, 109, 118-125] ou encore plus récemment par mélange à quatre onde multiple [9, 84].

### III.1.2.2. Fibre à dispersion décroissante

Après la diffusion des travaux de Tajima [103], un grand nombre de travaux théoriques ont été réalisés afin d'étudier la propagation d'impulsions dans les fibres optiques à dispersion décroissante. En 1988, deux équipes, Blow *et al.* [107] d'une part et Kuehl *et al.* d'autre part [117], ont alors proposé théoriquement d'ajouter un terme de gain à l'équation de Schrödinger non linéaire pour générer de manière adiabatique des impulsions ultra-courtes [107, 117]. Ce terme de gain pouvait être soit une amplification distribuée (voir section suivante sur la compression par effet Raman, paragraphe III.1.2.3), soit l'emploi d'une fibre à dispersion décroissante qui simulerait cette amplification. Suite à cette idée, en 1989, Dianov *et al.* [108] avancèrent la possibilité de générer des trains d'impulsions à ultra-haut débit dans une DDF à partir d'un battement sinusoïdal [108].

Le principe de cette méthode est de propager deux ondes continues de forte puissance dans une fibre dont la dispersion décroît en fonction de la distance de propagation (en régime anormal pour un train de solitons brillants et respectivement normal pour un train de solitons noirs). Tout se passe alors comme si le battement sinusoïdal voyageait dans une fibre munie d'une amplification adiabatique (gain petit devant la longueur de fibre). Au cours de sa propagation, l'impulsion initialement sinusoïdale se voit progressivement attirée vers le régime solitonique défini par les paramètres expérimentaux

(dispersion au sortir de la fibre DDF, gain d'amplification). Les simulations numériques réalisées par Dianov montrèrent qu'un train d'impulsions correctement séparées et sans piédestal pouvait être ainsi généré jusqu'à une cadence de 500-GHz dans une fibre de quelques centaines de mètres et avec une puissance moyenne initiale de l'ordre de 1.25W [108].

Nous pouvons ici illustrer cette méthode de compression par une simulation numérique adaptée à notre problème, c'est-à-dire par la génération d'un train d'impulsions à 160-GHz. La fibre utilisée possède un profil de dispersion décroissant hyperbolique qui est directement inspiré des résultats expérimentaux des références [104, 109-113].

La fibre DDF possède une dispersion décroissante de  $D_0=10\text{ps/km.nm}$  à  $D=0.59\text{ps/km.nm}$  après  $L=4\text{km}$  suivant la loi représentée sur la Figure III-4(a) et donnée par :

$$D(z) = \frac{D_0}{1+4z}, \quad (3.11)$$

Les paramètres de la simulation sont donc les suivants :

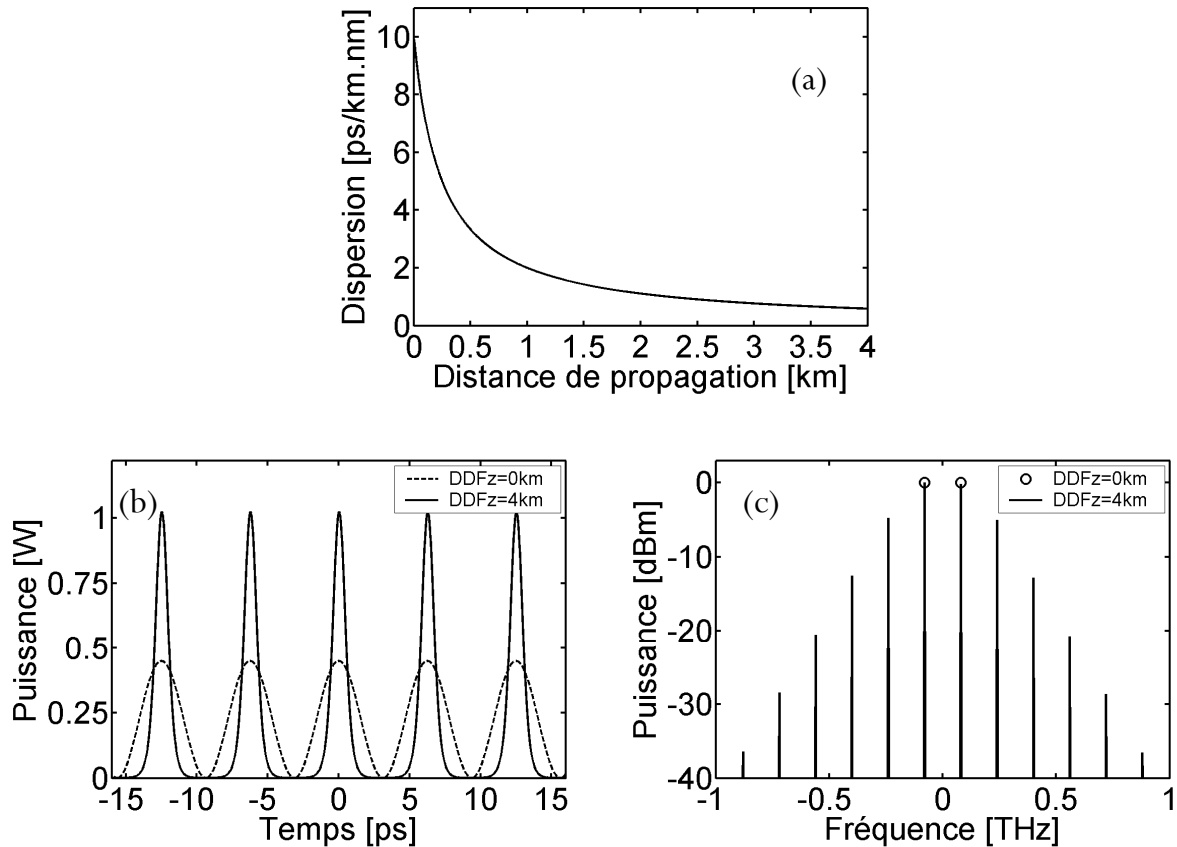
$D_0(\text{ps/km.nm})$	$A_{\text{eff}}(\mu\text{m}^2)$	L (km)	$P_p$ (W)	Période (ps)	FWHM (ps)
10	50	4	0.1125	6.25	1

où  $D_0$  est pris à la longueur d'onde centrale du battement sinusoïdal et  $P_p$  représente la puissance de chacune des deux pompes formant le battement initial.

Le train d'impulsions ainsi formé est représenté sur la Figure III-4(b) et correspond à un train d'impulsions correctement séparées, sans piédestal, de profil sécante hyperbolique (fit non représenté) et de largeur à mi-hauteur (FWHM) 1ps. Quant au spectre (représenté ici sur la Figure III-4(c)), il correspond bien à un train d'impulsions cadencé à 160-GHz dans lequel nous observons clairement un enrichissement de nouvelles fréquences régulièrement espacés de 160-GHz. La phase (ici non représentée) apparaît quasiment constante le long des impulsions, ce qui implique des impulsions en quasi limite de Fourier. De plus, un saut de phase de  $\pi$  est observé entre chaque impulsion et s'explique par le changement de signe du champ électrique en chaque point nul du battement.

Comme une suite logique à ces travaux théoriques, un grand nombre de travaux expérimentaux s'en sont alors suivis et ont démontré la faisabilité de cette technique. En 1991, Mamyshev *et al.* [109] ont généré un train d'impulsions d'une durée finie de 25ps et de largeur à mi-hauteur de 0.49ps à 200-GHz grâce à une DDF au profil hyperbolique [109]. Puis, en 1992, Chernikov *et al.* [110] générèrent un train d'impulsions d'une grande qualité, de largeur à mi-hauteur de 1.3ps et à une cadence de 70-GHz grâce à un battement sinusoïdal de 300mW et une DDF de 1.6km au profil hyperbolique décroissant la dispersion de 10 à 0.5ps/km.nm [110].





**Figure III-4** (a) Profil de dispersion de la DDF (b) Battement sinusoïdal initial (traits pointillés), impulsions de sortie après 4km de propagation (trait continu) (c) Spectre initial (cercles), spectre des impulsions de sortie (trait continu).

Quelques améliorations notables ont été réalisées par Chernikov et ses collaborateurs [111-113]. Notamment en 1992, avec la suppression de la diffusion Brillouin stimulée par une légère modulation (environ 100-MHz) du courant d'alimentation des diodes lasers [111]. D'autre part, ils propagèrent le battement sinusoïdal dans une fibre à dispersion décalée (DSF) de 1km avant l'injection dans la fibre DDF. Ainsi, grâce au mélange à quatre ondes généré au sein de la fibre DSF, le spectre du battement initial était d'abord enrichi avant sa propagation dans la DDF, améliorant ainsi la qualité et l'efficacité de la compression [111]. Grâce à cette technique, Chernikov *et al.* démontrèrent alors la mise au point d'une source accordable fonctionnant à une cadence comprise entre 60 et 90-GHz et pour une durée d'impulsion variant de 1.3 à 4ps [111]. La même année, un deuxième type de DDF, d'une longueur de 2.2km et possédant une décroissance hyperbolique de la dispersion de 6.5 à 1.1ps/km.nm permit à Taylor, Chernikov et leur équipe de réaliser une seconde source accordable de 80 à 130-GHz pour une durée d'impulsion variant de 1.5 à 3ps [112]. Une autre amélioration significative de la qualité des impulsions ainsi générées fut apportée en 1993 par Chernikov *et al.* [113]. En effet, un train d'impulsions correctement séparées à 114-GHz et de 250fs fut généré grâce aux effets combinés de la compression d'un battement sinusoïdal dans une DDF et du décalage fréquentiel occasionné par l'effet Raman [113]. Lorsque le battement sinusoïdal est injecté avec une forte puissance dans la DDF, l'effet

d'auto-modulation de la phase prédomine et permet l'enrichissement du spectre en nouvelles fréquences, ce qui engendre la compression temporelle par effet soliton. Dans un second temps, la dispersion décroissant, la compression s'accélère, élargissant encore le spectre et donnant naissance à un train d'impulsions ultra-courtes accompagnées de piédestaux. La largeur des impulsions devenant très faible (350fs), l'effet prédominant devient alors l'effet Raman qui va engendrer un décalage fréquentiel du spectre des impulsions vers les grandes longueurs d'onde (rouge). Le piédestal et l'impulsion étant alors séparés spectralement, ils vont progressivement se séparer dans le domaine temporel via la dispersion chromatique, donnant ainsi naissance, une fois filtré, à un train d'impulsions ultra-courtes, de bonne qualité et à haut taux de répétition (voir simulation dans la section sur la compression par effet Raman, paragraphe III.1.2.3). Les autres effets d'ordre supérieur (effet d'auto-raïdissement ou de dispersion d'ordre 3...) n'intervenant qu'en fin de compression, leur influence peut être négligée jusqu'à des largeurs d'impulsions d'environ 1ps et engendre simplement une saturation de la largeur des impulsions et donc du taux de compression [114].

**Conclusion :** Tous ces résultats nous montrent, que pour une fibre DDF donnée, il existe un intervalle de cadence et de largeur d'impulsion qui définit un intervalle de puissance dans lequel il est alors possible de générer un train d'impulsions de bonne qualité. Les principaux paramètres influençant le phénomène de compression sont la longueur de la fibre, son profil de dispersion et le rapport entre la dispersion d'entrée et de sortie qui définit le taux de compression maximal. Le principal défaut de cette méthode est le caractère prototype de la fibre à dispersion décroissante qui est non standard et donc très difficile à se procurer. D'autre part, la longueur de fibre augmentant dramatiquement avec la période du battement initial, les effets de polarisation et d'ordre supérieur apparaissent rapidement, cette méthode n'est donc applicable qu'à des taux de répétition élevés. Des améliorations ont cependant été apportées afin de pallier ce dernier problème et notamment pour des applications de multiplexage temporel. L'addition d'une boucle à miroir non linéaire (NOLM) [115, 116, 138-140] a en effet permis d'améliorer la qualité des impulsions produites mais aussi de générer des trains d'impulsions ultra-courtes (<1ps) et à débit modéré (10-GHz) tout en gardant des longueurs de fibre raisonnables mais au détriment de la complexité du dispositif expérimental [115, 116, 138-140].

### III.1.2.3. Amplification Raman

Une deuxième technique de compression adiabatique est l'utilisation de l'amplification Raman. Le principe reste le même que la compression dans une fibre à dispersion décroissante mais l'amplification

n'est plus simulée ici par la décroissance de la dispersion mais réalisée par une pompe Raman à l'intérieur même de la fibre [109, 120]. Cette propagation peut tout simplement être décrite par l'équation NLS avec un terme de gain supplémentaire.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{g}{2} A = i \gamma |A|^2 A, \quad (3.12)$$

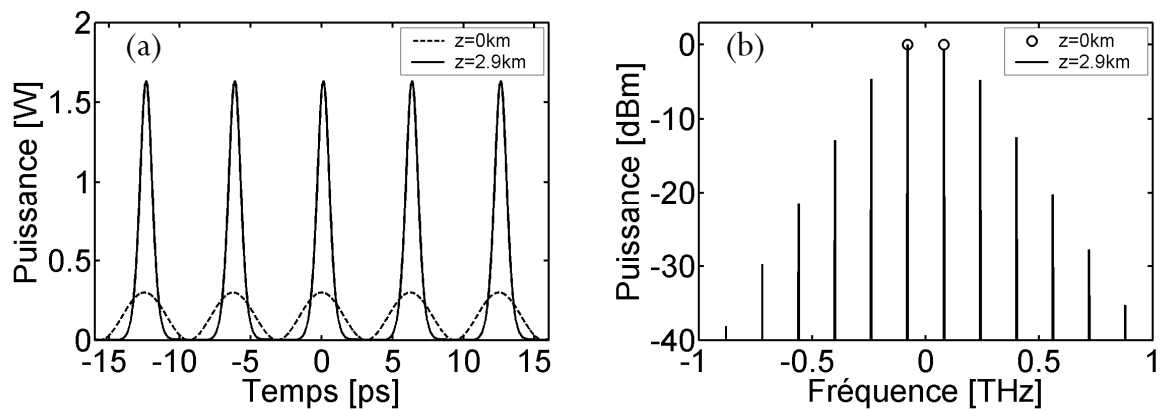
où  $g$  représente le terme de gain en  $\text{m}^{-1}$  (il est également possible de voir cette modélisation comme la propagation de la lumière dans une fibre optique à pertes négatives).

La simulation suivante montre l'évolution d'un battement sinusoïdal à 160-GHz se propageant dans une fibre à dispersion décalée (DSF) de 2.9km de long et possédant un coefficient de gain de 1dB par km.

Les paramètres de la simulation sont donc les suivants :

$D_0$ (ps/km.nm)	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	L (km)	$P_p$ (W)	Période (ps)	Gain Raman (dB/km)
1	50	2.9	0.075	6.25	1

où  $D_0$  est la dispersion chromatique de la fibre DSF à la longueur d'onde centrale du battement tandis que  $P_p$  représente la puissance de chacune des deux pompes composant le battement initial.



**Figure III-5** (a) Battement sinusoïdal initial (traits pointillés), impulsions de sortie après 2.9km de propagation (trait continu) (c) Spectre initial (cercles), spectre des impulsions de sortie (trait continu).

Le train d'impulsions ainsi formé est représenté sur la Figure III-5(a) en trait continu et correspond à un train d'impulsions correctement séparées, sans piédestal et d'une largeur à mi-hauteur (FWHM) d'environ 1ps. Quant au spectre, visible sur la Figure III-5(b), il correspond bien à un train d'impulsions correctement séparées. Ses différentes composantes spectrales sont en effet régulièrement espacées de 160-GHz et nous observons bien l'enrichissement du spectre initial (en cercles) en nouvelles fréquences.

Peu de travaux ont été réalisés sur la base de cette technique de compression d'un battement sinusoïdal. En 2003, D'Errico et son équipe développèrent une source, en vue d'une application de multiplexage temporel (OTDM), capable de délivrer des impulsions de 0.8ps à une cadence de 40-GHz grâce à une amplification adiabatique de type Raman au sein d'une fibre DSF de 20km [95]. Le battement initial était obtenu par la propagation d'une onde continue à travers un interféromètre Mach-Zehnder LiNbO<sub>3</sub> alimenté à son point de transmission nulle par un signal RF de 20-GHz. Grâce à l'utilisation d'une seule source continue, ce dispositif permet surtout d'éliminer l'instabilité fréquentielle du battement et donc de diminuer sa gigue temporelle.

Outre ces travaux de génération d'impulsions à partir d'un battement sinusoïdal, d'autres travaux exploitèrent simplement l'amplification Raman pour la compression d'impulsions [121, 122, 124, 130, 141]. Initialement proposé et expérimentalement démontré par Gouveia-Neto *et al.* en 1988 [121], Reeves-Hall *et al.* réalisèrent ensuite, en 2000 et 2001, une source accordable en fréquence autour de 10-GHz délivrant des impulsions de 1 à 10ps par compression d'impulsions de 10ps [122-124]. Plus récemment, en 2003, grâce à une combinaison entre la compression d'un battement sinusoïdal dans une série de fibres à profil de dispersion « comblike » (voir section sur la méthode « comblike », paragraphe III.1.2.5) et la compression adiabatique par amplification Raman, Igarashi *et al.* [130] démontrèrent expérimentalement la mise au point d'une source cadencée à 100-GHz et délivrant des impulsions variant de 0.84 à 2.1ps [130].

Un avantage supplémentaire de l'effet Raman est l'utilisation du décalage fréquentiel occasionné à forte puissance. Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, ce phénomène permet, pour de très courtes impulsions, de séparer l'impulsion de son éventuel piédestal et ainsi de la « nettoyer ». La Figure III-6 représente une simulation numérique illustrant ce phénomène. Il s'agit au départ du même principe que celui exposé sur la Figure III-5, à savoir un battement sinusoïdal d'une puissance moyenne de 250mW se propageant dans une fibre DSF de 3.6km avec un gain Raman de 1dB/km.

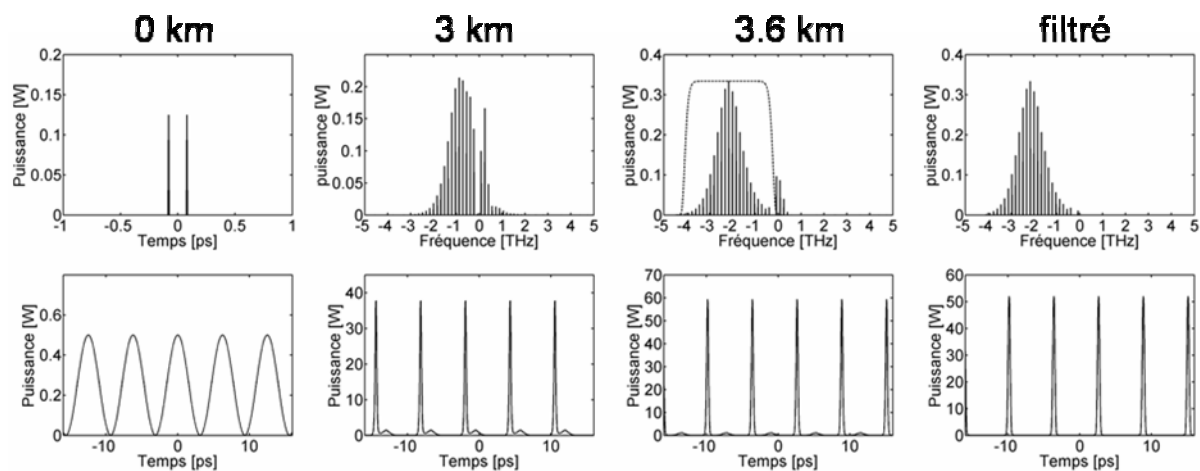
Les paramètres de la simulation sont donc les suivants :

$D_0$ (ps/km.nm)	$A_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}^2$ )	L (km)	$P_p$ (W)	Période (ps)	Gain Raman (dB/km)
1	50	3.6	0.125	6.25	1

où  $D_0$  est la dispersion chromatique de la fibre DSF à la longueur d'onde centrale du battement sinusoïdal et  $P_p$  représente la puissance de chacune des deux pompes formant le battement initial.

La compression initiale se développe dans un premier temps de manière similaire à celle décrite précédemment puis, après le point de compression maximal (environ 3km), la largeur des impulsions

devenant relativement faible ( $<1\text{ps}$ ) et la puissance crête élevée ( $>30\text{W}$ ), l'effet Raman devient l'effet prédominant et provoque un décalage fréquentiel du spectre des impulsions vers les grandes longueurs d'onde (rouge). Parallèlement, le spectre du piédestal, qui possède une bien plus faible puissance, ne subit pas un tel décalage. Etant séparés spectralement, du fait de la différence de vitesse de groupe, le piédestal et l'impulsion sont alors séparés temporellement (voir Figure III-6, 2<sup>ème</sup> et 3<sup>ème</sup> colonnes) et il suffit alors de filtrer le spectre des impulsions pour éliminer les composantes spectrales des piédestaux et obtenir ainsi un train de solitons quasi fondamentaux, correctement séparés et ayant une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 244fs [119, 120].



**Figure III-6** Ligne du haut : Spectre initial puis spectre des impulsions à 3km et 3.6km et enfin filtré par le filtre représenté à 3.6km en trait continu Ligne du bas : battement sinusoïdal initial puis impulsions après 3km et 3.6km de propagation et enfin filtré.

Des travaux expérimentaux ont démontré la faisabilité d'une telle technique de nettoyage des impulsions, notamment en combinant cette technique avec la génération d'impulsions par instabilité modulationnelle [119, 120]. Les premiers travaux ont été réalisés en 1990 par l'équipe de Mamyshev, puis en 1993 par Chernikov *et al.*, qui allient la compression d'un battement sinusoïdal dans une fibre à dispersion décroissante avec le décalage fréquentiel engendré par l'effet Raman pour obtenir un train d'impulsions de 250fs à 114-GHz [86, 113]. D'autres résultats purement numériques ont également considéré les effets combinés de la dispersion chromatique d'ordre 3 et de l'effet Raman pour améliorer la compression de solitons d'ordre supérieur [125].

**Conclusion :** La compression adiabatique par amplification Raman offre plusieurs avantages. Premièrement, elle permet de générer un train d'impulsions accordable en durée puisque le gain (réglable) est proportionnel à la puissance de la pompe et définit le taux de compression maximal des

impulsions [122-124]. Deuxièmement, elle permet également d'être accordable sur une grande plage de longueurs d'onde car la courbe de gain Raman de la silice se trouve être relativement large ( $400\text{cm}^{-1}$ ,  $\sim 12\text{-THz}$ ). De plus, la méthode semble être assez simple à mettre en œuvre expérimentalement mais nécessite toutefois une longueur de fibre assez importante (10 à 20km de fibre DSF), ce qui peut engendrer des problèmes de dispersion des modes de polarisation (PMD) ou de fluctuations longitudinales des paramètres de la fibre. En effet, la fibre n'étant pas parfaite, le diamètre de cœur peut légèrement varier le long de la fibre et engendrer alors des fluctuations de la dispersion chromatique et du coefficient de non linéarité, perturbant ainsi les phénomènes physiques souhaités.

#### III.1.2.4. Profil de dispersion « Step-like »

La méthode DDF décrite précédemment dans le paragraphe III.1.2.2 requiert un contrôle très strict de la dispersion lors de la fabrication de la fibre à dispersion décroissante. Afin de pallier ce problème, Chi *et al.* proposèrent en 1991 de modéliser la dispersion décroissante de la DDF par une succession de segments de fibre standard dont la dispersion diminuerait par paliers au cours de la propagation [142]. La génération de train d'impulsions à haut débit fut ensuite envisagée théoriquement par Mamyshev *et al.* en 1991 [109].

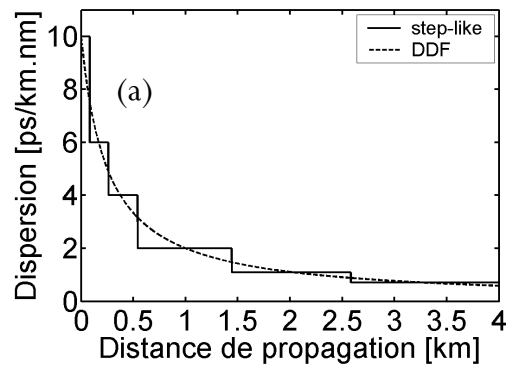
Les sauts de dispersion doivent alors rester relativement faibles, ceci afin de respecter le caractère adiabatique de la compression. Chernikov *et al.* ont d'ailleurs prévu que le saut de dispersion d'un palier à l'autre ne devait pas dépasser un ratio supérieur à 1.5, ou alors, dans le cas contraire, être accompagné par une perte locale qui compense le changement brutal de dispersion par une diminution tout aussi brutale de l'énergie de l'impulsion [86].

La simulation suivante montre la faisabilité d'une telle technique à 160-GHz. S'inspirant des résultats de la Figure III-4(a) et grâce à 6 segments de fibre dont les caractéristiques (dispersion à 1550nm) sont données dans le tableau suivant, le dispositif « step-like » ainsi construit et reporté sur la Figure III-7(a) épouse parfaitement le profil de dispersion de la DDF utilisée précédemment.

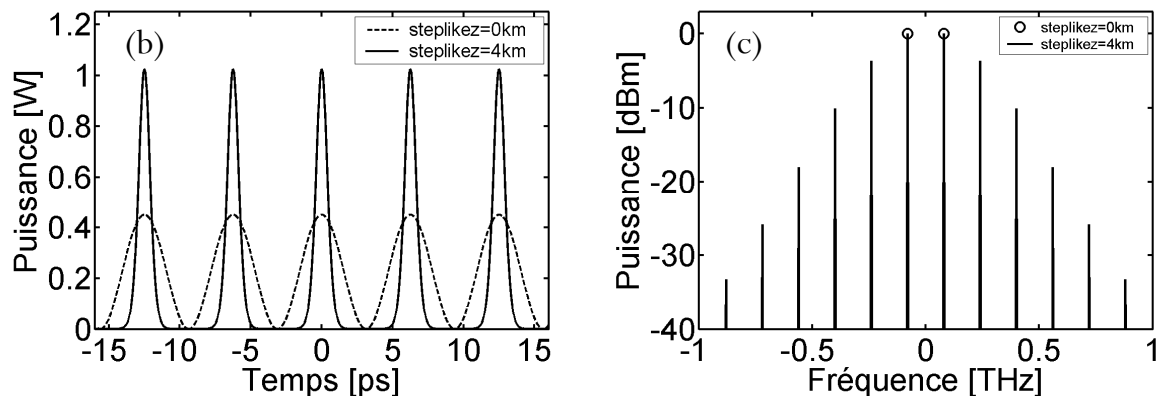
	Segment 1	Segment 2	Segment 3	Segment 4	Segment 5	Segment 6
D (ps/km.nm)	10	6	4	2	1.1	0.7
Longueur (m)	80	180	280	900	1140	1420

Les paramètres de la simulation sont donc les suivants ( $P_p$  représente la puissance de chacune des deux pompes formant le battement initial) :

$P_p$ (W)	Période (ps)	FWHM (ps)
0.1125	6.25	0.92



Le train d'impulsions ainsi formé est représenté sur la Figure III-7(a) et correspond à un train d'impulsions correctement séparées, sans piédestal et de largeur à mi-hauteur 0.92ps. Nous remarquons également que le train d'impulsions généré, ainsi que les paramètres de la simulation (puissance, longueur de fibre et dispersion) sont très proches de ceux relevés sur la Figure III-4. Il apparaît donc logique de retrouver ici un profil d'intensité et un spectre semblables à ceux de la Figure III-4 ainsi qu'une largeur à mi-hauteur d'environ 1ps.



**Figure III-7** (a) Profil de dispersion du dispositif « Step-like » (b) Battement sinusoïdal initial (traits pointillés), impulsions de sortie après 4km de propagation (trait continu) (c) Spectre initial (cercles), spectre des impulsions de sortie (trait continu).

La vérification expérimentale de cette technique fut réalisée en 1994 par l'équipe de Chernikov [136]. S'inspirant de leurs travaux sur la compression d'un battement sinusoïdal dans une DDF [110, 111], ils construisirent un dispositif « step-like » en ajustant son profil de dispersion sur celui de leur DDF utilisée précédemment. Six segments de fibre standard furent alors assemblés pour faire décroître la dispersion de 6ps/km.nm à 0.5ps/km.nm [136]. Leurs résultats démontrèrent alors la faisabilité de cette technique puisqu'un train d'impulsions de 670fs fut généré à une cadence de 104-GHz, accordable sur  $\pm 10$ -GHz, et pour une puissance moyenne en entrée de dispositif de 400mW [136].

**Conclusion :** D'un aspect commercialement plus accessible que la fibre à dispersion décroissante, cette méthode reste assez lourde à mettre en œuvre expérimentalement puisque là encore, un contrôle très strict de la dispersion ainsi que six fibres différentes (au minimum) sont nécessaires à la réalisation d'un tel dispositif. Les remarques sur la méthode précédente restent également valables pour cette autre technique. Cependant, le compresseur « step-like » possède l'avantage intrinsèque d'élever le seuil critique de la diffusion Brillouin stimulée grâce à une concaténation de fibres à concentrations en germanium différentes [8]. La fréquence optimale de diffusion Brillouin est en effet différente dans chaque tronçon et le gain Brillouin à une fréquence donnée s'en voit alors nettement diminué [8].

### III.1.2.5. Profil de dispersion « Comblike »

Dans l'esprit de toujours augmenter la facilité de mise en œuvre expérimentale de la technique de compression adiabatique d'un battement sinusoïdal, un profil de dispersion encore plus simple que le profil « step-like » fut proposé théoriquement et expérimentalement par Chernikov *et al.* en 1993 et 1994 [128, 129]. Le principe de cette nouvelle technique est de séparer spatialement les effets non linéaires de l'effet de dispersion chromatique. Expérimentalement, cela se traduit par la succession de segments de fibre standard : d'abord de faible dispersion à la longueur d'onde considérée (DSF) de sorte que le régime soit quasiment non linéaire puis à fort régime anormal (SMF 28) et de plus faible longueur dans laquelle les effets non linéaires peuvent être négligés.

Lorsque le battement sinusoïdal se propage dans la DSF, l'effet d'auto-modulation de phase prédomine et contribue à enrichir le spectre des impulsions tout en générant une phase non linéaire quadratique au centre de l'impulsion, donc un chirp linéaire. Le passage dans la fibre SMF 28 à forte dispersion anormale permet alors la compensation du chirp et la compression des impulsions. Afin d'avoir une compression stable et efficace, la phase non linéaire générée lors de la propagation dans la DSF ne doit pas dépasser  $\pi/2$  et une phase non linéaire de l'ordre de  $0.33\pi$  doit être acquise au bout de la première fibre pour obtenir une compression optimale [129]. L'avantage de cette technique est également de pouvoir décorrélérer les effets dispersifs des effets non linéaires et ainsi de pouvoir mieux ajuster les différentes longueurs de fibre mais aussi de réaliser des mesures à divers endroits du dispositif.

La simulation suivante montre la faisabilité de la technique « comblike » à 160-GHz. La longueur de fibre est volontairement courte et le nombre de tronçons peu élevé, ceci afin de montrer qu'avec un montage relativement simple [126] (voir Figure III-8(a)) les résultats peuvent s'avérer très corrects.



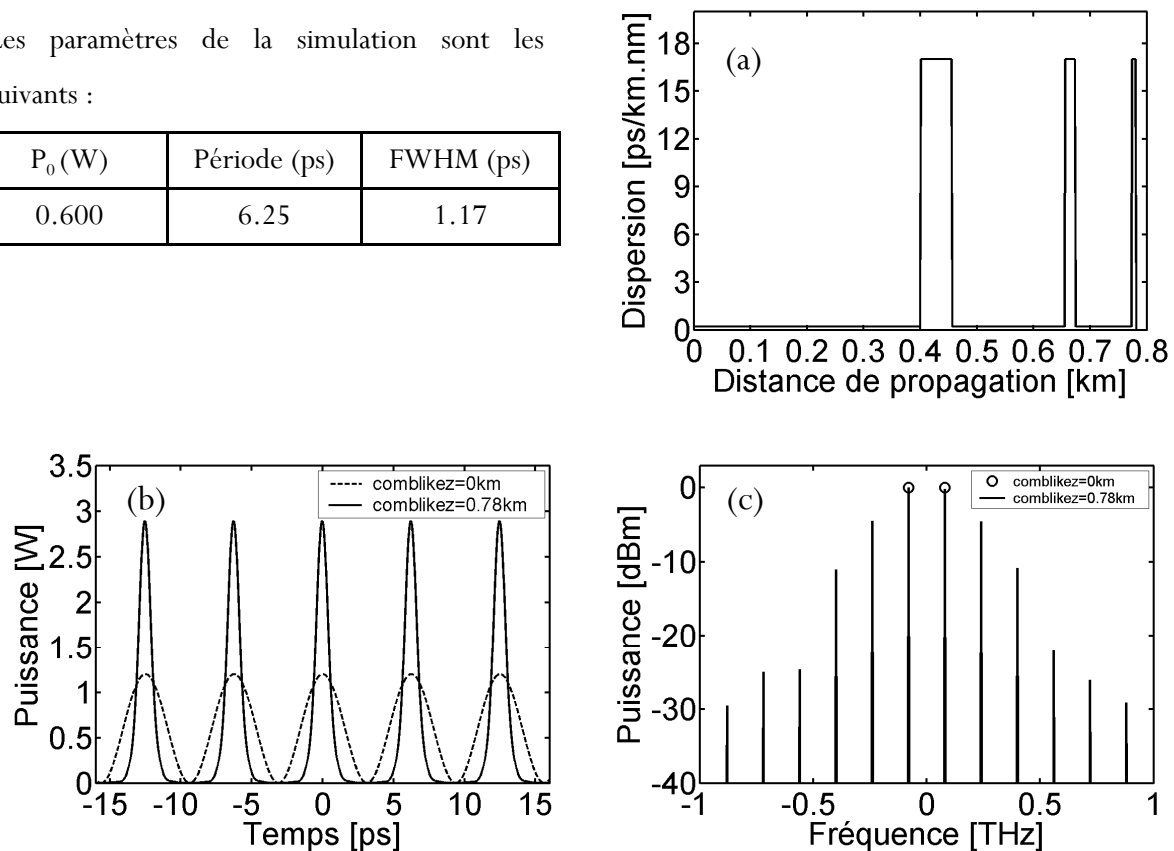
Les paramètres des différents tronçons sont rassemblés dans le tableau suivant (la dispersion est prise à la longueur d'onde centrale du battement initial) :

	Segment 1	Segment 2	Segment 3	Segment 4	Segment 5	Segment 6
D (ps/km.nm)	0.2	18	0.2	17	0.2	17
Longueur (m)	400	55	200	18	100	7

Le train d'impulsions ainsi formé est représenté sur la Figure III-8(b). Il correspond à un train d'impulsions correctement séparées, sans piédestal et de largeur à mi-hauteur (FWHM) de 1.17ps. Nous remarquons que le train d'impulsions ainsi généré, notamment le spectre, est beaucoup moins pur que les différents résultats présentés précédemment, c'est-à-dire que l'impulsion s'éloigne du soliton fondamental. Ceci est dû au fait que l'emploi d'un petit nombre de tronçons de faibles longueurs nécessite une puissance moyenne importante (600mW) et brise légèrement le caractère adiabatique de cette compression.

Les paramètres de la simulation sont les suivants :

$P_0$ (W)	Période (ps)	FWHM (ps)
0.600	6.25	1.17



**Figure III-8** (a) Profil de dispersion du dispositif « comblike » (b) Battement sinusoïdal initial (traits pointillés), impulsions de sortie après 0.78km de propagation (trait continu) (c) Spectre initial (cercles), spectre des impulsions de sortie (trait continu).

La démonstration expérimentale publiée par Chernikov *et al.* en 1993 [128] disposait d'un montage beaucoup plus difficile à mettre en œuvre puisqu'il était constitué de 20 tronçons de fibre DSF/SMF 28 pour une longueur totale d'environ 7.5km. La puissance moyenne alors utilisée était de 190mW et permit de générer un train d'impulsions de bonne qualité à 59.1-GHz pour une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 2.2ps.

Quelques améliorations ont par la suite été apportées à cette technique, notamment la diminution du jitter ou gigue temporelle. En effet, l'utilisation de deux ondes continues générées par deux sources lasers distinctes entraîne une décohérence très rapide de ces deux pompes. En effet, les deux ondes servant à générer le battement sinusoïdal possède en général une gigue fréquentielle élevée et une finesse spectrale de l'ordre du MHz, l'écart de fréquence entre les deux pompes varie donc de façon rapide et aléatoire au cours du temps. Cette variation du débit entraîne alors un jitter temporel sur le train d'impulsions, c'est-à-dire une variation de la position de l'impulsion dans son temps bit. Pour pallier ce problème, Swanson *et al.* proposèrent d'utiliser un interféromètre de Mach-Zehnder pour générer le battement initial [133]. L'idée est d'alimenter par un courant sinusoïdal le bras de l'interféromètre à son point de transmission nul. Une seule source laser est alors modulée à un débit deux fois plus élevé que la fréquence du courant d'alimentation. La cadence du battement est dès lors parfaitement stable et la gigue temporelle quasi nulle. Un train d'impulsions de 2.91ps et à 40-GHz fut alors généré avec une faible gigue temporelle. D'autre part, Swanson et ses collaborateurs en 1994 [143] puis Chernikov *et al.* en 1996 [86] proposèrent d'extraire d'un signal continu modulé par un modulateur de phase LiNbO<sub>3</sub> deux bandes spectrales grâce à deux filtres Fabry-Perot afin de générer un battement de très faible gigue temporelle [86, 143]. Une autre amélioration fut proposée en 2000, à OFC (Optical Fiber Communication Conference), où Tadakuma démontra que l'on pouvait réduire le nombre et la longueur des tronçons d'un système « comblike » en utilisant une fibre DSF fortement non linéaire ( $\gamma$  de l'ordre de 14W<sup>-1</sup>/km au lieu de 3W<sup>-1</sup>/km pour les DSF conventionnelles) [134]. Grâce à des longueurs de fibre plus courtes, comme expliqué dans la conclusion du paragraphe III.1.2.3, cette technique permet de s'affranchir des effets de fluctuation de la dispersion le long de la fibre, très fréquents chez les fibres de petite dispersion comme les DSFs mais également de diminuer les effets de dépolarisation du signal qui affaiblissent les effets non linéaires. Un train d'impulsions à 104-GHz et d'une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 328fs fut alors généré. L'utilisation de fibre DSF hautement non linéaire fut alors développée dans plusieurs expériences, notamment en 2003 avec l'utilisation de l'amplification Raman comme deuxième étage de compression pour générer un train d'impulsions à 100-GHz de 840fs [130] ainsi qu'une application directe de cette technique à 160-GHz [118]. Finalement, Atieh *et al.* optimisèrent le dispositif afin de réduire au maximum la puissance d'entrée et réussir à produire un train

d'impulsions de 2.2ps à 49.3-GHz avec une puissance moyenne de 125mW et démontrèrent pour la première fois la génération de solitons noirs par cette même méthode de compression [127].

**Conclusion :** Le dispositif « comblike » offre l'avantage de n'utiliser que deux types de fibres standards (DSF et SMF 28) et donne la possibilité d'optimiser le dispositif pas à pas en ajustant la longueur de chacun des tronçons. Cette méthode reste tout de même assez difficile à mettre en œuvre expérimentalement puisque, là encore, un contrôle très strict de la dispersion et un grand nombre de tronçons de fibres est nécessaire à la réalisation d'un tel dispositif. Les remarques sur les méthodes précédentes restent également valables pour cette technique mais néanmoins, comme dans le cas d'un système « step-like », cette technique permet d'élever le seuil de la diffusion Brillouin stimulée grâce à la juxtaposition de fibres à concentrations en germanium différentes [8].

### III.1.3. Multiplication du débit

Afin de produire un train d'impulsions à très haut débit (mise à part la compression d'un battement sinusoïdal développée précédemment), une deuxième approche peut être envisagée. L'idée est de générer un train d'impulsions à débit modéré, c'est-à-dire à une cadence électroniquement accessible, mais avec des impulsions très courtes donc fortement séparées temporellement. Différentes techniques comme l'effet Talbot ou le multiplexage temporel (OTDM) sont ensuite utilisées afin d'entrelacer différents trains retardés et ainsi multiplier le débit. L'avantage de la multiplication du débit est que cette technique permet d'utiliser les méthodes usuelles de génération d'impulsions comme les modulateurs optiques [144] qui restent la manière la plus simple pour les Télécoms de produire des trains d'impulsions. Malheureusement, la technique de multiplexage temporel est une méthode relativement complexe à mettre en œuvre expérimentalement et reste une méthode très onéreuse.

#### III.1.3.1. Effet Talbot

La multiplication pure et simple de la fréquence de répétition d'un train d'impulsions est d'un grand intérêt pour le domaine des Télécoms. En effet, il s'agit en général de méthodes peu onéreuses et assez simples à mettre en œuvre. L'effet Talbot est à la base de cette technique et se manifeste par la reproduction périodique du train d'impulsions à différentes distances [7, 8, 145-148].

Lorsqu'un train d'impulsions se propage dans un milieu linéaire et dispersif, ses différentes composantes spectrales acquièrent chacune une phase différente qui correspond alors à un retard dans le domaine temporel et qui peut conduire, pour des valeurs de phase précises, soit à la régénération du signal, soit à la multiplication de la cadence du train initial. Les réseaux de Bragg [145, 147, 148] ainsi que les fibres optiques [149] ont alors été naturellement proposés comme milieu dispersif. La longueur de fibre nécessaire à multiplier le débit par un facteur  $k$  est [146] :

$$L = \frac{T}{kD\Delta\lambda}, \quad (3.13)$$

où  $T$  est la période initiale des impulsions,  $k$  le facteur multiplicatif souhaité du débit,  $D$  la dispersion de la fibre et  $\Delta\lambda$  l'écart en nm entre deux composantes spectrales du train d'impulsions.

Supposons que nous disposions d'une source capable de délivrer un train d'impulsions de largeur à mi-hauteur de 1ps et à une cadence de 10-GHz. Cette source peut être obtenue soit par un laser à fibre, soit par compression d'un battement sinusoïdal ou par compression d'impulsions issues d'un modulateur. Il suffit alors de faire propager ce train d'impulsions en régime purement dispersif dans une fibre standard SMF 28 ( $D=17\text{ps/km.nm}$ ) de 4.588km de long pour multiplier le débit d'un facteur 16 et obtenir ainsi une source cadencée à 160-GHz.

La simulation de cette source a été réalisée avec un train d'impulsions gaussiennes de 1ps de largeur à mi-hauteur (FWHM) et une puissance crête de  $P_c=1\text{mW}$  ; la dispersion d'ordre 3 et la PMD ont été négligées. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

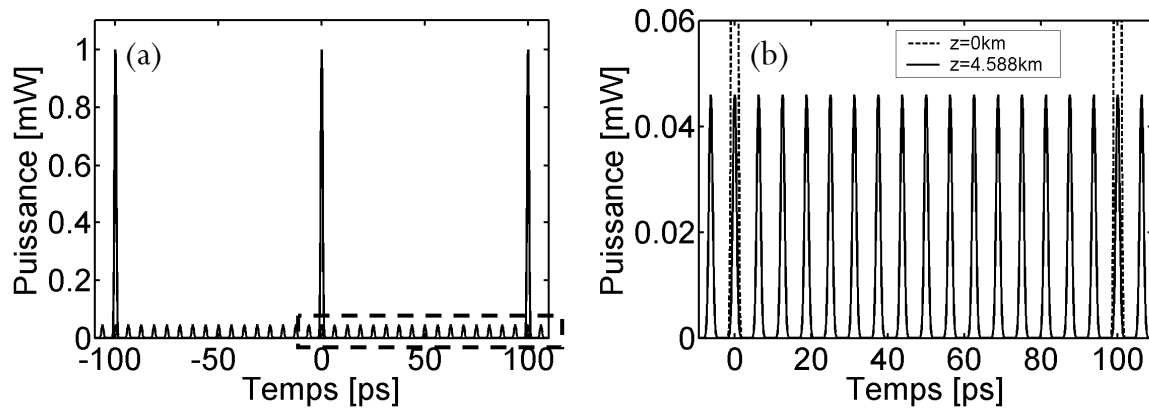
D(ps/km.nm)	$\gamma$ ( $\text{W}^{-1}.\text{km}^{-1}$ )	L (km)	$P_c$ (mW)	débit (GHz)	FWHM (ps)
17	1.7	4.588	1	10	1

avec  $D$  pris à la longueur d'onde centrale du signal.

La longueur de dispersion est ici de  $L_d=46\text{m}$  et la longueur de non linéarité de  $L_{nl}=588\text{km}$ . Le régime peut donc être considéré comme purement dispersif. Après propagation, les résultats montrent clairement sur la Figure III-9 la multiplication du débit et la formation d'un train d'impulsions de 1ps à 160-GHz.

Plusieurs travaux autour de 1550nm ont été réalisés pour démontrer la faisabilité d'une telle technique, notamment en 1998 où Shake *et al.* réalisèrent une source à 50 et à 400-GHz grâce à une source laser fibrée de 10-GHz délivrant des impulsions de 4.1ps et à l'aide d'une fibre optique comme milieu dispersif [149]. En 2000, Longhi *et al.* expérimentèrent pour la première fois l'utilisation d'un réseau de

Bragg comme milieu dispersif et réalisèrent une source à 40-GHz en multipliant 16 fois le débit d'un laser à modes bloqués [150]. En 2002, Chestnut *et al.* améliorèrent le dispositif en réalisant simultanément une multiplication du débit par effet Talbot ainsi qu'une compression adiabatique par effet Raman [146]. Grâce à 21.7km de NZ-DSF, un train d'impulsions de 2ps à 80-GHz fut formé à partir d'un train de 4.2ps à 20-GHz. Le système présentait cependant une forte gigue temporelle [146]. En 2003, un train à 100-GHz fut réalisé à partir d'une source à 10-GHz grâce à des réseaux de Bragg surimposés d'une longueur totale de 1cm. L'avantage évident de ce type de réseau est alors de s'affranchir des fluctuations des paramètres le long de la fibre [151]. Un autre composant, les « réseaux à guides d'onde étalés » (AWG), ont également permis de générer un train d'impulsions à 500-GHz en multipliant par 42 une source à 11.9-GHz [152].



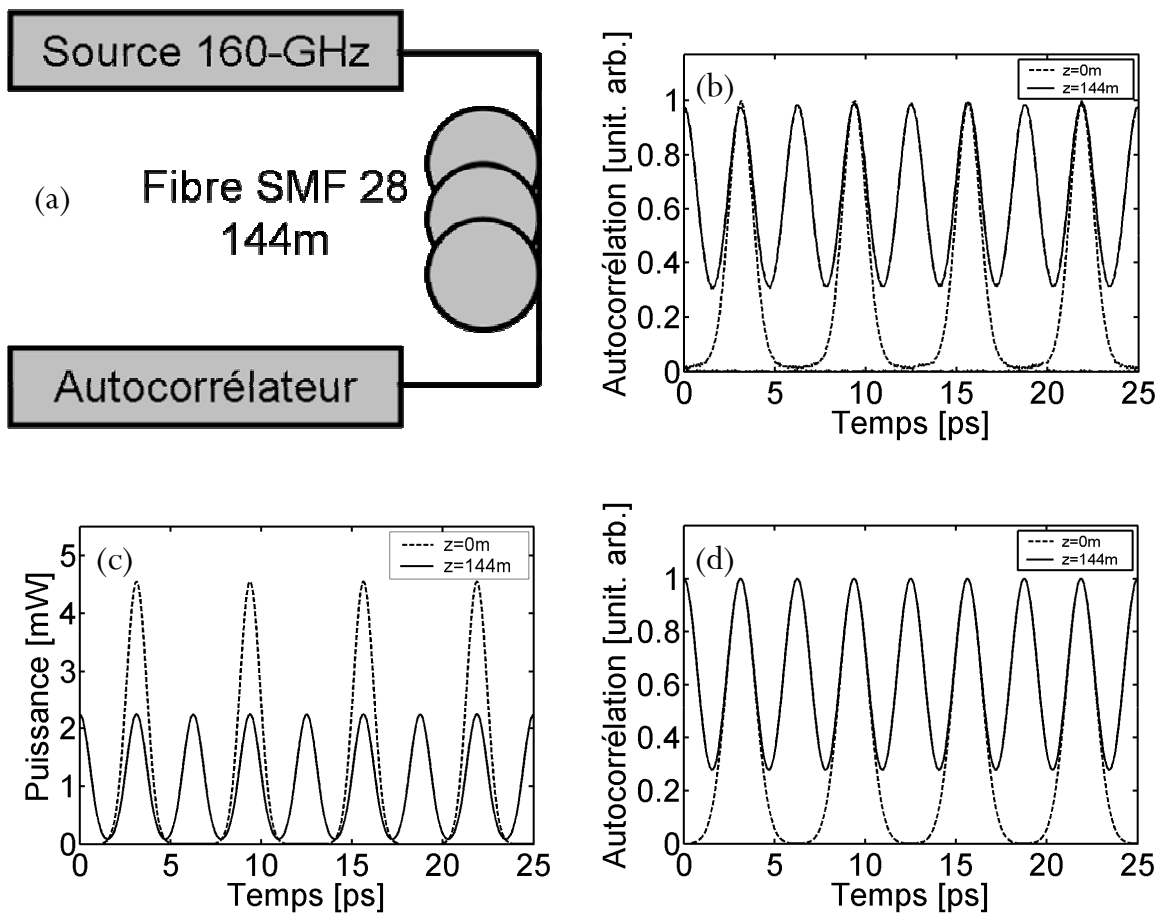
**Figure III-9** (a) Train d'impulsions initial à 10-GHz et impulsions de sortie à 160-GHz après 4,588km de propagation (b) Zoom sur l'encadré des impulsions de sortie.

Cette méthode est non seulement limitée par la largeur à mi-hauteur des impulsions initiales qui donne le taux de multiplication maximal mais surtout est également très sensible au jitter temporel de la source de départ. Il est donc nécessaire d'avoir une source de départ très stable fréquentiellement, ce qui proscrit l'utilisation d'un compresseur de battement sinusoïdal sans asservissement rétroactif.

### III.1.3.2. Réalisation expérimentale d'une source à 320-GHz par effet Talbot

Partant d'une source cadencée à 160-GHz dont le principe de mélange à quatre ondes multiple sera décrit dans ce chapitre au paragraphe III.2, nous avons testé l'effet Talbot en multipliant par deux la cadence considérée pour finalement obtenir une source à 320-GHz. Le dispositif expérimental est schématisé sur la Figure III-10(a). La source à 160-GHz génère des impulsions de 1.3ps de largeur à mi-

hauteur, la puissance moyenne est réglable grâce à un atténuateur variable et est de 1mW à l'entrée de la fibre Talbot. La fibre utilisée est une fibre SMF 28 ( $D=17\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}$ ) de 144m de long, longueur calculée d'après l'équation (3.13). Le train d'impulsions en sortie de fibre est finalement analysé grâce à un autocorrélateur optique à génération de second harmonique identique à celui de la Figure III-18.



**Figure III-10** (a) Dispositif expérimental. (b) Fonctions d'autocorrélation expérimentales du train d'impulsions initial à 160-GHz (traits pointillés) et du train de sortie à 320-GHz après 144m de propagation (trait continu) (c) Simulation numérique de la propagation du train d'impulsions à 160-GHz dans 144m de fibre SMF (d) Fonction d'autocorrélation de la simulation du train d'impulsions initial à 160-GHz (traits pointillés) et impulsions de sortie à 320-GHz après 144m de propagation (trait continu).

La Figure III-10(b) montre clairement le doublement de la fréquence de répétition du train d'impulsions dû à l'effet Talbot. La longueur de 144m de SMF utilisée est donc en bon accord avec la théorie. De plus, le fond continu de la fonction d'autocorrélation expérimentale ( $\sim 0.3$ ) traduit bien le chevauchement des impulsions de 1.3ps séparées de 3.125ps et se trouve être en excellent accord avec la simulation représentée sur les Figure III-10(c) et (d).

**Conclusion :** L'effet Talbot est un moyen très simple pour multiplier le débit d'un train périodique. Etant un phénomène purement linéaire, l'effet Talbot ne nécessite pas de matériel onéreux et est une

méthode simple à mettre en œuvre expérimentalement. Cependant, l'effet Talbot étant très sensible aux conditions initiales, il est nécessaire d'asservir les deux ondes continues servant à générer le battement initial et de posséder une fibre dont la dispersion varie peu le long de la ligne.

### III.1.3.3. Multiplexage temporel (OTDM)

Le multiplexage temporel reste à l'heure actuelle la seule possibilité technologique de produire un train d'impulsions codé au-delà des frontières de l'électronique [92, 96-98]. Le principe de cette méthode est de disposer d'une source d'impulsions susceptible de produire des impulsions de très haute qualité à débit modéré ( $<10\text{-Gb/s}$ ) et suffisamment courtes pour permettre d'entrelacer des trains d'impulsions avec le minimum de chevauchement entre impulsions voisines [86-98]. Grâce à des lignes à retard [89] (segments de fibre de longueur différente ou trajet à l'air libre) ou grâce à un cristal [86], des répliques du signal sont retardées puis rajoutées au premier signal à l'aide d'un coupleur. Le principe d'une source à  $160\text{-Gb/s}$  est représenté sur la Figure III-11. Une horloge à  $10\text{-GHz}$  (période de  $100\text{ps}$ ) délivrant des impulsions de largeur à mi-hauteur (FWHM) de  $1\text{ps}$  est répliquée 16 fois grâce à un coupleur  $1\times 16$ . Les 16 canaux sont ensuite codés séparément à l'aide de modulateurs électro-optiques puis retardés temporellement d'un canal à l'autre de la future période :  $\tau$  (ici  $6.25\text{ps}$ ). Les 16 canaux sont finalement recombinaés grâce à un coupleur  $16\times 1$  pour former le train à  $160\text{-Gb/s}$ .

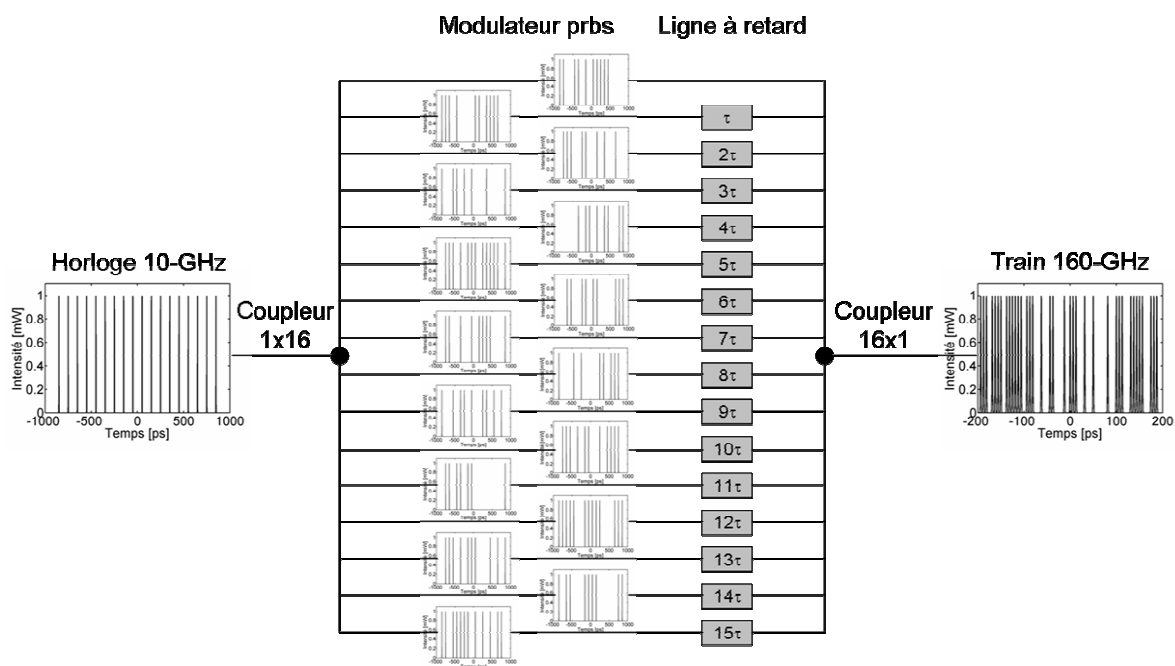


Figure III-11 Principe du multiplexage temporel (prbs : train d'impulsions codé et  $\tau$  : période du train final,  $6.25\text{ps}$ ).

En 1988, sur les bases décrites précédemment, Takada *et al.* générèrent un train d'impulsions à 100-Gb/s en injectant un train d'impulsions codé à 3.125-Gb/s dans une série de 6 coupleurs 50 :50 dont un des bras avait été rallongé de 3m de SMF 28 pour engendrer un retard adapté.

Parallèlement, en combinant les effets de compression d'un battement sinusoïdal dans une fibre à dispersion décroissante et l'effet de décalage fréquentiel Raman, Chernikov *et al.* développèrent une source d'impulsions de 230fs à 125-GHz qui servit ensuite de base à un dispositif de multiplexage temporel basé sur la différence de vitesse de groupe entre les axes ordinaire et extraordinaire d'un cristal de calcite. Le train d'impulsions à 125-GHz fut alors injecté à 45° des axes dans 3 cristaux successifs pour former une source d'impulsions à 1-THz [86].

Une autre méthode, sensiblement identique à celle décrite dans la section III.1.2.2 et basée sur la compression adiabatique d'impulsions dans une fibre à dispersion décroissante, a été utilisée en 1994 par Suzuki *et al.* [90]. Un train à 10-Gb/s fut comprimé de manière adiabatique de 6.3ps à 0.8ps grâce à deux fibres DDF de 2 et 5km. Un interféromètre de Mach-Zehnder (sur circuit de guide, PLC [153]) à quatre étages retardés respectivement de  $3/2T$ ,  $3/4T$ ,  $3/8T$  et  $3/16T$  ( $T=100ps$ ) fut ensuite utilisé pour multiplier le débit par 16 jusqu'à 160-Gb/s. En 1998 et 2000, Nakazawa et son équipe réalisèrent la transmission d'un train d'impulsions codé à 640-Gb/s sur 92km [94, 154]. La source était un laser à modes bloqués fonctionnant à un taux de répétition de 10-GHz et délivrant des impulsions de 3ps. Le train d'impulsions était ensuite codé par un modulateur LiNbO<sub>3</sub> puis successivement comprimé et nettoyé par une fibre DDF et une boucle à miroir non linéaire afin d'obtenir un train codé à 10-Gb/s avec des impulsions de 200fs et un taux d'extinction de 30dB. Un circuit de guide (PLC) fut ensuite intégré afin de multiplexer le train initial à 640-Gb/s [94, 154]. Selon le même principe d'OTDM, Nakazawa et son équipe réalisèrent ensuite la transmission d'un train d'impulsions codé de 200fs à 1.28-Tbit/s sur 70km [91, 93]. Finalement, en 2003, la compression d'un battement sinusoïdal par une amplification distribuée de type Raman fut également employée dans une fibre à dispersion décalée (DSF) pour générer un train d'impulsions de 1ps à 40-GHz afin d'être multiplexé temporellement à 160-GHz [95].

#### III.1.3.4. Compression d'un soliton d'ordre supérieur

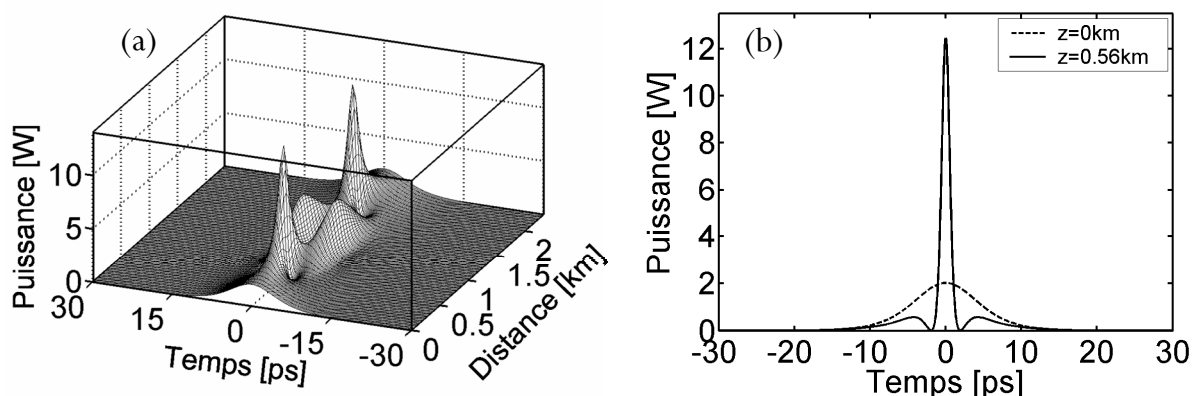
Une autre méthode, plus basique, permet la génération d'impulsions courtes à faible débit et apparaît idéal pour des applications de multiplexage temporel. La compression par effet soliton d'ordre supérieur est un phénomène connu depuis un grand nombre d'années [2, 8] et fut expérimentalement confirmée en 1980 et 1983 par Mollenauer *et al.* [3, 155].



Lorsqu'un soliton d'ordre supérieur ( $N > 1$  avec  $P_{\text{crête}} = N^2 P_0$ ) est injecté dans une fibre optique décrite par l'équation de Schrödinger non linéaire, il se crée un mouvement périodique de période  $z_0$ , appelée période du soliton et donnée par l'équation (1.51). L'impulsion oscille alors entre une compression du soliton, voire une séparation en plusieurs pics ( $N > 2$ ) et son retour à l'état initial. Cette dynamique est observable sur la Figure III-12(a) où les paramètres de la simulation sont les suivants :

D(ps/km.nm)	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	N	$P_c$ (W)	$z_0$ (km)	FWHM (ps)
17	3	3	2.02	2.33	10

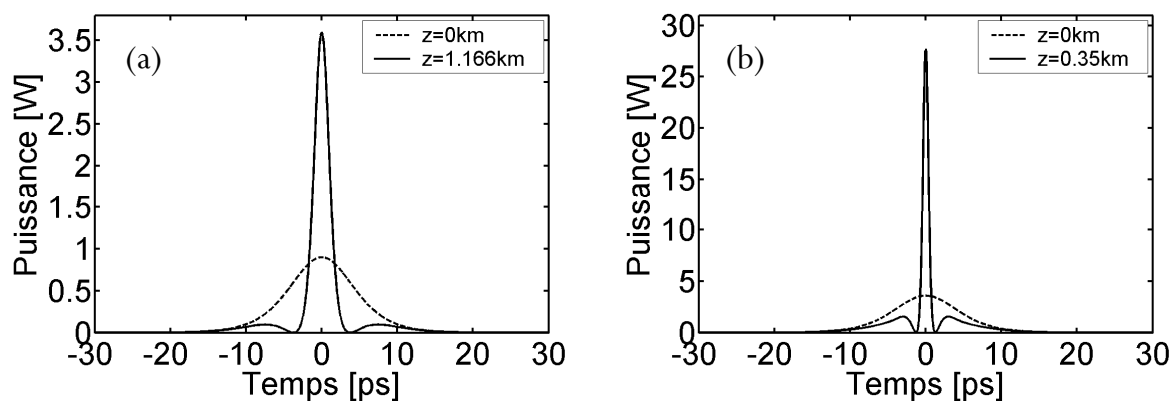
Le soliton fondamental possède ici une puissance crête de 224.6mW tandis que l'impulsion injectée dans la fibre SMF est un soliton d'ordre 3 dont la puissance crête ( $P_c$ ) est  $N^2 \times 224.6 = 9 \times 224.6 = 2.02$ W. La longueur de la fibre correspond à la période spatiale du soliton est alors de 2.33km. Nous observons sur la Figure III-12(a) la dynamique périodique de la propagation. Une première phase de compression est clairement observée, suivie d'une séparation et enfin d'une recompression et retour aux conditions initiales. Il a donc été proposé d'utiliser la phase de compression pour générer des impulsions ultracourtes [2, 8]. Il suffit en fait de déterminer le point de compression maximal et de couper la fibre à cette distance. La Figure III-12(b) montre cette application, le point maximal de compression est obtenu à 560m et la compression de l'impulsion, qui passe de 10ps à 1.17ps, est clairement observée. Nous remarquons cependant que l'impulsion ainsi formée est loin d'être un soliton fondamental puisqu'un fort piédestal se développe au cours de la compression.



**Figure III-12** (a) Dynamique d'un soliton d'ordre 3 sur une période de soliton (b) Soliton d'ordre 3 initial (traits pointillés) et impulsion au point de compression maximal FWHM=1.17ps (trait plein).

La Figure III-13 montre également la même méthode de compression pour les solitons d'ordre 2 et 4, le point maximal de compression étant obtenu respectivement à 1.166km et à 350m. Nous observons la

compression des impulsions qui passent respectivement de 10ps à 2.19ps et à 0.78ps. Nous pouvons également remarquer que les impulsions ainsi formées possèdent un piédestal de plus en plus conséquent au fur et à mesure que l'ordre du soliton augmente. Sur la Figure III-13(b) le piédestal du soliton d'ordre 4, une fois comprimé, contient en effet 40% de l'énergie de l'impulsion (comparée à un fit sécante hyperbolique du pic central).



**Figure III-13** (a) Soliton d'ordre 2 initial (traits pointillés) et impulsion au point de compression maximal  $FWHM=2.19ps$  (trait plein) (b) Soliton d'ordre 4 initial (traits pointillés) et impulsion au point de compression maximal  $FWHM=0.78ps$  (trait plein).

Cette méthode de compression, bien que relativement simple à mettre en œuvre, donne donc des résultats peu satisfaisants pour de futures applications de multiplexage temporel. Les impulsions possèdent de forts piédestaux qui seront amenés à interagir avec le pic central au cours de la propagation et à dégrader très rapidement le signal. La compression de solitons d'ordre supérieur reste tout de même une méthode efficace pour générer simplement des impulsions de fortes puissances crêtes.

Des travaux ont ensuite été réalisés afin d'améliorer la piètre qualité des impulsions formées par compression de soliton d'ordre supérieur. En 1997, Pelusi *et al.* proposèrent d'allier la méthode de compression par fibre à dispersion décroissante avec les propriétés d'auto-compression des solitons d'ordre supérieur [105, 115, 156]. Il apparaît alors que des impulsions de 100fs peuvent être générées, mais la prise en compte des effets d'ordre supérieur réduit tout de même la qualité des impulsions [115, 157]. L'addition d'un NOLM a été également proposée pour améliorer la qualité des impulsions mais complique fortement le montage expérimental [158, 159]. Finalement, d'autres travaux numériques récents (2004) ont été réalisés et ont montré qu'une dispersion d'ordre 3 négative combinée à l'effet de diffusion Raman pouvaient également améliorer la compression de solitons d'ordre supérieur dans les fibres à dispersion décroissante [160].

### III.1.3.5. Diverses méthodes

Un problème reste cependant récurrent à toutes ces techniques de génération ou de compression d'impulsions. En effet, la génération d'impulsions à faible cadence (<40-GHz) et la compression d'impulsions de l'ordre de 100ps nécessite des longueurs de fibre très importantes (>10km). De telles longueurs de fibre posent certaines limitations comme le seuil Brillouin, le seuil Raman, la dispersion des modes de polarisation, l'instabilité modulationnelle, la fluctuation des paramètres le long de la fibre ou encore les effets de dispersions d'ordre supérieur. Afin de pallier ce problème, Tomlinson [161] puis Lenz [162] proposèrent successivement un autre schéma de compression. Plutôt que de se placer dans un régime de dispersion anormale et d'utiliser l'effet solitonique, l'idée fut introduite d'élargir le spectre par auto-modulation de phase en régime de dispersion normale. Ceci conduit à la formation d'une impulsion quadratique, voire parabolique, possédant un chirp linéaire qui peut alors être compensé par un élément fortement dispersif et à régime de dispersion anormale type réseau de Bragg.

Illustrons cette dernière méthode par une nouvelle simulation numérique. Supposons deux fibres optiques, l'une à dispersion normale élevée et surtout fortement non linéaire (HNLF, à base de verre de chalcogénure par exemple), qui lui confère un coefficient non linéaire 100 fois supérieur à celui d'une fibre standard et qui permet donc de réduire la longueur de fibre nécessaire. La propagation d'une impulsion de 10ps et de puissance crête de 1.2W engendre alors la formation d'une impulsion de forme rectangulaire possédant un chirp linéaire (voir Figure III-14(a) et (b)). Comme le montre la Figure III-14(c), la compensation de ce chirp par une seconde fibre possédant une non linéarité négligeable devant sa dispersion conduit alors à une forte compression de l'impulsion rectangulaire.

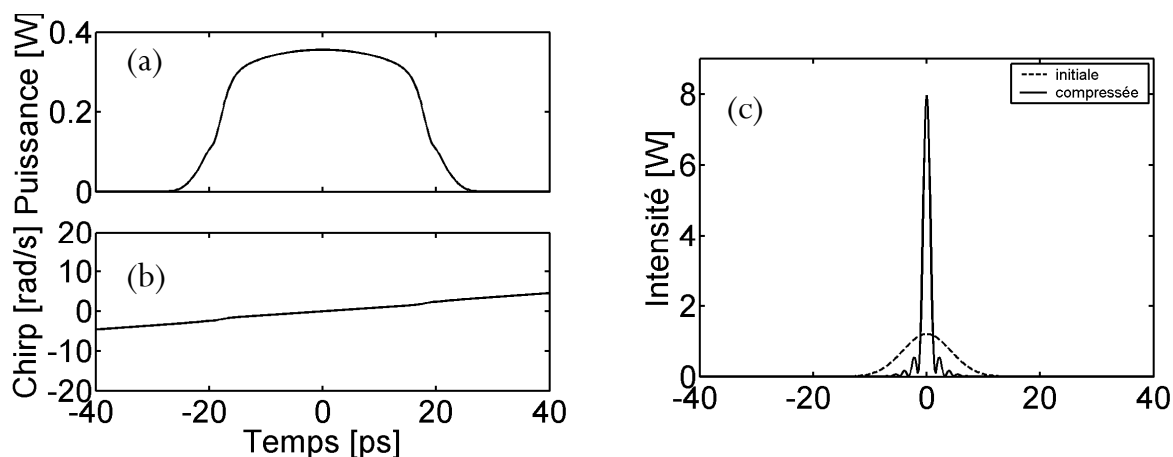
Les paramètres de la simulation sont les suivants (la dispersion est indiquée à la longueur d'onde centrale du spectre du signal) :

Fibre 1 et impulsion initiale :

D (ps/km.nm)	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	L (m)	P <sub>c</sub> (W)	FWHM (ps)
-100	322	70	1.2	10

Fibre 2 et impulsion de sortie :

D (ps/km.nm)	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	L (m)	P <sub>c</sub> (W)	FWHM (ps)
100	3	75	8	1.3



**Figure III-14** (a) Impulsion en sortie de la première fibre fortement non linéaire (b) Chirp de l'impulsion en sortie de la première fibre fortement non linéaire (c) Impulsion en sortie de la deuxième fibre après compensation du chirp FWHM=1.3ps (trait plein) et impulsion initiale FWHM=10ps (traits pointillés).

La qualité des impulsions reste toutefois discutable mais l'avantage de cette méthode est d'avoir des impulsions en sortie de fibre avec des puissances crêtes très élevées et de pouvoir comprimer des impulsions d'une durée relativement longue. D'autres travaux similaires, notamment sur les impulsions paraboliques, ont permis d'obtenir des impulsions très courtes et de fortes puissances crêtes [163].

### III.2. Mélange à quatre ondes multiple

Nous avons vu que la compression d'un battement sinusoïdal semble être une excellente technique pour pallier la limitation de la bande passante de l'électronique actuelle. Mais les méthodes décrites précédemment semblent plus ou moins complexes à mettre en œuvre et nécessitent le plus souvent un contrôle très strict de la dispersion (DDF, « comblike » ou « step-like »). Une méthode beaucoup plus simple à mettre en œuvre fut alors proposée et démontrée théoriquement en 1994 par Trillo *et al.* [84]. Cette méthode est basée sur le mélange à quatre ondes multiple de deux pompes se propageant dans une fibre standard à dispersion anormale. De forts taux de compression ( $\times 40$ ) ont été prévus théoriquement mais conduisent cependant à des piédestaux plus ou moins importants [84]. Nous avons alors démontré expérimentalement pour la première fois la faisabilité de cette technique de compression avec en particulier la génération d'un train d'impulsions de 1.3ps à 1550nm et cadencé à 160-GHz grâce à une fibre standard à zéro de dispersion décalé (NZ-DSF) de 1km de long et de dispersion anormale de 1ps/km.nm.

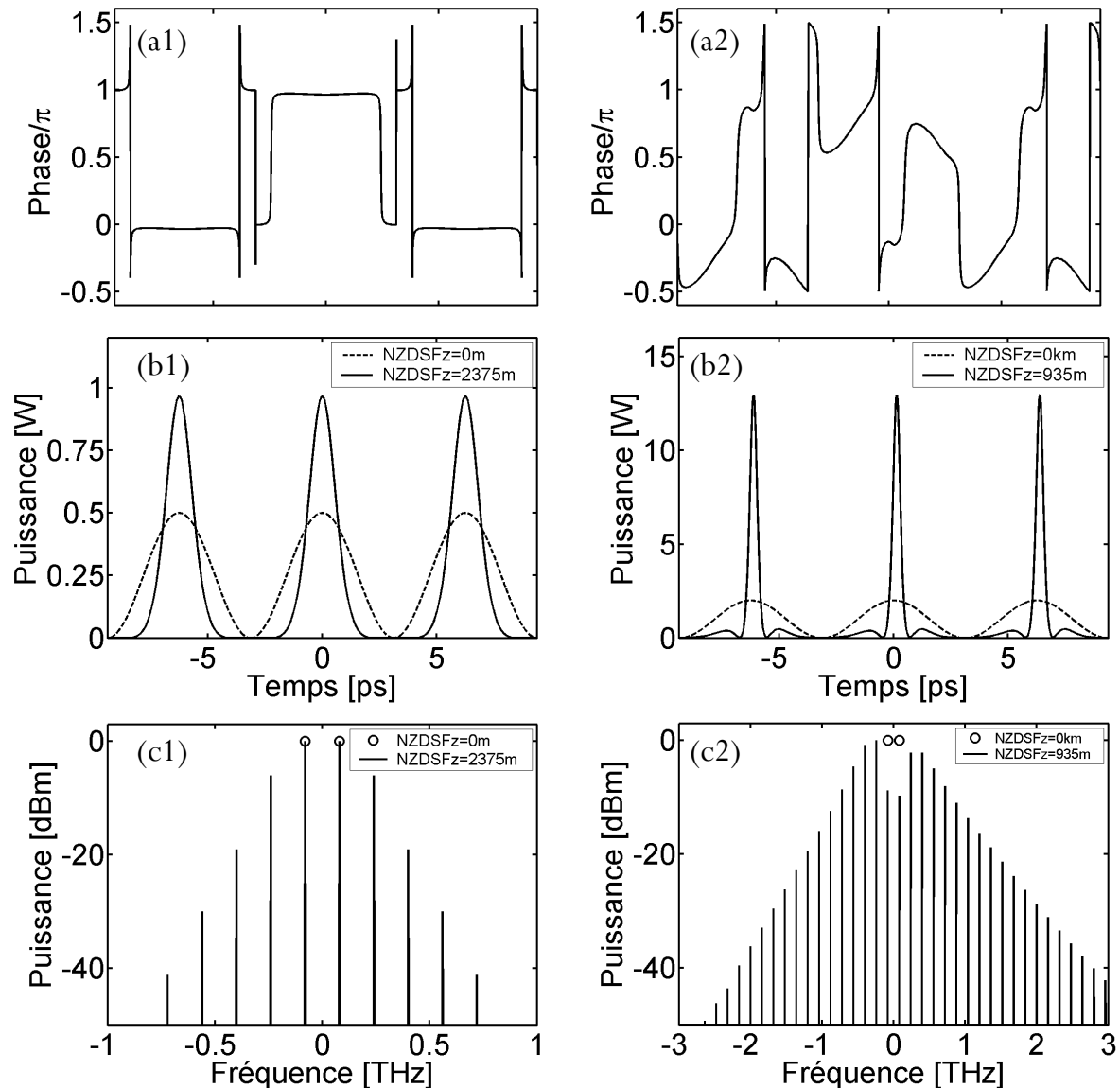
### III.2.1. Modèle à quatre modes

Ce travail expérimental s'inspire des travaux théoriques réalisés par Trillo, Wabnitz et Kennedy en 1994 [84]. Leur étude n'est fondamentalement pas tournée vers la génération d'impulsions ultra-courtes mais plutôt vers la modélisation du mélange à quatre ondes et des échanges d'énergie qui lui sont associés. La compression d'un battement sinusoïdal constitue alors simplement une application de leurs résultats. Le but de leurs travaux est de donner aux ingénieurs concepteurs des systèmes Télécoms, un outil analytique simple décrivant le phénomène de mélange à quatre ondes sans passer par une résolution numérique systématique de l'équation de Schrödinger. Le système considéré est un battement sinusoïdal constitué de deux pompes de puissance égale évoluant dans une fibre à dispersion normale ou anormale. En outre, le modèle ne considère ni la présence de perte linéique, ni de dispersion d'ordre 3 et n'est valide que pour deux pompes de puissances égales. Trillo et ses collaborateurs ont alors montré, que malgré le fait que l'équation de Schrödinger non linéaire ne présente pas de solution analytique exacte pour ce système, le phénomène de mélange à quatre ondes pouvait être simplement décrit par l'évolution d'un spectre tronqué, c'est-à-dire en ne considérant qu'un nombre restreint de fréquences [84]. Ainsi, le phénomène de mélange à quatre ondes qui, par déplétion des deux pompes initiales, donne naissance à une série d'harmoniques, peut être décrit par l'évolution de seulement quatre modes constitués des pompes initiales et des deux premiers harmoniques [84]. Ce système à quatre modes devient alors intégrable en terme d'Hamiltonien et comporte des solutions exactes exprimées par des fonctions de Jacobi. Une comparaison entre simulations numériques et modèle analytique à quatre modes a finalement prouvé la validité de cette approche. Le modèle permet en effet de décrire correctement des phénomènes d'échanges d'énergie associés au mélange à quatre ondes plus ou moins complexes et périodiques, et ce sur une large plage de puissance et en présence d'une forte déplétion des deux pompes au profit d'un grand nombre d'harmoniques. Les différentes applications possibles du modèle à quatre modes proposées dans la référence [84] ont alors amené les auteurs à considérer la compression temporelle d'un battement sinusoïdal en un train d'impulsions correctement séparées. Le modèle analytique de Trillo et de ses collaborateurs tend alors à donner, en fonction de la puissance initiale, la longueur de fibre nécessaire à une compression optimale. Cette longueur de fibre correspond finalement à la distance de propagation au bout de laquelle la conversion d'énergie des deux pompes vers les deux premières bandes latérales est la plus élevée (voir Figure III-16) [84]. Nous présenterons donc par la suite une première étude numérique sur la compression d'un battement sinusoïdal par mélange à quatre ondes multiple en tenant compte explicitement des pertes de la fibre, de sa dispersion chromatique d'ordre 3 (TOD), des effets d'auto-raïdissement et de diffusion Raman stimulée. Nous présenterons ensuite la première démonstration expérimentale de ce phénomène.

### III.2.2. Simulations numériques

Le battement initial est obtenu par l'injection simultanée, dans une fibre NZ-DSF, de deux ondes continues de même puissance, polarisées rectilignement et parallèlement. La propagation non linéaire d'un tel signal a d'abord été étudiée par simulations numériques en utilisant la méthode de Fourier à pas divisé appliquée à l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée [8]. Les effets d'ordre supérieur tels que la dispersion chromatique d'ordre 3 (TOD), l'auto-raïdissement et la diffusion Raman stimulée, ont été également inclus dans le modèle. Les Figure III-15 (a1, b1 et c1) montrent l'évolution d'un battement sinusoïdal à 160-GHz et de puissance moyenne 24dBm (250mW) en un train d'impulsions de largeur à mi-hauteur (FWHM) 1.3ps. La longueur de fibre alors nécessaire à une compression optimale avec un minimum de piédestal est de  $L = 2375\text{m}$ . Cette longueur de fibre est relativement proche de celle où le transfert d'énergie des deux pompes initiales vers les deux premières bandes latérales est maximal ( $L = 2400\text{m}$ ), ceci en bon accord avec les prédictions de la référence [84]. Les différents paramètres de la fibre sont, à la longueur d'onde centrale du battement,  $\lambda = 1550.35\text{nm}$ , une dispersion chromatique anormale de  $D = 1\text{ps/km.nm}$ , un coefficient non linéaire de  $\gamma = 1.7\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ , des pertes de  $\alpha = 0.21\text{dB/km}$ , un temps de réponse Raman de  $T_r = 3\text{fs}$  et une pente de dispersion de  $s = 0.07\text{ps/km.nm}^2$ . Les paramètres utilisés dans ces simulations numériques sont ceux de la fibre NZ-DSF employée dans notre expérience.

La Figure III-15(a1) montre que la phase est quasiment constante le long des impulsions, ce qui implique la génération d'impulsions en limite de Fourier. De plus, nous pouvons observer un saut de phase de  $\pi$  entre deux impulsions voisines. Le spectre en sortie de fibre (Figure(c1)) est caractéristique d'un train d'impulsions correctement séparées. Il est non seulement constitué des deux pompes utilisées pour générer le battement initial mais également d'une multitude de nouvelles composantes spectrales régulièrement séparées de 160-GHz. A ce niveau de puissance, le régime de mélange à quatre ondes multiple ne permet de comprimer les impulsions que de 3.125ps à 1.31ps tout en assurant des impulsions en limite de Fourier et sans piédestal (voir Figure(b1)). D'autre part, comme l'illustre la Figure(b2), lorsque la puissance moyenne est plus élevée, soit 30dBm (1W), le facteur de compression augmente en sortie de fibre (FWHM = 354fs) et la longueur de fibre alors nécessaire diminue ( $L = 935\text{m}$ ). La qualité des impulsions alors générées se voit dégradée par l'apparition d'un léger piédestal et d'une phase non uniforme le long des impulsions (voir Figure(a2)). Le spectre correspondant, visible sur la Figure(c2), montre finalement une légère asymétrie due aux effets d'ordre supérieur tels que la dispersion chromatique d'ordre 3 ou l'effet de diffusion Raman.

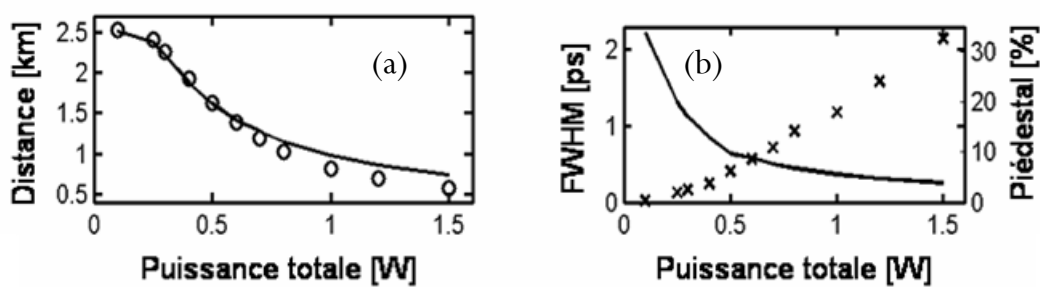


**Figure III-15** (a1) Phase (divisée par  $\pi$ ) des impulsions résultant de la compression par mélange à quatre ondes multiple d'un battement sinusoïdal à 160-GHz, la puissance moyenne initiale est de  $P=250\text{mW}$ ,  $L=2375\text{m}$  et  $D=1\text{ps/km.nm}$  (b1) Intensité initiale (traits pointillés) et impulsions en sortie de fibre (trait continu) (c1) Spectre initial (cercles) spectre en sortie de fibre (trait continu) (a2, b2 et c2) Idem avec  $P=1\text{W}$  et  $L=935\text{m}$ .

Afin de mieux décrire la qualité des impulsions en sortie de notre fibre NZ-DSF, nous avons tracé sur la Figure III-16 l'évolution en fonction de la puissance moyenne du battement injecté, la distance optimale de compression, Figure III-16(a), ainsi que la largeur à mi-hauteur des impulsions formées à cette distance et la proportion d'énergie alors contenue dans les piédestaux, Figure III-16 (b).

Nous pouvons voir sur ces différentes courbes que, lorsque la puissance moyenne du battement initial augmente, la longueur de fibre nécessaire à une compression maximale ainsi que la largeur des impulsions formées diminuent. Par contre, nous observons clairement sur la Figure III-16(b) que la proportion d'énergie contenue dans les piédestaux ne cesse d'augmenter avec la puissance de pompe,

dégradant de plus en plus la qualité des impulsions et prouvant ainsi que la génération d'impulsions en limite de Fourier n'est possible qu'à basse puissance. Nous observons finalement sur la Figure III-16(a) que la distance de compression maximale (trait plein) peut être correctement estimée sur un large intervalle de puissance en calculant la distance de propagation où la conversion d'énergie des deux pompes initiales vers les deux premières bandes latérales est la plus élevée (cercles), validant ainsi le modèle à quatre modes développé par Trillo *et al.* En conclusion, les simulations numériques montrent qu'il existe un compromis à trouver entre la puissance moyenne, la longueur de fibre nécessaire, la largeur et la qualité des impulsions désirées.



**Figure III-16** (a) Evolution de la distance de compression maximale en fonction de la puissance moyenne du battement initial, résultats numériques (cercles) et modèle analytique (trait continu) (b) Evolution, en fonction de la puissance initiale du battement, de la largeur des impulsions (trait continu) et proportion d'énergie contenue dans les piédestaux (croix).

Il est finalement intéressant de noter que cette méthode de génération d'impulsions à ultra-haut débit s'apparente à l'instabilité modulationnelle (IM) induite, décrite précédemment dans le paragraphe III.1.1. Toutes deux partent en effet de l'injection d'une pompe et d'un signal induisant la cadence finale du train d'impulsions. Il existe cependant de larges différences qu'il nous semble ici important de préciser. Notre dispositif expérimental diffère légèrement de celui présenté dans la section III.1.1 dans le sens où il consiste à injecter deux pompes de puissances identiques contrairement à une pompe et un faible signal pour l'IM induite. D'autre part, la technique d'IM induite ne permet pas d'atteindre des taux de compression aussi importants que ceux obtenus avec le mélange à quatre ondes multiple. Plus important encore, à une puissance de pompe donnée, la longueur de fibre nécessaire à la génération d'impulsions en limite de Fourier est bien plus importante (environ un ordre de grandeur) dans le cas de l'IM induite que dans le cas du mélange à quatre ondes multiple. Dès lors, cet avantage permet de s'affranchir des effets de dépolarisation du signal et de fluctuation des paramètres le long de la fibre qui contribuent à affaiblir le taux de compression final. Bien entendu, il reste cependant indéniable que l'instabilité modulationnelle joue certainement un rôle prépondérant dans le processus de mélange à quatre ondes multiple puisque les deux processus non linéaires restent fondamentalement liés.



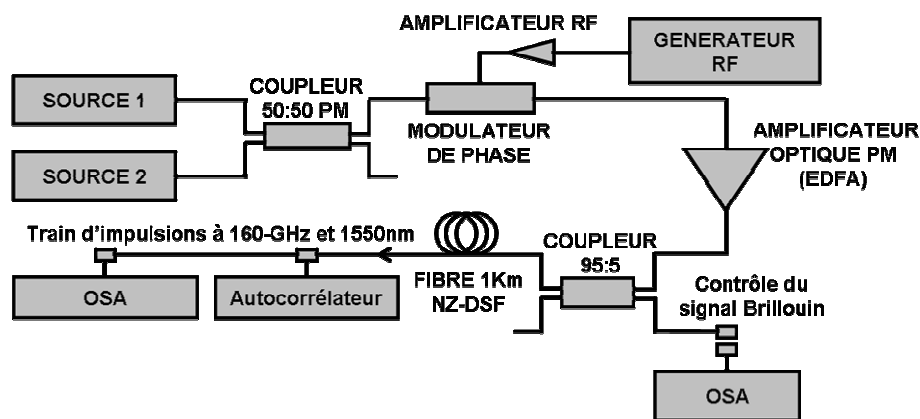
### III.2.3. Suppression de l'effet de diffusion Brillouin stimulée

Nous avons vu précédemment dans le premier chapitre I.7.2.4.2 que l'effet de diffusion Brillouin stimulée était le premier effet non linéaire rencontré lors de l'injection d'une onde lumineuse continue ou de forte puissance moyenne dans une fibre optique. Par conséquent, la diffusion Brillouin se trouve être un des premiers effets limitant expérimentalement la puissance d'injection de notre battement sinusoïdal dans la fibre de compression. Dans le cas de notre compresseur (voir montage expérimental), il s'agit d'une fibre NZ-DSF de 1km de long avec  $A_{\text{eff}} = 55 \mu\text{m}^2$  et  $\alpha = 0.21 \text{ dB/km}$ . Les diodes lasers *photonetics* utilisées possèdent une finesse spectrale donnée par le constructeur de 150-kHz et sont séparées de 160-GHz. Si nous considérons d'une part, les deux pompes continues comme isolées spectralement, c'est-à-dire que l'espacement entre les deux pompes est suffisamment grand devant la largeur du gain Brillouin (160-GHz devant une dizaine de MHz) [164] et que d'autre part, les ondes pompes et stokes sont linéairement polarisées, le seuil Brillouin est alors, d'après l'équation (1.61), de 24mW. Le seuil Brillouin est donc très rapidement atteint et se trouve être un phénomène très néfaste à notre expérience. En réalité, du fait de la déplétion des pompes, des variations de concentration des dopants le long de la fibre, de son inhomogénéité [40, 165], de la dépolarisation du signal [39] ou de la présence des deux pompes [164], le seuil Brillouin peut être multiplié par un facteur 2 [7] mais reste toutefois très faible.

Afin de réaliser notre expérience de compression dans de bonnes conditions, il nous faut donc nous affranchir de l'effet Brillouin. Il suffit alors, d'après l'équation (1.61), d'élargir le spectre des diodes lasers, soit en modulant directement le courant d'alimentation des sources lasers [111, 112, 127], soit en modulant la phase des impulsions grâce à un modulateur de phase [9, 143]. La puissance d'entrée dans la fibre étant d'environ 500mW (250mW par pompe), la modulation RF minimale à appliquer à notre signal est donc, d'après l'équation (1.61), de 100-MHz. L'expérience nous a finalement prouvé que la propagation dans un modulateur de phase  $\text{LiNbO}_3$  alimenté par une modulation RF à 130-MHz, annihilait totalement l'effet Brillouin, ceci en bon accord avec l'évaluation théorique.

### III.2.4. Résultats expérimentaux

En ce qui concerne la démonstration expérimentale de cette technique, nous avons focalisé notre attention sur la génération d'impulsions en limite de Fourier (TL) ou non « chirpées ». La Figure III-17 illustre le schéma expérimental que nous avons mis en œuvre.



**Figure III-17** Montage expérimental de la compression d'un battement sinusoïdal à 160-GHz par mélange à quatre ondes multiple.

Le battement sinusoïdal est généré à partir de deux ondes continues délivrées par deux diodes lasers à cavité externe *photonic*s d'une finesse spectrale de 150-kHz. Les deux ondes sont spectralement séparées de 1.3nm de manière à générer un train d'impulsions à une cadence voisine de 160-GHz. La longueur d'onde centrale du battement est fixée à  $\lambda=1550.35\text{nm}$ , tandis que le zéro de dispersion de la fibre NZ-DSF (généreusement donnée par Alcatel) se situe à  $\lambda_0=1536.5\text{nm}$  ; la pente de dispersion a été mesurée par mélange à quatre ondes (voir paragraphe IV.4) à  $0.07\text{ps/km.nm}^2$ , la dispersion vue par le signal est donc de  $1\text{ps/km.nm}$ . Les deux ondes continues sont combinées grâce à un coupleur 50:50. Le battement ainsi créé est ensuite amplifié jusqu'à la puissance moyenne de 600mW (27.78dBm) par un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) *IPG*. Un modulateur de phase à base de  $\text{LiNbO}_3$  et alimenté par un signal RF à 130-MHz est employé afin de supprimer l'effet Brillouin au sein de la fibre NZ-DSF tandis qu'un coupleur 95:5 permet également de contrôler en direct la rétro-diffusion Brillouin sur un analyseur de spectre optique *Anritsu* (OSA). Il est finalement important de préciser que l'ensemble du montage d'injection (coupleurs, modulateur et amplificateur) est à maintien de polarisation (PM), ceci afin d'assurer une bonne efficacité du phénomène de mélange à quatre ondes au sein de la fibre de compression.

La puissance moyenne du battement injecté dans la fibre NZ-DSF de 1km est estimée à 525mW (27.2dBm). En sortie de fibre, le champ résultant est caractérisé au moyen d'un analyseur de spectre optique (OSA), d'un autocorrélateur à génération de second harmonique qui peut être résolu en fréquence grâce à un système SHG-FROG (Second Harmonic Generation Frequency Resolved Optical Gating) afin d'accéder directement à l'intensité et à la phase des impulsions.

L'autocorrélateur à génération de second harmonique est représenté sur la Figure III-18. Il est constitué classiquement d'une séparatrice et d'un coin de cube mobile monté sur une platine de translation qui procure un retard variable entre les deux répliques de l'impulsion. Les deux répliques

sont ensuite focalisées dans un cristal de BBO de 2mm grâce à une lentille convergente de distance focale égale à 5cm. Le signal de second harmonique ainsi généré est ensuite détecté à l'aide d'un photomultiplicateur, filtré électriquement grâce à un système de filtres passe bandes et visualisé sur un oscilloscope *Tektronik*. Le système est finalement automatisé par un programme développé sous un environnement Labview qui permet d'acquérir le signal visualisé sur l'oscilloscope. La caractérisation FROG se fait par analyse spectrale du signal doublé en fonction du délai. L'intensité et la phase des impulsions sont finalement retrouvées à l'aide d'un algorithme itératif (pour plus de détails, voir la section sur la caractérisation SHG-FROG, paragraphe II.9).

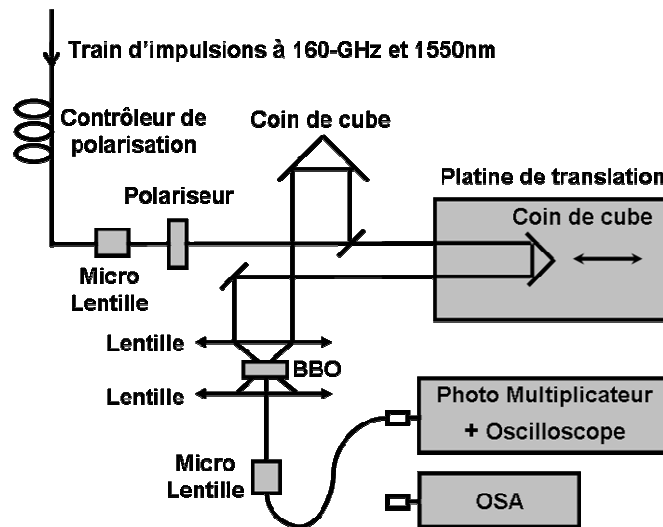
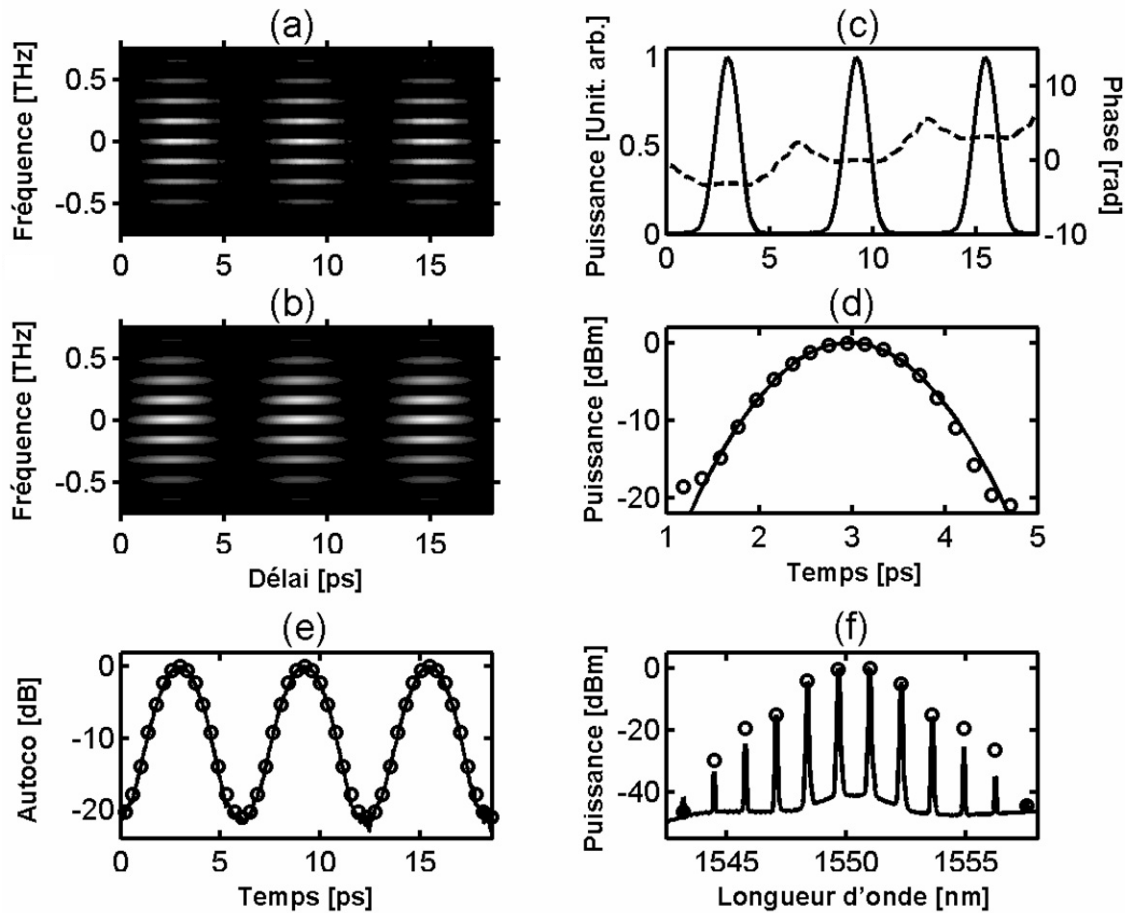


Figure III-18 Montage expérimental du système SHG-FROG.

Les Figure III-19(a) et (b) montrent respectivement les traces SHG-FROG mesurée et retrouvée ( $128 \times 128$  points) du champ après propagation dans la fibre NZ-DSF de 1km de long. L'intensité et la phase retrouvées avec un facteur d'erreur  $G$  de 0.0019 sont représentées en Figure III-19(c). Le profil d'intensité montre que les impulsions formées ne présentent pas de piédestal notable. L'un des résultats les plus remarquables concerne la très faible évolution de la phase sous les impulsions, prouvant que les impulsions sont non chirpées.

La différence de phase entre deux impulsions voisines est estimée à  $\pi$ , en bon accord avec les prédictions théoriques de la Figure III-15(a1). Comme le montre la Figure III-19(d), le profil d'intensité s'approche nettement d'une gaussienne de largeur à mi-hauteur 1.27ps et de puissance crête 2.4W. De plus, le taux d'extinction entre les maxima d'intensité et le fond continu est supérieur à 20dB. Finalement, comme le montrent également les Figure III-19(a) et (b), la fonction d'autocorrélation ainsi que le spectre recalculé à partir du champ retrouvé (cercles) sont en très bon accord avec les quantités

directement mesurées (trait continu), confirmant ainsi les résultats obtenus par notre système FROG [9].



**Figure III-19** Trace SHG-FROG du train d'impulsions généré à 160-GHz, (a) mesurée et (b) retrouvée (c) Intensité retrouvée (trait continu, axe de gauche) et phase retrouvée (pointillés, axe de droite) (d) Ajustement de l'intensité retrouvée (trait continu) par une gaussienne (cercles) (e) Fonction d'autocorrélation (en échelle logarithmique) du train d'impulsions à 160-GHz mesurée à la sortie de la fibre NZ-DSF (trait continu) et recalculée à partir du champ retrouvé (cercles) (f) Spectre du train d'impulsions à 160-GHz mesuré à la sortie de la fibre NZ-DSF (trait continu) et recalculé à partir du champ retrouvé (cercles).

### III.2.5. Conclusions et perspectives

De toutes les méthodes de compression d'un battement sinusoïdal décrites précédemment, la technique de mélange à quatre ondes multiple est la plus simple à mettre en œuvre expérimentalement puisqu'elle ne nécessite qu'un seul tronçon de fibre standard d'une longueur de 1km. La faible longueur de fibre permet alors de réduire ainsi considérablement les problèmes de dépolarisation du signal, de diffusion Brillouin, de PMD et de fluctuation des paramètres le long de la fibre. Cette technique de compression est relativement accordable en fréquence, en débit et en largeur d'impulsions et se trouve être très

stable temporellement. Finalement, comme nous l'avons déjà évoqué précédemment pour ce type de génération d'impulsions, notre source à 160-GHz possède une gigue temporelle qui dépend essentiellement de la qualité des sources lasers utilisées. Cette quantité n'a pas été mesurée expérimentalement mais peut être réduite à quelques dizaines de Hertz en vue d'applications Télécoms grâce un asservissement basé sur des filtres références de type Fabry-Perot [166].



## Chapitre IV.

# Caractérisation de fibre par Instabilité Modulationnelle

L'augmentation incessante des débits d'informations dans les fibres optiques nécessite l'emploi d'impulsions toujours plus courtes qui sont alors davantage sujettes aux phénomènes non linéaires et dispersifs. De plus, à très haut débit ( $>100\text{-Gb/s}$ ), non seulement une connaissance très précise des paramètres des fibres optiques est indispensable aux ingénieurs concepteurs de réseaux Télécoms, mais une maîtrise très pointue de la compensation de la dispersion d'ordre 2 et d'ordre 3 est également nécessaire à une bonne propagation. Il devient alors inévitable de concevoir des dispositifs permettant de mesurer finement les paramètres physiques des fibres optiques (dispersion chromatique d'ordre 2, pente de la dispersion et coefficient Kerr non linéaire). L'idée de cette section est donc de décrire la mise en place expérimentale d'un banc de caractérisation de fibres optiques pratique et peu onéreux qu'un laboratoire d'optique classique puisse développer aisément.

Plusieurs méthodes ont été développées afin d'avoir accès au coefficient Kerr non linéaire des fibres optiques. La plupart de ces méthodes sont basées sur la mesure de la phase non linéaire générée par l'auto-modulation de phase d'une impulsion au cours de sa propagation. En effet, le spectre de l'impulsion développe un certain nombre d'oscillations pour des phases non linéaires cumulées bien précises. Il suffit alors de repérer les puissances correspondantes à ces valeurs de phase (typiquement  $1.5\pi$ ,  $3.5\pi$  ou  $5.5\pi$  [18, 19]) pour en déduire le coefficient non linéaire. La mesure de la phase non linéaire peut également se faire par une caractérisation FROG [20] ou par interférométrie [167]. L'utilisation d'impulsions courtes reste néanmoins le défaut majeur de ces méthodes puisqu'elles sont en général fortement sujettes à la dispersion. Afin d'éviter un fort étalement de l'impulsion, la fibre à tester doit alors posséder, soit une faible dispersion ou soit une faible longueur. Afin de pallier ce problème, l'emploi d'un battement sinusoïdal fut alors proposé par Boskovic *et al.* [16] mais complique davantage la méthode. D'autres méthodes sont également basées sur la mesure de la phase non linéaire générée par le terme de modulation de phase croisée entre une pompe modulée et un signal continu ; le signal développe en effet la modulation de la pompe au cours de sa propagation [8]. La mesure du gain généré par le mélange à quatre ondes [168, 169] permet également la caractérisation de fibre optique mais

nécessite un ajustement de plusieurs paramètres (dispersion et coefficient Kerr) [169] ou éventuellement une déduction du coefficient non linéaire par simulations numériques [168]. Ces méthodes ne donnant accès qu'au coefficient non linéaire, la dispersion chromatique doit être déterminée grâce à une analyse complémentaire [8, 170]. Pour les fibres de plus de 500m, la méthode la plus utilisée et qui est à la base des instruments commerciaux est la mesure du temps de vol d'impulsions en limite de Fourier à différentes longueur d'onde. La mesure du temps de vol en fonction de la longueur d'onde puis l'ajustement par une fonction adaptée permet de remonter aux coefficients de Sellmeier et donc à la dispersion chromatique [170]. La phase accumulée au cours de la propagation d'un battement sinusoïdal dans un milieu dispersif dépendant de sa longueur d'onde centrale, la mesure de cette phase en fonction de la longueur d'onde et à l'aide d'un oscilloscope vectoriel permet également de déterminer la dispersion de la fibre mais nécessite un matériel spécifique. Cette méthode est de plus adaptée à des échantillons de fibre d'une longueur relativement importante (1km ou plus) [170]. Une troisième méthode a été développée afin de caractériser des échantillons de fibre relativement courts (de l'ordre du mètre). Cette méthode consiste à faire interférer un signal se propageant dans la fibre à tester et dans un bras de référence de longueur variable. La mesure du délai donnant un contraste maximal des franges d'interférences en fonction de la longueur d'onde du signal donne finalement accès à la courbe de dispersion [170].

La mesure simultanée du coefficient non linéaire et du coefficient de dispersion étant relativement complexe à mettre en œuvre, l'instabilité modulationnelle fut alors proposée par Artiglia *et al.* [17, 171]. Un seul montage expérimental et une double étude en puissance et en longueur d'onde permirent alors de déterminer les deux types de coefficients de la fibre testée. Nous proposons ici d'étendre et d'améliorer cette technique en incluant le modèle de Magnus Karlsson [172] qui prend explicitement en compte les pertes de la fibre optique. Cette technique permet alors de déterminer simultanément le coefficient non linéaire, la dispersion d'ordre 2, d'ordre 3 mais également de compléter la caractérisation par la mesure du zéro de dispersion grâce au processus de mélange à quatre ondes [11]. Afin de corrélérer au mieux nos résultats numériques et expérimentaux de compression par mélange à quatre ondes multiple, nous avons ensuite testé notre technique sur un échantillon de 12,5km de fibre NZ-DSF identique au segment de 1km compris dans le compresseur à 160-GHz [11].

### **IV.1. Etude en puissance**

Une première série de mesures a été réalisée afin de déterminer le coefficient Kerr de la fibre NZ-DSF de 12.5km de long. En l'absence de perte non linéaire, d'effets Raman ou Brillouin et de déplétion de la

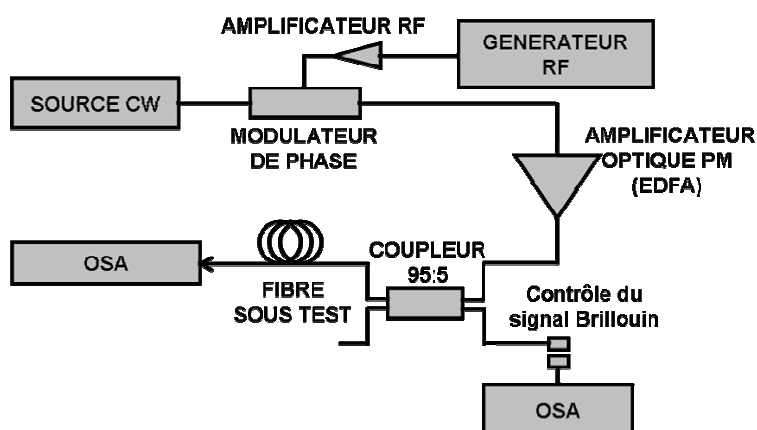
pompe (autre que la présence de pertes), le gain maximum d'instabilité modulationnelle dépend uniquement de la puissance de l'onde continue et est donné par [8, 11, 17] :

$$G = \exp(2\gamma L_{eff} P), \quad (4.1)$$

où  $\gamma$  est le coefficient non linéaire de la fibre,  $P$  la puissance d'entrée de l'onde continue et  $L_{eff}$  la longueur effective de la fibre (longueur diminuée par les pertes intrinsèques [8]).

L'équation précédente montre que la mesure du gain de l'instabilité modulationnelle en fonction de la puissance d'entrée donne un accès direct au coefficient non linéaire de la fibre optique. Le gain maximal de l'instabilité est obtenu en prenant la différence entre le maximum de la courbe de gain IM et le niveau de bruit d'émission spontanée.

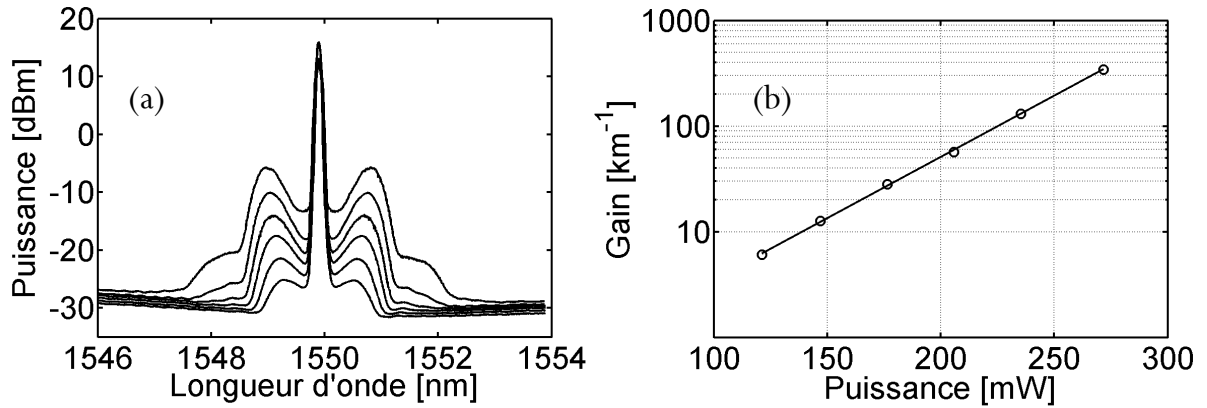
Le montage expérimental du banc de caractérisation est représenté sur la Figure IV-1. Une onde continue, accordable en longueur d'onde autour de 1550nm, est délivrée par une diode laser à cavité externe *photonetics* avec une finesse spectrale de 150-kHz. La rétro-diffusion Brillouin (seuil à ~60mW) est ensuite supprimée grâce à un modulateur de phase LiNbO<sub>3</sub> alimenté par un signal RF modulé à 130-MHz (voir section III.2.3 sur l'effet Brillouin). L'onde continue est ensuite amplifiée grâce à un EDFA tandis qu'un coupleur 95:5 permet de vérifier et d'optimiser la suppression de l'effet Brillouin de manière directe grâce à un analyseur de spectre optique (OSA). L'onde continue est finalement injectée dans la fibre optique à tester puis analysée en sortie grâce à l'OSA dont la résolution maximale est de 0.07nm.



**Figure IV-1** Montage expérimental du banc de caractérisation de fibres optiques par instabilité modulationnelle.

La Figure IV-2(a) montre l'évolution expérimentale des courbes de gain d'instabilité modulationnelle à 1550nm en fonction de la puissance de l'onde continue entrant dans la fibre et variant de 121mW à 271mW.





**Figure IV-2 (a)** Evolution des courbes de gain d'instabilité modulationnelle à 1550nm en fonction de la puissance d'entrée, (de bas en haut  $P=121\text{mW}$ ,  $147\text{mW}$ ,  $176\text{mW}$ ,  $206\text{mW}$ ,  $235\text{mW}$  et  $271\text{mW}$ ) **(b)** Evolution du gain IM maximum en fonction de la puissance d'entrée.

Nous observons clairement la dépendance de la fréquence optimale de modulation et du gain maximum en fonction de la puissance d'entrée. De plus, l'hypothèse de non déplétion de la pompe est confirmée par ces résultats puisqu'à 271mW, les courbes d'instabilité représentant au maximum 9% de la puissance totale du signal. La Figure IV-2(b) illustre, en échelle logarithmique, les mesures expérimentales de  $G/L_{\text{eff}}$ , c'est-à-dire du gain linéique, en fonction de la puissance d'entrée de l'onde continue. L'évolution du gain en fonction de la puissance est clairement linéaire, ce qui est en excellent accord avec les prédictions théoriques et renforce davantage l'hypothèse de non déplétion de la pompe. La pente de la droite correspond théoriquement au coefficient non linéaire de la fibre et est déterminé par une régression linéaire dont le meilleur ajustement est obtenu avec un coefficient de régression de  $R^2 = 0.9996$  pour  $\gamma=0.0017\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$ , valeur en accord avec la littérature qui donne des valeurs autour de  $0.002\text{W}^{-1}\text{m}^{-1}$  [8]. Une deuxième série de mesures a été également réalisée afin de déterminer les coefficients de dispersion chromatique d'ordre 2 et d'ordre 3 à 1550nm. En 1995, Karlsson développa un modèle analytique décrivant l'instabilité modulationnelle en présence de pertes [172]. Le gain maximal obtenu dans la fibre se produit alors à une pulsation donnée par [11, 172] :

$$\Omega_{\text{opt}}^2 = -\frac{4\omega_m^2 P \gamma \lambda^2}{2\pi c D}, \quad (4.2)$$

où  $D$  est le coefficient de dispersion chromatique d'ordre 2,  $\gamma$  le coefficient non linéaire,  $P$  la puissance injectée,  $c$  la célérité de la lumière dans le vide,  $\lambda$  la longueur d'onde du signal et  $\omega_m^2$  un coefficient correctif dû aux pertes de la fibre et donné par :

$$\omega_m^2 = \frac{\exp(-\alpha L) - 1 + \alpha L}{(\alpha L)^2}, \quad (4.3)$$

où  $\alpha$  est le coefficient de pertes linéiques de la fibre en  $\text{m}^{-1}$  et  $L$  la longueur de la fibre ( $\omega_m^2$  vaut  $\frac{1}{2}$  dans le cas où les pertes sont négligées et est inférieur à  $\frac{1}{2}$  dans le cas général [11, 172]).

## IV.2. Vérification du modèle

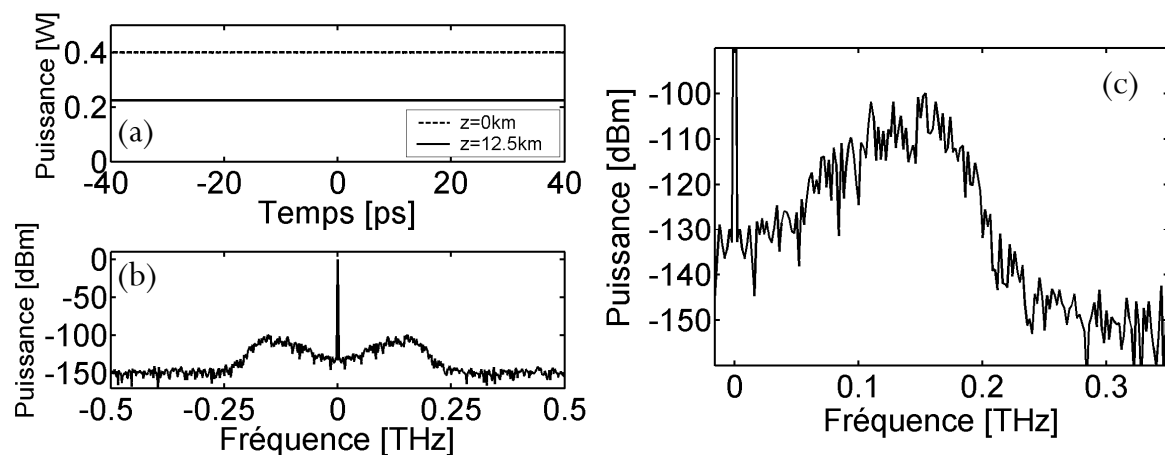
Il est facile de valider le modèle de Magnus Karlsson en simulant la propagation d'une onde continue dans une fibre optique et en comparant la fréquence principale de modulation avec celle calculée à partir de son modèle analytique. Les paramètres de la simulation sont les suivants :

$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup> )	$\alpha$ (dB/km)	L (km)	P (W)
-1	1.4	0.2	12.5	0.4

La Figure IV-3 représente le résultat de la simulation. Nous observons clairement sur la Figure IV-3(a) la diminution de la puissance de l'onde continue due aux pertes intrinsèques de la fibre. Les Figure IV-3(b) et (c) montrent également la présence de courbe d'instabilité dont les principales caractéristiques (fréquence optimale et gain maximum) sont référencées dans le tableau ci-après et comparées avec le modèle de Magnus Karlsson qui tient compte des pertes de la fibre ( $X_{th\ loss}$ ), et avec le modèle classique d'instabilité modulationnelle sans perte ( $X_{th}$ ) décrit dans la section I.7.2.3.

$G_{th\ loss}$ (dB)	$G_{num}$ (dB)	$f_{th}$ (GHz)	$F_{th\ loss}$ (GHz)	$f_{num}$ (GHz)
46.2	~45	168.4	153.7	154

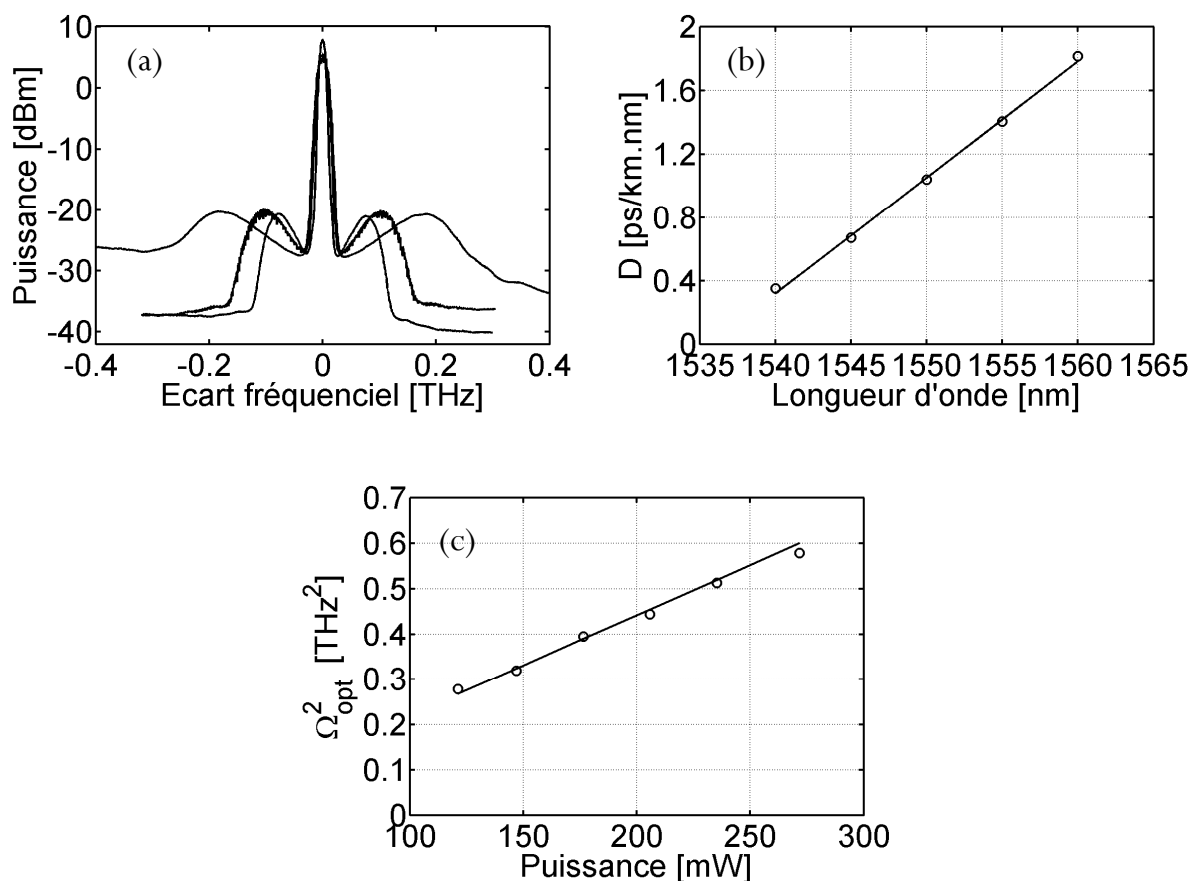
Nous observons alors clairement un très bon accord entre les résultats numériques et le modèle développé par Karlsson *et al.* puisqu'un écart de 0.2% existe sur la fréquence optimale de modulation et une erreur de 2.5% (essentiellement due à la difficulté de lecture causée par le bruit) sur le gain maximum. Nous observons également que le modèle sans perte ( $f_{th}$ ) engendre une erreur d'environ 10% sur la fréquence optimale de modulation et n'est donc pas adapté à ce type de mesures.



**Figure IV-3** (a) Intensité à l'entrée de la fibre (traits pointillés) et en sortie de fibre après 12.5km de propagation (trait continu) (b) Spectre d'instabilité modulationnelle en sortie de fibre (c) Idem que (b) mais centré sur une raie d'instabilité.

### IV.3. Etude en longueur d'onde

Grâce à une diode laser accordable en longueur d'onde et à l'aide du même montage expérimental que celui utilisé précédemment, nous avons mesuré la fréquence optimale d'instabilité modulationnelle en fonction de la longueur d'onde du signal de 1540 à 1560nm. La puissance injectée au sein de la fibre fut mesurée grâce à un puissance-mètre *Thorlabs* et maintenue constante à 225mW. Le coefficient non linéaire de la fibre testée étant connu grâce à l'étude précédente, nous avons ensuite déterminé, pour chaque longueur d'onde injectée, le coefficient de dispersion chromatique d'ordre 2 à partir de l'écart fréquentiel expérimental et selon l'équation (4.2). La Figure IV-4(a) montre l'évolution des courbes d'instabilité modulationnelle pour trois longueurs d'onde différentes : 1540, 1550 et 1560nm, nous constatons alors la forte dépendance de  $\Omega_{opt}$  en fonction de la longueur d'onde injectée.



**Figure IV-4** (a) Evolution des courbes de gain d'instabilité en fonction de la longueur d'onde : 1540, 1550 et 1560nm (la puissance est maintenue constante à 225mW) (b) Dispersion de la fibre NZ-DSF (en ps/km.nm) en fonction de la longueur d'onde (c) Comparaison entre les données expérimentales et recalculées de la fréquence optimale d'instabilité en fonction de la puissance injectée.

La Figure IV-4(b) montre les résultats obtenus pour le coefficient de dispersion chromatique d'ordre 2 en fonction de la longueur d'onde. Nous observons clairement une évolution linéaire de la dispersion chromatique en bon accord avec les prévisions théoriques. De plus la valeur trouvée à 1550nm est de 1ps/km.nm, valeur proche de celle donnée par le constructeur (1.21ps/km.nm). La pente de la dispersion a été directement mesurée en effectuant une régression linéaire de la courbe de dispersion chromatique et fut trouvée égale à 0.07ps/km.nm<sup>2</sup> ( $R^2 = 0.9983$ ), valeur encore une fois très proche de la valeur constructeur (0.069ps/km.nm<sup>2</sup>). Finalement, afin d'évaluer l'efficacité de la méthode, nous avons comparé sur la Figure IV-4(c) les fréquences optimales d'instabilité en fonction de la puissance injectée, d'une part mesurées expérimentalement et d'autre part recalculées à partir des coefficients trouvés grâce à cette étude. Le bon accord observé valide finalement cette méthode de caractérisation des fibres optiques ainsi que les différentes hypothèses réalisées.

#### IV.4. Mesure du zéro de dispersion par mélange à quatre ondes

Nous avons finalement complété notre étude par la détermination du zéro de dispersion de la fibre NZ-DSF. Une étude théorique montre que si la puissance de la pompe est suffisamment faible pour négliger le terme non linéaire dans la condition d'accord de phase et que le signal est suffisamment faible afin de négliger la déplétion de la pompe, alors la condition d'accord de phase du processus de mélange à quatre ondes est toujours satisfaite autour du zéro de dispersion de la fibre et est donnée par [11, 81] :

$$f_p - f_0 = -\frac{\pi\beta_4 (f_s - f_0)^2}{6\beta_3}, \quad (4.4)$$

où  $\beta_3$  et  $\beta_4$  sont respectivement les coefficients de dispersion chromatique d'ordre 3 et d'ordre 4,  $f_p$  est la fréquence de la pompe,  $f_s$  la fréquence du signal et  $f_0$  la fréquence du zéro de dispersion de la fibre.

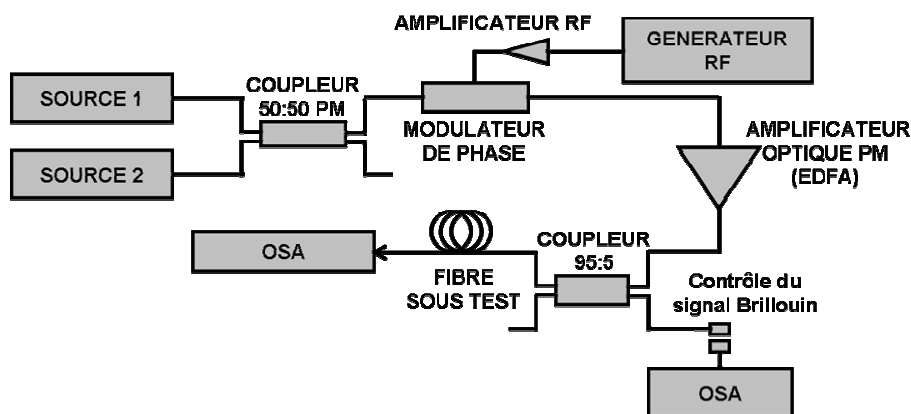
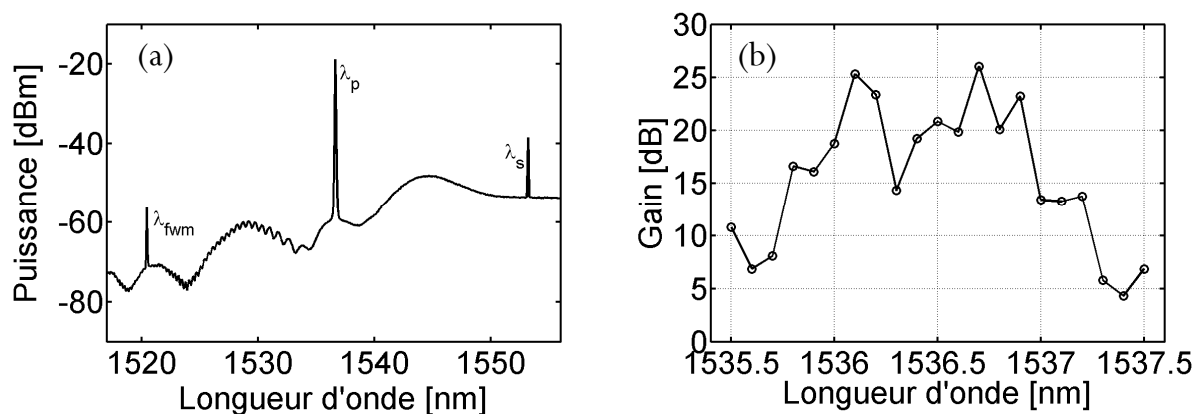


Figure IV-5 Montage expérimental pour la détermination du zéro de dispersion de la fibre optique.

La Figure IV-5 montre le montage expérimental utilisé pour déterminer le zéro de dispersion de la fibre NZ-DSF. Il s'agit essentiellement du même montage que celui utilisé précédemment mais avec l'injection simultanée d'une pompe (source 1) et d'un signal (source 2) grâce à un coupleur 50:50.

Comme le montre la Figure IV-6(a), lorsqu'une pompe de longueur d'onde  $\lambda_p$  est injectée proche du zéro de dispersion de la fibre testée (qui doit être contenu dans la bande de l'EDFA) en présence d'un signal  $\lambda_s$ , une onde qualifiée d'« Idler » et de longueur d'onde  $\lambda_{fwm}$  est alors générée par mélange à quatre ondes de l'autre côté du zéro de dispersion et de manière symétrique [81]. L'efficacité de ce phénomène est alors maximale lorsque la longueur d'onde de la pompe correspond précisément au zéro de dispersion de la fibre et décroît rapidement lorsque l'on s'en éloigne. La largeur spectrale du gain dépend également fortement de l'écart entre la pompe et le signal et est d'autant plus fine que l'écart est important, ce qui est souhaitable pour une bonne précision de mesure. Dans notre expérience, le signal est injecté à 1553nm et l'écart entre la pompe et le signal est d'environ 15nm. Nous avons donc mesuré l'efficacité de la génération de l'onde Idler en fonction de la longueur d'onde de la pompe. La Figure IV-6(b) montre cette efficacité, il est alors important de remarquer que, du fait de la fluctuation du zéro de dispersion le long de la fibre, la condition d'accord de phase n'est pas totalement satisfaite. C'est pourquoi, nous observons non pas un seul pic isolé mais plutôt une réponse plus ou moins complexe clairement prévue dans la référence [81]. Le zéro de dispersion ( $\lambda_0$ ) de la fibre NZ-DSF est alors pris comme la longueur d'onde centrale de la courbe de gain finalement évalué à 1536.5nm, valeur très proche de celle déduite par la méthode précédente (1536.1nm) et qui nous conduit à penser que notre précision de mesure sur  $S$ ,  $D$ ,  $\lambda_0$  et  $\gamma$  est inférieure à 0.5%.



**Figure IV-6 (a)** Phénomène de mélange à quatre ondes lorsque la pompe est injectée au voisinage du zéro de dispersion de la fibre. Ici,  $\lambda_p=1536.7$ nm,  $P_p=80$ mW et  $\lambda_s=1553$ nm,  $P_s<1$ mW **(b)** Efficacité du mélange à quatre ondes en fonction de la longueur d'onde de la pompe.

## IV.5. Conclusion

Cette section montre qu'avec un analyseur de spectre optique standard, deux sources lasers accordables en longueur d'onde et un amplificateur à fibre dopée Erbium, il est possible pour un laboratoire d'optique classique de développer un banc de caractérisation de fibres optiques pratique et peu onéreux. La méthode de caractérisation est essentiellement basée sur l'instabilité modulationnelle et le mélange à quatre ondes et donne finalement un accès simultané au coefficient de dispersion chromatique d'ordre 2, d'ordre 3, au coefficient non linéaire ainsi qu'au zéro de dispersion des fibres testées avec une précision relativement importante inférieure à 0.5%.





# Chapitre V.

## Optimisation de lignes à ultra-haut débit gérées en dispersion

### V.1. Introduction

La troisième et dernière étape de ce projet de thèse consiste en la réalisation expérimentale de boucles à recirculation monocanales d'impulsions optiques ultra-courtes, à ultra-haut débit et fonctionnant sur le concept innovant de gestion de la dispersion. La réalisation de ces différentes boucles nous a alors permis de valider nos modèles théoriques sur la propagation d'impulsions ultra-courtes et de comparer les performances de différentes configurations de systèmes à gestion de la dispersion.

La gestion de la dispersion (DM) a été démontrée comme étant un excellent moyen d'améliorer les performances des systèmes de télécommunication par fibres optiques [5, 8, 92, 96]. Cette amélioration résulte très largement de la possibilité d'injecter des impulsions plus énergétiques que le soliton fondamental [173], ce qui contribue à améliorer le rapport signal à bruit et à diminuer la gigue temporelle [5, 8]. Comme nous l'avons vu dans le chapitre d'introduction, la gestion de la dispersion consiste à concaténer des segments de fibre ayant des valeurs de dispersion chromatique localement élevées (pour minimiser l'impact des effets non linéaires) et de signes opposés (afin de garder une dispersion moyenne proche de zéro), ce qui permet de conserver le profil d'intensité initial [5, 8, 21].

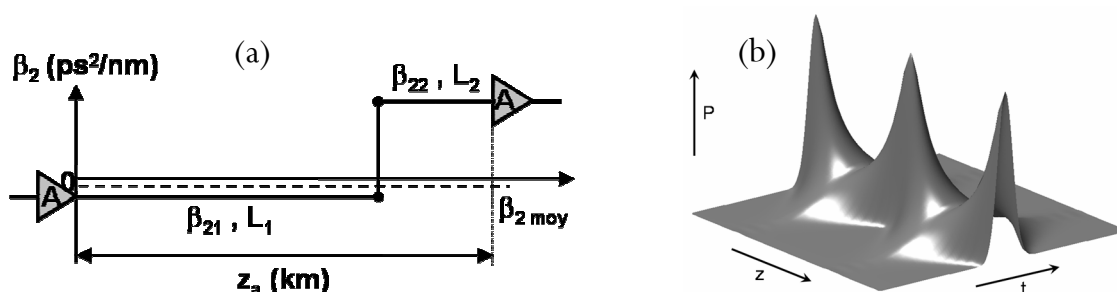
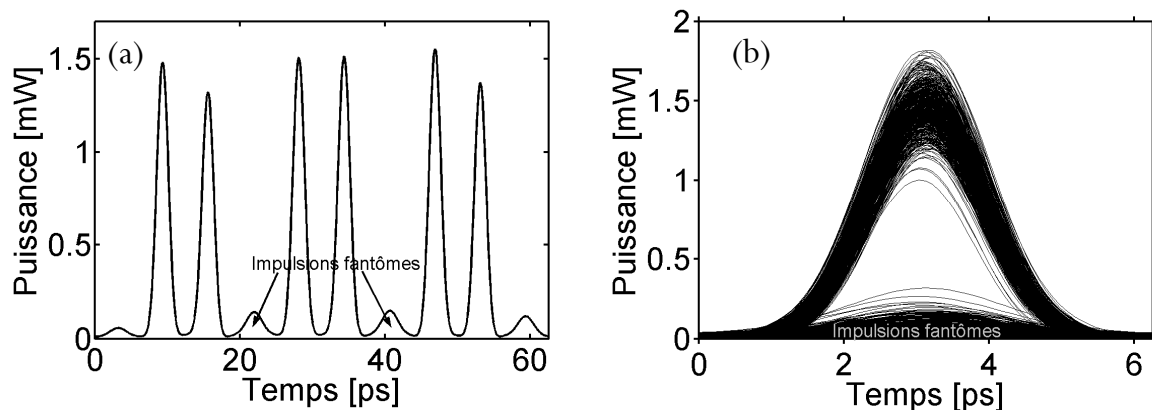


Figure V-1 (a) Système à gestion de la dispersion classique (b) Evolution d'un soliton DM dans deux périodes de dispersion.

Comme le montre la Figure V-1(a), dans un système à gestion de la dispersion classique (DMC), la longueur de la période de dispersion, appelée également motif élémentaire ou map de dispersion, est en



général égale, voire supérieure, à la distance d'amplification, typiquement une centaine de kilomètres [5, 8, 21, 92]. Or, comme l'illustre clairement la Figure V-1(b), l'impulsion voyageant dans un tel système subit alors de fortes respirations qui engendrent de grandes variations de sa largeur et de sa puissance crête. Les impulsions, situées parfois à plus de 700 temps bits, se recouvrent alors largement et périodiquement, ce qui renforce l'influence des effets non linéaires intra-canaux [7, 8, 174-179]. En effet, comme le montre la Figure V-2, lorsqu'une séquence pseudo-aléatoire composée de « 0 » et de « 1 » se propage dans un système à gestion de la dispersion classique, il se crée des échanges d'énergie lors du recouvrement entre impulsions voisines. Ces échanges d'énergie sont essentiellement dus à deux effets non linéaires [7, 8, 174-179]. Le mélange à quatre ondes intra-canal est responsable de l'apparition d'impulsions dites « fantômes » sur les bits de type « 0 », clairement visibles sur la Figure V-2(a) et par conséquent, responsable également de la fluctuation du niveau des « 1 », phénomène observable sur le diagramme de l'œil, Figure V-2(b). Le deuxième effet non linéaire est la modulation de phase croisée intra-canal qui, par combinaison avec la dispersion chromatique, est responsable à la fois d'une gigue temporelle des bits de type « 1 », visible en une moindre importance sur la Figure V-2(b) mais participe également à leur gigue d'amplitude [7, 8, 174-179]. Finalement, en présence de ces effets non linéaires, il est à l'heure actuelle relativement difficile de propager des impulsions à un débit supérieur à 40-Gb/s dans ce système de gestion de la dispersion classique sur des distances dépassant le millier de kilomètres [13, 21, 87, 88, 93, 154, 174, 180-192].



**Figure V-2 (a)** Evolution d'une séquence pseudo-aléatoire à 160-Gb/s dans un système à gestion de la dispersion classique **(b)** Diagramme de l'œil correspondant.

Afin de pallier ce problème majeur et pouvoir ainsi envisager la transmission d'informations à ultra-haut débit (>40-Gb/s) sur des distances trans-océaniques, Liang et Hasegawa [193] proposèrent en 1999 d'utiliser un système géré en dispersion dans lequel le motif élémentaire aurait une longueur bien inférieure à la période d'amplification, comme illustré sur la Figure V-3(a) [193]. Cette technique, baptisée gestion de la dispersion dense (DDM) permet alors, comme le montre la Figure V-3(b), de

limiter l'amplitude des respirations et donc de diminuer le recouvrement entre impulsions voisines pour finalement réduire les effets non linéaires inter-canaux qui lui sont associés [193-196].

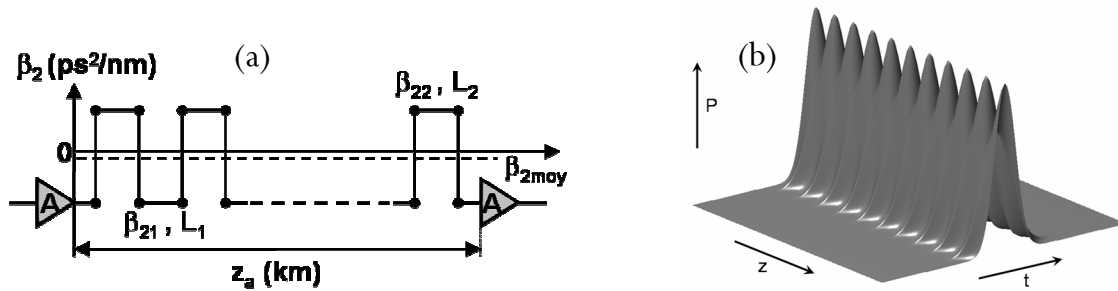


Figure V-3 (a) Système à gestion de la dispersion dense (b) Evolution d'un soliton DDM sur dix périodes élémentaires de dispersion.

Dès sa parution dans la littérature, la technique de gestion de la dispersion dense fut à la base de bon nombre de travaux théoriques [193, 195], principalement à 160-Gb/s [22, 194, 196, 197] mais également jusqu'à 320-Gb/s [198], et expérimentaux [12, 199-202]. Dès 1999, Anis *et al.* démontrèrent expérimentalement l'efficacité de cette technique de gestion de la dispersion dense en réalisant une propagation monocanale à 100-Gb/s sur près de 1000km [199]. Ce premier résultat fut obtenu à l'aide d'une seule fibre gérée en dispersion (DMF), appelée aussi « câble parfait » en raison de l'absence de soudure, dans laquelle la gestion des dispersions d'ordre 2 et 3 est directement réalisée au cours de la fabrication de la fibre avec une périodicité de l'ordre du kilomètre [199]. Malheureusement, cette innovation technologique majeure en terme de fabrication de fibre optique n'a étonnamment connu aucune suite référencée dans la littérature. Les travaux expérimentaux suivants ont été réalisés en 2000 par Maruta et Hasegawa dont le dispositif expérimental fut d'une grande source d'inspiration pour les travaux présentés dans la suite de ce mémoire [200]. En effet, Maruta et ses collaborateurs réalisèrent la propagation d'un train d'impulsions cadencé à 87-GHz sur une distance de 336km dans un système géré en dispersion dense conçu à partir de fibres uniquement standards, l'analyse des impulsions se faisant par autocorrélation à génération de second harmonique [200]. A partir de 2000, Dennis et ses collaborateurs [201, 202] développèrent également la technique de gestion de la dispersion dense à un débit de 80-Gb/s en propageant, grâce à une période d'amplification de 26.75km composée de 6 périodes de NZ-DSF $\pm$  de 0.8 et -0.7ps/km.nm, une séquence pseudo-aléatoire sur plus de 1000km avec un taux d'erreur par bit inférieur à  $10^{-9}$  [201, 202]. Parallèlement à ces résultats expérimentaux, des travaux théoriques et numériques menés dans différents laboratoires, et plus particulièrement au sein du LPUB sous l'impulsion de Patrice Tchofo-Dinda, ont permis d'élaborer des formules analytiques de calcul des cartes (ou map) de dispersion DDM [5, 203-207]. Cependant, cette méthode analytique de calcul des cartes de dispersion, qui est une méthode de gestion de la dispersion moyenne qualifiée de méthode ADM (Average-Dispersion Managed system) n'avait jusqu'à lors fait l'objet d'aucune validation

expérimentale. L'idée de cette première partie de chapitre est donc de donner une continuité aux travaux réalisés par Tchofo-Dinda *et al.* en réalisant la mise en œuvre expérimentale de la méthode analytique ADM permettant la conception de lignes de transmission Télécoms basées sur le concept de gestion de la dispersion dense en vue d'applications trans-océaniques. Dans un autre registre, et suite à une collaboration avec le centre de recherche et développement de France Télécom à Lannion, la deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à l'optimisation des lignes de transmission à gestion de la dispersion classique pour des applications de type terrestre ( $<1000\text{km}$ ).

## V.2. Conception de ligne à gestion de la dispersion dense

### V.2.1. Principe de la méthode ADM

Nous présentons dans cette section une méthode simple et efficace pour la conception des lignes de transmission à ultra-haut débit basées sur le concept de la gestion de la dispersion dense. En effet, et malheureusement pour les concepteurs des systèmes Télécoms, l'équation de Schrödinger non linéaire associée à la propagation du soliton géré en dispersion ne possède pas de solution analytique exacte. Il est donc à priori extrêmement difficile de trouver directement les paramètres des impulsions qui, associés à un système donné, offrent les meilleures performances de transmission. Conséquemment, de nombreuses méthodologies ont été élaborées afin de déterminer les paramètres des impulsions stationnaires (ou points fixes) qui correspondent à un système donné [5, 180, 208]. La plupart de ces techniques sont essentiellement basées sur la résolution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire et tentent, au prix de simulations numériques massives, de trouver les paramètres des impulsions, largeur et puissance, qui offrent les meilleures performances pour le système considéré [180, 208]. Le problème évident de cette méthodologie est que le concepteur de systèmes Télécoms consomme une quantité pharaonique de temps machine sans jamais être assuré d'avoir précisément déterminer le point fixe du système.

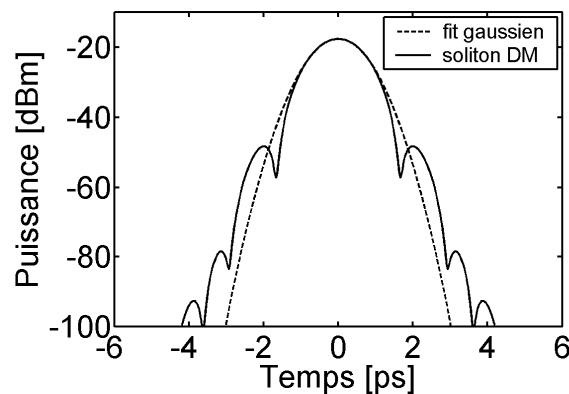
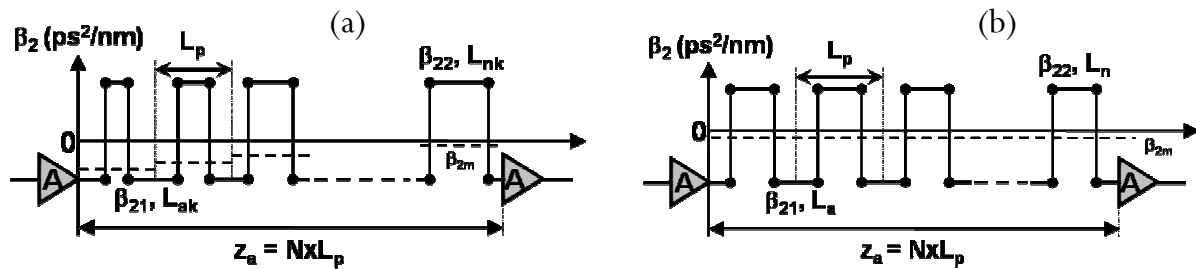


Figure V-4 Profil d'intensité d'un soliton DM (trait plein) et son fit gaussien (traits pointillés).

Il est également possible de trouver le point fixe d'un système en simulant la propagation d'une impulsion solitaire dans un grand nombre de périodes d'amplification et de moyenniser le champ correspondant jusqu'à converger vers le point fixe [5, 22, 195, 196, 198, 209]. Malheureusement, le profil d'intensité résultant d'une telle démarche ne correspond en général pas du tout à des impulsions disponibles dans un laboratoire [208]. En effet, comme le montre la Figure V-4, le profil d'intensité d'un soliton DM résultant d'une telle convergence comporte une série de lobes latéraux qui font du soliton DM, une impulsion impossible à reproduire expérimentalement en laboratoire [5, 7, 8, 208].

La méthode présentée dans la suite de cette section est une méthode analytique de conception de ligne gérée en dispersion dense basée sur la technique maintenant bien établie des variables collectives [5, 203-207]. Cette méthode s'est développée suite aux premiers travaux réalisés par Nakkeeran et ses collaborateurs en 2001 [205] et qui, pour une impulsion et des paramètres de fibre donnés, génère le système géré en dispersion pour lequel l'impulsion initiale  $y$  est stationnaire. Cette méthode analytique se distingue fondamentalement des précédentes dans le sens où elle construit, autour de l'impulsion initiale, le système géré en dispersion qui lui correspond le mieux et dans lequel elle s'y propage de manière la plus stationnaire [205]. La technique développée par Nakkeeran *et al.* pour la conception de systèmes Télécoms a été ensuite étendue à des systèmes à gestion de la dispersion dense et à dispersion moyenne décroissante, sous la dénomination de système A4DM (average-dispersion decreasing densely dispersion-management) [204]. Le A4DM fut alors numériquement prouvé comme étant un excellent moyen d'améliorer les performances des systèmes Télécoms longue distance à très haut débit [203, 204, 206].

L'amélioration apportée aux systèmes classiques DDM par A4DM réside dans le fait que la dispersion moyenne du système décroît le long du pas d'amplification [194, 204, 206]. En effet, et de manière similaire à un système fonctionnant grâce à une fibre à dispersion décroissante [103, 106] ou à un profil de dispersion « step-like » [86, 136], la décroissance de la dispersion moyenne permet en fait d'accompagner la décroissance exponentielle de l'énergie des impulsions occasionnée par les pertes linéiques du système [203, 204, 206]. La Figure V-5(a) illustre de manière générale un système de transmission de type A4DM. La période d'amplification  $Z_a$  est constituée de  $N$  motifs de dispersion de longueur identique  $L_p$ . Chaque motif de dispersion, ou motif élémentaire, est alors constitué de trois tronçons de fibre dont les longueurs varient d'un motif à l'autre de sorte que la dispersion moyenne décroisse le long de la période d'amplification. Cette décroissance de la dispersion permet alors de garder un équilibre constant entre les effets non linéaires et dispersifs pour ainsi stabiliser la propagation des impulsions [204, 206]. De plus, et contrairement à la plupart des systèmes gérés en dispersion, le dispositif A4DM possède l'avantage de ne pas recourir à des impulsions chirpées et ne nécessite donc ni de pré-, ni de post-chirp [203, 204, 206].



Cependant, le système A4DM présente, de par ses  $N$  motifs de dispersion différents, une évidente complexité de mise en œuvre expérimentale. Les segments de fibre doivent en effet être coupés précisément et la faible dispersion moyenne des derniers motifs rend ce dispositif relativement sensible aux fluctuations de dispersion et aux erreurs de découpe [204, 206]. Afin de pallier ce problème, Moubissi et ses collaborateurs prouvèrent en 2002 qu'un système A4DM pouvait être simplifié en un système à gestion de la dispersion moyenne baptisé ADM (Average-Dispersion Managed system) [203, 207]. La ligne ADM est alors constituée de la répétition du même motif élémentaire et est construite pour posséder la même dispersion moyenne que le dispositif A4DM correspondant [203, 207]. Le système ADM, schématisé ici sur la Figure V-5(b), possède alors des qualités de transmission similaires à son dispositif A4DM équivalent tout en permettant de s'affranchir des difficultés expérimentales liées à la découpe des différents tronçons de fibre [203, 205, 207].

### V.2.2. Conception du système A4DM

Comme nous l'avons vu dans la description du système A4DM, toutes les longueurs des tronçons de fibre sont différentes mais fort heureusement, elles découlent toutes du calcul des longueurs des deux premiers segments de fibre et de leurs pertes respectives [203, 204]. La longueur des deux premiers tronçons du système A4DM sera donc calculée à partir de la méthode décrite dans la référence [205], c'est-à-dire en négligeant dans un premier temps les pertes linéiques du système, hypothèse justifiée pour un système géré en dispersion dense pour lequel  $L_p \ll Z_a$ . La longueur des motifs suivants sera ensuite calculée à partir des deux premiers segments en tenant compte de leurs pertes respectives et suivant la méthode décrite dans la référence [204].

### V.2.2.1. Calcul du premier motif de dispersion

La dynamique d'une impulsion dans un système géré en dispersion peut être modélisée par l'équation de Schrödinger non linéaire décrite dans le paragraphe I.5 et donnée par [7] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma |A|^2 A, \quad (5.1)$$

où  $A(z, t)$  désigne l'enveloppe de l'impulsion et  $\beta_2(z)$  le coefficient de dispersion de vitesse de groupe. Nous noterons  $\beta_{2a}$  pour le tronçon de fibre à dispersion anormale et  $\beta_{2n}$  pour le tronçon à dispersion normale ;  $\gamma_a$  et  $\gamma_n$  représenteront finalement leur coefficient non linéaire respectif.

Pour l'impulsion initiale à  $z=0$ , nous choisirons systématiquement un profil temporel gaussien car très proche de la solution exacte du soliton à gestion de la dispersion, mais également très proche du profil expérimental des impulsions générées à 160-GHz par mélange à quatre ondes multiple (voir paragraphe III.2). D'autre part, comme nous l'avons vu au cours des premiers chapitres de ce mémoire, la propagation d'une impulsion au sein d'une fibre optique et en particulier la propagation d'impulsions ultra-courtes est accompagnée par un grand nombre d'effets dispersifs et non linéaires. Les conséquences de ces effets sur la propagation rendent en général la compréhension des phénomènes physiques et les prévisions théoriques relativement difficiles [7]. C'est pourquoi, la conception des systèmes A4DM et ADM est fondée sur l'emploi de coordonnées collectives qui permettent une grande simplification du problème en ramenant la dynamique complexe de l'impulsion à celle d'un système mécanique relativement simple et ne possédant qu'un nombre restreint de degrés de liberté [203, 205]. Chaque degré de liberté du système mécanique représente alors un paramètre physique de l'impulsion : amplitude, position temporelle, largeur, chirp ou fréquence etc., que l'on qualifie de coordonnées collectives et dont l'évolution est décrite par une équation différentielle ordinaire [203, 205]. L'impulsion gaussienne initiale s'exprime en fonction de ses coordonnées collectives par [205] :

$$A(z, t) = x_1 \exp \left( -\frac{(t - x_2)^2}{x_3^2} + ix_4 \frac{(t - x_2)^2}{2} + ix_5 (t - x_2) + ix_6 \right), \quad (5.2)$$

où  $x_1$  désigne l'amplitude de l'impulsion,  $x_2$  sa position temporelle,  $\sqrt{2 \ln 2} x_3$  sa largeur à mi-hauteur (FWHM),  $x_4/2\pi$  son chirp initial,  $x_5/2\pi$  la fréquence de sa porteuse et  $x_6$  sa phase initiale.

De plus, et afin de bien poser le problème qui nous incombe, la Figure V-6 montre les données du problème. Nous connaissons initialement les paramètres des fibres du système A4DM, à savoir  $\beta_{2a}$ ,

$\beta_{2n}$ ,  $\gamma_a$  et  $\gamma_n$ , mais aussi le profil de l'impulsion à transmettre, c'est-à-dire son amplitude et sa largeur initiale  $x_{3a}$ , qui correspond également à la largeur minimale de l'impulsion au sein du système A4DM. Nous fixons ensuite la période d'amplification  $Z_a$  ainsi que le taux maximal d'élargissement subit par l'impulsion au cours de sa propagation et qui est définie par :

$$T_e = \frac{x_{3m}}{x_{3a}}, \quad (5.3)$$

où  $x_{3m}$  désigne la largeur maximale de l'impulsion au sein du système A4DM, c'est-à-dire la largeur de l'impulsion à la jonction des fibres composant le motif élémentaire de dispersion.

Le problème posé est alors de pouvoir calculer les deux longueurs de fibre  $L_a$  et  $L_n$  du motif élémentaire composant la ligne à gestion de la dispersion qui supporte l'impulsion initiale comme point fixe.

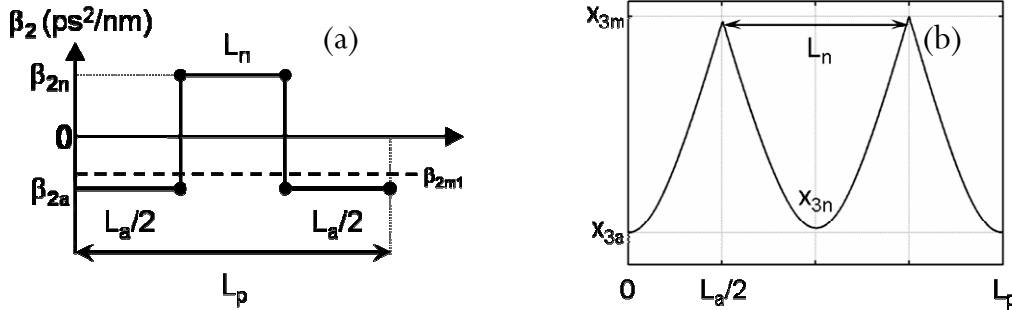


Figure V-6 (a) Premier motif de dispersion d'un système A4DM (b) Evolution de la largeur d'une impulsion dans le premier motif de dispersion d'un système A4DM.

Grâce à la méthode variationnelle décrite dans la référence [203], nous obtenons dans un premier temps le système d'équations ordinaires qui gouverne l'évolution des paramètres de l'impulsion en fonction de la distance de propagation [203] :

$$\dot{x}_1 = \frac{\beta_2}{2} x_1 x_4, \quad (5.4)$$

$$\dot{x}_2 = -\beta_2 x_5, \quad (5.5)$$

$$\dot{x}_3 = -\beta_2 x_3 x_4, \quad (5.6)$$

$$\dot{x}_4 = -\beta_2 \left( \frac{4}{x_3^4} - x_4^2 \right) - \frac{\sqrt{2}\gamma E_0}{x_3^3}, \quad (5.7)$$

$$\dot{x}_5 = 0, \quad (5.8)$$

$$\dot{x}_6 = \beta_2 \left( \frac{1}{x_3^2} - \frac{x_5^2}{2} \right) + \frac{5}{4\sqrt{2}} \gamma x_1^2, \quad (5.9)$$

où le point désigne la dérivée par rapport à  $z$  et  $E_0$  une constante du problème reliée à l'énergie de l'impulsion gaussienne  $E_g$  par :

$$E_0 = x_1^2 x_3 = E_g \sqrt{\frac{2}{\pi}}. \quad (5.10)$$

Ensuite, en prenant la dérivée selon  $z$  de l'équation (5.6), il vient :

$$\ddot{x}_3 = \frac{4\beta_2^2}{x_3^3} + \frac{\sqrt{2}\gamma\beta_2 E_0}{x_3^2}. \quad (5.11)$$

Nous intégrons alors cette équation par rapport à  $x_3$  pour obtenir l'expression suivante :

$$\frac{\dot{x}_3^2}{2} = -\frac{2\beta_2^2}{x_3^2} - \frac{\sqrt{2}\gamma\beta_2 E_0}{x_3} + C, \quad (5.12)$$

où  $C$  est une constante d'intégration qui diffère selon la section normale  $C_n$  et anormale  $C_a$ .

Les constantes  $C_a$  et  $C_n$  peuvent alors être aisément déterminées au point de chirp nul, c'est-à-dire à la distance de propagation pour laquelle  $x_4 = 0$ . Nous obtenons donc au milieu de chaque section de fibre :

$$C_a = \frac{2\beta_{2a}^2}{x_{3a}^2} + \frac{\sqrt{2}\gamma_a\beta_{2a}E_0}{x_{3a}}, \quad (5.13)$$

$$C_n = \frac{2\beta_{2n}^2}{x_{3n}^2} + \frac{\sqrt{2}\gamma_n\beta_{2n}E_0}{x_{3n}}, \quad (5.14)$$

où  $x_{3a}$  et  $x_{3n}$  désignent respectivement les largeurs minimales de l'impulsion au milieu des sections de fibre anormale et normale (voir Figure V-6(b)).

**Remarque :** comme nous l'avons vu au début de cette section,  $x_{3a}$  est une donnée du problème. Elle correspond à la largeur initiale de l'impulsion qui est injectée au sein de la ligne grâce à un demi-segment de fibre à dispersion anormale.

Finalement, par intégration de l'équation (5.12) vis-à-vis de  $z$ , nous accédons à la largeur de l'impulsion  $x_3$  en fonction de la distance de propagation et des longueurs des tronçons  $L_a$  et  $L_n$  suivant :

$$\pm\left(z - \frac{L_a}{2}\right) = f_a(C_a, \beta_{2a}, x_3) - f_a(C_a, \beta_{2a}, x_{3a}), \quad (5.15)$$

$$\pm\left(z - \frac{L_n}{2}\right) = f_n(C_n, \beta_{2n}, x_3) - f_n(C_n, \beta_{2n}, x_{3n}). \quad (5.16)$$

où  $f_a$  et  $f_n$  sont respectivement définies sur les intervalles  $[0, L_a]$  et  $[0, L_n]$  et sont données par :

$$f_a(C_a, \beta_{2a}, x_3) = \frac{\sqrt{R_a(x_3)}}{2C_a} + \frac{\gamma_a\beta_{2a}E_0}{2C_a\sqrt{C_a}} \ln\left(2\sqrt{2C_a R_a(x_3)} + 4C_a x_3 - 2\sqrt{2}\gamma_a\beta_{2a}E_0\right), \quad (5.17)$$

$$f_n(C_n, \beta_{2n}, x_3) = \frac{\sqrt{R_n(x_3)}}{2C_n} + \frac{\gamma_n\beta_{2n}E_0}{2C_n\sqrt{C_n}} \ln\left(2\sqrt{2C_n R_n(x_3)} + 4C_n x_3 - 2\sqrt{2}\gamma_n\beta_{2n}E_0\right), \quad (5.18)$$

avec :

$$R_a(x_3) = 2C_a x_3^2 - 2\sqrt{2}\gamma_a\beta_{2a}E_0 x_3 - 4\beta_{2a}^2, \quad (5.19)$$

$$R_n(x_3) = 2C_n x_3^2 - 2\sqrt{2}\gamma_n\beta_{2n}E_0 x_3 - 4\beta_{2n}^2. \quad (5.20)$$



Les expressions (5.15) et (5.16) donnent certes la largeur de l'impulsion  $x_3$  en fonction de la distance de propagation mais elles possèdent encore trop d'inconnues pour être résolues analytiquement.

Afin de réduire le nombre d'inconnues, la suite du calcul analytique utilise alors la contrainte physique qui impose la continuité de la largeur et du chirp de l'impulsion à la jonction entre deux segments de fibre successifs. En effet, à la fin du premier tronçon de longueur  $L_a$  et par conséquent, au début du tronçon de longueur  $L_n$ , la largeur de l'impulsion est maximale et vaut  $x_{3m}$ , donnée initiale reliée au taux d'élargissement par  $x_{3m} = T_e x_{3a}$ . D'où, d'après les équations (5.15) et (5.16), il vient :

$$\frac{L_a}{2} = f_a(C_a, \beta_{2a}, x_{3m}) - f_a(C_a, \beta_{2a}, x_{3a}), \quad (5.21)$$

$$\frac{L_n}{2} = f_n(C_n, \beta_{2n}, x_{3m}) - f_n(C_n, \beta_{2n}, x_{3n}). \quad (5.22)$$

A ce stade du calcul, les équations (5.21) et (5.22) ne possèdent plus que deux inconnues,  $C_n$  et  $x_{3n}$ , qui permettront d'exprimer les longueurs des deux premiers tronçons de fibre en fonction des données initiales.

La fin du calcul analytique va donc exploiter la deuxième contrainte physique qui impose la continuité du chirp au point de jonction entre deux tronçons de fibre. Or, d'après l'équation (5.6), le chirp s'exprime en fonction de la largeur de l'impulsion et de sa dérivée par :

$$x_4 = -\frac{\dot{x}_3}{\beta_2 x_3}. \quad (5.23)$$

A la fin du premier tronçon et par conséquent, au début du deuxième segment, la continuité du chirp et de la largeur de l'impulsion impose donc la relation suivante :

$$\left. \frac{\dot{x}_3}{\beta_{2n} x_3} \right|_{x_{3m}} = \left. \frac{\dot{x}_3}{\beta_{2a} x_3} \right|_{x_{3m}}. \quad (5.24)$$

En remplaçant  $\dot{x}_3$  par son expression (5.12), nous obtenons :

$$C_n = \frac{\beta_{2n}}{\beta_{2a}} \left( \frac{\sqrt{2}E_0}{x_{3m}} (\beta_{2a}\gamma_n - \beta_{2n}\gamma_a) + \frac{\beta_{2n}}{\beta_{2a}} C_a \right). \quad (5.25)$$

Finalement, à partir de l'équation (5.14), nous obtenons l'expression de  $x_{3n}$  qui est donnée par :

$$x_{3n} = \frac{\beta_{2n}}{\sqrt{2}C_n} \left( \gamma_n E_0 + \sqrt{\gamma_n^2 E_0^2 + 4C_n} \right). \quad (5.26)$$

Connaissant maintenant les expressions de  $C_a$ ,  $C_n$  et  $x_{3n}$ , les longueurs des deux premiers tronçons de fibre  $L_a$  et  $L_n$  peuvent être calculées analytiquement à partir des données du problème.

La méthodologie du calcul A4DM peut donc être résumée de la façon suivante :

- Nous connaissons les paramètres des fibres utilisées, à savoir  $\beta_{2a}$ ,  $\beta_{2n}$ ,  $\gamma_a$  et  $\gamma_n$  ainsi que les paramètres de l'impulsion initiale, c'est-à-dire son énergie  $E_0$ , sa largeur initiale  $x_{3a}$  et son taux d'élargissement dans la ligne  $T_e = \frac{x_{3m}}{x_{3a}}$  où  $x_{3m}$  est sa largeur maximale dans le motif de dispersion.
- Nous souhaitons alors calculer les longueurs de fibre du motif élémentaire de la ligne DM sans perte qui supporte l'impulsion initiale comme point fixe.

Les différentes étapes de calcul sont alors les suivantes :

1. Nous calculons  $C_a$  à partir de l'expression (5.13).
2. Et  $C_n$  à partir de l'expression (5.25).
3. Puis nous accédons à  $x_{3n}$  grâce à l'équation (5.26).
4. Enfin, les longueurs des segments  $L_a$  et  $L_n$  sont calculées à l'aide des équations (5.21) et (5.22)

En pratique, comme nous fixons initialement la longueur du pas d'amplification  $Z_a$  ainsi que le nombre de motifs élémentaires  $N$ , la longueur du motif  $L_p = L_a + L_n$  devient une contrainte physique supplémentaire. Nous démarrons donc le calcul des segments  $L_a$  et  $L_n$  avec un taux d'élargissement suffisamment faible puis, grâce à une procédure itérative, nous répétons les quatre étapes citées précédemment en augmentant progressivement le taux d'élargissement jusqu'à obtenir des longueurs de fibre vérifiant  $L_p = L_a + L_n$ .

### V.2.2.2. Calcul des autres motifs de dispersion

Suite au calcul des longueurs de fibre  $L_a$  et  $L_n$  du premier motif de dispersion du système A4DM, les autres tronçons de fibre sont ensuite calculés en tenant compte des pertes du système de la manière suivante :

Comme l'énergie du soliton DM décroît exponentiellement le long de la ligne, nous obligeons la dispersion moyenne du système A4DM à suivre cette même décroissance exponentielle de motif de dispersion en motif de dispersion. La décroissance de la dispersion moyenne permettra alors de garder un équilibre constant entre les effets non linéaires et dispersifs au cours de la propagation.

Pour ce faire, et après avoir supposé l'énergie du soliton DM comme constante le long de la première période de dispersion, nous considérons ici que l'énergie de l'impulsion décroît brutalement

au niveau de la jonction avec le deuxième motif de dispersion. Il vient alors naturellement que l'énergie disponible à l'entrée du deuxième motif de dispersion est donnée par :

$$E_2 = E_0 \exp[-(\alpha_a L_a + \alpha_n L_n)], \quad (5.27)$$

où  $\alpha_a$  et  $\alpha_n$  représentent respectivement les coefficients de perte linéique des fibres à dispersion anormale et normale.

Afin de suivre la décroissance de l'énergie, la dispersion moyenne du deuxième motif  $\beta_{2m2}$  va donc diminuer de manière similaire et s'exprime par :

$$\beta_{2m2} = \beta_{2m1} \exp[-(\alpha_a L_a + \alpha_n L_n)], \quad (5.28)$$

où  $\beta_{2m1}$  est la dispersion moyenne du premier motif de dispersion et est donnée par :

$$\beta_{2m1} = \frac{\beta_{2a} L_a + \beta_{2n} L_n}{L_p}. \quad (5.29)$$

Connaissant maintenant la longueur du motif de dispersion  $L_p$  et la dispersion moyenne du deuxième motif, nous pouvons calculer les longueurs,  $L_{a2}$  et  $L_{n2}$ , des deux nouveaux tronçons grâce au système suivant :

$$\begin{cases} \beta_{2m2} = \frac{\beta_{2a} L_{a2} + \beta_{2n} L_{n2}}{L_p} \\ L_p = L_{a2} + L_{n2} \end{cases}. \quad (5.30)$$

Nous procédons finalement de manière identique pour le calcul de tous les autres motifs de dispersion composant la période d'amplification de sorte que, pour le  $k^{\text{ième}}$  motif, les longueurs des deux tronçons de fibre s'expriment par :

$$\begin{cases} L_{ak} = \frac{L_p \left[ \beta_{2m1} \exp \left[ -\sum_{j=1}^{k-1} (\alpha_a L_{aj} + \alpha_n L_{nj}) \right] - \beta_{2n} \right]}{\beta_{2a} - \beta_{2n}}, \\ L_{nk} = L_p - L_{ak} \end{cases}, \quad (5.31)$$

où  $k=2 \dots N$ .

**Remarque :** L'avantage de cette procédure réside dans le fait que nous pouvons inclure à chaque jonction, non seulement les pertes linéiques des fibres, mais également les pertes locales du système comme la présence d'épissures, d'un coupleur, d'un filtre ou d'un acousto-optique...

Malheureusement, le système A4DM présente, de part ses  $N$  motifs de dispersion différents, une évidente complexité expérimentale. C'est pourquoi, Nakkeeran et ses collaborateurs développèrent un système A4DM simplifié, baptisé système ADM et constitué de la répétition du même motif élémentaire construit pour posséder la même dispersion moyenne que le dispositif A4DM équivalent [203].

### V.2.3. Conception du système ADM équivalent

Comme nous l'avons illustré sur la Figure V-5, le système ADM consiste simplement à transformer le système A4DM en un système DDM classique offrant des avantages similaires au système A4DM équivalent, notamment le fait de posséder les impulsions choisies comme point fixe du système.

Afin de transformer un système A4DM en son système ADM équivalent, il suffit alors de construire le système DDM qui possède la même dispersion moyenne que le système A4DM global.

La dispersion moyenne du système ADM sera donc donnée par [207] :

$$\beta_{2m}^{ADM} = \beta_{2m}^{A4DM} = \frac{1}{Z_a} \int_0^{Z_a} \beta_{2m}^{A4DM}(z) dz = \frac{\beta_{2m1}^{A4DM} [1 - \exp(-\Gamma)]}{\Gamma}, \quad (5.32)$$

où  $\Gamma$  représente les pertes totales du système A4DM sur une période d'amplification.

Connaissant la dispersion moyenne du système ADM,  $\beta_{2m}^{ADM}$ , et la longueur du motif de dispersion,  $L_p$ , nous obtenons directement les longueurs des sections ADM par [207] :

$$\begin{cases} L_a = \frac{(\beta_{2m}^{ADM} - \beta_{2n}) L_p}{\beta_{2a} - \beta_{2n}} \\ L_n = L_p - L_a \end{cases} \quad (5.33)$$

#### Exemple :

Considérons 2 fibres NZ-DSF dont les caractéristiques sont données dans le tableau suivant :

D (ps/km.nm)	$\beta_2$ (ps <sup>2</sup> /km)	A <sub>eff</sub> (μm <sup>2</sup> )	$\gamma$ (W <sup>-1</sup> /km)	$\alpha$ (dB/km)
<b>NZ-DSF 1</b>				
1.64	-2.09	59	1.9	0.20
<b>NZ-DSF 2</b>				
-1.84	2.34	55	2	0.22

Un opérateur souhaite faire propager des impulsions de 1.3ps (FWHM) à un débit de 160-Gb/s pour une puissance moyenne de 2mW (3dBm) dans un système de type ADM ayant une période d'amplification de  $Z_a=16$ km et contenant 10 motifs de dispersion. Nous considérerons également que les raccords de fibre occasionnent des pertes supplémentaires de 0.05dB par jonction.

Le calcul du système A4DM présenté dans la section précédente donne alors les dix valeurs  $L_{ak}$  et  $L_{nk}$  suivantes :

k	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$L_a$ (m)	846.89	846.81	846.73	846.66	846.59	846.53	846.48	846.43	846.39	846.35
$L_n$ (m)	753.116	753.19	753.27	753.34	753.41	753.47	753.22	753.57	753.61	753.65

Nous pouvons clairement remarquer ici les difficultés expérimentales liées à la mise en place d'un tel système. En effet, les longueurs de fibre ne diffèrent au maximum que de 0.09%, ce qui, en terme de précision de découpe, n'a aucune réalité expérimentale. Le passage en système ADM permet donc d'égaliser tous les tronçons de fibre qui sont finalement calculés en construisant le dispositif DDM qui possède la même dispersion moyenne que le système A4DM. Ces tronçons sont donc donnés par :

$Z_a$ (km)	$N$	$L_a$ (m)	$L_n$ (m)	$D_m^{ADM}$ (ps/km.nm)
16	10	846.55	753.45	0.001

La précision de découpe reste importante pour le système ADM, mais il a été montré dans la référence [203] que des fluctuations sur la longueur des tronçons A4DM, donc à priori sur les tronçons ADM, pouvaient être envisagées jusqu'à 2% tout en autorisant une propagation stationnaire.

La Figure V-7(a) montre finalement l'évolution de deux solitons dans le système ADM considéré dans le tableau précédent et sur une distance de 10.000km. Les impulsions sont initialement deux gaussiennes de 1.3ps, ayant une puissance moyenne de 2mW et séparées de 6.25ps, période correspondant à une cadence de 160-GHz. Comparé à la Figure V-7(b) qui représente la même propagation mais avec une dispersion moyenne nulle, nous observons clairement que le système ADM conduit à une propagation d'une étonnante stabilité, ce qui conforte le modèle théorique présenté dans cette section tout en soulignant que la propagation est bien pilotée par la dispersion moyenne, d'où son qualificatif de système à gestion de la dispersion moyenne.

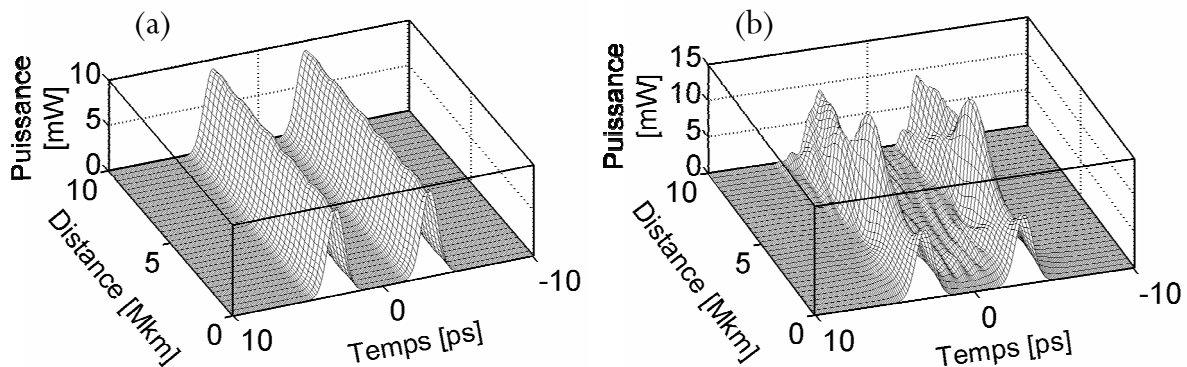


Figure V-7 (a) Evolution de deux solitons ADM sur 10.000km (b) Idem avec une dispersion moyenne nulle.

## V.2.4. Simulations numériques du système ADM

### V.2.4.1. Principe

La première étape de conception de notre ligne de transmission ADM a tout d'abord été numérique. En effet, le calcul de la ligne ADM ne donne les longueurs du motif de dispersion ou map de dispersion que pour une impulsion et une ligne de transmission données. Une série de simulations numériques a donc été réalisée afin de trouver le nombre de motifs élémentaires offrant la plus grande distance de propagation.

S'inspirant des travaux réalisés par Maruta et ses collaborateurs [200], nous avons fixé notre pas d'amplification à 16km. Nous avons ensuite conduit une série de simulations numériques basées sur la méthode de Fourier à pas divisé [7] en faisant varier l'énergie des impulsions et le nombre de motifs ADM. Les résultats seront présentés en fonction de la force de la map  $S$ , paramètre très utilisé par les concepteurs de systèmes Télécoms et qui caractérise l'amplitude des respirations que subissent les impulsions au cours de leur propagation.  $S$  est donc une conséquence directe du nombre de tronçons présents dans la carte de dispersion et est défini par [8] :

$$S = \frac{\lambda^2 (D_a L_a - D_n L_n)}{2\pi c FWHM^2}, \quad (5.34)$$

où  $D_a, L_a$  et  $(D_n, L_n)$  sont respectivement la dispersion et la longueur du tronçon de fibre anormale (normale) constituant le motif de dispersion élémentaire

Le schéma de la ligne de transmission utilisée pour nos simulations numériques est représenté sur la Figure V-8.

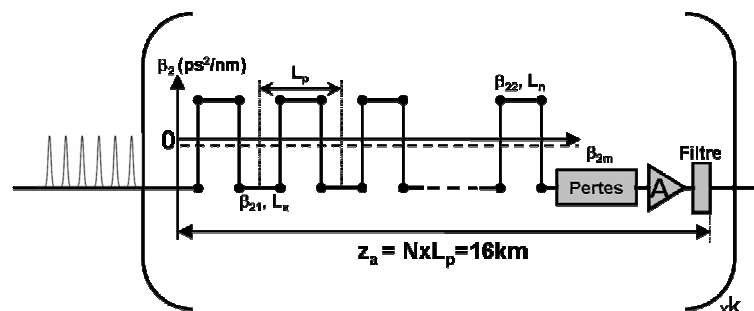


Figure V-8 Schéma du système de transmission utilisé pour les simulations numériques.

Un train d'impulsions gaussiennes de 1.3ps (FWHM) à 160-GHz est injecté dans notre système. La période d'amplification possède une longueur totale de 16km et est constituée de  $N$  motifs de dispersion construits sur la base du couple de fibres NZ-DSF $\pm$  décrit dans la simulation précédente et rappelé dans

le tableau ci-après. Une perte au raccord de 0.1dB a été également considérée et la longueur des différents tronçons a été calculée à partir de la méthode analytique ADM. Un amplificateur optique à gain plat et de figure de bruit égale à 5.5dB est utilisé pour compenser les pertes totales du système tandis qu'un filtre optique gaussien d'une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 1.8-THz est placé après celui-ci afin d'éliminer une partie de son émission spontanée

Des pertes locales supplémentaires ont finalement été rajoutées avant l'amplificateur pour simuler le passage du signal dans des dispositifs propres à notre expérience (coupleur 50:50, acousto-optique...). La dispersion d'ordre 3 ainsi que la PMD des fibres ont été négligées dans un premier temps car ces quantités n'interviennent pas dans le calcul de la ligne ADM. De plus, ces effets seront respectivement compensés en bout de ligne [210-212] et atténués par la présence d'un contrôleur de polarisation [44]. Les caractéristiques de nos simulations sont finalement résumées dans le tableau suivant :

	D (ps/km.nm)	A <sub>eff</sub> (μm <sup>2</sup> )	α (dB/km)
NZ-DSF 1	1.64	59	0.20
NZ-DSF 2	-1.84	55	0.22
Raccord (dB)	Pertes sup (dB)	NF (dB)	Filtre (THz)
0.1	6	5.5	1.8

Au cours de nos simulations, la performance du système est évaluée grâce au facteur de qualité Q, calculé ici pour une séquence de « 1 », qui symbolise en fait la qualité du signal en sortie de ligne. Le facteur Q est calculé comme étant le minimum de deux facteurs, le facteur de qualité en amplitude Q<sub>a</sub> et le facteur de qualité temporelle Q<sub>t</sub>. Comme le montre la Figure V-9 pour une séquence pseudo-aléatoire, Q<sub>a</sub> représente les variations du niveau de puissance des « 1 » et des « 0 » au niveau du récepteur tandis que Q<sub>t</sub> tient compte de la gigue temporelle des impulsions.

Dans nos simulations numériques, les facteurs Q<sub>a</sub> et Q<sub>t</sub> sont calculés après filtrage électrique du train d'impulsions, c'est-à-dire après passage du signal dans un filtre électrique gaussien de largeur (FWHM) égale à 0.7 fois le débit. Les expressions de Q<sub>a</sub> et Q<sub>t</sub> sont alors données par [8] :

$$Q_a = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_1 - \sigma_0} \quad \text{et} \quad Q_t = \frac{0.7}{2\sigma_t}, \quad (5.35)$$

où I<sub>1</sub> et I<sub>0</sub> (pris ici égale à 0 car séquence de « 1 ») sont respectivement les valeurs moyennes des puissances des « 1 » et des « 0 » au centre de masse du temps bit, σ<sub>1</sub> et σ<sub>0</sub> (pris ici égale à 0) leur variance respective et σ<sub>t</sub> représente la gigue temporelle (voir Figure V-9).

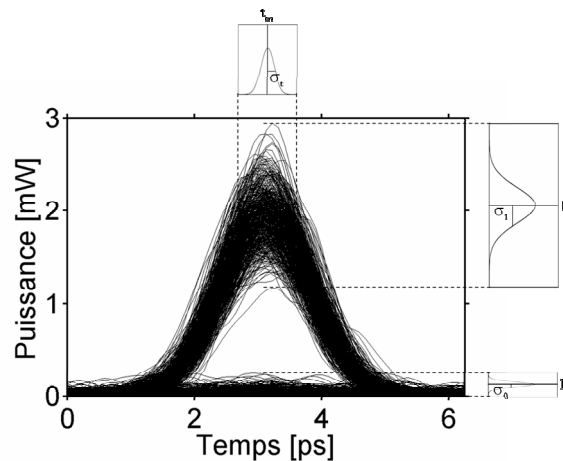


Figure V-9 Diagramme de l'œil schématisant le calcul du facteur de qualité  $Q$ .

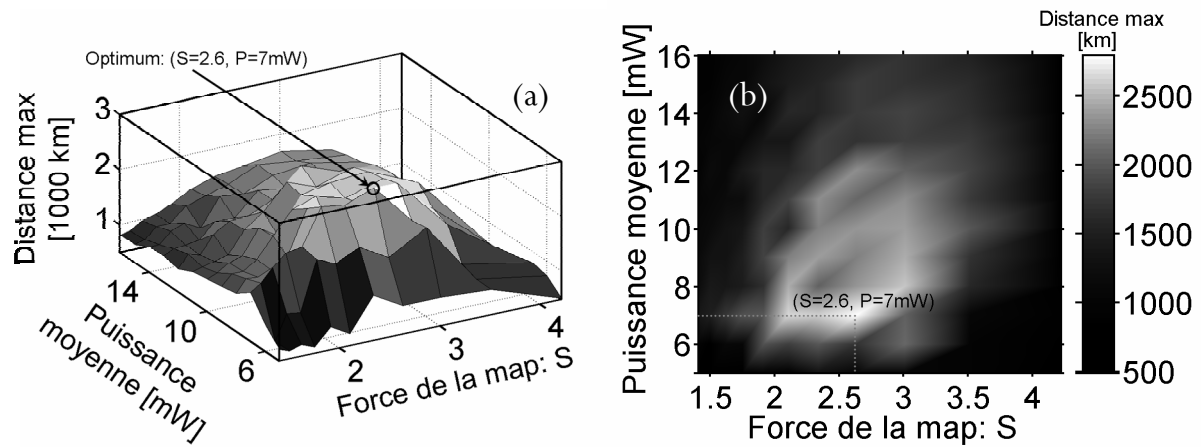
Finalement, il est important de préciser qu'un facteur de qualité de  $Q=6$  correspond, sous l'hypothèse d'une distribution gaussienne du niveau des « 1 » et des « 0 », à un taux d'erreur par bit (BER) d'environ  $10^{-9}$  [7]. Cette valeur limite  $Q=6$  représente également le critère adopté jusqu'à présent dans le domaine des Télécoms pour caractériser une transmission acceptable en terme d'erreur de détection [8]. Nous définirons donc la distance maximale de transmission d'un système comme étant la distance de propagation au bout de laquelle le facteur de qualité passe en dessous de la barre fatidique de  $Q=6$ .

### V.2.4.2. Résultats

Pour chaque valeur d'énergie et pour chaque valeur de  $S$ , nous avons ainsi obtenu la distance maximale de transmission délivrée par le système. L'ensemble de ces données nous a alors permis de construire une carte des performances schématisée ici sur la Figure V-10. Il s'agit en fait, sur la Figure V-10 (a), d'une carte des performances du système en 3 dimensions, basée sur une variation de la puissance moyenne du signal et de la force de la map. La meilleure performance est finalement obtenue pour une ligne de transmission ADM composée de 8 motifs de dispersion ayant chacun une longueur respective de 2km et composés de deux tronçons de fibre de longueur  $L_a = 1059.3\text{m}$  et  $L_n = 940.7\text{m}$ . La dispersion moyenne du système ADM est de  $D_m = 0.0032\text{ps/km.nm}$  et la puissance moyenne injectée de 7mW ; ce couple de valeurs donne alors une distance maximale de transmission de 2800km. La Figure V-10 (b) montre la projection de cette carte des performances dans le plan puissance moyenne-force de la map. Nous observons clairement qu'il existe une région de paramètres pour lesquelles la performance du système reste relativement constante, ce qui implique que notre dispositif possède une certaine



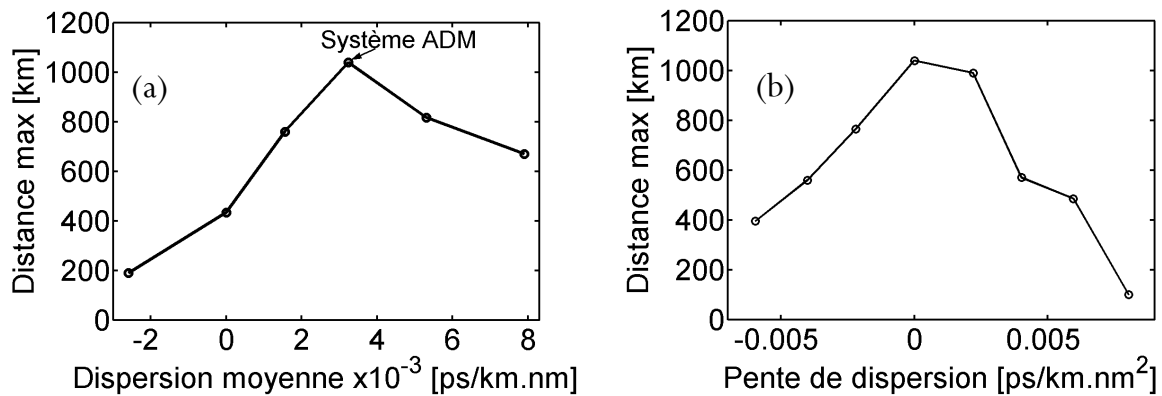
souplesse de mise en œuvre expérimentale, caractéristique non négligeable d'un point de vue implantation industrielle.



**Figure V-10** (a) Carte en 3 dimensions des performances du système ADM en fonction de la puissance moyenne circulant dans la ligne et de la force de la map (b) Idem mais en projection dans le plan puissance moyenne-force de la map.

Nous pouvons également remarquer que le point de fonctionnement optimum de notre système ADM se trouve assez éloigné de la valeur  $S=1.6$  prédite comme offrant la plus grande distance d'interaction entre solitons DM voisins [209]. Ceci peut s'expliquer par le fait que cette valeur de  $S=1.6$  n'est fondée que sur un système sans perte dans lequel deux solitons DM exacts se propagent [209]. Dans notre cas, la présence de bruit, de pertes supplémentaires au raccord et de rayonnement occasionné par l'utilisation d'impulsions gaussiennes [213], fait que la valeur  $S=2.6$  représente un bon compromis entre les interactions dues au chevauchement des impulsions lors de leur respiration et la dégradation du rapport signal à bruit occasionnée par les pertes supplémentaires et le bruit optique des amplificateurs.

De plus, et comme nous le verrons dans la section suivante, la mise en place expérimentale de la ligne ADM a nécessité une compensation de la pente de dispersion sous la forme d'un module placé en fin de boucle qui a alors engendré une perte locale supplémentaire de 4dB [210-212]. D'autre part, les pertes liées aux soudures des fibres ont été revues à la hausse à 0.2dB par raccord. Les conséquences de la gestion de la dispersion d'ordre 3 et des pertes supplémentaires (20.5dB au total) sont représentées sur la Figure V-11(a) au point symbolisé par « Système ADM ». Nous observons une nette diminution de la distance maximale de propagation à 1040km et une augmentation de la puissance optimale jusqu'à 14.15mW. Finalement, nous noterons qu'une variation de la dispersion moyenne autour du point optimum ADM engendre une nette diminution des performances du système, démontrant ainsi que la ligne ADM conduit bien aux meilleures performances.



**Figure V-11 (a)** Distance maximale de propagation en fonction de la dispersion moyenne de la ligne : 10dB de pertes supplémentaires,  $P=14.15mW$  et compensation de la TOD en fin de période d'amplification **(b)** Idem mais au point optimum ADM et en fonction de la pente de dispersion moyenne de la ligne.

La tolérance du système ADM vis-à-vis de la pente de dispersion moyenne a été également étudiée et conduit aux résultats de la Figure V-11(b). La compensation de la pente totale de la ligne ( $1.28ps/nm^2$ ) est assurée par une fibre à dispersion nulle et de pente fortement négative placée juste avant l'amplificateur. Il apparaît alors clairement qu'une mauvaise compensation de la dispersion d'ordre 3 conduit rapidement à une chute brutale des performances du système, justifiant ainsi l'utilisation d'un module de compensation de la pente de dispersion dans la mise en œuvre expérimentale [87, 197, 210, 211].

## V.2.5. Mise en place expérimentale du système ADM

### V.2.5.1. Principe de la boucle à recirculation

Pour des raisons évidentes de logistique et de budget, il nous est impossible de reproduire en laboratoire un système de télécommunication par fibres optiques de type terrain. En effet, comme l'illustre la Figure V-12(a), un dispositif réel relaie des informations d'une ville à l'autre à travers un réseau de fibres optiques de plusieurs centaines, voire plusieurs milliers de kilomètres, longueur de fibre et nombres d'instrument alors impossible à rassembler au sein d'un même laboratoire [7, 8, 98].

Afin de pallier ce problème, l'astuce est donc d'utiliser une boucle à recirculation d'impulsions [7, 8, 92, 96, 200]. Le principe général en est schématisé sur la Figure V-12(b). La boucle à recirculation représente en fait un tronçon, ou période d'amplification, d'une ligne réelle de transmission dans laquelle les impulsions sont réinjectées un certain nombre de fois afin de simuler la propagation des informations sur de grandes distances (plusieurs milliers de kilomètres). Un coupleur permet l'entrée, la sortie et la recirculation du signal au sein de la boucle, tandis qu'un jeu d'acousto-

optiques permet de synchroniser l'ensemble. Le premier acousto-optique, AO1, permet simplement de remplir la boucle. L'AO2 se ferme quand le début du train d'impulsions atteint la fin de la boucle et reste fermé tout au long de la propagation. Finalement, l'AO3 permet d'analyser le signal au sortir de la boucle à un nombre de tours précis et donc à une distance donnée.

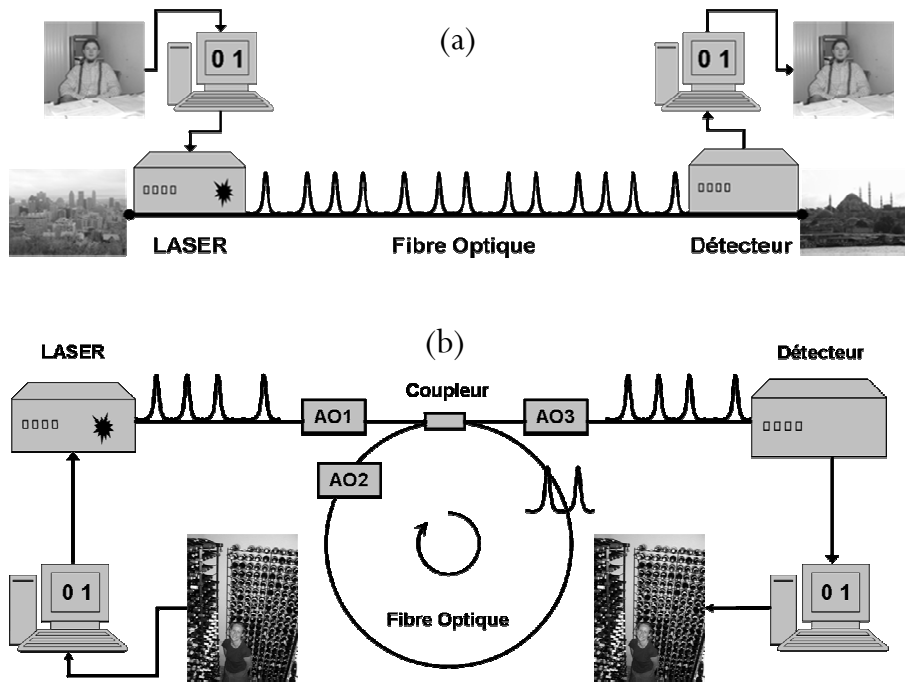


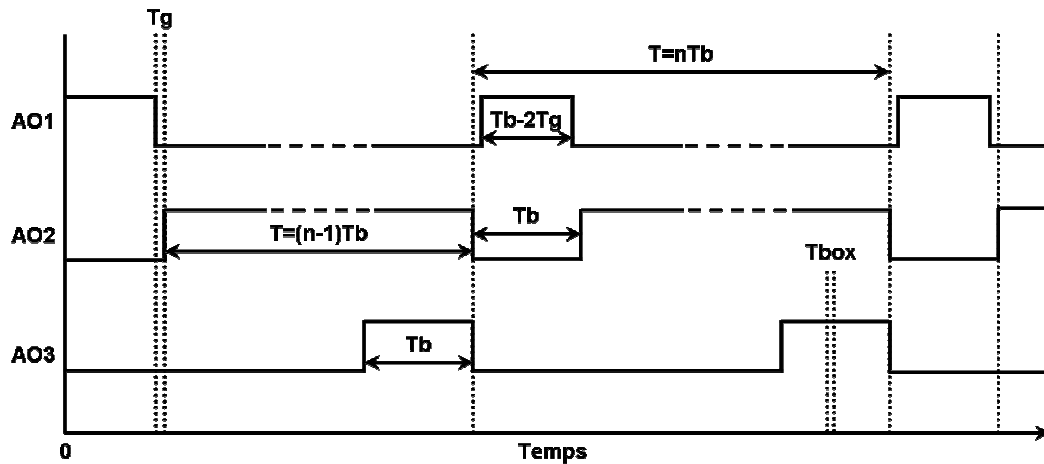
Figure V-12 (a) Principe d'un système de télécommunication par fibres optiques de type terrain (b) Principe d'une boucle à recirculation, AO : acousto-optique.

### V.2.5.2. Réglage des acousto-optiques

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, l'ensemble du dispositif expérimental est synchronisé par un ensemble de 3 acousto-optiques commandés par un générateur HF de créneaux. La Figure V-13 illustre le principe de synchronisation de notre boucle à recirculation. La durée d'une procédure de propagation,  $T$ , qui se répète indéfiniment, est définie par le nombre de tours de boucle effectués  $n$ , multiplié par le temps de parcours des impulsions au sein de la boucle,  $T_b$ .

Au début de cette procédure, l'AO1 permet de remplir la boucle tout en gardant une marge,  $T_g$ , avant et après le train d'impulsions, ceci afin d'éviter le recouvrement du train sur lui-même. L'AO1 se ferme donc (en terme d'interrupteur) sur une durée égale à  $T_b - 2T_g$  et s'ouvre dès cette étape de remplissage accomplie. Quant à l'AO2, il se ferme quand le début du train d'impulsions délivré par l'AO1 atteint la fin de la boucle et restera fermé tout au long de la propagation. L'AO2 se ferme donc avec un retard sur l'AO1 égal à  $T_b - T_g$  et sur une durée égale à  $(n-1)T_b$ . L'AO2 permet en fait, à chaque

nouvelle propagation, de nettoyer la boucle des éventuelles impulsions et du bruit optique restant prisonniers de celle-ci. Finalement, l'AO3 permet d'analyser le signal au sortir de la boucle à un nombre de tours donné. Il ne laisse passer les informations que sur une durée correspondant au temps de parcours de la boucle,  $T_b$ , et avec un retard déterminé par le nombre de tours à analyser,  $n_a$ , c'est-à-dire un retard égal à  $n_a T_b$ . Le signal obtenu grâce à l'AO3 est ensuite moyenné à l'aide d'un boxcar dont la fenêtre temporelle est schématisée par  $T_{box}$  sur la Figure V-13 puis visualisé sur un oscilloscope.



**Figure V-13** Principe de synchronisation de la boucle à recirculation,  $T_b$  : temps de parcours au sein de la boucle,  $T_g$  : temps de garde,  $T$  : période de la propagation,  $n$  : nombre de tours de propagation et  $T_{box}$  : fenêtre temporelle du boxcar.

Nous pouvons illustrer cette procédure de synchronisation par une application numérique correspondant à notre dispositif expérimental. Le temps de parcours au sein de la boucle à recirculation est obtenu en générant à l'aide de l'AO1, puis en l'injectant dans la boucle déployée, un créneau optique d'une durée de  $10\mu s$ . Le créneau optique est alors visualisé en sortie de ligne grâce à un oscilloscope et une photodiode. Nous comparons finalement le signal électrique commandant l'AO1 et le signal lumineux issu de la boucle à recirculation pour en déduire le temps de parcours au sein de celle-ci.

Le temps de parcours de notre boucle à recirculation ayant été mesuré à  $102.5\mu s$ , nous souhaitons synchroniser notre boucle afin d'analyser le 10<sup>ième</sup> tour d'une propagation qui en compte 11. En prenant un temps de garde de  $0.2\mu s$ , il vient que les acousto-optiques doivent être commandés de la manière suivante :

	Retard ( $\mu s$ )		Durée ( $\mu s$ )	
AO1	0	0	$T_b - 2T_g$	102.1
AO2	$T_b - T_g$	102.3	$(n-1)T_b$	1025
AO3	$n_a T_b - T_g$	1024.8	$T_b$	102.5

D'un point de vue expérimental, la synchronisation de la boucle se fait de manière automatique grâce à un ordinateur. L'ensemble du dispositif, acousto-optiques comme autocorrélateur, est en fait commandé à distance par un programme développé sous *Labview* dont la façade est représentée sur la Figure V-14.

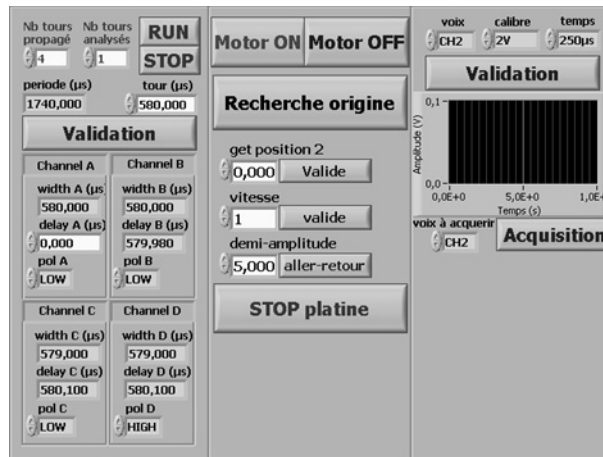


Figure V-14 Façade de l'application Labview commandant la boucle à recirculation.

### V.2.5.3. Mise en place de la boucle à recirculation

Le dispositif expérimental initialement proposé afin de valider le modèle théorique, présenté dans la section précédente, est schématisé sur la Figure V-15.

La source à 160-GHz que nous souhaitons faire propager est générée à partir d'un battement sinusoïdal suivant la méthode de mélange à quatre ondes multiple décrite au paragraphe III.2 [9]. Le battement initial est obtenu par la superposition de deux ondes continues délivrées par deux diodes lasers centrées autour de 1550nm et séparées de 160-GHz. Une fois combinées grâce à un coupleur 50:50, le spectre des deux ondes est élargi à l'aide d'un modulateur de phase afin de s'affranchir de l'effet Brillouin au sein de la fibre de compression. Le battement ainsi modulé à 130-MHz est ensuite amplifié à 27.2dBm grâce à un amplificateur à fibre dopée Erbium et à maintien de polarisation puis injecté dans une fibre NZ-DSF de 1km de long possédant une dispersion anormale de  $D=1\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}$ . Après compression du battement initial dans la fibre NZ-DSF par mélange à quatre ondes multiple, le profil d'intensité des impulsions ainsi générées correspond à un train de gaussiennes de 1.27ps (duty cycle de 4.9), sans piédestal, non chirpées et ayant un taux d'extinction d'environ 20dB [9]. La qualité et les caractéristiques des impulsions générées font donc de notre dispositif expérimental une excellente source Télécom relativement propice à la propagation.

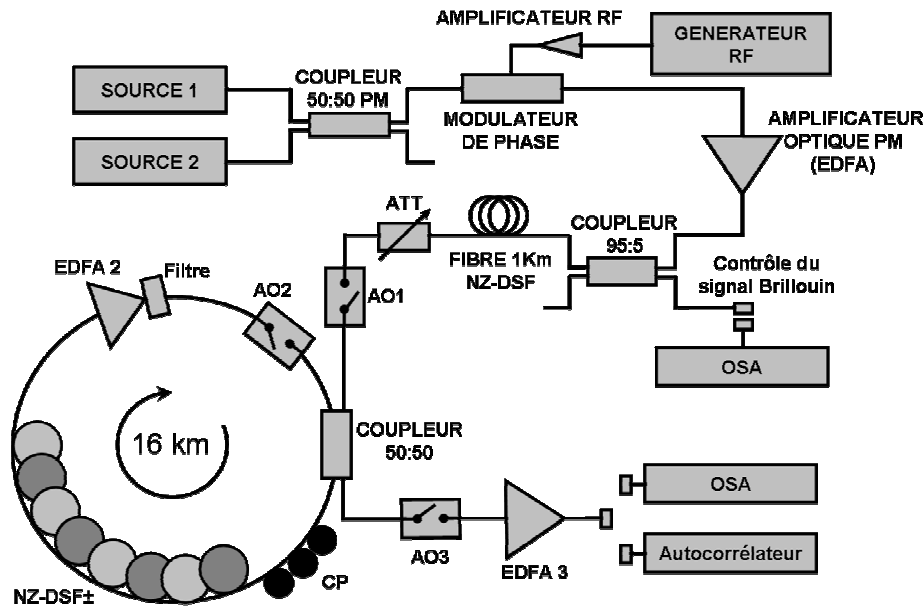


Figure V-15 Boucle à recirculation expérimentale. PM : maintien de polarisation, ATT : atténuateur variable, AO : acousto-optique et CP : contrôleur de polarisation.

La propagation de ces impulsions s'effectue ensuite dans les 8 motifs élémentaires de la configuration ADM optimale déterminée à la section V.2.4.2. Il s'agit de 8 motifs d'une longueur de 2km pour une dispersion moyenne de 0.0032ps/km.nm et composés de deux tronçons de fibre NZ-DSF Alcatel ayant les caractéristiques suivantes :

Fibre	L (m)	D (ps/km.nm)	S (ps/km.nm <sup>2</sup> )	PMD (ps/km <sup>1/2</sup> )	Aeff (μm <sup>2</sup> )	Pertes (dB/km)
NZ-DSF +	1059.3	1.64	0.07	0.1	59	0.20
NZ-DSF -	940.7	-1.84	0.09	0.1	55	0.22

D'autre part, un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA 2, IPG 23dBm) ayant une figure de bruit de 5dB permet de compenser les pertes totales du système mesurées à 21dB. Un filtre optique gaussien, de largeur à mi-hauteur de 1.8THz et accordable en longueur d'onde, permet d'éliminer une partie du bruit optique généré par l'amplificateur tandis qu'un acousto-optique AO2 permet de nettoyer la boucle à recirculation avant chaque tir de propagation. Finalement, le signal est amplifié par un troisième amplificateur (EDFA 3) avant d'être analysé par un système d'autocorrélation à génération de second harmonique ou par un OSA.

### V.2.5.3.1. Compensation du système de réception

Afin d'éviter toute déformation du signal pouvant être occasionnée par la dispersion chromatique du système de détection, nous avons réalisé dans un premier temps une fine compensation linéaire de la dispersion chromatique de la sortie de la boucle à recirculation. En effet, à 160-Gb/s, la tolérance des systèmes de transmission vis-à-vis de la dispersion chromatique résiduelle n'est seulement que de 2ps/nm [214, 215]. Le dispositif expérimental utilisé est schématisé sur la Figure V-16(a). La puissance moyenne de la source à 160-GHz est tout d'abord fortement diminuée par un atténuateur variable (ATT) puis directement connectée au dispositif de détection composé d'un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA 3, *Keopsys* 23dBm) ayant une figure de bruit de 4.5dB et d'un acousto-optique AO3. Ensuite, et grâce à un jeu de segments de fibre de différentes longueurs et dispersions, nous avons ajusté la dispersion chromatique de l'ensemble jusqu'à obtenir une trace d'autocorrélation identique à celle correspondant à notre train d'impulsions initial. La Figure V-16(b) montre les résultats expérimentaux. Nous constatons que le dispositif de détection possède une dispersion chromatique anormale et relativement faible, car peu d'élargissement de la fonction d'autocorrélation est alors observé. La compensation s'est donc effectuée à partir d'une fibre DCF ayant une dispersion de -95.4ps/km.nm et une pente nulle. En comparant les différentes courbes de la Figure V-16(b), nous avons finalement conclu que le dispositif de détection était entièrement compensé par l'adjonction d'un tronçon de fibre possédant une dispersion chromatique de -0.315ps/nm soit 3.3m de fibre DCF.

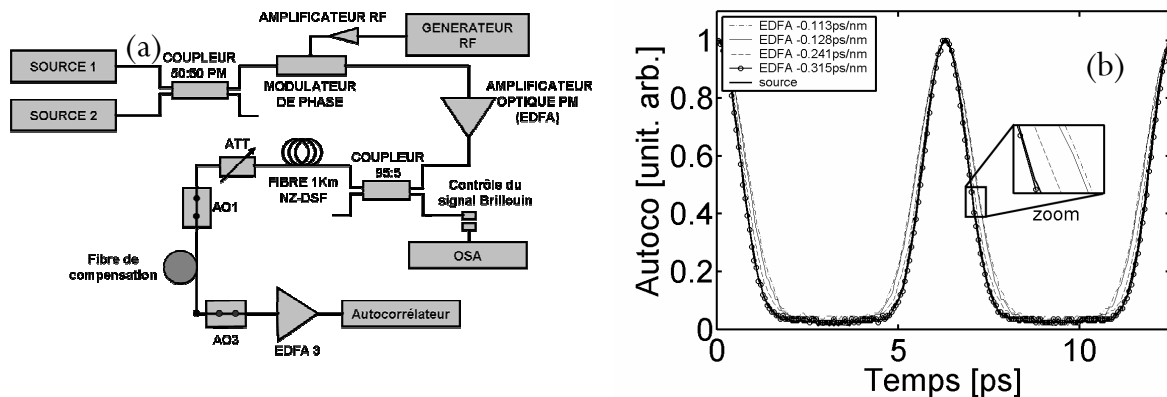


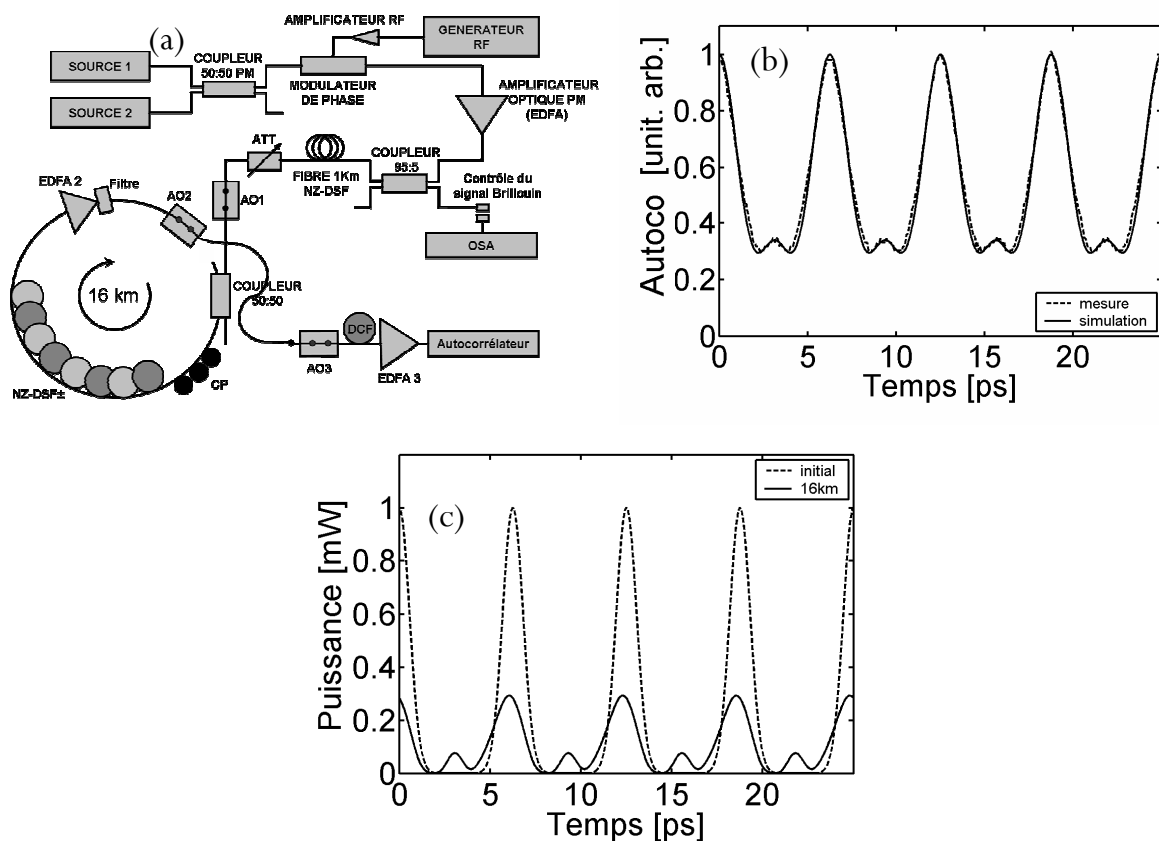
Figure V-16 (a) Dispositif expérimental de compensation du système de réception (b) Résultats expérimentaux.

### V.2.5.3.2. Compensation de la dispersion d'ordre 3

A 160-GHz, le spectre des impulsions étant relativement large, la dispersion chromatique d'ordre 3 ne peut plus être négligée et devient même l'effet prédominant sur la propagation si la dispersion d'ordre 2 est correctement compensée [21, 87, 91, 93, 94, 96, 197]. Les fibres utilisées pour construire notre boucle à recirculation possèdent une pente de dispersion moyenne de 0.08ps/km.nm<sup>2</sup>. L'accumulation

de cette pente rend alors impossible la propagation de notre train d'impulsions sur plus de quelques tours de boucle [87, 96].

La Figure V-17 illustre la dégradation du train d'impulsions par la pente de dispersion après propagation dans notre boucle à recirculation en configuration déployée. Le train d'impulsions est dans un premier temps injecté grâce à l'AO1 dans notre boucle composée des 16km de fibres NZ-DSF $\pm$ , de l'amplificateur EDFA 2, du filtre optique et de l'AO2, puis est analysé à l'aide de notre système de détection préalablement compensé en dispersion, comme nous l'avons vu au paragraphe précédent. La Figure V-17(a) montre le schéma expérimental tandis que la Figure V-17(b) nous dévoile la trace d'autocorrélation en sortie de boucle.



**Figure V-17** (a) Boucle à recirculation expérimentale en configuration déployée (b) Comparaison entre simulation numérique et résultat expérimental pour la fonction d'autocorrélation du train d'impulsions à 160-GHz après propagation dans la boucle déployée (c) Profil d'intensité correspondant à la simulation précédente : initial (traits pointillés) et après propagation dans la boucle déployée (trait plein).

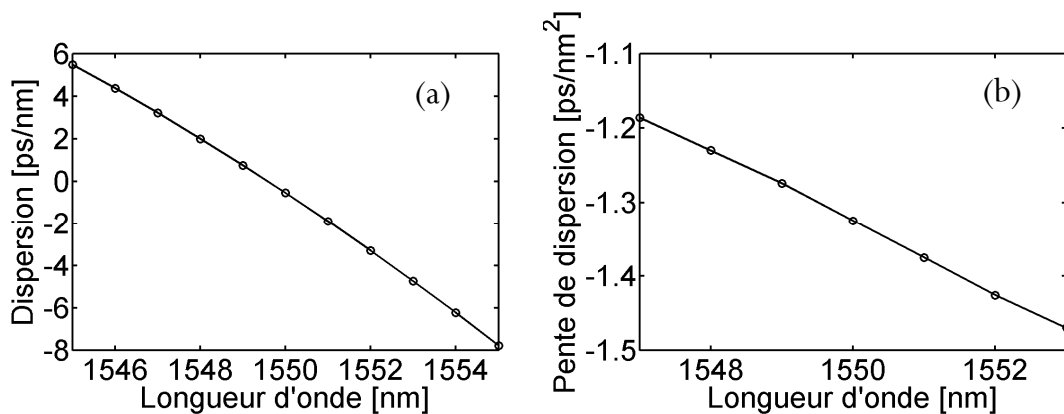
Nous observons clairement une sévère dégradation du signal après seulement 16km de propagation et notamment par l'augmentation du fond continu de l'autocorrélation. D'autre part, afin de mieux mesurer l'impact de la dispersion d'ordre 3, nous avons simulé numériquement la propagation de notre train d'impulsions à 160-GHz au sein de notre boucle. La pente de dispersion utilisée dans la simulation est celle des fibres NZ-DSF $\pm$ , mesurée au total à 1.32ps/nm $^2$ . La dispersion chromatique moyenne



d'ordre 2 a été prise égale à  $0.003\text{ps/km.nm}$  au sein de la boucle à recirculation puis accompagnée d'une propagation supplémentaire dans 50m de SMF standard ( $D=17\text{ps/km.nm}$ ) afin de simuler la propagation dans les divers composants et rallonges de fibre présents dans la boucle à recirculation. La comparaison sur la Figure V-17(b) entre les traces d'autocorrélation expérimentales et numériques montre l'exactitude de nos prévisions théoriques et nous prouve finalement, qu'à très haut débit ( $>40\text{-GHz}$ ), une gestion simultanée des dispersions d'ordre 2 et d'ordre 3 devient indispensable. La Figure V-17(c) nous montre par ailleurs le profil d'intensité issu de la simulation numérique après propagation dans les 16km de boucle. Nous observons alors une nette asymétrie des impulsions qui empêche toute propagation supplémentaire.

Afin de pallier cette limitation majeure, nous avons opté pour une gestion de la pente de dispersion au sein de notre système et fait réaliser un module de compensation de la dispersion d'ordre 3 sur mesure (HOM) par une entreprise israélienne : *LaserComm* [210-212]. Le principe du module de compensation est de convertir le mode de propagation de la lumière LP01 en un mode supérieur LP02 qui peut alors atteindre des valeurs de dispersion et de pente de dispersion négatives et bien plus élevées [210-212]. L'avantage de ce type de dispositif est la large valeur de dispersion qui permet de réduire les longueurs de fibre du module pour ainsi diminuer les effets de pertes et de PMD [210-212]. D'autre part, l'aire effective du mode LP02 dans un module HOM ( $\sim 65\mu\text{m}^2$  [212]) étant plus élevée que celle du mode LP01 dans une fibre DCF classique ( $\sim 20\mu\text{m}^2$ ), ce type de module se trouve être moins sensible aux effets non linéaires que les fibres DCF classiques de compensation de la dispersion [210-212].

Le module HOM nous a donc été livré avec les caractéristiques suivantes : une PMD inférieure à  $0.5\text{ps}$ , des pertes d'environ  $4\text{dB}$ , une dispersion et pente de dispersion visibles sur la Figure V-18. Conséquemment, à  $1550\text{nm}$ , le module possède une dispersion de  $-0.6\text{ps/nm}$  et une pente de dispersion de  $-1.326\text{ps/nm}^2$  qui permet alors de compenser plus de 96% de la dispersion d'ordre 3 de notre boucle à recirculation.

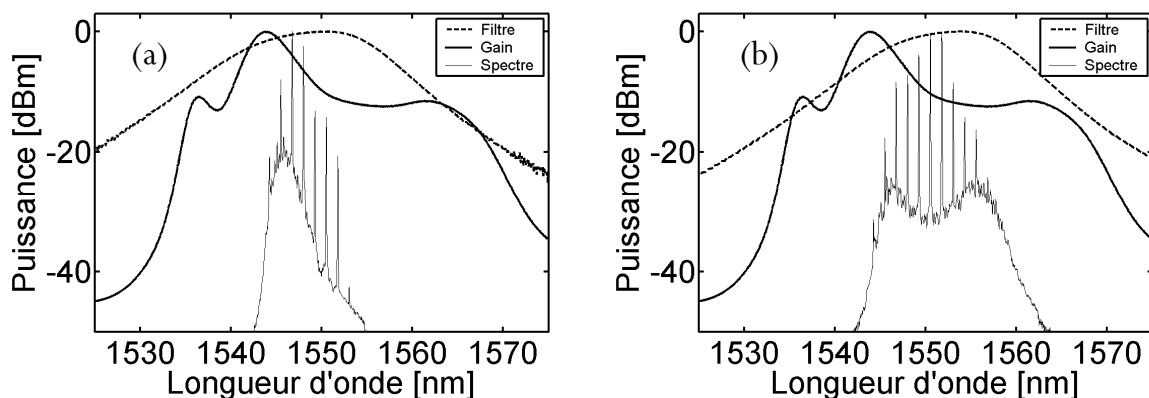


**Figure V-18** (a) Dispersion chromatique du module de compensation de la dispersion d'ordre 3 (HOM), données LaserComm (b) Pente de la dispersion du module de compensation HOM.





deviennent de véritables limitations à très haut débit [23, 87, 88, 93, 94]. Dans cette même optique, l'amplification d'un large spectre peut devenir un sérieux problème si la courbe de gain n'est pas plate. La Figure V-21 illustre la difficulté d'amplifier notre train d'impulsions sans déséquilibrer son spectre. En effet, la Figure V-21(a) montre que la courbe de gain de l'amplification Erbium est malheureusement loin d'être plate. Par conséquent, le passage répété de notre train d'impulsions dans l'EDFA 2 déséquilibre totalement son spectre et annihile sa propagation après seulement 320km. L'astuce est donc d'utiliser un filtre optique accordable en longueur d'onde (ici gaussien) et d'une largeur à mi-hauteur de 1.8THz (courbe en pointillés sur la Figure V-21), de sorte à aplanir la courbe de gain en décalant plus ou moins la longueur d'onde centrale du filtre. La Figure V-21(b) confirme cette idée puisqu'un décalage fréquentiel du filtre optique de 3nm permet de corriger le déséquilibre du gain et améliore considérablement la qualité du spectre des impulsions après 320km de propagation.



*Figure V-21 (a) Spectre du train d'impulsions (trait plein fin) après 320km de propagation avec le filtre optique centré autour de 1550nm (traits pointillés), gain de l'amplificateur EDFA (trait plein) (b) Idem avec le filtre centré autour de 1553nm.*

### V.2.6.2. Mise en évidence d'un régime solitonique

La stabilité du soliton ADM est, comme dans le cas d'un soliton fondamental et contrairement à la gestion de la dispersion classique, liée à un équilibre entre la dispersion chromatique et la non linéarité. Il est donc intéressant de mettre expérimentalement en évidence cette dépendance de la stabilité vis-à-vis de la puissance moyenne. Les Figure V-22(a) et (b) montrent respectivement les traces d'autocorrélation du train d'impulsions à 160-GHz pour différentes puissances moyennes d'injection dans la ligne après 160 et 480km de propagation. Pour les deux distances de propagation, nous observons clairement une nette dépendance de la qualité des impulsions vis-à-vis de la puissance moyenne injectée dans la ligne. Il apparaît en effet, aussi bien à 160 qu'à 480km de propagation, que

pour des puissances moyennes inférieures et supérieures à 13mW, le fond continu de la trace d'autocorrélation augmente. Ce phénomène indique d'une part que la qualité des impulsions devient plus médiocre, mais surtout qu'il existe une puissance moyenne optimale permettant une plus grande stabilité des impulsions. La puissance moyenne optimale mesurée pour les deux distances de propagation est d'environ 13mW, valeur relativement proche de celle prévue théoriquement sur la Figure V-11(a) qui est de 14.15mW. Cet excellent résultat valide finalement nos prévisions numériques et prouve que la propagation de notre train d'impulsions est pilotée par la dispersion moyenne non nulle de la ligne ADM et s'effectue bien dans un régime de type solitonique.

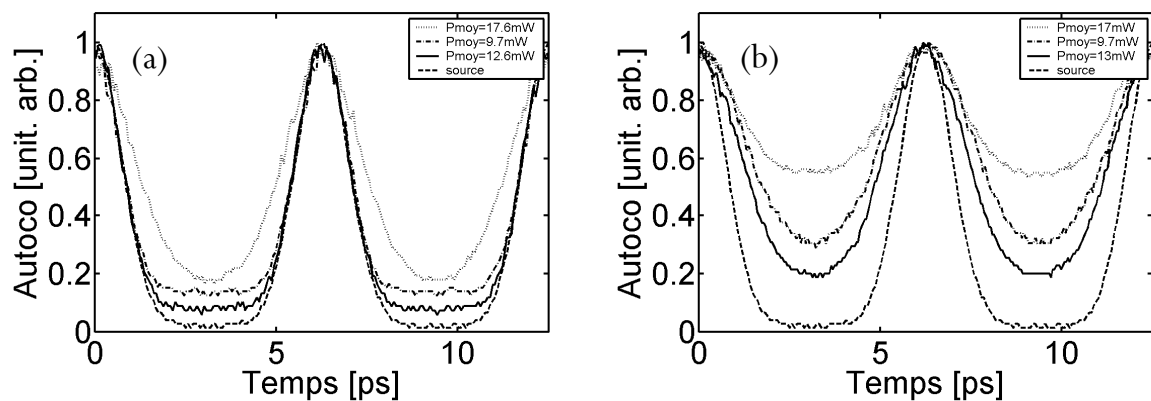


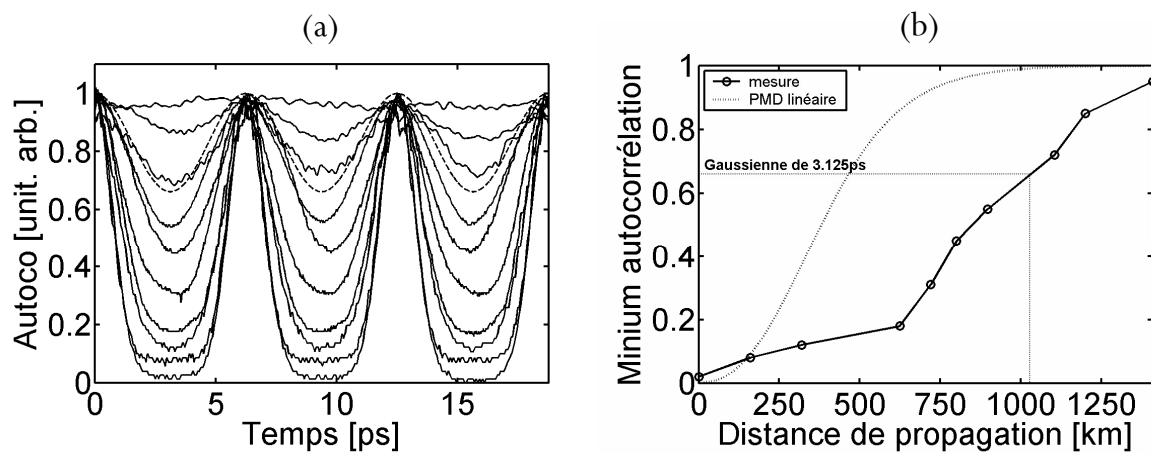
Figure V-22 (a) Traces d'autocorrélation du train d'impulsions à 160-GHz en fonction de la puissance moyenne circulant dans la ligne et après 160km de propagation (b) Idem après 480km de propagation.

### V.2.6.3. Résultats de propagation

Après avoir soigneusement optimisé le décalage du filtre et la puissance moyenne, la dispersion de la boucle fut finement ajustée en insérant 5m de SMF de sorte à obtenir la distance maximale de propagation. Un réglage manuel de l'état de polarisation grâce au contrôleur de polarisation [44] a été également réalisé afin de minimiser les effets de la PMD ( $0.1ps/km^{1/2}$ ) au cours de la propagation [21, 23, 88, 93, 185, 216]. La PMD variant de façon aléatoire au cours du temps mais aussi en fonction de l'environnement (température, vibrations...), notre système ne reste stable vis-à-vis de la polarisation que sur une durée inférieure à 30min. Par conséquent, l'analyse FROG du signal en sortie de boucle est rendue impossible et notre train d'impulsions après propagation ne sera finalement caractérisé que par sa fonction d'autocorrélation.

La Figure V-23(a) montre la trace d'autocorrélation de notre train d'impulsions à 160-GHz en fonction de la distance de propagation. Nous observons clairement une dégradation progressive des impulsions par l'augmentation du fond continu de l'autocorrélation, quantifiée ici sur la Figure V-23(b)

en fonction de la distance de propagation. Nous noterons également à titre de comparaison, et ce afin de mieux illustrer la qualité des impulsions au cours de la propagation, que le fond continu de l'autocorrélation mesuré expérimentalement atteint celui d'un train d'impulsions gaussiennes de largeur (FWHM) égale à la moitié du temps bit (3.125ps) à une distance de propagation légèrement supérieure à 1000km (voir Figure V-23(b)). A titre indicatif, la fonction d'autocorrélation du train d'impulsions gaussiennes de 3.125ps a été également reproduite sur la Figure V-23(a) en traits pointillés et nous donne, selon ce critère, une distance maximale de transmission mesurée à 896km. Cette distance de transmission est alors apparue comme étant largement supérieure à celle obtenue par Maruta et ses collaborateurs en 2000 (336km à 87-GHz) [200] et surtout supérieure à la meilleure performance monocanale à 160-Gb/s jamais réalisée et détenue jusqu'alors par Augé *et al.* avec une distance maximale de 480km [13].

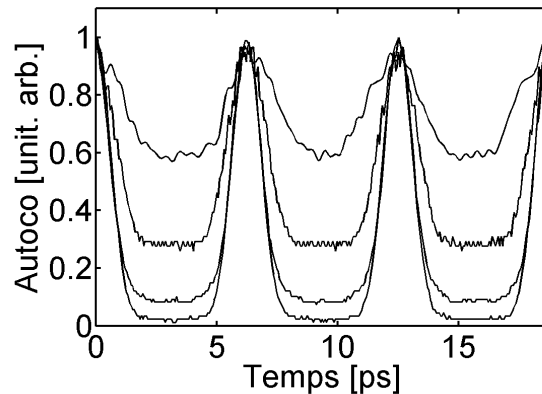


**Figure V-23** (a) Traces d'autocorrélation expérimentales du train d'impulsions à 160-GHz en fonction de la distance de propagation, de bas en haut, à 0, 160, 320, 624, 720, 800, 896, 1104, 1200 et 1408km (trait plein), fonction d'autocorrélation d'un train d'impulsions gaussiennes d'une durée FWHM de 3.125ps (pointillés) (b) Minimum de la fonction d'autocorrélation mesuré expérimentalement en fonction de la distance de propagation (cercles) et minimum donné par un modèle de PMD en régime linéaire (points).

Le phénomène de dégradation observable sur la Figure V-23(a) et lié à l'élargissement des impulsions peut être en partie expliqué par la présence de PMD [7, 8, 22-24, 26, 28-30, 217]. La présence de biréfringence aléatoirement répartie le long de la ligne tend naturellement à élargir les impulsions au cours de leur propagation [7, 8, 22-24, 26, 28-30, 217]. Malheureusement, la PMD de la boucle à recirculation est apparue comme étant relativement élevée puisque mesurée en moyenne à  $0.1\text{ps}/\text{km}^{1/2}$ . Nous avons donc tracé sur la Figure V-23(b) le minimum moyen de la fonction d'autocorrélation en fonction de la distance de propagation pour un train d'impulsions gaussiennes évoluant en régime linéaire dans une ligne possédant une PMD égale à  $0.1\text{ps}/\text{km}^{1/2}$  (en points) et d'après le modèle développé par Garnier *et al.* dans la référence [26]. Nous observons alors une bien meilleure qualité

d'impulsions pour nos données expérimentales que pour le modèle linéaire. Ces observations confirment d'une part que nous sommes bien en présence d'un régime de type plus solitonique que linéaire et que nous profitons certainement d'une combativité des impulsions vis-à-vis de la PMD [24, 217-219] et d'autre part que le contrôleur de polarisation joue un rôle majeur dans la minimisation des effets de PMD [21, 44, 93].

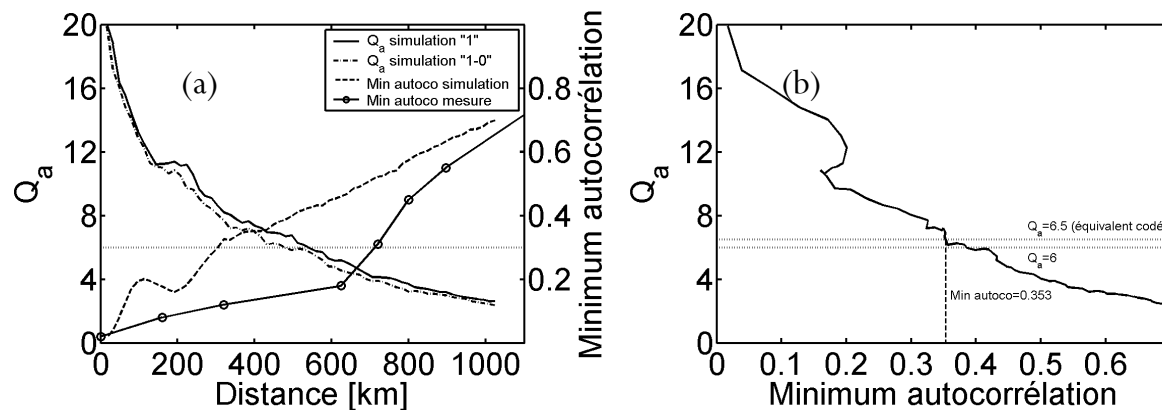
Nous avons d'ailleurs mesuré l'impact du contrôleur de polarisation (CP) en ôtant celui-ci de la boucle à recirculation. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la Figure V-24. Sans CP, nous observons une dégradation du signal bien plus rapide que celle observée sur la Figure V-23(a), en particulier après 600km de propagation. Ces résultats prouvent que la qualité de la propagation dépend fortement de l'état de polarisation du signal et que, par conséquent, la PMD y joue un rôle majeur. Ces résultats confortent également le rôle primordial du contrôleur de polarisation dans la minimisation des effets de PMD [21, 44, 93].



**Figure V-24** Traces d'autocorrélation expérimentales du train d'impulsions à 160-GHz en fonction de la distance de propagation sans contrôleur de polarisation, de bas en haut, à 0, 160, 320 et 640km.

Ces résultats expérimentaux restent malheureusement difficiles à comparer avec les résultats numériques de la section précédente car la fonction d'autocorrélation ne donne aucun renseignement sur la valeur du facteur de qualité. Nous pouvons toutefois donner une corrélation supplémentaire en réalisant une série de simulations numériques relatant les performances de notre ligne expérimentale en incluant l'ensemble des effets d'ordre supérieur et notamment la PMD ( $0.1\text{ps}/\text{km}^{1/2}$ ) que nous soupçonnons fortement comme étant l'effet limitatif de notre système [23, 25, 26, 31]. Le phénomène de PMD a été simulé de manière classique comme décrit dans la section I.7.1.4, c'est-à-dire en utilisant le système d'équations couplées de Schrödinger non linéaires et en modélisant la fibre optique comme une concaténation de tronçons biréfringents de faible longueur (ici 2.5m) dont les axes neutres sont tirés aléatoirement au cours de la propagation. Une phase aléatoire est également ajoutée entre les deux composantes orthogonales après chaque tronçon biréfringent pour s'assurer que la polarisation effective bien une trajectoire totalement aléatoire sur la sphère de Poincaré [7, 8, 24, 26]. Finalement, la nature

statistique de la PMD nous a également conduit à réaliser un moyennage des résultats sur une centaine de simulations. Nous avons donc simulé la propagation d'un train d'impulsions gaussiennes de 1.3ps (FWHM) composé de 128 bits codés d'une part ( $P_{\text{moy}}=7.075\text{mW}$ ) et non codés d'autre part ( $P_{\text{moy}}=14.15\text{mW}$ ). Le résultat de ces simulations nous a alors permis d'évaluer non seulement l'influence de la présence de « 0 » au sein de la séquence propagée mais également d'établir une relation entre le minimum de la fonction d'autocorrélation du train d'impulsions et son facteur de qualité  $Q_a$  ( $Q_t$  étant beaucoup plus élevé,  $Q_a$  limite la propagation). Les résultats sont présentés sur la Figure V-25.



**Figure V-25 (a)** Facteur de qualité  $Q_a$  en fonction de la distance de propagation dans le système expérimental réel ( $PMD=0.1\text{ps}/\text{km}^{1/2}$ ), pour un train d'impulsions codé (points-traités), pour un train d'impulsions non codé (trait plein), 128bits,  $P_{\text{moy}}=14.15\text{mW}$ ,  $FWHM=1.3\text{ps}$ , moyennage sur 100 simulations. Minimum de la fonction d'autocorrélation correspondant au train d'impulsions non codé en fonction de la distance de propagation, moyenné sur 100 simulations (traits pointillés), mesurée expérimentalement (cercles) **(b)** Evolution du facteur de qualité  $Q_a$  en fonction du minimum de la fonction d'autocorrélation pour le train d'impulsions non codé (moyennage sur 100 simulations).

Il apparaît tout d'abord sur la Figure V-25(a) que la présence de PMD dégrade considérablement les performances de notre système. La distance maximale de transmission pour un train codé se voit décroître de 1040km sur la Figure V-11(a) à seulement 478km sur la Figure V-25(a) !!! La PMD est donc bien, après la compensation de la pente de dispersion, l'effet le plus limitatif pour notre système de transmission [22, 28, 29, 91, 94, 200].

De plus, nous observons clairement sur la Figure V-25(a) que la présence de « 0 » dans le train de 128 bits ne perturbe que très légèrement les performances du système. En effet, la pénalité moyenne sur le facteur  $Q_a$  occasionnée par la présence de « 0 » ne s'avère être que de 0.5 comparé au train d'impulsions non codé. Une propagation sans erreur d'un train codé peut alors être considérée comme équivalente à une propagation d'impulsions non codées ayant un facteur de qualité  $Q_a$  supérieur à 6.5.

D'autre part, si nous comparons les minima de la fonction d'autocorrélation obtenus numériquement et expérimentalement, nous constatons sur la Figure V-25(a) que nos résultats expérimentaux conduisent à une meilleure qualité d'impulsions et donc à de meilleures performances

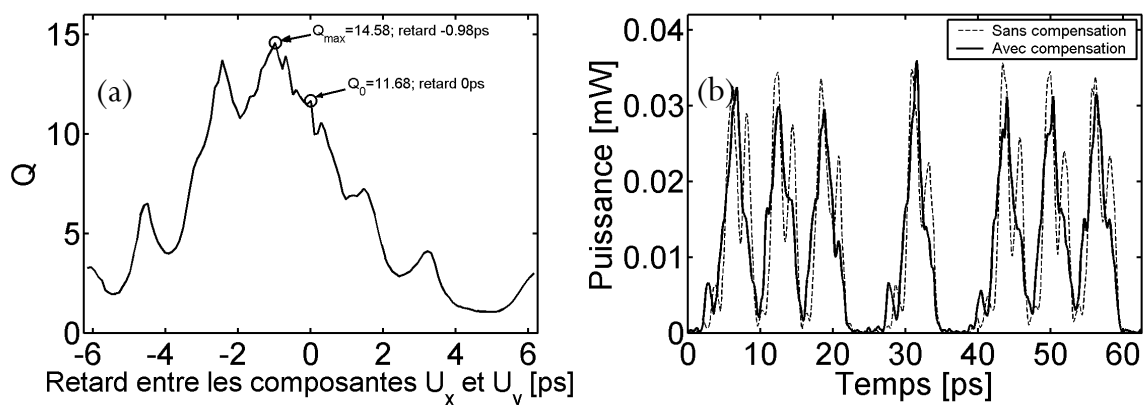


que celles prédites par les simulations numériques. Cette remarque vient conforter une nouvelle fois le rôle majeur joué par le contrôleur de polarisation dans l'atténuation des effets de PMD [21, 44, 93].

Ces simulations numériques nous ont finalement permis de tracer sur la Figure V-25(b) une corrélation entre le minimum de la fonction d'autocorrélation du train d'impulsions non codé et son facteur de qualité  $Q_a$ . Une propagation de notre train d'impulsions à 160-GHz pourra donc être considérée comme équivalente à une transmission codée sans erreur tant que son minimum d'autocorrélation ne dépassera pas 0.353, ce qui correspond, pour nos résultats expérimentaux de la Figure V-23(a), à une distance maximale de transmission d'environ 750km.

#### V.2.6.4. Conclusions et perspectives

Les perspectives d'amélioration du système doivent maintenant être essentiellement dirigées vers la compensation de la PMD [23, 25, 30-32]. Les effets de PMD du premier ordre peuvent par exemple être contrecarrés par des systèmes constitués de ligne à retard, d'éléments biréfringents ou de fibres à réseau de Bragg qui compensent le retard accumulé (DGD) par les deux composantes orthogonales du champ, et ce sous la forme d'une boucle rétroactive automatique [23, 25, 30-32]. La Figure V-26 illustre cette possibilité d'améliorer la qualité de la transmission en induisant un retard entre les deux composantes orthogonales  $U_x$  et  $U_y$  de l'impulsion de sorte à contrebalancer le DGD induit par la PMD.

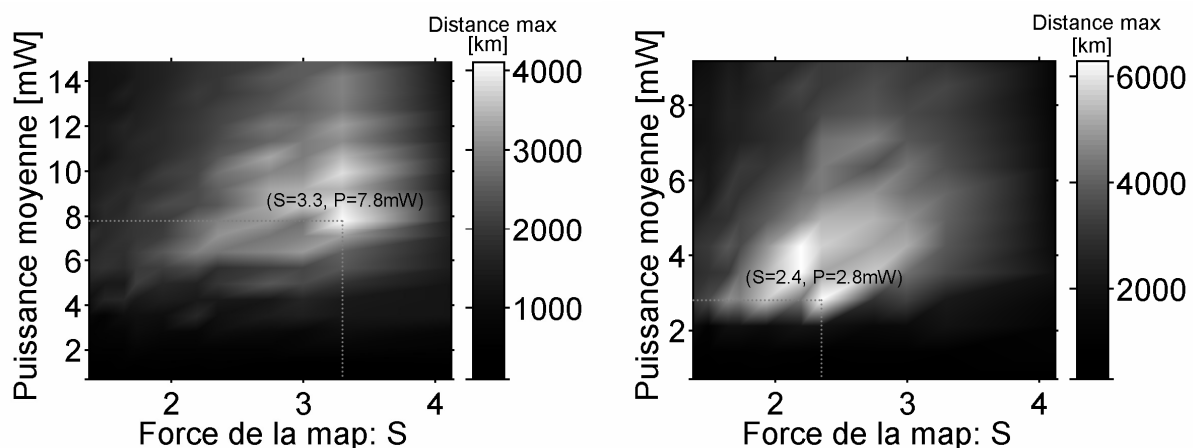


**Figure V-26** (a) Evolution du facteur de qualité  $Q_a$  en fonction du retard entre les deux composantes orthogonales  $U_x$  et  $U_y$ , (b) Profil d'intensité avant (traits pointillés) et après (trait plein) compensation de la PMD (résultats obtenus par simulations numériques).

Partant d'un train d'impulsions ayant subi par simulation numérique une large déformation due à la PMD, nous induisons en fin de propagation un retard variable entre les deux composantes orthogonales du champ. La Figure V-26(a) montre l'évolution du facteur de qualité en fonction du retard introduit

entre les deux composantes de l'impulsion. Le facteur de qualité de la transmission est initialement (retard nul) de  $Q_0=11.68$  et se voit amélioré jusqu'à  $Q_{\max}=14.58$  pour un retard entre les deux composantes de  $-0.98\text{ps}$ , prouvant ainsi l'efficacité de la méthode. D'autre part, la Figure V-26(b) montre les profils d'intensité correspondants. L'intensité initiale (traits pointillés) est largement déformée par la présence de PMD et en particulier par l'apparition d'impulsions doubles qui se voient finalement recombinaées par la compensation de la PMD (trait plein).

Finalement, une amélioration certaine pourrait être obtenue par le développement d'une fibre qualifiée de « câble parfait » et utilisée par exemple dans la référence [199]. En effet, la gestion de la dispersion d'ordre 2 et d'ordre 3 est incluse directement dans le mode de fabrication de la fibre, ce qui réduit considérablement les pertes liées aux soudures des nombreux tronçons constituant la période d'amplification. La gestion de la dispersion d'ordre 3 au sein même de la ligne permet également de réduire l'asymétrie des impulsions au cours de leur propagation et de s'affranchir d'un module de compensation en bout de ligne qui occasionne des pertes supplémentaires. Ce gain de perte permettrait alors de diminuer la puissance moyenne circulant au sein de la ligne et de réduire significativement l'influence des effets non linéaires intra-canaux qui deviendraient les effets limitatifs de la transmission si la fibre était construite avec une valeur de PMD aujourd'hui réaliste de l'ordre de  $0.02\text{ps}/\text{km}^{1/2}$  et serait éventuellement compensée en bout de ligne. De manière similaire à celle obtenue sur la Figure V-10(b), la Figure suivante présente les cartes des performances obtenues avec un câble parfait ADM de 50km, Figure V-28(a), puis 25km, Figure V-28(b) (distances d'amplification plus acceptables pour un opérateur que 16km). Ces câbles sont construits sur la base des fibres NZ-DSF utilisées dans notre expérience mais possèdent une gestion de la pente de dispersion en ligne et une PMD négligeable.



**Figure V-27 (a)** Carte des performances du système ADM constitué d'un câble parfait de 50km en fonction de la puissance moyenne circulant dans la ligne et de la force de la map **(a)** Idem avec un câble de 25km.

La meilleure performance est finalement obtenue pour le câble de 50km avec une force de map de  $S=3.3$ , c'est-à-dire une ligne constituée de 20 motifs de dispersion d'une longueur de 2.5km et formés par deux tronçons de fibre de  $L_1=1322\text{m}$  pour  $D=1.64\text{ps/km.nm}$  et  $L_2=1178\text{m}$  pour  $D=-1.84\text{ps/km.nm}$ . La puissance moyenne optimale est alors de 7.8mW et la distance maximale de transmission de 4100km. Pour le câble de 25km, la ligne optimale est constituée de 14 motifs avec  $L_1=945\text{m}$  et  $L_2=841\text{m}$ , la puissance moyenne optimale est de 2.8mW et la distance maximale de transmission de 6300km. Ces résultats montrent finalement, qu'avec une technologie réaliste de type câble parfait à PMD faible, une conception de ligne ADM et une amplification de type Erbium, des transmissions trans-océaniques peuvent être envisagées à 160-Gb/s en régime monocanal.

## V.3. Optimisation de ligne à gestion de la dispersion classique

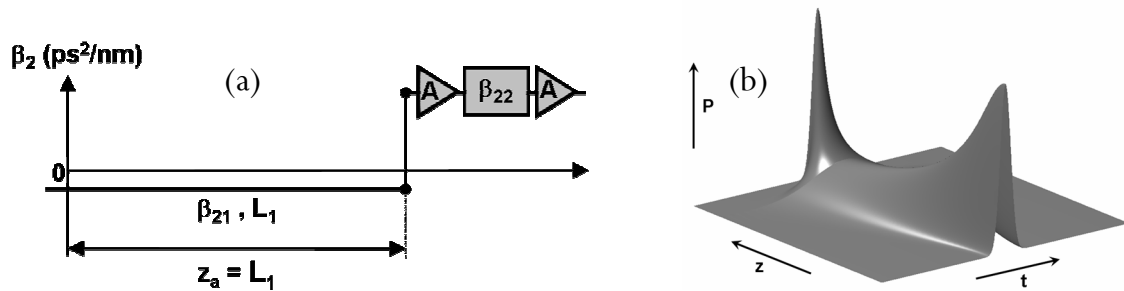
### V.3.1. Introduction

Comme nous l'avons déjà évoqué dans l'introduction de ce chapitre, la gestion de la dispersion de type classique (DMC), à savoir un motif de dispersion composé de 100km de SMF et environ 20km de DCF, a été démontrée comme étant un excellent moyen d'améliorer les performances des systèmes de télécommunication par fibres optiques [5, 8, 92, 96]. En particulier, la gestion de la dispersion classique permet d'injecter des impulsions plus énergétiques que le soliton fondamental [173] et de contribuer ainsi à améliorer le rapport signal à bruit et à diminuer la gigue temporelle [5, 8]. Si cette méthode a été largement développée et employée afin de réaliser des transmissions longues distances à des débits  $\leq 40$ -Gb/s, la DMC s'est rapidement vue limitée à des distances de l'ordre de quelques centaines de kilomètres, voire quelques dizaines de kilomètres, pour des débits supérieurs à 40-Gb/s (80, 100, 160, 320, 400, 640 et même 1280-GHz) [13, 21, 87, 88, 93, 154, 174, 180-192].

En effet, comme nous l'avons expliqué dans l'introduction de ce chapitre, notamment grâce aux Figure V-1 et Figure V-2, un train d'impulsions voyageant dans un tel système subit de forts et très néfastes effets non linéaires [7, 8, 174-179]. Ces effets, dits intra-canaux, sont essentiellement dus aux échanges d'énergie occasionnés par le recouvrement des impulsions lors de leur cycle de respiration et sont d'une part responsables de l'apparition d'impulsions fantômes et de la fluctuation du niveau des « 1 » pour le mélange à quatre ondes et d'autre part responsables de la gigue temporelle mais également d'amplitude pour la modulation de phase croisée intra-canal [7, 8, 174-179].

Il convient aussi de préciser que ces systèmes à gestion de la dispersion classique, schématisés ici sur la Figure V-28, sont déjà très répandus chez les opérateurs qui ont construit leurs premiers systèmes, notamment terrestres, sur la base d'une seule fibre déroulée et enterrée, généralement de la SMF-28 (G 652), accompagnée d'une compensation de la dispersion chromatique sous la forme d'un module situé à chaque site d'amplification, typiquement tous les 80 ou 100km [8, 88]. De plus, et dans un contexte bilatéral de demande croissante en matière de haut débit et d'économie en matière du coût du bit, l'intérêt et la volonté des opérateurs sont donc de pouvoir faire fonctionner ces systèmes DMC préexistants à des débits supérieurs tout en y réalisant le moins de modifications possibles.

C'est donc dans cette optique que nous avons établi une collaboration avec le centre de recherche et développement France Télécom de Lannion sous le contrat n°42562663 afin d'évaluer les performances des lignes terrestres préexistantes à un débit de 160-Gb/s.



**Figure V-28** (a) Système à gestion de la dispersion classique (b) Evolution d'une impulsion dans un système à gestion de la dispersion classique en l'absence de perte.

La carte ou « map » de dispersion classique est à l'origine de bon nombre de travaux numériques et expérimentaux qui ont tous eu pour but de repousser les limites de ce dispositif [13, 21, 87, 88, 93, 154, 179-192]. Dès 1996, Kawanishi et ses collaborateurs travaillèrent sur la map DMC à très haut débit (400-Gb/s) et insistèrent sur le fait que le dispositif de compensation doit non seulement assurer une compensation de la dispersion chromatique d'ordre 2 mais également une compensation de la pente de dispersion [87]. Grâce à une fibre de compensation de la dispersion (DCF) à pente négative, Kawanishi et son équipe réussirent alors une transmission sans erreur à 400-Gb/s sur 40km de fibre SMF [87]. Ce résultat fut alors le point de départ d'une course au record dans laquelle Nakazawa tira rapidement son épingle du jeu grâce à une série de travaux à ultra-haut débit, notamment en 1998 et en mars 2000 avec une propagation à 640-Gb/s sur 60 puis 92km dans une map constituée de SMF et de RDF [94, 154]. La même année, en novembre, grâce à la même map et à l'addition d'un système de régénération optique de type NOLM, Nakazawa et son équipe réalisèrent ensuite une transmission à 1.28-Tbit/s sur 70km [93]. Mikkelsen et son équipe se distinguèrent également en 2000 par une transmission monocanale à 320-Gb/s (2x160-Gb/s en polarisation croisée bit à bit) sur 200km grâce à une map constituée de 100km de fibre True Wave ( $D=5.7/\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}$   $s=0.037\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}^2$ ) compensée en dispersion et en pente par une fibre DCF ( $D=-100/\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}$ ,  $s=-0.65\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}^2$ ) [188]. D'autre part, en 2001, Feiste et ses collaborateurs réalisèrent le premier test de transmission de type terrain à 160-Gb/s sur une ligne de dispersion classique (SMF-DCF), entre Darmstadt et Bensheim en Allemagne, et réussirent une transmission sans erreur sur 116km [88]. Apparurent ensuite les premiers travaux de multiplexage en longueur d'onde (WDM), notamment en 2001 avec Murai et son équipe qui annoncèrent une transmission de 3 canaux à 80-Gb/s sur 600km [220]. L'équipe de Mikkelsen se distingua alors avec une transmission de 6 canaux à 160-Gb/s sur 400km de fibre True Wave (TW) munie d'une amplification Raman. L'année suivante, au cours d'OFC 2002, Augé et ses collaborateurs annoncèrent une transmission monocanale à 160-Gb/s sur 480km avec une période d'amplification de 80km de fibre NZ-DSF [13]. Finalement, en 2003, deux travaux se sont particulièrement distingués, notamment grâce à l'utilisation d'un correcteur d'erreur, FEC [185, 192]. Dans un premier temps, Gupta *et al.* [192]

transmirent 40 canaux à 80-Gb/s sur 2100km grâce à une amplification de type Raman, à un correcteur d'erreur (FEC) et à des fibres à large aire effective (100km de fibre UW, UltraWave,  $D=20\text{ps/km.nm}$ ,  $S=0.06\text{ps/km.nm}^2$ ,  $A_{\text{eff}}=107\mu\text{m}^2$  et 34.5km de fibre IDF, inverse dispersion fiber,  $D=-40.9\text{ps/km.nm}$ ,  $S=-0.12\text{ps/km.nm}^2$ ,  $A_{\text{eff}}=31\mu\text{m}^2$ ) [192]. Peu après, Gnauk et son équipe [185] transmirent 6 canaux à 170.6-Gb/s sur près de 2000km grâce à un FEC et à une map de dispersion constituée de 100km de fibre True Wave à pente réduite (TW-RS), amplifiée par une pompe Raman et compensée par une fibre DCF [185].

Le tableau suivant regroupe finalement une liste non exhaustive de quelques performances réalisées depuis 1999 à des débits supérieurs à 40-Gb/s et dans une configuration de type DMC. Ces performances sont classées suivant leur « capacité globale kilométrique », c'est-à-dire le nombre de canaux multiplié par le débit et par la distance maximale de transmission.

Les légendes employées dans le tableau sont les suivantes : WDM désigne le nombre de canaux transmis,  $\perp$  signifie qu'une polarisation orthogonale pour les bits adjacents est oui (O) ou non (N) utilisée, Propag est la distance maximale de transmission,  $Z_a$  la période d'amplification et Ampli le type d'amplification utilisé (Hybride est un mélange entre Raman et d'EDFA).

Capacité Gb.km/s	Débit Gb/s	WDM	$\perp$	Propag km	$Z_a$ km	Fibre1	Fibre2	PMD ps/km <sup>1/2</sup>	Ampli	Année	Equipe	Ref
1.5 10 <sup>4</sup>	100	1	N	150	150	TW	DCF	0.06	EDFA	1999	Mikkelsen	[189]
1.6 10 <sup>4</sup>	400	1	N	40	40	SMF	DCF	-	EDFA	1996	Kawanishi	[87]
1.9 10 <sup>4</sup>	160	1	N	116	116	SMF	DCF	0.2	EDFA	2001	Feiste	[88]
2.6 10 <sup>4</sup>	160	1	N	160	160	SMF	DCF	<0.05	EDFA	2000	Feiste	[21]
5.9 10 <sup>4</sup>	640	1	N	92	92	SMF	RDF	0.035	EDFA	2000	Nakazawa	[154]
6.4 10 <sup>4</sup>	320	1	O	200	100	TW-RS	DCF	<0.05	Hybride	2000	Mikkelsen	[188]
7.7 10 <sup>4</sup>	160	1	O	480	80	NZDSF	DCF	0.084	EDFA	2002	Augé	[13]
9 10 <sup>4</sup>	1280	1	O	70	70	SMF	RDF	0.05	EDFA	2000	Nakazawa	[93]
9.6 10 <sup>4</sup>	80	1	O	1200	100	TW-RS	DCF	0.05	Hybride	2002	Su	[184]
1.4 10 <sup>5</sup>	80	3	N	600	50	SMF	DCF	-	EDFA	2001	Murai	[220]
1.5 10 <sup>5</sup>	160	4	O	240	80	TL	RTL	-	EDFA	2002	Schuh	[191]
3.8 10 <sup>5</sup>	160	6	O	400	100	TW-RS	DCF	-	Raman	2001	Mikkelsen	[182]
2 10 <sup>6</sup>	170.6	6	O	2000	100	TW-RS	DCF	0.09	Hybride	2003	Gnauk	[185]
7 10 <sup>6</sup>	80	40	O	2100	100	UW	IDF	0.04	Raman	2003	Gupta	[192]

### V.3.2. Maps asymétriques et symétriques

Afin d'augmenter les capacités de transmission d'une telle carte de dispersion, nous proposons ici d'utiliser une map DMC dite « symétrique » et schématisée ici sur la Figure V-29(b). L'idée est, en effet, d'appliquer au cas terrestre les solutions apportées aux transmissions longues distances, à savoir le soliton géré en dispersion. En effet, la propriété la plus importante du soliton DM réside dans la périodicité de son évolution dynamique. Dans une ligne de transmission constituée de fibres à dispersion alternativement positive et négative, nous avons vu que l'impulsion exécutait des déformations très importantes : elle s'élargit et se comprime au rythme de l'alternance des segments de fibres de dispersion positive et négative. Il apparaît malheureusement que la non linéarité et les pertes induites par les fibres optiques influencent considérablement cette dynamique. En effet, la présence de ces deux effets réduit fortement la possibilité, pour une impulsion quelconque, de retrouver exactement sa configuration initiale après un cycle d'élargissement et de compression. Autrement dit, dans l'espace des paramètres, une impulsion se propageant dans une ligne à gestion de la dispersion classique donnera généralement lieu à une trajectoire qui s'éloigne des paramètres d'entrée de ligne.

Un soliton DM est donc une impulsion dotée de la propriété très puissante de retour périodique à sa configuration initiale après une distance qui doit être une petite fraction de la distance totale de la liaison. Pour obtenir un tel comportement périodique, la ligne de transmission doit elle-même être périodique, c'est-à-dire constituée par la répétition d'un même motif de base. Or, dans une ligne à gestion de la dispersion classique, ou map asymétrique représentée ici sur la Figure V-29(a), les impulsions non chirpées en entrée de ligne ne sont pas dotées d'une aptitude de retour à la configuration initiale et ne sont donc pas des solitons DM au sens strict du terme. Le soliton DM est généralement transmis dans une ligne dont le motif élémentaire est lui-même symétrique. Cette ligne de transmission, appelée map symétrique, est schématisée sur la Figure V-29(b). Son principe est simplement d'incorporer la fibre de compensation au milieu de la fibre de transmission de sorte à avoir un point de symétrie au milieu de la ligne. Ce type de ligne supporte alors la présence de soliton DM et c'est donc ce type de lignes que nous allons maintenant étudier.

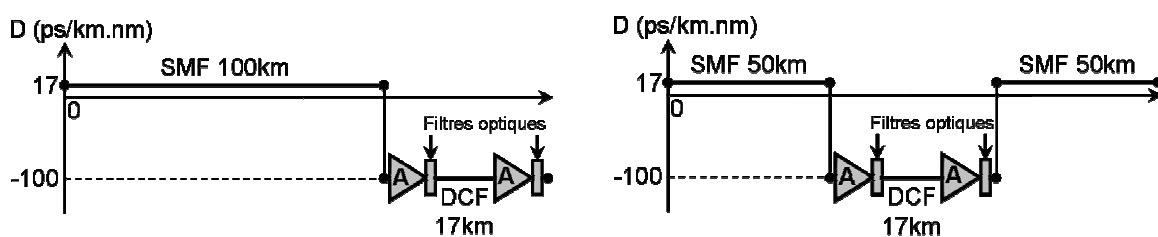
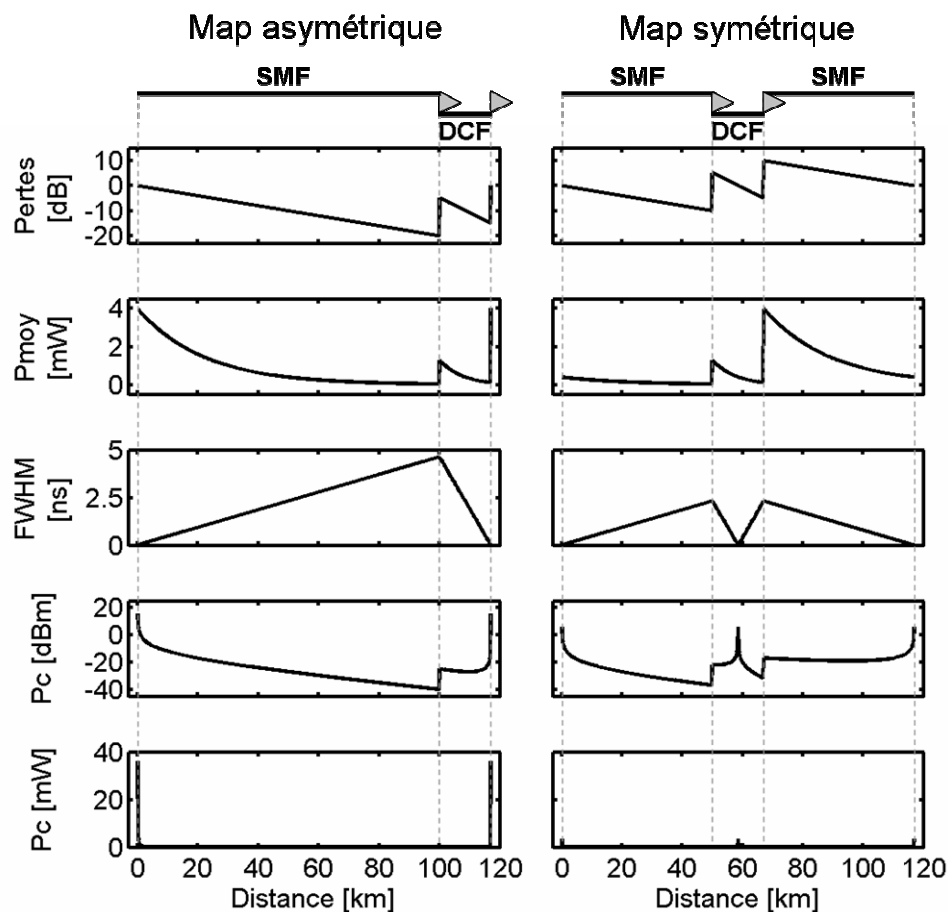


Figure V-29 (a) Map de dispersion classique asymétrique (b) Map de dispersion symétrique.

En utilisant une approche variationnelle similaire à celle décrite dans la section V.2 de ce mémoire, nous avons obtenu l'évolution des différents paramètres d'une impulsion se propageant dans les deux types de ligne. La Figure V-30 représente, pour chacune des deux maps de dispersion, l'évolution d'une impulsion gaussienne de 1.3ps de largeur à mi-hauteur et de puissance moyenne de 4mW pour la map asymétrique et de 0.4mW pour la map symétrique.



*Figure V-30 Paramètres d'une impulsion gaussienne de 1.3ps (FWHM) évoluant dans une map de dispersion asymétrique (colonne de gauche,  $P_{moy}=4mW$ ) et dans une map de dispersion symétrique (colonne de droite  $P_{moy}=0.4mW$ ). De haut en bas : pertes totales du système en dB, puissance moyenne en mW, largeur à mi-hauteur en ns, puissance crête en dBm et puissance crête en mW.*

La Figure V-30 met en évidence les différences majeures de comportement entre les deux types de map. Il apparaît en effet que la map asymétrique conduit à un élargissement de l'impulsion deux fois plus important que son homologue symétrique. Une impulsion injectée dans une ligne de transmission asymétrique va donc s'élargir jusqu'à environ 5ns, impliquant un recouvrement sur près de 700 impulsions !!! La map asymétrique apparaît donc comme étant beaucoup plus sensible aux interactions intra-canales que la map symétrique [7, 8, 174-179]. De plus, l'évolution de la puissance moyenne montre que pour maintenir un rapport signal à bruit constant entre les deux types de map, la



configuration asymétrique nécessite l'injection d'une puissance moyenne et donc d'une puissance crête 10 fois supérieure à celle utilisée dans la map symétrique. Par conséquent, la map asymétrique sera d'une part nettement plus sensible à la modulation de phase croisée et donc à la gigue temporelle [7, 8, 174-179] et d'autre part, d'un point de vue économique, la configuration symétrique sera plus attractive car nécessitant une puissance initiale 10 fois moins élevée. Cependant, il apparaît également que la puissance crête atteint son maximum dans la map symétrique au milieu de la fibre DCF, malheureusement fortement non linéaire, ce qui peut amoindrir l'avantage cité précédemment.

### V.3.3. Simulations numériques

Dans un premier temps, nous avons réalisé une série de simulations numériques afin d'évaluer l'influence des différents paramètres des lignes de transmission asymétriques et symétriques, d'en trouver la configuration optimale et d'en comparer les performances respectives. Toutes les simulations présentées dans cette section ont été réalisées grâce à un logiciel de simulation basé sur la méthode de Fourier à pas divisé [8] : *VPI transmission maker* [221]. Nous avons simulé la propagation dans les deux types de map d'une séquence pseudo-aléatoire de  $2^{10}$  bits composée d'impulsions gaussiennes de 1.3ps (FWHM) en négligeant dans un premier temps les effets de PMD et de diffusion Raman. La réception est réalisée après filtrage par un filtre optique « flat-top » de 320-GHz suivi d'un filtre électrique de 0.7 fois le débit. La distance maximale de transmission est classiquement prise comme la distance de propagation où le facteur de qualité en réception devient inférieur à  $Q=6$ .

Si non précisés, les paramètres inhérents à ces simulations sont les suivants :

	Type	Figure bruit (dB)	Gain total (dB)
2 Amplificateurs	EDFA	5	36.2

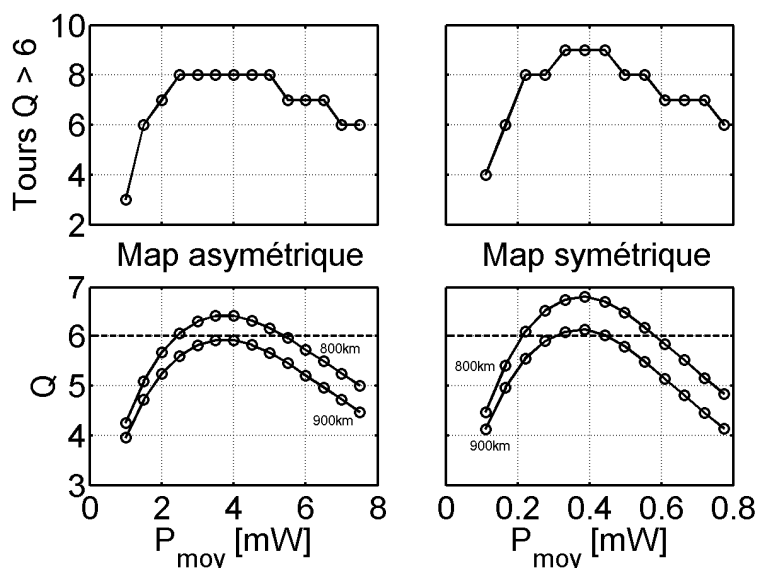
	Profil	Largeur (THz)	Centre (nm)	Pertes (dB)
2 Filtres	gaussien	1.8	1550	3

Fibre	D (ps/km.nm)	S (ps/km.nm <sup>2</sup> )	Aeff (μm <sup>2</sup> )	Pertes (dB)
SMF	17	0.056	80	0.2
DCF	-100	-0.056 x 100/17	20	0.6

### V.3.3.1. Influence de la puissance moyenne

Dans cette partie, nous recherchons numériquement la puissance moyenne optimale pour chacune des deux types de map de dispersion en augmentant progressivement la puissance en entrée de ligne jusqu'à obtention d'un maximum de la distance de transmission. Dans les deux cas, le gain des amplificateurs est égal à la moitié des pertes totales de la ligne (36.2dB).

Les résultats de ces simulations numériques sont présentés sur la Figure V-31. Nous avons relaté sur les graphiques situés sur la ligne du haut et pour les deux types de map, le nombre de périodes d'amplification effectuées avec un facteur de qualité supérieur à 6, tandis que la ligne du bas montre l'évolution du facteur Q en fonction de la puissance moyenne après 800 et 900km de propagation. Nous observons tout d'abord sur les graphiques du haut que la map de dispersion symétrique conduit à une distance maximale de transmission supérieure de 12.5% à celle obtenue dans le cas asymétrique (900km contre 800km). D'autre part, d'après l'évolution du facteur de qualité à 800 et 900km, la puissance moyenne optimale pour la map symétrique semble être un ordre de grandeur plus faible que celle de la map asymétrique (0.32mW contre 3.9mW), résultat en excellent accord avec nos prévisions théoriques. Cependant, la map asymétrique semble présenter une plus large tolérance vis-à-vis de la puissance optimale. La distance maximale de transmission de la map asymétrique reste en effet égale à 800km sur une plage de puissance d'environ 4mW  $\pm$ 30% tandis que la tolérance de la map symétrique n'est que de  $\pm$ 15%.



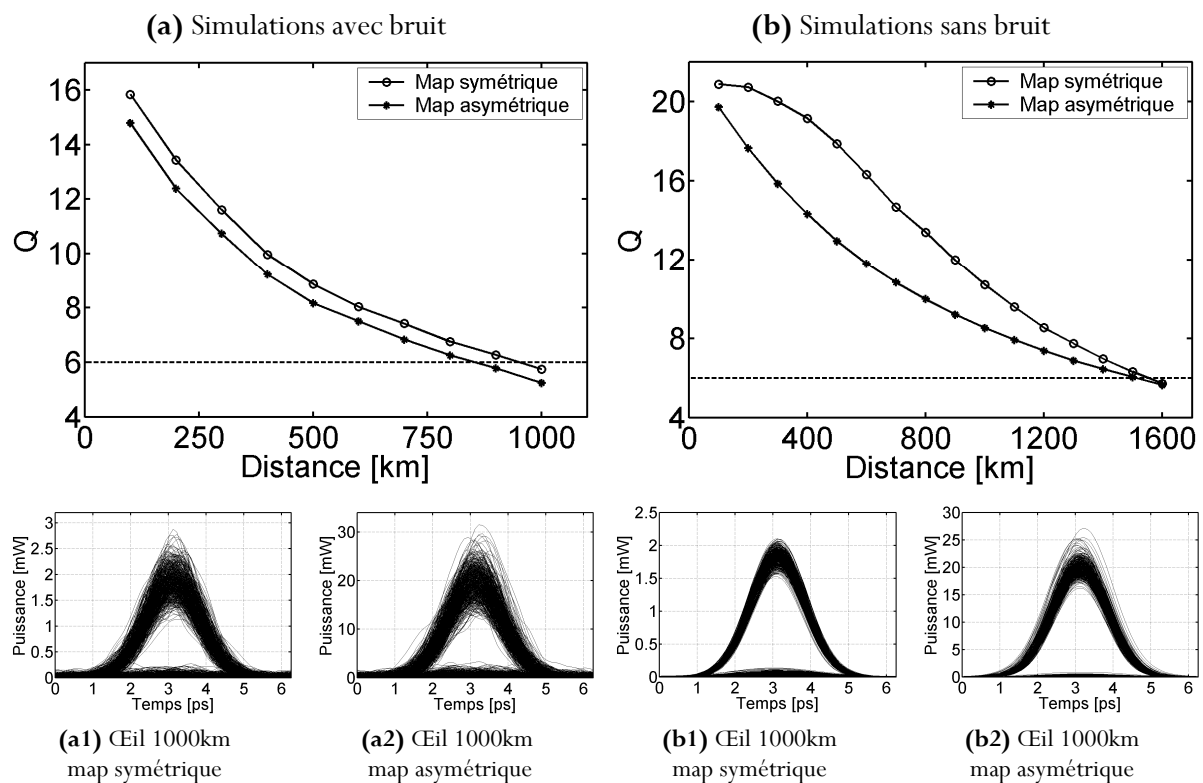
**Figure V-31** *Ligne du haut* : Nombre de périodes d'amplification effectuées avec un facteur de qualité supérieur à 6 en fonction de la puissance moyenne injectée dans la ligne pour la map asymétrique (colonne de gauche) et pour la map symétrique (colonne de droite) *Ligne du bas* : Evolution du facteur de qualité en fonction de la puissance moyenne injectée dans la ligne après 800 et 900km de propagation pour les deux types de map.

Le tableau suivant regroupe finalement les paramètres optimaux pour les deux types de map, à savoir la puissance moyenne optimale ( $P_{moy}$ ), sa puissance crête correspondante ( $P_c$ ), la tolérance du système vis-à-vis de la puissance ainsi que la distance maximale de transmission.

### Configurations Optimales

	$P_{moy}$ (mW)	$P_c$ (mW)	Tolérance	Transmission (km)
asymétrique	3.9	35	$\pm 30\%$	800
symétrique	0.32	3	$\pm 15\%$	900

De plus, nous avons représenté sur la Figure V-32(a) l'évolution du facteur de qualité en fonction de la distance de propagation pour les deux types de map et pour leur puissance optimale. Nous remarquons alors une nouvelle fois que la configuration symétrique permet bien une augmentation de 12.5% des performances du système en faisant passer la distance maximale de transmission de 800 à 900km.



**Figure V-32** (a) Evolution du facteur de qualité en fonction de la distance de propagation pour les points optimum de la map symétrique (cercles) et asymétrique (étoiles) (a1) Diagramme de l'œil après 1000km de propagation dans la map symétrique (a2) Idem dans la map asymétrique (b) (b1) (b2) Idem mais en négligeant le bruit optique.

Les diagrammes de l'œil après 1000km de propagation ont été également représentés sur les Figures (a1) pour la map symétrique et (a2) pour la map asymétrique. A première vue, les diagrammes de l'œil ne présentent pas de différence majeure et ne permettent donc pas d'expliquer l'amélioration des performances par la symétrisation de la configuration DMC. Nous pouvons néanmoins noter que la fluctuation du niveau des « 1 », ou gigue d'amplitude, semble être relativement plus importante sur la map asymétrique.

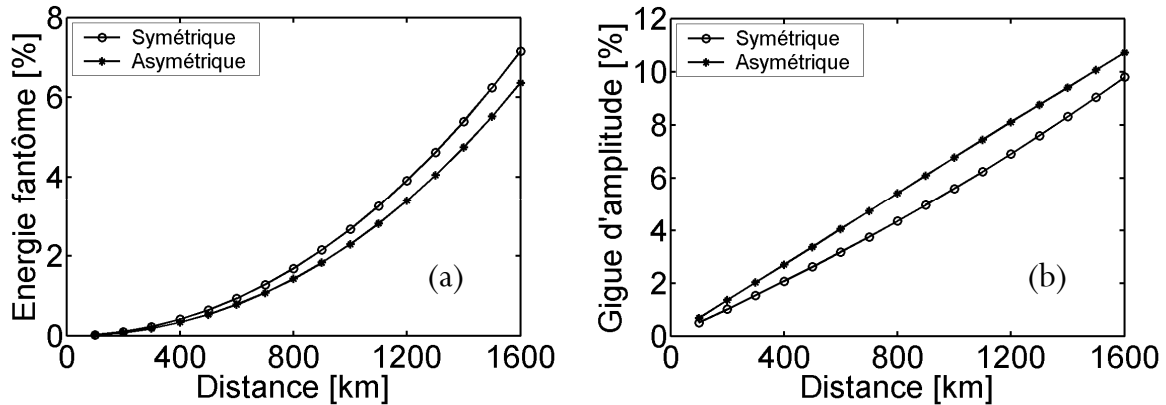
L'amélioration des performances du système DMC par passage à une configuration symétrique peut cependant être expliquée en réalisant les mêmes simulations que celles présentées sur la Figure V-32(a) mais en l'absence de bruit optique, permettant ainsi de mieux mettre en évidence l'influence des effets non linéaires intra-canaux [7, 8, 174-179]. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la Figure V-32(b). Pour les deux types de map de dispersion, nous observons clairement que l'absence de bruit optique tend à améliorer la distance maximale de propagation, ce qui prouve que le bruit est bien un des effets limitatifs majeurs pour les systèmes réels. D'autre part, nous pouvons remarquer qu'en l'absence de bruit, les deux configurations aboutissent quasiment à la même distance de transmission (environ 1500km) avec toutefois une amélioration du facteur de qualité de plusieurs unités pour la configuration symétrique tout au long de la propagation. Cette amélioration du facteur de qualité peut trouver un début d'explication en comparant les diagrammes de l'œil après 1000km de propagation.

Dans un premier temps, il apparaît en effet après calcul sur les Figures (b1) et (b2) que la map symétrique présente moins de jitter temporel que la map asymétrique (0.9% du temps bit contre seulement 0.6%). Ce phénomène peut être expliqué en remarquant sur la Figure V-30 que, dans le cas asymétrique, la puissance crête maximale est 10 fois plus importante que dans le cas symétrique, ce qui est favorable à la modulation de phase croisée intra-canal et donc au développement d'une gigue temporelle [7, 8, 174-179]. Ce phénomène reste cependant relativement faible dans une configuration de type SMF/DCF en raison de la forte dispersion locale qui étale rapidement et fortement les impulsions [175] et qui favorise davantage le processus de mélange à quatre ondes intra-canal [174].

D'autre part, nous observons clairement sur les Figures (b1) et (b2) que la map symétrique subit une gigue d'amplitude beaucoup plus faible que dans le cas asymétrique qui lui présente relativement moins d'impulsions fantômes. Nous pouvons donc en conclure que la map symétrique semble être plus limitée par la présence d'impulsions fantômes que par la fluctuation des « 1 » tandis que le cas asymétrique présente la limitation inverse.

Ce phénomène devient encore plus net en calculant, pour les simulations sans bruit de la Figure V-32(b) et après chaque période d'amplification, l'énergie contenue dans les impulsions fantômes par rapport à celle contenue dans les impulsions de type « 1 » ainsi que la gigue d'amplitude des « 1 »

ramenée à leur niveau moyen. Il apparaît alors sur la Figure V-33, et en particulier après 1000km de propagation, que la map symétrique développe légèrement plus d'impulsions fantômes que la map asymétrique mais se trouve être d'autant moins sensible à la gigue d'amplitude, ce qui explique qu'elle offre de meilleures performances.

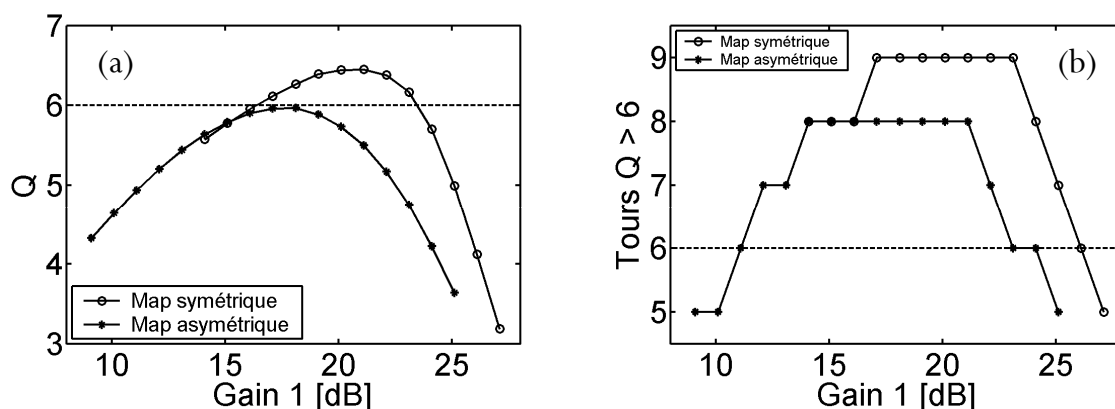


*Figure V-33 (a) Quantité d'énergie contenue dans les impulsions fantômes au cours de la propagation pour la map symétrique (cercles) et asymétrique (étoiles), simulations au point optimum sans bruit (b) Gigue d'amplitude au cours de la propagation.*

Il est finalement intéressant de noter que, d'après la Figure V-30, la map symétrique engendrant un étalement et donc un recouvrement des impulsions deux fois moins important, nous pouvons nous attendre à diminuer la quantité d'impulsions fantômes par le passage en configuration symétrique. Or, nos simulations numériques prouvent que l'amélioration provient surtout de la baisse de la gigue d'amplitude. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer ce phénomène, tout d'abord nous pouvons remarquer sur la Figure V-30 que, dans le cas symétrique, la puissance moyenne la plus élevée est atteinte après la DCF, là où les impulsions présentent alors un étalement maximal, ce qui est propice au mélange à quatre ondes intra-canal et à la formation d'impulsions fantômes [7, 8, 174-179]. Par contre, dans le cas asymétrique, la puissance moyenne maximale est atteinte en début de ligne, là où les impulsions ont un chirp quasiment nul et où la puissance crête est la plus importante. Les impulsions s'évalent certes rapidement mais ce début de propagation est largement favorable à la modulation de phase croisée entre impulsions voisines et donc favorable à la fluctuation du niveau des « 1 » et à la gigue temporelle [7, 8, 174-179]. Une hypothèse supplémentaire provient de la référence [179] qui prône une symétrisation des effets non linéaires par une judicieuse pré-compensation de la dispersion chromatique. Le passage d'une ligne asymétrique à une configuration symétrique pouvant s'apparenter à une pré-compensation, il est alors possible d'envisager non pas une simple réduction de la modulation de phase croisée intra-canal mais une compensation partielle de celle-ci par propagation successive des impulsions des deux côtés du point de chirp nul situé proche du milieu de la DCF [179].

### V.3.3.2. Influence du gain des amplificateurs

L'influence du gain des amplificateurs sur les performances des deux types de map a été également étudiée. Nous avons en effet réalisé une série de simulations aux points optimum de puissance en modifiant le gain (Gain 1) de l'amplificateur situé en entrée de DCF ( le gain de l'autre amplificateur étant automatiquement égal à  $\text{Gain 2} = 36.2 - \text{Gain 1}$ ). La Figure V-34(a) montre l'évolution du facteur de qualité pour les deux types de map après 900km de propagation et en fonction du gain du premier amplificateur.



**Figure V-34 (a)** Evolution du facteur de qualité après 900km de propagation en fonction du gain du premier amplificateur et pour les deux types de map, symétrique (cercles) et asymétrique (étoiles) **(b)** Nombre de périodes d'amplification effectuées avec un facteur de qualité supérieur à 6 en fonction du gain du premier amplificateur, pour la map symétrique (cercles) et pour la map asymétrique (étoiles).

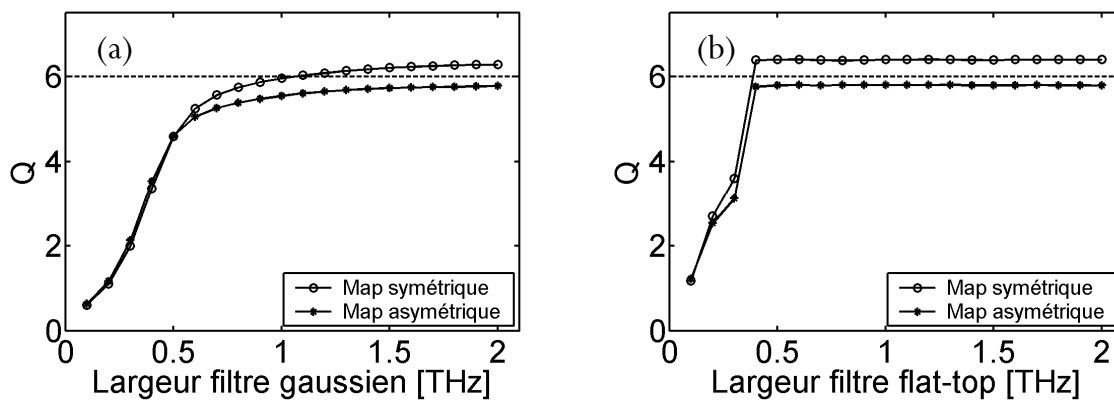
Il apparaît alors sur la Figure V-34(a) que la map symétrique offre un optimum de gain à  $G_1 = 21.1$  dB et non à la moitié du gain total [7, 8]. Ce phénomène peut s'expliquer en observant l'évolution de la puissance moyenne au sein de la map symétrique sur la Figure V-30. Il apparaît en effet qu'une augmentation du gain du premier amplificateur tendrait à diminuer la puissance moyenne maximale circulant dans le système mais à augmenter celle injectée dans la fibre DCF. Cette configuration apparaîtrait donc comme un bon compromis entre l'augmentation de la non linéarité dans la DCF, la réduction des effets non linéaires intra-canaux dans la SMF et l'optimisation du rapport signal à bruit.

Quant à la map asymétrique, elle passe par un optimum à  $G_1 = 18.1$  dB, qui correspond à la moitié des pertes de la ligne. Ce résultat conforte l'idée que la non linéarité est aussi néfaste dans la SMF que dans la DCF pour la map asymétrique. Dans les deux cas, nous remarquons sur la Figure V-34(b) qu'il existe toutefois une large tolérance vis-à-vis du gain. En effet, pour la map symétrique, une plage de gain de 7dB permet d'atteindre 900km tandis qu'une plage de 8dB permet au cas asymétrique d'atteindre 800km. Ce résultat permet finalement aux ingénieurs concepteurs de ce type de système d'affirmer que

le problème peut pragmatiquement être simplifié en considérant que le système ne présente pas de degré de liberté au niveau des amplificateurs et qu'un gain égal à la moitié des pertes suffit à une bonne transmission.

### V.3.3.3. Influence de la largeur du filtre

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'influence de la largeur et de la nature des filtres optiques utilisés au sein de la ligne de transmission. Nous avons donc simulé la propagation d'informations dans les deux types de map à leur puissance optimale en variant progressivement la largeur des filtres gaussiens d'une part et flat-top d'autre part. Les résultats sont reportés sur la Figure V-35 où nous avons tracé le facteur de qualité après 900km de propagation en fonction de la largeur des filtres.

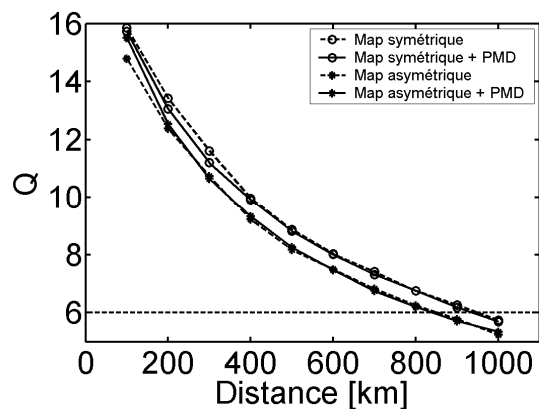


*Figure V-35 (a) Evolution du facteur de qualité après 900km de propagation en fonction de la largeur (FWHM) des filtres gaussiens, pour la map symétrique (cercles) et asymétrique (étoiles) (b) Idem avec des filtres flat-top.*

Pour les deux types de filtre utilisés, nous observons un comportement similaire, à savoir une forte croissance des performances puis un plateau à partir de 1.1THz pour le cas gaussien et 0.4THz pour les filtres flat-top. Ces résultats prouvent que le filtrage du bruit n'est pas un élément critique sur la propagation ; il suffit simplement que le spectre du signal (environ 400-GHz de large) soit suffisamment contenu dans la bande passante du filtre. Nous noterons également qu'à largeur égale et inférieure à 1-THz, les filtres gaussiens donnent de moins bons résultats que les filtres flat-top en raison du filtrage très sévère exercé par les ailes du filtre sur le spectre des impulsions. Finalement, pour une largeur de filtre supérieure à 1.5-THz, les performances des différents systèmes monocanaux peuvent être considérées comme égales pour les deux types de filtre.

### V.3.3.4. Influence de la PMD

L'influence de la PMD sur les maps asymétriques et symétriques a été étudiée pour les puissances moyennes optimales trouvées au paragraphe V.3.3.1, pour des gains d'amplificateur égaux à la moitié des pertes totales et pour des filtres optiques gaussiens de 1.8-THz (FWHM). Les valeurs de PMD considérées sont de  $0.05\text{ps}/\text{km}^{1/2}$  pour la SMF et de  $0.07\text{ps}/\text{km}^{1/2}$  pour la DCF, valeurs théoriques de nos fibres. Finalement, afin de tenir compte du caractère stochastique de la PMD, un moyennage du facteur de qualité sur 20 simulations a été réalisé. L'évolution du facteur de qualité en fonction de la distance de propagation est représentée sur la Figure V-36 pour les deux types de map (en cercles pour la map symétrique et en étoiles pour la map asymétrique). A titre de comparaison, nous avons également réindiqué l'évolution des facteurs de qualité en l'absence de PMD (traits pointillés).



**Figure V-36** Influence de la PMD (trait plein) sur les performances des maps symétriques (cercles) et asymétriques (étoiles), moyennage sur 20 simulations avec une PMD de  $0.05\text{ps}/\text{km}^{1/2}$  pour la SMF et de  $0.07\text{ps}/\text{km}^{1/2}$  pour la DCF. Evolution du facteur de qualité en l'absence de PMD (traits pointillés).

Ces simulations en présence de PMD montrent deux choses : premièrement, les deux types de map semblent se comporter de manière similaire vis-à-vis de la PMD et d'autre part, elles ne subissent pas de dégradation majeure. Il semble en effet qu'à 160-Gb/s, les technologies actuelles en matière de tirage de fibre soient telles que la PMD puisse être considérée comme un effet négligeable et donc non limitatif sur des liaisons de type terrestre (<1000km).

### V.3.3.5. Conclusion

Cette étude numérique nous a permis de comparer la map symétrique et la map asymétrique en gestion de la dispersion classique. Les résultats obtenus montrent que la symétrisation de la map à gestion de la



dispersion classique améliore de 12.5% (900km contre 800km) les performances du système de transmission (dans le cas d'une fibre de transmission SMF et d'une fibre de compensation DCF). Cette étude a également montré que la différence majeure entre les deux types de map réside dans la gestion des effets non linéaires intra-canaux. La map symétrique permet en effet de réduire la gigue d'amplitude de façon significative grâce à une puissance crête dix fois moins importante et à une symétrisation des effets non linéaires. Finalement, nous avons observé pour les deux types de map une large tolérance vis-à-vis de certains paramètres de ligne comme la largeur du filtre, le gain des amplificateurs et surtout la PMD qui, d'après les faibles valeurs de nos fibres, ne semble pas affecter les performances de notre système.

### V.3.4. Mise en place expérimentale

Suite à l'étude numérique, et ce afin de démontrer expérimentalement l'efficacité de la map symétrique, nous avons construit, sur le même principe que celui décrit dans la section V.2.5, deux boucles à recirculation pour comparer les performances des deux types de ligne de transmission.

#### V.3.4.1. Dispositifs expérimentaux

Les deux dispositifs expérimentaux sont schématisés sur la Figure V-37. Le principe des deux boucles est essentiellement le même que celui décrit dans le paragraphe V.2.5. Le train d'impulsions de 1.3ps (FWHM) à 160-GHz généré par mélange à quatre ondes multiple [9] est injecté dans les différentes boucles à recirculation grâce à l'acousto-optique (AO1) et au coupleur 50:50. La boucle de type asymétrique (Figure V-37(a)), est constituée de 102km (100km de fibre + 2km de rallonges et ajustement de la dispersion) de fibre SMF ( $D=17\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}$ ,  $S=0.056\text{ps}/\text{km}\cdot\text{nm}^2$ ) suivie d'un module de compensation de la dispersion dont les caractéristiques sont données au paragraphe V.3.4.2. Deux amplificateurs à fibre dopée Erbium (Figure de bruit=5dB) compensent les pertes totales du système (44.2dB) tandis qu'un filtre optique accordable en longueur d'onde de type gaussien et de largeur (FWHM) égale à 1.8-THz (voir Figure V-38(a)) est en charge d'éliminer une partie du bruit généré par les amplificateurs. Un contrôleur de polarisation permet également de diminuer, bien que peu néfastes, les effets de PMD mesurée ici environ à  $0.05\text{ps}/\text{km}^{1/2}$  pour l'ensemble de la boucle à recirculation [44]. Après propagation, le signal est amplifié et filtré grâce à un filtre optique *Teraxion*, à technologie réseau de Bragg, de type flat-top et de largeur égale à 1-THz dont la réponse est donnée sur la Figure V-38(b).

Finalement, le signal est analysé à l'aide de notre dispositif d'autocorrélation à génération de second harmonique. Quant à la boucle symétrique, représentée sur la Figure V-37(b), elle est construite de manière identique mais en incorporant simplement le module de compensation de la dispersion au milieu du tronçon de SMF. Le temps de parcours des deux boucles à recirculation a été ensuite mesuré à  $578\mu\text{s}$  et le dispositif expérimental est commandé grâce à un programme *Labview* identique à celui présenté dans la section V.2.5.2.

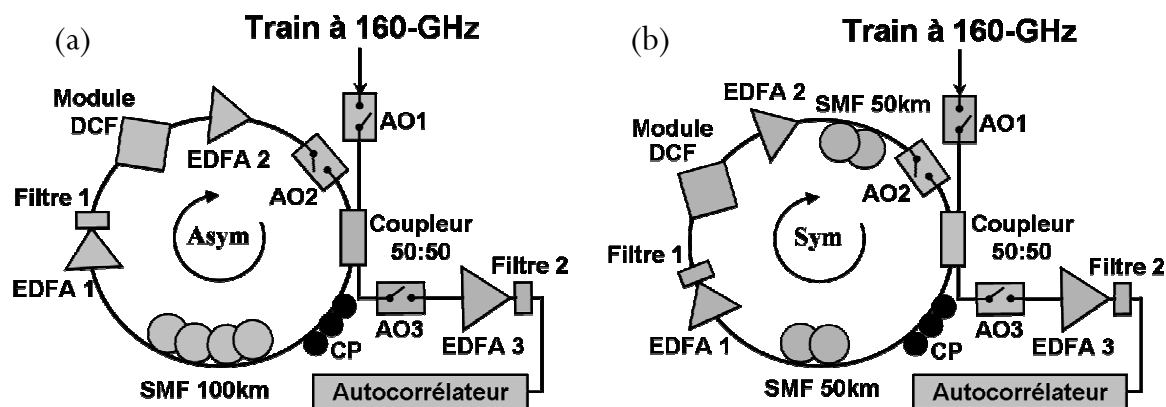


Figure V-37 (a) Dispositif expérimental de la boucle à recirculation de type asymétrique (b) Symétrique.

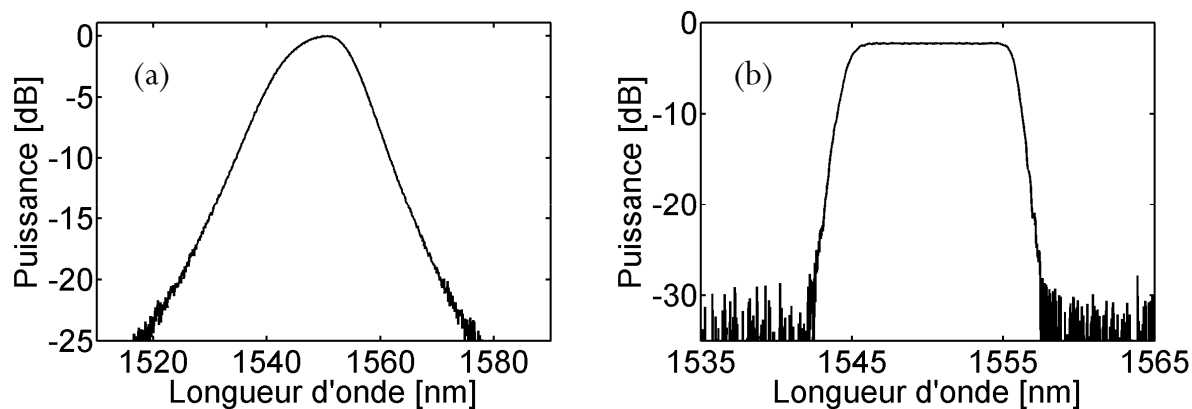
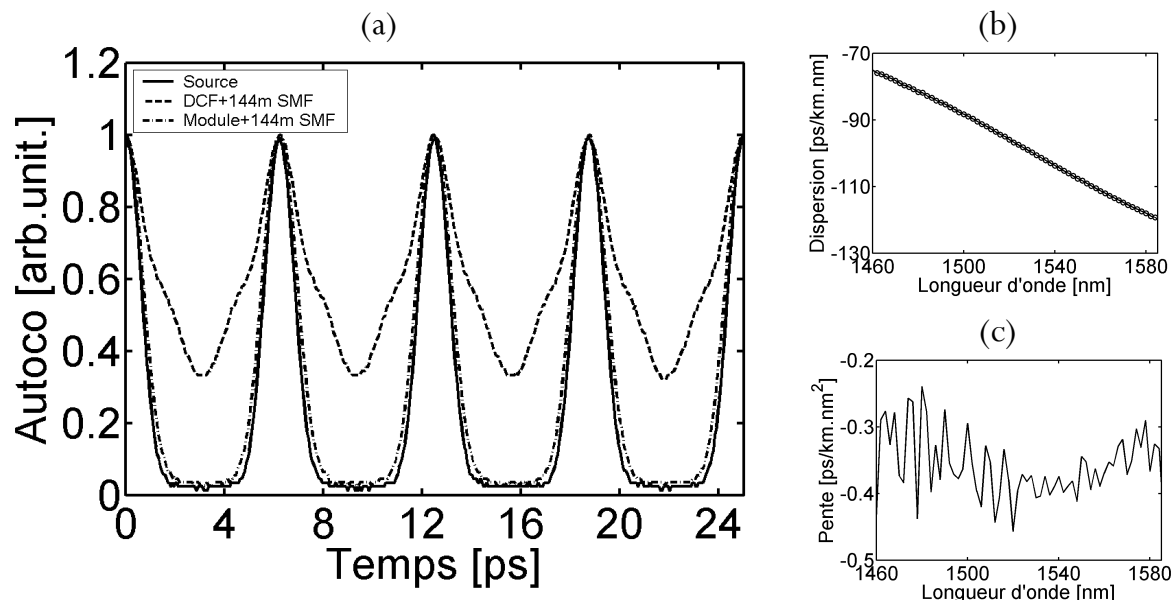


Figure V-38 (a) Réponse du filtre gaussien de 1.8-THz (FWHM) en fonction de la longueur d'onde (b) Réponse du filtre Teraxion de 1-THz à réseau de Bragg en fonction de la longueur d'onde.

### V.3.4.2. Compensation de la dispersion d'ordre 3

Nous avons déjà évoqué précédemment que la dispersion d'ordre 3 est un effet dévastateur pour les transmissions à ultra-haut débit [21, 87, 91, 93, 94, 96, 197]. Nous pouvons encore illustrer ce phénomène grâce à ce nouveau dispositif expérimental. La Figure V-39(a) montre en traits pointillés la fonction d'autocorrélation après propagation dans le tronçon de 102km de fibre SMF suivi par une

compensation de la dispersion chromatique d'ordre 2 par une fibre DCF avec  $D = -95.4 \text{ ps/km.nm}$  et de pente nulle (144m de fibre SMF ont été ajoutés pour compenser finement la dispersion chromatique). Nous observons alors une nette dégradation de la fonction d'autocorrélation après seulement une période d'amplification. D'autre part, le centre de recherche et développement de France Télécom à Lannion nous a prêté un module de compensation composé de 16.076km de DCF dont les caractéristiques en fonction de la longueur d'onde sont visibles sur la Figure V-39(b) pour la dispersion chromatique et sur la Figure V-39(c) pour la pente de la dispersion. A 1550.5nm, le module possède une dispersion de  $-107.8 \text{ ps/km.nm}$  et une pente de  $-0.35 \text{ ps/km.nm}^2$  et par conséquent, est capable de compenser 99% de la dispersion totale d'ordre 3 de la boucle. Après incorporation au sein de la boucle, nous observons l'efficacité de ce module par un quasi retour à la trace d'autocorrélation initiale à la fin de la période d'amplification (courbe en trait-points sur la Figure V-39(a)). Ce résultat prouve une nouvelle fois la nécessité, à très haut débit, de compenser la pente de la dispersion.

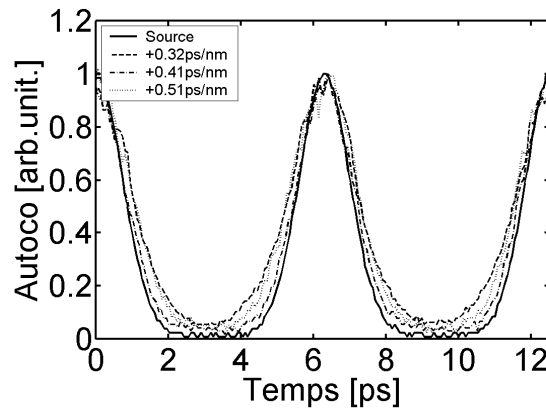


*Figure V-39 (a) Fonction d'autocorrélation du train d'impulsions à 160-GHz après une période d'amplification, train initial (trait plein), compensation de la dispersion d'ordre 2 par une fibre DCF (traits pointillés) et compensation de la dispersion et de la pente par le module DCF France Télécom (trait-points) (b) Dispersion chromatique du module de DCF en fonction de la longueur d'onde (c) Pente de la dispersion.*

### V.3.4.3. Optimisation de la dispersion d'ordre 2

D'une manière similaire à celle de la boucle ADM, la dispersion d'ordre 2 de la boucle à recirculation doit être finement ajustée pour compenser la dispersion résiduelle des éléments ajoutés tels que les amplificateurs, filtre et acousto-optique...De plus, et pour plus de précision, l'ajustement de la dispersion chromatique a été effectué après 300km de propagation. La Figure V-40 montre un exemple

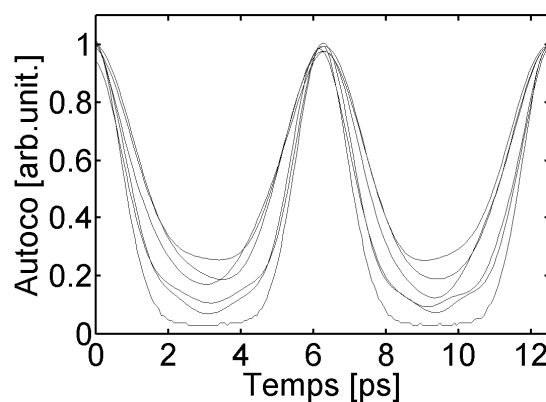
de quelques fonctions d'autocorrélation relevées en insérant respectivement 19, 24 et 30m de fibre SMF au niveau de l'AO2. Le point optimum est alors atteint en rajoutant 24m de SMF supplémentaire au sein de la boucle à recirculation.



**Figure V-40** Fonction d'autocorrélation du train d'impulsions à 160-GHz après 300km de propagation, train initial (trait plein), ajustement de la dispersion d'ordre 2 par de la fibre SMF : 19m (traits pointillés), 24m (trait-points) et 30m (points).

#### V.3.4.4. Etude en puissance

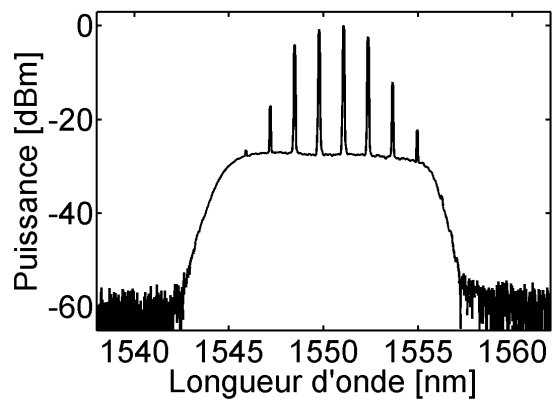
La Figure V-41 montre une étude en puissance après 400km de propagation dans la map asymétrique. Contrairement à la ligne ADM et à la Figure V-22, nous n'observons pas de régime solitonique dans la ligne de dispersion classique. En effet, plus la puissance injectée dans la boucle augmente et plus le signal se voit dégradé par la présence des effets non linéaires. Nous pouvons donc en conclure que la puissance optimale de la ligne est en fait un compromis entre le rapport signal à bruit et la minimisation des effets non linéaires.



**Figure V-41** Fonction d'autocorrélation du train d'impulsions à 160-GHz après 400km de propagation dans la boucle asymétrique en fonction de la puissance moyenne injectée dans la ligne, de bas en haut : train initial,  $P=6.6, 17.8, 30, 52, 60$  et  $66mW$ .

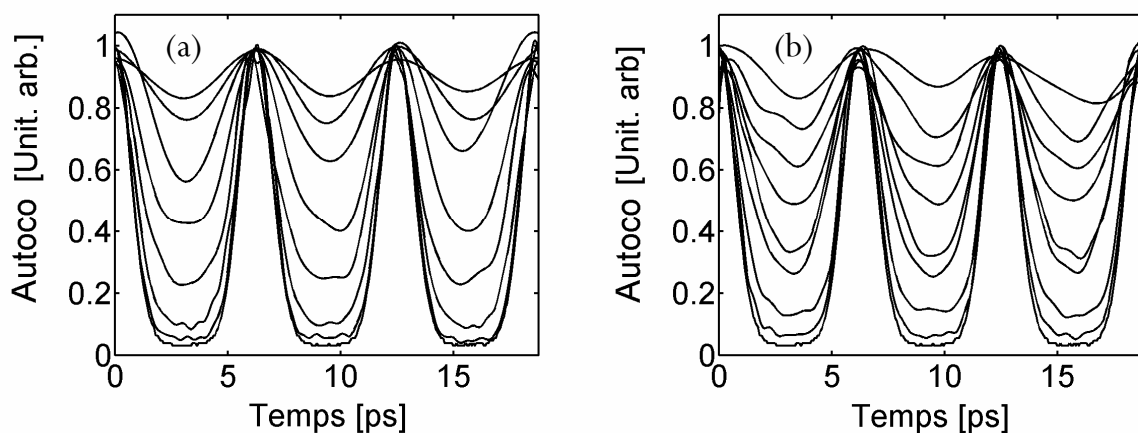
### V.3.4.5. Résultats de propagation

Après avoir soigneusement optimisé la dispersion chromatique, la puissance moyenne et ajusté la longueur d'onde centrale du filtre à 1548.5nm de sorte à obtenir un gain d'amplification quasiment plat le long du spectre des impulsions (voir Figure V-42), nous avons effectué l'enregistrement de la fonction d'autocorrélation du train d'impulsions à 160-GHz en fonction de la distance de propagation pour les deux types de map de dispersion. Un réglage manuel de l'état de polarisation grâce au contrôleur de polarisation a été également réalisé avant chaque enregistrement afin de minimiser les effets de la PMD [44].



*Figure V-42* Spectre du train d'impulsions à 160-GHz après 500km de propagation dans la boucle symétrique.

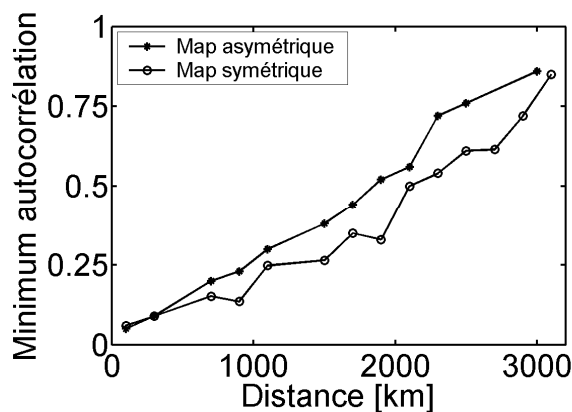
La Figure V-43 montre les traces d'autocorrélation de notre train d'impulsions à 160-GHz en fonction de la distance de propagation pour les deux types de map.



*Figure V-43 (a)* Fonction d'autocorrélation du train d'impulsions à 160-GHz en fonction de la distance de propagation pour la map asymétrique, de bas en haut : à 0, 100, 500, 1000, 1700, 1900, 2300 et 3000km  
*(b)* Idem pour la map symétrique, de bas en haut à 0, 100, 900, 1500, 1900, 2100, 2700, 2900 et 3100km.

Pour les deux différentes configurations, le signal peut être clairement observé jusqu'à 3000km de propagation avec une dégradation progressive des impulsions qui se traduit par l'augmentation du fond continu de l'autocorrélation. Il est cependant difficile de noter une différence majeure entre les deux différentes configurations. Nous noterons toutefois que la puissance optimale de propagation a été mesurée après le coupleur 50:50 à 8mW (9dBm) pour la map asymétrique et 0.8mW (-1dBm) pour la configuration symétrique, confirmant ainsi le rapport 10 de nos prévisions théoriques et numériques.

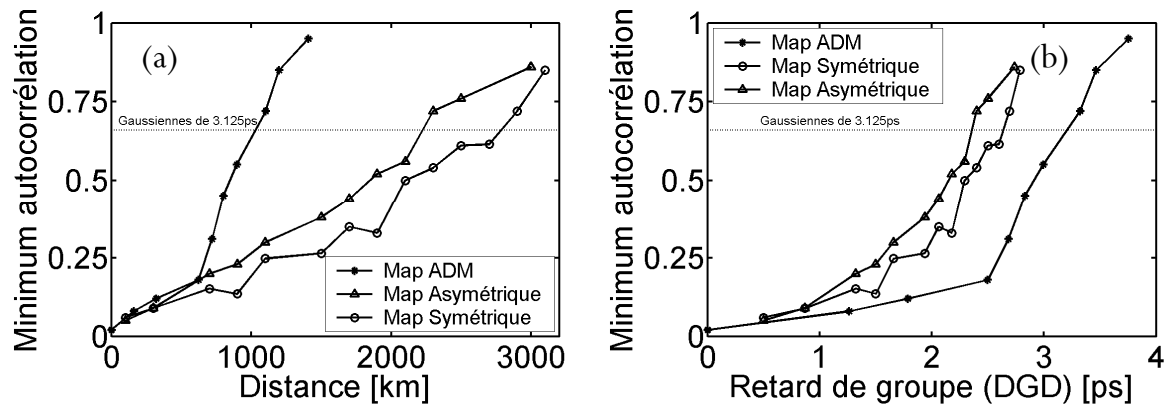
Afin de mieux quantifier les performances des deux différentes maps, nous avons tracé sur la Figure V-44 le minimum de la fonction d'autocorrélation en fonction de la distance de propagation. Il apparaît alors clairement que pour toute distance de propagation, la configuration symétrique conduit à un minimum d'autocorrélation plus faible, c'est-à-dire à une meilleure qualité d'impulsions que la configuration asymétrique, confirmant ainsi l'efficacité de la symétrisation des lignes à gestion de la dispersion classique ainsi que tous nos travaux numériques [14].



**Figure V-44** Minimum de la fonction d'autocorrélation du train d'impulsions à 160-GHz en fonction de la distance de propagation pour les deux types de map : asymétrique (étoiles) et symétrique (cercles).

### V.3.4.6. Conclusion : comparaison map symétrique/map ADM

Afin de clore ce chapitre sur la propagation d'impulsions à 160-GHz, il nous semble relativement important de réaliser ici une rapide comparaison entre les performances obtenues grâce au système ADM et celles obtenues par une map de dispersion plus classique de type asymétrique ou symétrique. Le fruit de cette étude expérimentale est représenté sur la Figure V-45.



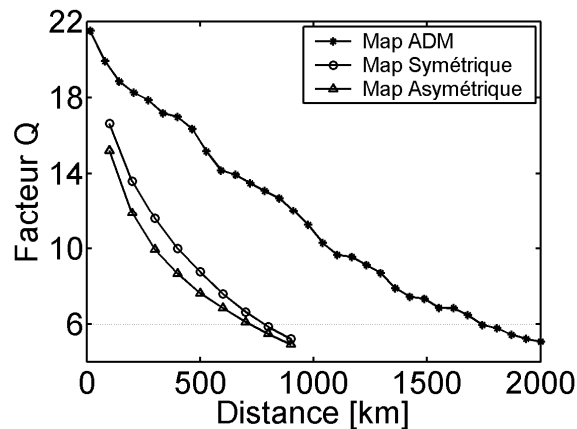
**Figure V-45 (a)** Minimum de la fonction d'autocorrélation du train d'impulsions à 160-GHz en fonction de la distance de propagation pour la map ADM (étoiles), asymétrique (triangles) et symétrique (cercles) **(b)** Idem mais en fonction du retard de groupe total (PMD x Distance de propagation<sup>1/2</sup>).

Dans une première approche, et sachant que la gestion de la dispersion dense a été décrite au début de ce chapitre comme étant un excellent moyen d'améliorer les performances des systèmes longue distance à très haut débit, le lecteur est en droit de crier ici à la supercherie. En effet, il apparaît clairement sur la Figure V-45(a) que la gestion de la dispersion classique de type symétrique offre de bien meilleures performances expérimentales que notre première ligne ADM. Il reste toutefois relativement difficile de comparer les deux types de map car les deux systèmes ne possèdent pas les mêmes valeurs de PMD ( $0.1\text{ps}/\text{km}^{1/2}$  pour la map ADM contre  $0.05\text{ps}/\text{km}^{1/2}$  pour les maps symétrique et asymétrique).

Cependant, nous pouvons s'affranchir de cette différence de PMD en traçant le minimum de la fonction d'autocorrélation du train d'impulsions non plus en fonction de la distance de propagation mais en fonction du retard de groupe cumulé, c'est-à-dire la racine carrée de la distance de propagation multipliée par la PMD de la ligne. Il apparaît alors sur la Figure V-45(b) que la ligne ADM offre une nette amélioration des performances vis-à-vis des maps symétrique et asymétrique et ce à DGD équivalents. Nous noterons par exemple que le retard de groupe obtenu pour un minimum d'autocorrélation correspondant à un train d'impulsions gaussiennes de 3.125ps (FWHM) est de 3.2ps pour la map ADM et 2.63ps pour la map symétrique. Ce résultat correspond donc, pour une PMD équivalente, à une amélioration du retard de groupe d'environ 20% et une augmentation de la distance de propagation d'environ 50% pour la map ADM. Nous observons finalement à nouveau que la diminution des valeurs de PMD est donc d'un enjeu majeur pour les applications longue distance à ultra-haut débit.

Une seconde approche numérique consiste à comparer les performances obtenues par simulations numériques pour les différents systèmes ayant des valeurs de PMD équivalentes. La figure suivante représente donc le résultat de ces simulations numériques pour les trois types de map. Les

configurations sont celles d'un système de type terrain, c'est-à-dire sans coupleur ni acousto-optique. La PMD a été choisie à  $0.1\text{ps}/\text{km}^{1/2}$  et les pertes aux soudures à  $0.02\text{dB}$ . Une séquence pseudo-aléatoire de 1024 bits est utilisée et un moyennage sur 50 simulations a été effectué pour s'affranchir du caractère aléatoire de la PMD. Les puissances moyennes injectées sont de  $4.8\text{mW}$  pour la map ADM,  $3.8\text{mW}$  pour la map asymétrique et  $0.42\text{mW}$  pour la map symétrique.



**Figure V-46** Simulations numériques des performances des systèmes ADM (points), Symétrique (cercles) et Asymétrique (triangles) en présence de PMD ( $0.1\text{ps}/\text{km}^{1/2}$ ).

La Figure V-46 montre alors clairement que, même en présence de PMD ( $0.1\text{ps}/\text{km}^{1/2}$ ), la ligne ADM conduit à une distance de transmission beaucoup plus importante qu'une map de dispersion classique de type asymétrique ou symétrique ( $1700\text{km}$  contre  $800\text{km}$ ) et ce, en bon accord avec les résultats expérimentaux. La qualité de robustesse des impulsions offerte par une ligne ADM en fait donc un candidat idéal pour de futures applications trans-océaniques tandis qu'une liaison à gestion de la dispersion classique et pré-installée sur le terrain pourra être poussée à un débit de  $160\text{-Gb/s}$  en vue d'applications terrestres dont la portée sera inférieure à  $1000\text{km}$ .

## V.4. Régénération tout optique : NOLM

### V.4.1. Principe

Une des solutions pour améliorer les performances d'un système est de pratiquer une régénération des impulsions. L'idée est donc ici de développer un dispositif de remise en forme des impulsions grâce à une boucle à miroir non linéaire (NOLM) [7, 222-230]. Le NOLM est en fait un système de discrimination de la puissance qui, par une fonction de transfert non linéaire, par exemple celle illustrée sur la Figure V-47(a), permet d'éliminer les composantes de basse puissance tout en favorisant les hautes puissances. Il est alors possible de « nettoyer » des impulsions en éliminant d'éventuelles impulsions satellites ou du bruit trop important [228-230].



Le principe du NOLM est schématisé sur la Figure V-47(b). L'idée de base est d'injecter de façon contra-propagative et au sein d'une fibre DSF ( $D=0\text{ps/km.nm}$ ) deux répliques du signal initial ayant des puissances différentes et de les faire interférer en sortie de fibre. Pour cela, nous utilisons un coupleur 50:50 bouclé par une fibre DSF qui permet non seulement de créer les deux répliques contra-propagatives mais aussi de générer les interférences après propagation. Un atténuateur permet également de déséquilibrer la puissance des deux répliques tandis qu'un isolateur empêche le retour de puissance dans l'amplificateur. Finalement, un filtre permet d'éliminer le bruit généré par l'amplificateur et éventuellement de remettre en forme l'impulsion [228-230].

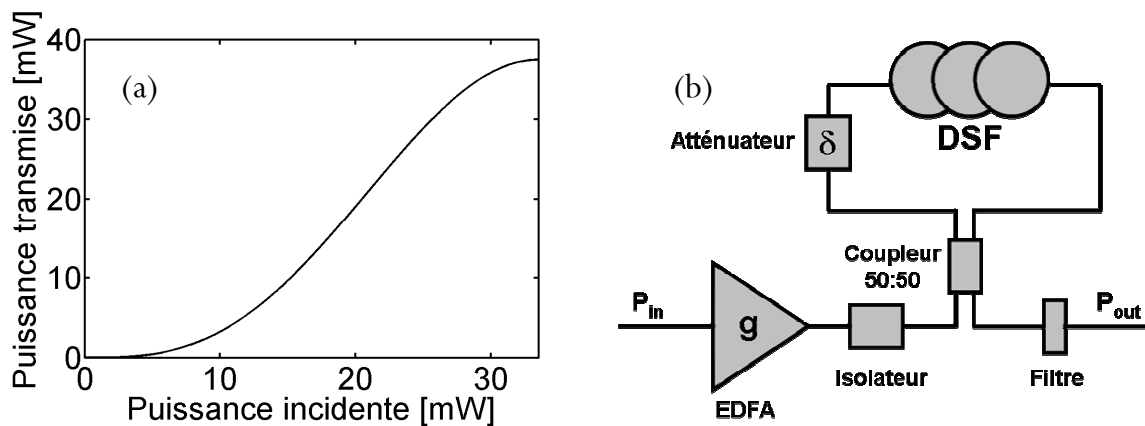


Figure V-47 (a) Exemple de fonction de transfert non linéaire (b) Principe d'un NOLM.

La discrimination de la puissance est finalement obtenue par interférence des deux répliques au niveau du coupleur 50:50. En effet, au cours leur propagation dans la fibre DSF, les deux répliques déséquilibrées en puissance accumulent des phases non linéaires différentes données, pour une onde continue, par [7, 226] :

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{1}{2} \gamma (gP_{in} + 2g\delta P_{in}) L_{eff} \\ \phi_2 &= \frac{1}{2} \gamma (g\delta P_{in} + 2gP_{in}) L_{eff} \end{aligned}, \quad (5.36)$$

où  $P_{in}$  est la puissance de l'onde continue initiale,  $g$  le gain de l'amplificateur,  $\delta$  les pertes de l'atténuateur et  $L_{eff}$  la longueur effective de la fibre DSF.

Nous noterons ici que les premiers termes de l'expression (5.36) correspondent aux termes d'auto-modulation de la phase tandis que les autres termes de la somme correspondent à la modulation de phase croisée. De plus, il est important de noter que le calcul de la fonction de transfert est réalisé en

supposant que les deux répliques du signal se propagent et interfèrent suivant la même polarisation rectiligne, condition difficile à réaliser expérimentalement.

La fonction de transfert du NOLM est ensuite obtenue en sommant les champs résultant de la propagation dans la fibre DSF et en calculant la puissance totale en sortie de NOLM donnée par [7] :

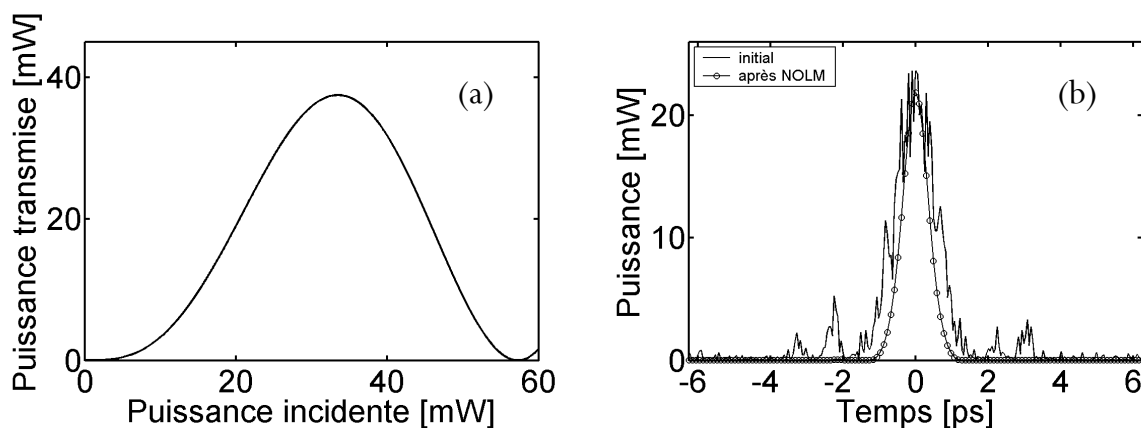
$$P_{out} = \frac{g\delta P_{in}\Gamma}{2} \left[ 1 - \cos(\phi_1 - \phi_2) \right]$$

$$P_{out} = \frac{g\delta P_{in}\Gamma}{2} \left[ 1 - \cos\left(\frac{1}{2} \gamma g P_{in} L_{eff} (1 - \delta)\right) \right], \quad (5.37)$$

où  $\Gamma$  représente les pertes totales de la fibre DSF.

La Figure V-48(a) montre un exemple de fonction de transfert obtenue pour un NOLM constitué de 5km de DSF à dispersion nulle, d'un gain d'amplificateur de 14dB, et d'un atténuateur de 12.1dB. Nous observons alors clairement que ce dispositif répond de manière discriminatoire en fonction de la puissance d'entrée puisque le bas de sa courbe réponse atténué de manière très sévère les composantes de basses puissances tout en ayant un comportement quasi linéaire pour les hautes puissances [228-230].

La Figure V-48(b) illustre le nettoyage très puissant que peut réaliser un tel dispositif. L'impulsion initiale (trait plein) est fortement bruitée et possède une série d'impulsions satellites non négligeables. Un passage successif dans le NOLM décrit par la Figure V-48(a) puis dans un filtre flat-top de 1-THz améliore alors de façon très nette la qualité de l'impulsion.

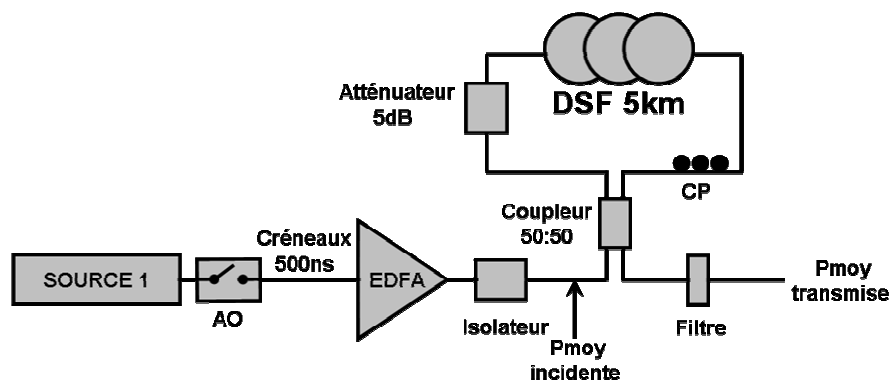


**Figure V-48 (a)** Fonction de transfert d'un NOLM avec  $g=14\text{dB}$ ,  $\delta=12.1\text{dB}$ ,  $L=5\text{km}$ ,  $\alpha=0.2\text{dB/km}$  et  $A_{eff}=50\mu\text{m}^2$  **(b)** Evolution d'une impulsion bruitée après passage dans le NOLM précédent et dans un filtre flat-top de 1-THz (FWHM), initial (trait plein), après NOLM (trait et cercles).

Le NOLM a été employé à très haut débit dès 2000 où Nakazawa et ses collaborateurs démontrèrent expérimentalement son efficacité de démultiplexage et de remise en forme des impulsions en réalisant une propagation à 1.28-THz sur 70km [93]. L'efficacité de filtrage du bruit a notamment été démontrée expérimentalement en 2001 par Ludwig *et al.* [225] et plus récemment, Gray *et al.* [222] ont démontré expérimentalement l'efficacité du NOLM dans une transmission à 40-Gb/s faisant passer la distance maximale de transmission de leur système de 1000 à 4000km et surtout, mirent en évidence la présence d'un régime de propagation autosolitonique [222, 224]. Finalement, en 2004, Segueineau et ses collaborateurs démontrèrent également l'efficacité du NOLM dans une transmission à 42.66-Gb/s en incorporant un NOLM de 1km de long construit sur la base d'une fibre hautement non linéaire pour minimiser les problèmes de dépolarisation du signal et réussir à améliorer la distance maximale de transmission de 6000 à 10.000km [229].

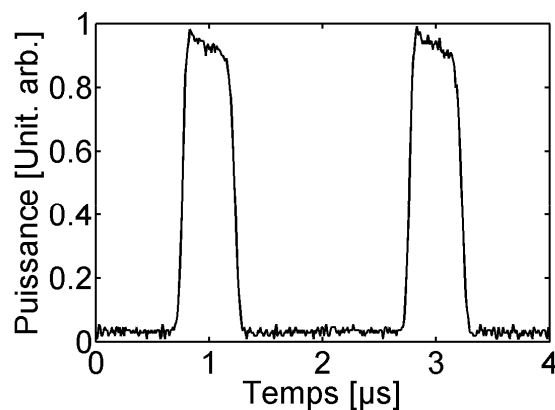
#### V.4.2. Mise en place expérimentale

Sur le même principe que celui décrit par la Figure V-47(b), nous avons construit un dispositif NOLM expérimental schématisé ici sur la Figure V-49. Notre NOLM est composé de 5km de fibre DSF, d'un atténuateur variable préalablement réglé sur 5dB, d'un coupleur 50:50 et d'un amplificateur *Keopsys* de 30dBm. Un isolateur permet d'atténuer à 99% le signal de retour et un filtre optique *Teraxion* flat-top de 1-THz, identique à celui présenté sur la Figure V-38(b), est connecté en sortie du NOLM. Ce filtre a été dans un premier temps ôté pour mesurer la fonction de transfert du NOLM. Un contrôleur de polarisation est finalement employé afin de maximiser les interférences au niveau du coupleur 50:50 [44].



**Figure V-49** Dispositif expérimental de mesure de la fonction de transfert du NOLM, AO : acousto-optique et CP : contrôleur de polarisation.

La difficulté expérimentale de caractérisation du NOLM réside dans le fait de pouvoir injecter au sein de la fibre DSF une onde continue de puissance relativement élevée, environ 1W. En effet, de telles puissances sont d'une part relativement dangereuses à manipuler mais d'autre part génèrent au sein de la fibre DSF une importante rétro-diffusion Brillouin [7, 165]. L'astuce expérimentale pour accéder à la courbe de transfert correspondant aux hautes puissances est donc d'utiliser un signal périodique formé de créneaux. Ce duty cycle permet alors non seulement de générer une onde quasi continue de forte puissance, mais aussi d'élargir le spectre de l'onde et de s'affranchir ainsi de l'effet Brillouin. La Figure V-49 montre que nous avons utilisé une diode laser centrée sur 1550nm suivie d'un acousto-optique qui permet de générer des créneaux de 500ns pour une période de 2 $\mu$ s, correspondant ainsi à un duty cycle de 4. La Figure V-50 montre les créneaux générés par l'acousto-optique et mesurés en entrée de NOLM après l'isolateur par une photo-diode et un oscilloscope. L'enregistrement des créneaux montre alors qu'après amplification, le plateau du créneau n'est malheureusement pas d'une grande qualité, phénomène sans doute lié au régime transitoire de l'amplificateur à fibre dopée Erbium.



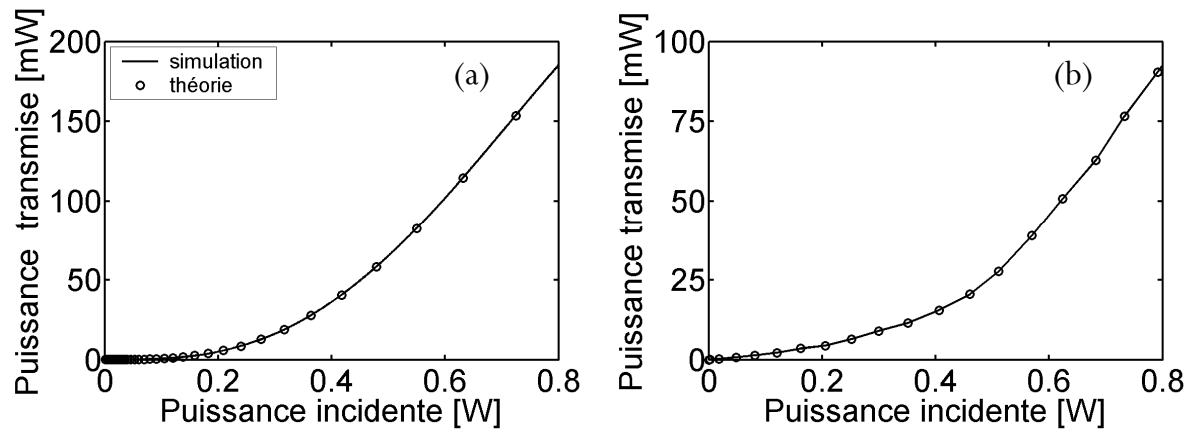
*Figure V-50* Mesure expérimentale des créneaux de 500ns sur une période de 2 $\mu$ s générés par l'acousto-optique.

### V.4.3. Fonction de transfert expérimentale

Forts de pouvoir injecter une onde quasi-continue et de forte puissance dans la fibre DSF, nous avons vérifié de manière numérique grâce au logiciel *VPI* que l'utilisation de créneaux conduit bien à la même fonction de transfert qu'une onde continue. La Figure V-51(a) montre le résultat de cette investigation. La fonction de transfert en régime continu correspondant à notre dispositif NOLM est obtenue à partir de l'équation (5.37) et représentée en trait plein sur la Figure V-51(a) tandis que la fonction de transfert générée par créneaux de 500ns (période de 2 $\mu$ s) et tracée en cercles est le fruit d'une simulation

numérique sous *VPI*. Afin de mieux comparer les deux types de courbes, la puissance incidente indiquée en abscisse de la Figure V-51(a) correspond à la puissance après amplificateur et au produit de la puissance moyenne par le duty cycle (1 pour le régime continu et 4 pour les créneaux). Ces résultats montrent d'une part que le modèle théorique décrit correctement les phénomènes physiques liés à la propagation au sein du NOLM et d'autre part que l'utilisation de créneaux permet de mesurer de manière précise la fonction de transfert du NOLM en régime continu.

La Figure V-51(b) illustre la fonction de transfert expérimentale du NOLM mesurée en puissance moyenne grâce à un puissance-mètre et réalisée à partir des créneaux de 500ns représentés sur la Figure V-50. Comme pour la Figure V-51(a), la puissance indiquée en abscisse correspond à la puissance mesurée après isolateur et au produit de la puissance moyenne par le duty cycle (ici 4).



**Figure V-51 (a)** Fonction de transfert théorique du NOLM : régime continu (trait plein) obtenu par l'équation (5.37), et régime de créneaux de 500ns sur  $2\mu\text{s}$  (cercles) obtenu par simulation numérique **(b)** Fonction de transfert expérimentale du NOLM réalisée grâce à des créneaux de 500ns sur une période de  $2\mu\text{s}$ .

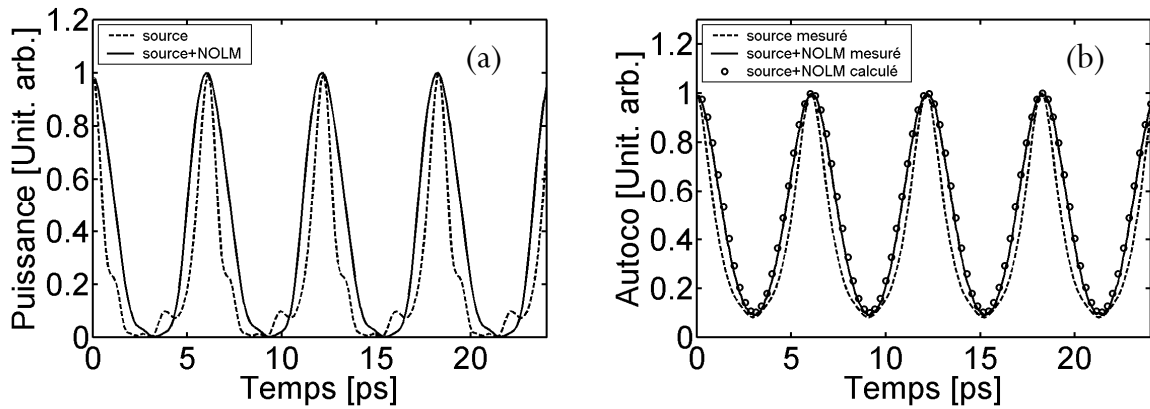
D'un point de vue général, la forme de la courbe relate bien le caractère non linéaire de la réponse du NOLM et son rôle discriminatoire vis-à-vis de la puissance. Par contre, d'un point de vue quantitatif, la puissance transmise par notre NOLM semble être diminuée en moyenne d'un facteur 2 par rapport aux valeurs théoriques présentées sur la Figure V-51(a). Ceci peut s'expliquer par le caractère très empirique de l'ajustement de la polarisation avec lequel il est impossible d'aboutir à deux répliques parfaitement polarisées suivant le même état rectiligne, phénomène négligé dans nos simulations et de toute manière impossible à modéliser [227]. De plus, il faut ajouter à ce premier phénomène l'imperfection des créneaux utilisés et le fait que le dispositif expérimental présente sans doute des pertes supplémentaires liées à la connectique du matériel utilisé.

### V.4.4. Test sur la source à 160-GHz

La fonction de transfert du NOLM présentant une réponse non linéaire vis-à-vis de la puissance incidente, nous avons réalisé une série de tests préliminaires sur la source à 160-GHz [9] (voir section III.2). La puissance du battement initial à l'entrée de la fibre de compression a été volontairement augmentée de 525 à 950 puis 1100mW de sorte à déformer le train d'impulsions à 160-GHz et pouvoir ainsi observer le rôle de régénérateur du NOLM. Pour chaque puissance d'injection dans la fibre de compression, nous avons tout d'abord réalisé une caractérisation FROG du train d'impulsions à 160-GHz généré par mélange à quatre ondes multiple puis une seconde caractérisation FROG après passage dans le NOLM (les erreurs quadratiques des caractérisations FROG présentées ci-dessous sont toutes inférieures à  $10^{-2}$ ).

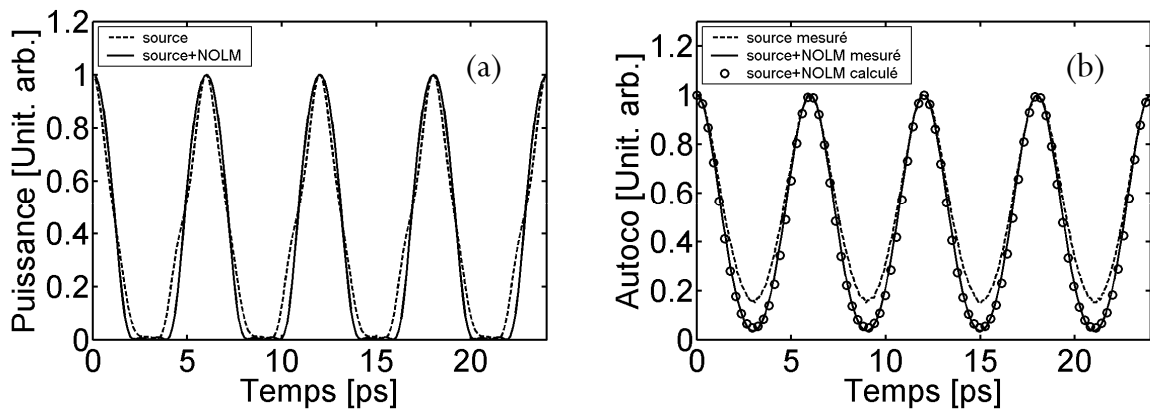
La Figure V-52 montre le résultat obtenu pour une puissance initiale de 950mW. Nous observons clairement sur la Figure V-52(a) que le train d'impulsions issu de la fibre de compression (ici en traits pointillés) se trouve être largement affecté par les importants effets non linéaires présents au sein de la fibre. En effet, si nous comparons ce résultat à celui de la Figure III-19(c), nous constatons que le profil d'intensité obtenu pour une puissance moyenne de 950mW est largement déformé et devient donc un candidat idéal pour une régénération optique.

La Figure V-52(a) montre donc également le profil d'intensité du train d'impulsions obtenu par caractérisation FROG après passage dans le NOLM (trait plein) pour une puissance crête après isolateur d'environ 600mW. Nous constatons alors une nette amélioration de la qualité des impulsions avec un lissage des composantes de basses puissances, démontrant ainsi l'efficacité de régénération de notre boucle à miroir non linéaire. La Figure V-52(b) représente les fonctions d'autocorrélation correspondant au train d'impulsions initial (traits pointillés), au train d'impulsions après passage dans le NOLM (trait plein) et au train d'impulsions après passage dans le NOLM mais recalculé à partir du résultat FROG (cercles). Nous pouvons constater que, malgré l'amélioration de la qualité des impulsions après passage dans le NOLM, l'autocorrélation ne s'en voit pas fondamentalement bouleversée, en particulier son minimum qui reste relativement constant. Ceci nous permet donc de réinsister sur le fait que l'autocorrélation à génération de second harmonique cache très souvent la qualité des impulsions. Finalement, la comparaison entre la trace d'autocorrélation mesurée et recalculée après passage dans le NOLM nous permet d'être confiant sur les résultats obtenus.



**Figure V-52** (a) Profil d'intensité résultant de l'analyse FROG du train d'impulsions à 160-GHz généré par mélange à quatre ondes multiple pour une puissance moyenne du battement initial de 950mW (traits pointillés), profil d'intensité après passage dans le NOLM (trait plein) (b) Fonction d'autocorrélation du train d'impulsions mesurée en sortie de fibre de compression (traits pointillés), mesurée après passage dans le NOLM (trait plein) et calculée d'après le résultat FROG et après passage dans le NOLM (cercles).

De manière similaire à la Figure V-52, nous avons réalisé un deuxième test de régénération optique pour une puissance initiale au sein de la fibre de compression de 1.1W. La Figure V-53(a) montre que le train d'impulsions alors issu de la fibre de compression (traits pointillés) se trouve être moins déformé que celui obtenu précédemment sur la Figure V-52(a) pour une puissance inférieure de 950mW, résultat sans doute lié au caractère spatialement périodique du phénomène de compression [84].



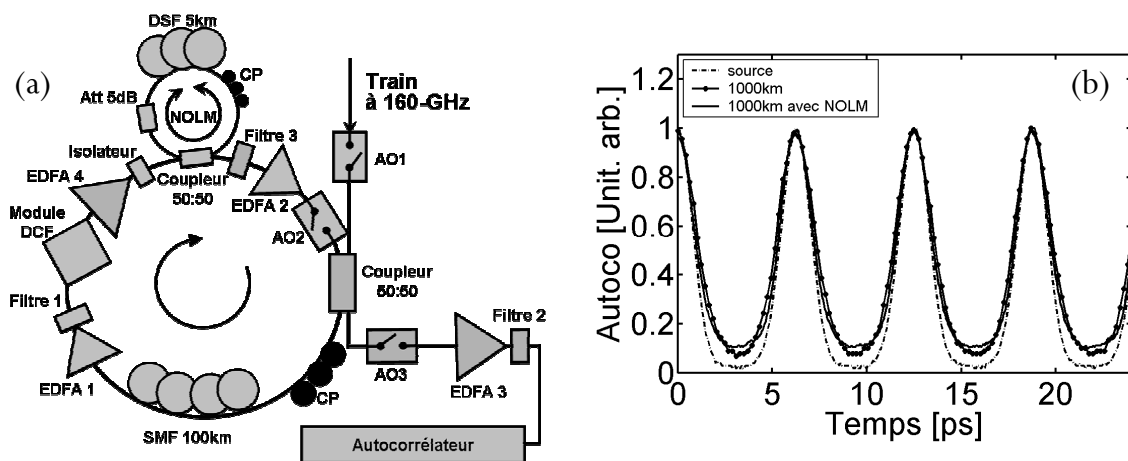
**Figure V-53** (a) Profil d'intensité résultant de l'analyse FROG du train d'impulsions à 160-GHz généré par mélange à quatre ondes multiple pour une puissance moyenne du battement initial de 1100mW (traits pointillés), profil d'intensité après passage dans le NOLM (trait plein) (b) Fonction d'autocorrélation du train d'impulsions mesurée en sortie de fibre de compression (traits pointillés), mesurée après passage dans le NOLM (trait plein) et calculée d'après le résultat FROG et après passage dans le NOLM (cercles).

Après passage dans le NOLM (trait plein), nous constatons tout de même une amélioration de la qualité des impulsions avec, en particulier, un lissage et une symétrisation des impulsions, démontrant ainsi que le NOLM pourrait aider à combattre les effets responsables d'asymétries tels que la dispersion d'ordre 3

ou la PMD. Contrairement à la Figure V-52(b), nous observons ici sur la Figure V-53(b) que la fonction d'autocorrélation du train d'impulsions (initialement en traits pointillés) se trouve être largement améliorée par le passage dans le NOLM (trait plein), le lissage par le NOLM des ailes de l'impulsion faisant décroître le minimum de l'autocorrélation. Comme sur la Figure V-52(b), la comparaison entre la trace d'autocorrélation mesurée et recalculée nous permet d'être confiant sur les résultats obtenus.

### V.4.5. Résultats de propagation sur la map asymétrique

L'étude précédente nous a permis de démontrer l'efficacité de notre dispositif NOLM pour l'amélioration de la qualité des impulsions. L'étape suivante fut donc fort logiquement d'inclure ce dispositif au sein d'une ligne de transmission. Nous avons alors inséré notre NOLM dans la ligne à gestion de la dispersion classique, qualifiée d'asymétrique, pour obtenir le dispositif expérimental schématisé sur la Figure V-54(a).



*Figure V-54 (a) Dispositif expérimental de la boucle à recirculation de type asymétrique accompagnée du dispositif NOLM (b) Fonction d'autocorrélation du train d'impulsions mesurée en sortie de ligne après 1000km de propagation, source initiale (traits pointillés), avec passage dans le NOLM (trait plein) et sans passage dans le NOLM (trait+étoiles).*

La partie boucle asymétrique est la même que celle utilisée dans la partie V.3 de ce chapitre auquel nous avons greffé le NOLM composé de 5km de fibre DSF ( $PMD=0.1ps/km^{1/2}$ ), d'un atténuateur variable réglé sur 5dB, d'un coupleur 50:50 et d'un amplificateur *Keopsys* de 30dBm (Figure de bruit 5.5dB). Un isolateur permet d'atténuer 99% du signal de retour et un filtre optique *Teraxion* flat-top de 1-THz (Filtre 3), identique à celui présenté sur la Figure V-38(b), est connecté en sortie du NOLM. Un contrôleur de polarisation (CP) est finalement employé afin de maximiser les interférences au niveau du



coupleur 50:50 [44]. La dispersion de la boucle a été ensuite finement ajustée par l'addition de 40m de fibre SMF et les pertes optimisées par une vérification et un nettoyage complet des différents connecteurs.

La Figure V-54(b) montre les résultats que nous avons obtenus après 1000km de propagation et pour une puissance moyenne circulant dans la boucle d'environ 8mW. Nous constatons tout d'abord qu'après 1000km de propagation, la qualité des impulsions est meilleure que celle obtenue sur la Figure V-43(a) ; un minimum d'autocorrélation de 0.1 est en effet enregistré au lieu de 0.25 précédemment. Nous attribuons cette amélioration à la diminution des pertes du système asymétrique passées de 44.2dB à 40dB. D'autre part, et à notre grand étonnement, l'incorporation du NOLM ne tend pas à améliorer les performances de notre ligne de transmission. Nous constatons simplement que la présence du NOLM induit une légère dégradation du signal sans doute due à l'allongement de la boucle. Pire, nous avons constaté que la présence du NOLM avait tendance à déstabiliser la propagation en faisant passer les impulsions dans un régime quasi chaotique. Les performances du système sont en effet fortement dépendantes de l'état de polarisation du signal qui ne reste constant que sur des laps de temps relativement courts, rendant très difficile l'enregistrement et l'interprétation des résultats.

#### V.4.6. Conclusions et perspectives

La conclusion de cette expérience que nous n'avons pas pu, à l'heure actuelle, approfondir est que le NOLM est un élément fortement sensible qui, malgré ses vertus régénératrices, peut s'avérer dévastateur lors de la propagation dans un système de transmission. Il serait donc intéressant d'essayer de diminuer cette sensibilité vis-à-vis de la polarisation en utilisant, par exemple, une séparatrice fibrée au lieu d'un coupleur 50:50 afin d'améliorer l'efficacité du système d'interférences. Une autre possibilité serait d'utiliser une série de polariseurs pour s'assurer d'une polarisation rectiligne identique pour les deux répliques contra-propagatives. Il serait finalement intéressant de pouvoir tester l'influence d'un dispositif entièrement à maintien de polarisation ou encore l'utilisation d'une fibre hautement non linéaire pour diminuer la longueur de fibre nécessaire [227, 229].



# Conclusion

*On croit les choses parce qu'on a été conditionné à les croire.*

*Aldous Huxley*

Ce mémoire rapporte mon travail de thèse réalisé de 2001 à 2004 dans l'équipe Solitons et Communications Optiques du Laboratoire de Physique de l'Université de Bourgogne sous la direction du professeur Guy Millot et portant sur la propagation d'impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion.

Ce sujet de thèse s'inscrit dans le contexte général des télécommunications par fibres optiques à ultra-haut débit dont nous pouvons ici en rappeler la problématique. Qu'est ce qui limite aujourd'hui les transmissions à ultra-haut débit ? Question difficile puisque, comme nous l'avons plusieurs fois évoqué au cours de ce mémoire, un grand nombre d'effets sont connus et relativement bien maîtrisés. Si les pertes, la dispersion d'ordre 2 ou d'ordre 3 sont maintenant des effets linéaires totalement maîtrisés, reste le bruit optique déjà réduit par la découverte de l'amplification Raman. La dispersion des modes de polarisation s'est également vue fortement diminuée sur les nouveaux types de fibres grâce aux nouvelles technologies de tirage mais également compensée en fin de transmission par des dispositifs devenus maintenant standards. Il reste néanmoins les effets non linéaires et toutes les interactions qui peuvent venir s'ajouter avec les effets cités précédemment. Les effets non linéaires trouvent leurs origines au sein même de la matière et dépendent exclusivement des impulsions optiques injectées dans la fibre ; ils ne peuvent par conséquent être compensés par un quelconque dispositif. L'enjeu est donc de construire des systèmes qui, comme un soliton contrebalançant la dispersion chromatique par les effets non linéaires, procurent, à travers les différents effets accompagnant la propagation, un certain équilibre aux impulsions optiques.

Le second défi de l'ultra-haut débit est l'actuelle limitation en bande passante de l'électronique à environ 40-GHz. En effet, il est à l'heure actuelle impossible de générer, d'observer ou encore de caractériser directement des impulsions dont la fréquence de répétition dépasse 40-GHz. Le ultra-haut débit reste donc un défi majeur en terme de génération et de caractérisation d'impulsions optiques ultra-brèves.

La réalisation de ce projet a comporté trois étapes clés qui nous ont amené aux conclusions suivantes :

Au cours de la première étape, nous avons décrit la mise en place expérimentale d'un dispositif SHG-FROG pour la caractérisation de trains d'impulsions à très haute cadence suivie d'une étude de sa

sensibilité sur un train d'impulsions à 160-GHz. Nous avons alors démontré que la technique SHG-FROG pouvait s'avérer être un outil puissant pour la caractérisation en intensité et en phase de trains d'impulsions à très haute cadence dans des gammes de puissances compatibles avec des enjeux Télécoms [10]. Il apparaît en effet que seul le dispositif SHG-FROG ait été testé à l'heure actuelle avec succès dans des gammes de puissances Télécoms et à une cadence supérieure à 40-GHz. Toutefois, grâce à leur meilleure sensibilité, les systèmes fibrés pourraient bientôt le rejoindre dans cette gamme d'activités tandis que les dispositifs TADPOLE ou GRENOUILLE (à confirmer) ont maintenant plusieurs ordres de grandeurs d'avance sur le SHG-FROG au niveau de la sensibilité pour des impulsions isolées.

Dans un second temps, le lecteur aura pu apprécier la première mise en évidence expérimentale du phénomène de compression d'un battement sinusoïdal par mélange à quatre ondes multiple via la génération d'impulsions cadencées à 160-GHz, correctement séparées, d'une largeur à mi-hauteur de 1.27ps, sans piédestal, en limite de Fourier et centrées autour de 1550nm [9]. De toutes les méthodes de compression d'un battement sinusoïdal décrites dans l'étude bibliographique, il apparaît que la technique de mélange à quatre ondes multiple est la plus simple à mettre en œuvre expérimentalement. Elle ne nécessite en effet qu'un seul tronçon de fibre standard d'une longueur de 1km qui réduit ainsi considérablement les problèmes de dépolarisation du signal, de diffusion Brillouin, de PMD et de fluctuation des paramètres le long de la fibre. Finalement, comme nous l'avons déjà évoqué, en vue d'applications Télécoms, notre source à 160-GHz pourrait être stabilisée temporellement grâce un asservissement des deux diodes lasers basé sur des filtres références de type Fabry-Perot [166].

Afin de corrélérer au maximum les résultats théoriques et expérimentaux, nous avons également décrit au lecteur comment, avec un analyseur de spectre optique standard, deux sources lasers accordables et un amplificateur à fibre dopée Erbium, il était possible pour un laboratoire d'optique classique de développer un banc de caractérisation de fibres optiques pratique et peu onéreux [11]. La méthode de caractérisation est essentiellement basée sur l'instabilité modulationnelle et le mélange à quatre ondes et donne finalement un accès simultané au coefficient de dispersion chromatique d'ordre 2, d'ordre 3, au coefficient non linéaire ainsi qu'au zéro de dispersion des fibres testées avec une précision relativement importante inférieure à 0.5%.

La dernière étape de ce travail de thèse a consisté en la réalisation de boucles à recirculation monocanales pour nos impulsions optiques ultra-courtes cadencées à 160-GHz. Deux approches relativement différentes pour la conception des lignes de transmission à ultra-haut débit ont été

envisagées et comparées, à savoir la gestion de la dispersion dense en vue d'applications trans-océaniques et la gestion de la dispersion classique pour des applications de type terrestre.

Dans une première partie, l'étude sur la gestion de la dispersion dense nous a permis de valider numériquement la méthodologie ADM pour la conception des systèmes DDM. La mise en place d'une boucle à recirculation a ensuite validé expérimentalement la méthode ADM et a notamment donné lieu à la meilleure performance de transmission monocanale à 160-GHz jamais réalisée (~900km) et détenue jusqu'alors par Augé et ses collaborateurs avec une distance maximale de 480km à 160-Gb/s [13]. Grâce à cette ligne ADM, nous avons également montré que la propagation est pilotée par la dispersion moyenne de la ligne et s'effectue bien dans un régime de type solitonique. Nous avons également mis en évidence les effets limitant ce type de système, à savoir la dispersion chromatique d'ordre 3 que nous avons pu compenser grâce à un module HOM et la dispersion des modes de polarisation qui s'est avérée relativement élevée ( $0.1\text{ps}/\text{km}^{1/2}$ ) [12]. Nous avons alors envisagé les améliorations et les perspectives à apporter à ce genre de système par exemple avec l'utilisation d'un « câble parfait » dans lequel la gestion de la dispersion chromatique d'ordre 2 et d'ordre 3 est incluse directement dans le mode de fabrication de la fibre. Finalement, avec les technologies actuelles en matière de tirage de fibre, nous avons alors démontré numériquement que les dispositifs ADM pouvaient être envisagés pour des applications trans-océaniques à 160-Gb/s.

L'étude sur les systèmes terrestres à gestion de la dispersion classique s'est ensuite faite en collaboration avec le centre de recherche et développement de France Télécom à Lannion. Une étude numérique puis expérimentale nous a alors permis de démontrer qu'une symétrisation de la ligne à gestion de la dispersion classique permettait d'augmenter la distance maximale de transmission d'environ 12.5% notamment grâce à une meilleure gestion de la non linéarité et en particulier par une réduction significative de la fluctuation de l'amplitude des bits de type « 1 » [14].

D'autre part, suite aux résultats expérimentaux de propagation sur les systèmes à gestion de la dispersion dense et à gestion de la dispersion classique, nous avons tenté de comparer les deux types de ligne. Il apparaît alors que les deux systèmes ne sont pas limités par les mêmes effets. La ligne ADM est en effet limitée par la présence de PMD tandis que la map symétrique se voit plutôt limitée par les effets non linéaires intra-canaux. A DGD équivalent, nos résultats expérimentaux ont finalement prouvé que la ligne ADM offrait de meilleures performances qu'une map à gestion de la dispersion classique en insistant sur le fait que la diminution des valeurs de PMD était un enjeu majeur pour les applications longue distance à ultra-haut débit.

Dans la dernière section, nous avons ensuite envisagé la possibilité de régénérer les impulsions au cours de leur propagation à travers une technologie de discrimination de puissance basée sur l'insertion

au sein de la ligne de transmission d'une boucle à miroir non linéaire (NOLM). Si la courbe de transfert de notre dispositif expérimental et les premiers tests sur la source à 160-GHz semblaient prometteurs, le NOLM est malheureusement apparu comme un élément fortement sensible à la polarisation qui, malgré ses vertus régénératrices, pouvait s'avérer dévastateur lors de la propagation des impulsions dans un système de transmission.

A travers ce mémoire de thèse, nous espérons finalement avoir donné au lecteur quelques pistes qui contribueront aux progrès des transmissions par fibres optiques à ultra-haut débit et aideront à mieux comprendre les phénomènes physiques encore peu ou mal maîtrisés qui accompagnent la propagation d'impulsions ultra-brèves au sein d'une fibre optique.

Nous pouvons maintenant clore ce mémoire en envisageant différentes perspectives et futurs développements basés sur ce travail de thèse. Parmi ces perspectives, il serait dans un premier temps intéressant d'approfondir l'étude sur la régénération tout optique en diminuant la sensibilité du NOLM vis-à-vis de la polarisation. Par exemple, nous pourrions tester l'insertion d'une séparatrice fibrée au lieu d'un coupleur 50:50 afin d'améliorer l'efficacité du système d'interférences ainsi qu'un dispositif à maintien de polarisation ou encore une fibre hautement non linéaire pour diminuer la longueur de fibre nécessaire.

Un stade supplémentaire oh ! combien motivant serait d'envisager la généralisation de notre dispositif expérimental à la transmission de séquences pseudo-aléatoires avec une mesure du facteur de qualité et du diagramme de l'œil. La forte baisse des coûts des équipements spécifiques ainsi que la commercialisation des dispositifs de multiplexage temporel (OTDM) nous permet maintenant d'envisager ce type d'expériences.

A long terme, il serait également fort intéressant de réaliser une étude de multiplexage en longueur d'onde (WDM) avec au moins 5 canaux ou encore une étude à 320-Gb/s, notre méthode de génération d'impulsions étant bien adaptée à ce genre d'application.

D'autres études plus fondamentales peuvent finalement nourrir ces perspectives comme la caractérisation de l'instabilité modulationnelle au sein d'une ligne à gestion de la dispersion ou encore le développement d'une technique de réflectométrie pour la mesure locale des paramètres physiques d'une ligne de transmission (dispersion chromatique, PMD ou coefficient non linéaire).



# Liste des publications

## Publications dans des revues à comité de lecture :

**P1. J. Garnier, J. Fatome, and G. Le Meur.**

*Statistical analysis of pulse propagation driven by polarization mode dispersion*  
J. Opt. Soc. Am. B, **19**, pp. 1968-1977 (2002).

**P2. S. Pitois, J. Fatome and G. Millot.**

*Generation of a 160-GHz transform-limited pedestal-free pulse train through multiwave mixing compression of a dual-frequency beat signal*  
Opt. Lett., **27**, pp. 1729-1731 (2002).

**P3. P. Tchofo Dinda, A. Labruyere, A.B. Moubissi, K. Nakkeeran, J. Fatome, S. Pitois and G. Millot.**

*On the designing of densely dispersion-managed optical fiber systems for ultra-fast optical communication*  
Annales des Télécommunications, **invited paper**, **58**, n° 11-12, pp. 1785-1808 (2003).

**P4. J. Fatome, S. Pitois, P. Tchofo Dinda and G. Millot.**

*Experimental demonstration of 160-GHz densely dispersion-managed soliton transmission in a single channel over 896 km of commercial fibers*  
Optics Express, **11**, pp. 1553-1558 (2003).

**P5. J. Fatome, S. Pitois and G. Millot.**

*Sensitivity of SHG-FROG for the Characterisation of Ultrahigh-Repetition-Rate Telecommunication Laser Sources*  
Optical Fiber Technology, **10**, pp. 73-78 (2004).

**P6. J. Fatome, S. Pitois and G. Millot.**

*Influence of third-order dispersion on the temporal Talbot effect*  
Optics Communications, **234**, pp. 29-34 (2004).

**P7. J. Fatome, S. Pitois, P. Tchofo Dinda, G. Millot, E. Le Rouzic, B. Cuenot, E. Pincemin and S. Gosselin.**

*Effectiveness of fiber lines with symmetric dispersion swing for 160 Gb/s terrestrial transmission systems*  
IEEE Photon. Technol. Lett., **16**, pp. 2365-2367 (2004).

## Actes de congrès :

**A1. J. Fatome, S. Pitois and G. Millot.**

*160-GHz picosecond pulse train generation through multiwave mixing compression of a dual frequency beat signal*  
Nonlinear Guided Waves and Their Applications (NLGW 2002), OSA Technical Digest Series, NLTuC3.

**A2. J. Fatome, S. Pitois and G. Millot.**

*Génération d'un train d'impulsions non chirpées et sans piédestal à 160-GHz via la compression d'un battement sinusoïdal par mélange à quatre ondes multiple*  
21<sup>ème</sup> Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2002), proceedings, pp. 61-63.

**A3. J. Fatome, S. Pitois and G. Millot.**

*160-GHz picosecond pulse train generation through multiwave mixing compression of a dual frequency beat signal*  
25th International Congress on High Speed Photography and Photonics (HSPP 2002), invited paper, proceedings, pp. 114-121.

**A4. J. Fatome, S. Pitois, P. Tchofo Dinda and G. Millot.**

*Démonstration expérimentale d'une transmission monocanal à 160-GHz sur 896 km dans une ligne à fibres optiques gérées en dispersion dense*  
22<sup>ème</sup> Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2003), proceedings, pp. 83-85.

**A5. J. Fatome, S. Pitois, P. Tchofo Dinda, G. Millot, E. Le Rouzic, B. Cuenot, E. Pincemin and S. Gosselin.**

*Effectiveness of fiber lines with symmetric dispersion swing for 160 Gb/s terrestrial transmission systems*  
Nonlinear Guided Waves and Their Applications (NLGW 2004), OSA Technical Digest Series, TuB4.

### Communications orales à des colloques nationaux et internationaux :

(Le nom du conférencier est souligné)

**CO1. J. Fatome, S. Pitois and G. Millot.**

*160-GHz picosecond pulse train generation through multiwave mixing compression of a dual frequency beat signal*  
Nonlinear Guided Waves and Their Applications (NLGW 2002), Sept. 1-4, 2002, Stresa, Italy.

**CO2. J. Fatome, S. Pitois and G. Millot.**

*Génération d'un train d'impulsions non chirpées et sans piédestal à 160-GHz via la compression d'un battement sinusoïdal par mélange à quatre ondes multiple*  
21<sup>ème</sup> Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2002), Sept. 23-25, 2002, Dijon, France.

**CO3. J. Fatome, S. Pitois and G. Millot.**

*160-GHz picosecond pulse train generation through multiwave mixing compression of a dual frequency beat signal*  
25th International Congress on High Speed Photography and Photonics (HSPP 2002), **Conférence invitée**, Sept. 29 - Oct. 4, 2002, Beaune, France.

**CO4. J. Fatome, S. Pitois, P. Tchofo Dinda and G. Millot.**

*Démonstration expérimentale d'une transmission monocanal à 160-GHz sur 896 km dans une ligne à fibres optiques gérées en dispersion dense*  
4<sup>ème</sup> Journées des Ecoles Doctorales Louis Pasteur et Carnot (JED 2003), Mai 15-16, 2003, Dijon, France.

**CO5. J. Fatome, S. Pitois, P. Tchofo Dinda and G. Millot.**

*Démonstration expérimentale d'une transmission monocanal à 160-GHz sur 896 km dans une ligne à fibres optiques gérées en dispersion dense*  
22<sup>ème</sup> Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG 2003), Nov. 12-14, 2003, Valence, France.

**CO6. J. Fatome, S. Pitois, P. Tchofo Dinda, G. Millot, E. Le Rouzic, B. Cuenot, E. Pincemin and S. Gosselin.**

*Effectiveness of fiber lines with symmetric dispersion swing for 160 Gb/s terrestrial transmission systems*  
Nonlinear Guided Waves and Their Applications (NLGW 2004), Mar. 28-31, 2004, Toronto, Canada.

**CO7. J. Fatome, S. Pitois, P. Tchofo Dinda, G. Millot, E. Le Rouzic, B. Cuenot, E. Pincemin and S. Gosselin.**

*Démonstration expérimentale de l'efficacité des lignes à gestion symétrique de la dispersion pour les transmissions terrestres à 160GHz.*  
5<sup>ème</sup> Journées des Ecoles Doctorales Louis Pasteur et Carnot (JED 2004), Mai 06-07, 2004, Besançon, France.

### Communications par affiches :

**Aff1. J. Fatome, S. Pitois and G. Millot.**

*Génération d'un train de solitons à 160GHz*  
3<sup>ème</sup> Journées des Ecoles Doctorales Louis Pasteur et Carnot (JED 2002), Mai 06-07, 2002, Besançon, France.  
(Prix de la meilleure affiche)



# Références

- [1] T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in Ruby masers," *Nature*, vol. 187, pp. 493, 1960.
- [2] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, pp. 142, 1973.
- [3] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon, "Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, pp. 1095-1098, 1980.
- [4] J. P. Gordon, "Interaction forces among solitons in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 8, pp. 596-598, 1983.
- [5] V. E. Zakharov and S. Wabnitz, *Optical Solitons: Theoretical challenges and industrial perspectives*: Springer-Verlag, 1999.
- [6] K. Emura, "Multi-Terabit/s DWDM; Technologies and perspectives," presented at OFC'01, Anaheim, 2001.
- [7] G. P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Third ed. New York: Academic press, 2001.
- [8] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Third ed. New York: Academic press, 2001.
- [9] S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot, "Generation of a 160-GHz transform-limited pedestal-free pulse train through multiwave mixing compression of a dual-frequency beat signal," *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 1729, 2002.
- [10] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, "Sensitivity of SHG-FROG for the characterization of ultrahigh-repetition-rate telecommunication laser sources," *Opt. Fib. Tech.*, vol. 10, pp. 73-78, 2004.
- [11] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, "Generation and characterization of ultrahigh-repetition-rate pulse trains for optical fiber communications lines," presented at HSP'02, Beaune, 2002.
- [12] J. Fatome, S. Pitois, P. Tchofo-Dinda, and G. Millot, "Experimental demonstration of 160-GHz densely dispersion-managed soliton transmission in a single channel over 896 km of commercial fibers," *Opt. Express*, vol. 11, pp. 1553-1558, 2003.
- [13] J.-L. Augé, M. Cavallari, M. Jones, P. Kean, D. Watley, and A. Hadjifotiou, "Single Channel 160 Gb/s OTDM propagation over 480 km of standard fiber using a 40 GHz semiconductor mode-locked laser pulse source," presented at OFC'02, Anaheim, 2002.
- [14] J. Fatome, S. Pitois, P. Tchofo-Dinda, G. Millot, E. L. Rouzic, B. Cuenot, E. Pincemin, and S. Gosselin, "Effectiveness of Fiber Lines With Symmetric Dispersion Swing for 160-Gb/s Terrestrial Transmission Systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, pp. 2365-2367, 2004.
- [15] G. Millot and P. Tchofo-Dinda, *Encyclopedia of modern optics*: Elsevier, in press 2004.
- [16] A. Boskovic, S. V. Chernikov, J. R. Taylor, L. Gruner-Nielsen, and O. A. Levring, "Direct continuous-wave measurement of  $n_2$  in various types of telecommunication fiber at  $1.55\mu\text{m}$ ," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1966-1968, 1996.
- [17] M. Artiglia, E. Ciaramella, and B. Sordo, "Using modulation instability to determine Kerr coefficient in optical fibres," *Electron. Lett.*, vol. 31, pp. 1012-1013, 1995.
- [18] Y. Namihira, A. Miyata, and N. Tanahashi, "Nonlinear coefficient measurements for dispersion shifted fibres using self-phase modulation method at  $1.55\mu\text{m}$ ," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 1171-1172, 1994.
- [19] K. S. Kim, R. H. Stolen, W. A. Reed, and K. W. Quoi, "Measurement of the nonlinear index of silica-core and dispersion-shifted fibers," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 257-259, 1994.
- [20] A. J. Taylor, G. Rodriguez, and T. S. Clement, "Determination of  $n_2$  by direct measurement of the optical phase," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1812-1814, 1996.
- [21] R. Ludwig, U. Feiste, S. Diez, C. Schubert, C. Schmidt, H. J. Ehrke, and H. G. Weber, "Unrepeated 160Gbit/s RZ single-channel transmission over 160km of standard fibre at  $1.55\mu\text{m}$  with hybrid MZI optical demultiplexer," *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1405-1406, 2000.
- [22] L. J. Richardson, W. Forysiak, and N. J. Doran, "Trans-Oceanic 160-Gb/s Single-Channel Transmission Using Short-Period Dispersion Management," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 209-211, 2001.
- [23] M. Westlund, H. Sunnerud, J. Li, J. Hansryd, M. Karlsson, P. O. Hedekvist, and P. A. Andrekson, "Long-term automatic PMD compensation for 160 Gbit/s RZ transmission," *Electron. Lett.*, vol. 38, pp. 982-983, 2002.
- [24] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, and H. H. Chen, "Stability of solitons in randomly varying birefringent fibers," *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 1231-1233, 1991.
- [25] P. A. Andrekson, H. Sunnerud, and M. Karlsson, "System Impacts of Polarization-Mode Dispersion," presented at ECOC'03, Rimini, 2003.
- [26] J. Garnier, J. Fatome, and G. L. Meur, "Statistical analysis of pulse propagation driven by polarization-mode dispersion," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 19, pp. 1968-1977, 2002.
- [27] F. Bruyère, "Impact of First- and Second-Order PMD in Optical Digital Transmission Systems," *Opt. Fib. Tech.*, vol. 2, pp. 269-280, 1996.



- [28] C. A. Eleftherianos, D. Syvridis, T. Spicopoulos, and C. Caroubalos, "Maximum transmission distances of 40Gbit/s soliton systems in the presence of PMD," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 688-689, 1998.
- [29] X. Zhang, M. Karlsson, P. Andrekson, and K. Bertilsson, "Impact of polarisation-mode dispersion in dispersion-managed soliton systems," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 1122-1124, 1998.
- [30] S. Lanne, W. Idler, J.-P. Thiéry, and J.-P. Hamaide, "Fully automatic PMD compensation at 40 Gbit/s," *Electron. Lett.*, vol. 38, pp. 40-41, 2002.
- [31] F. Buchali, H. Bülow, W. Baulmert, M. Schmidt, K. Schuh, E. Lach, E. Corbel, J. Berger, R. Ludwig, C. Schubert, and H. G. Weber, "Adaptive PMD compensation in a 160 Gb/s RZ transmission system using eye monitor feedback," presented at ECOC'02, Copenhagen, 2002.
- [32] M. Wang, T. Li, and S. Jian, "A novel adjustable PMD compensator based on a tapered high-birefringence linearly chirp fiber Bragg grating," *Opt. Commun.*, vol. 240, pp. 307-314, 2004.
- [33] J. M. Dudley, A. C. Peacock, and G. Millot, "The cancellation of nonlinear and dispersive phase components on the fundamental optical fiber soliton: a pedagogical note," *Opt. Commun.*, vol. 193, pp. 253-259, 2001.
- [34] A. Hasegawa and W. F. Brinkman, "Tunable Coherent IR and FIR Sources Utilizing Modulational Instability," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, pp. 694-697, 1980.
- [35] K. Tai, A. Hasegawa, and A. Tomita, "Observation of Modulation Instability in Optical Fibers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 56, pp. 135-138, 1986.
- [36] G. Millot, E. Seve, and S. Wabnitz, "Observation of a Novel Large-Signal Four-Photon Instability in Optical Wave Mixing," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 80, pp. 504-507, 1998.
- [37] E. Seve, G. Millot, S. Trillo, and S. Wabnitz, "Large-signal enhanced frequency conversion in birefringent optical fibers: theory and experiments," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, pp. 2537-2551, 1998.
- [38] G. Millot, P. Tchofo-Dinda, E. Seve, and S. Wabnitz, "Modulational Instability and Stimulated Raman Scattering in Normally Dispersive Highly Birefringent Fibers," *Opt. Fib. Tech.*, vol. 7, pp. 170-205, 2001.
- [39] D. A. Fishman and J. A. Nagel, "Degradations Due to Stimulated Brillouin Scattering in Multigigabit Intensity-Modulated Fiber-Optic Systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 1721-1728, 1993.
- [40] C. McIntosh, A. Yeniay, J. Toulouse, and J.-M. P. Delavaux, "Stimulated Brillouin Scattering in Dispersion-Compensating Fibers," *Opt. Fib. Tech.*, vol. 3, pp. 173-176, 1997.
- [41] B. Zhu, "Ultra high density and long haul transmissions," presented at OFC'04, Los Angeles, 2004.
- [42] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Boston: Kluwer Academic Publishers, 2000.
- [43] A. Maruta, Y. Yamamoto, S. Okamoto, A. Suzuki, T. Morita, A. Agata, and A. Hasegawa, "Effectiveness of densely-dispersion managed solitons in ultra-high speed transmission," *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1947-1949, 2000.
- [44] H. C. Lefevre, "Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers," *Electron. Lett.*, vol. 16, pp. 778-780, 1980.
- [45] D. Meshulach, Y. Barad, and Y. Silberberg, "Measurement of ultrashort optical pulses by third-harmonic generation," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 2122-2125, 1997.
- [46] J. L. A. Chilla and O. E. Martinez, "Direct determination of the amplitude and the phase of femtosecond light pulses," *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 39-41, 1991.
- [47] K. C. Chu, J. P. Heritage, R. S. Grant, K. X. Liu, A. Dienes, W. E. White, and A. Sullivan, "Direct measurement of the spectral phase of femtosecond pulses," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 904-906, 1995.
- [48] K. C. Chu, J. P. Heritage, R. S. Grant, and W. E. White, "Temporal interferometric measurement of femtosecond spectral phase," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1842-1844, 1996.
- [49] P. Kockaert, M. Peeters, S. Coen, P. Emplit, M. Haelterman, and O. Deparis, "Simple Amplitude and Phase Measuring Technique for Ultrahigh-Repetition-Rate Lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 187-189, 2000.
- [50] C. Iaconis and I. A. Walmsley, "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses," *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 792-794, 1998.
- [51] T. M. Shuman, M. E. Anderson, J. Bromage, C. Iaconis, L. Waxer, and I. A. Walmsley, "Real-Time SPIDER: ultrashort pulse characterization at 20 Hz," *Opt. Express*, vol. 5, pp. 134-143, 1999.
- [52] I. Gallmann, D. H. Sutter, N. Matuschek, G. Steinmeyer, U. Keller, C. Iaconis, and I. A. Walmsley, "Characterization of sub-6-fs optical pulses with spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1314-1316, 1999.
- [53] V. Wong and I. A. Walmsley, "Analysis of ultrashort pulse-shape measurement using linear interferometers," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 287-289, 1994.
- [54] C. Dorrer, "Implementation of spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction with a simultaneously recorded reference interferogram," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1532-1534, 1999.
- [55] A. Müller and M. Laubscher, "Spectral phase and amplitude interferometry for direct electric-field reconstruction," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 1915-1917, 2001.
- [56] P. Baum, S. Lochbrunner, and E. Riedle, "Zero-additional-phase SPIDER: full characterization of visible and sub-20-fs ultraviolet pulses," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 210-212, 2004.

- [57] C. Dorrer, B. De-Beauvoir, C. Le-Blanc, S. Ranc, J.-P. Rousseau, P. Rousseau, J.-P. Chambaret, and F. Salin, "Single-shot real-time characterization of chirped-pulse amplification systems by spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1644-1646, 1999.
- [58] W. Kornelis, J. Biegert, J. W. G. Tisch, M. Nisocoli, G. Sansone, C. Vozzi, S. D. Silvestri, and U. Keller, "Single-shot kilohertz characterization of ultrashort pulses by spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction," *Opt. Lett.*, vol. 28, pp. 281-283, 2003.
- [59] D. N. Fittinghoff, J. L. Bowie, J. N. Sweetser, R. T. Jennings, M. A. Krumbügel, K. W. Delong, R. Trebino, and I. A. Walmsley, "Measurement on the intensity and phase of ultraweak, ultrashort laser pulses," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 884-886, 1996.
- [60] F. Guty, "Génération d'impulsions solitoniques dans les fibre optiques par instabilité de modulation ou en cavité avec gestion de la dispersion, et caractérisation en intensité et en phase," in *PhD thesis*. Dijon: Université de Bourgogne, 2001.
- [61] R. Trebino, K. W. Delong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, B. A. Richman, and D. J. Kane, "Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 68, pp. 3277-3295, 1997.
- [62] J. R. Fienup, "Phase retrieval algorithms: a comparison," *Appl. Opt.*, vol. 21, pp. 2759-2769, 1982.
- [63] J. Peatross and A. Rundquist, "Temporal decorrelation of short laser pulses," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, pp. 216-222, 1998.
- [64] R. Trebino and D. J. Kane, "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 10, pp. 1101-1111, 1993.
- [65] D. J. Kane and R. Trebino, "Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 823-825, 1993.
- [66] D. J. Kane, A. J. Taylor, R. Trebino, and K. W. Delong, "Single-shot measurement of the intensity and phase of an femtosecond UV laser pulse with frequency-resolved optical gating," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 1061-1063, 1994.
- [67] T. S. Clement, A. J. Taylor, and D. J. Kane, "Single-shot measurement of the amplitude and phase of ultrashort laser pulses in the violet," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 70-72, 1995.
- [68] K. W. Delong, R. Trebino, and D. J. Kane, "Comparison of ultrashort-pulse frequency-resolved-optical-gating traces for three common beam geometries," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, pp. 1595-1608, 1994.
- [69] K. W. Delong, D. N. Fittinghoff, R. Trebino, B. Kohler, and K. Wilson, "Pulse retrieval in frequency-resolved optical gating based on the method of generalized projections," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 2152-2154, 1994.
- [70] K. W. Delong, R. Trebino, J. Hunter, and W. E. White, "Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, pp. 2206-2215, 1994.
- [71] P. Grellu, F. Guty, and G. Millot, "Pseudo-random pulse sequence characterization with frequency-resolved optical gating," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 672-674, 2002.
- [72] F. Guty, S. Pitois, P. Grellu, G. Millot, M. D. Thomson, and J. M. Dudley, "Generation and characterization of 0.6-THz polarization domain-wall trains in an ultralow-birefringent spun fiber," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1389-1391, 1999.
- [73] P. A. Lacourt, H. Porte, W. Rhodes, and J. P. Goedgebuer, "Corrélation d'impulsions courtes par mélange quatre ondes dans une fibre," presented at JNOG 2000, 2000.
- [74] P. A. Lacourt, M. Gross, S. Ralph, and J. M. Dudley, "Frequency Resolved Optical Gating at 1550nm Using Semiconductor Optical Amplifier Four-Wave Mixing," presented at OFC 2003, 2003.
- [75] J. Paye, M. Ramaswamy, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, "Measurement of the amplitude and phase of ultrashort light pulses from spectrally resolved autocorrelation," *Opt. Lett.*, vol. 18, pp. 1946-1948, 1993.
- [76] K. Taira and K. Kikuchi, "Frequency-resolved optical gating cross-correlator for complete and rapid retrieval of waveform and phase of optical pulses at 1.55 $\mu\text{m}$ ," *Electron. Lett.*, vol. 37, pp. 311-312, 2001.
- [77] M. D. Thomson, J. M. Dudley, L. P. Barry, and J. D. Harvey, "Complete pulse characterization at 1.5  $\mu\text{m}$  by cross-phase modulation in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 23, pp. 1582-1584, 1998.
- [78] T. Tsang, M. A. Krumbügel, K. W. Delong, D. N. Fittinghoff, and R. Trebino, "Frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses using surface third-harmonic generation," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1381-1383, 1996.
- [79] I. Will, P. Nickles, M. Schnuerer, M. Kalashnikov, and W. Sandner, "Compact FROG system useful for measurement of multiterawatt laser pulses," *Opt. Commun.*, vol. 132, pp. 101-106, 1996.
- [80] P. A. Lacourt, J. M. Dudley, J. M. Merolla, H. Porte, J. P. Goedgebuer, and W. Rhodes, "Milliwatt-peak-power pulse characterization at 1.55  $\mu\text{m}$  by wavelength-conversion frequency-resolved optical gating," *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 863-865, 2002.
- [81] K. Inoue, "Four-Wave Mixing in an Optical Fiber in the Zero-Dispersion Wavelength Region," *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, pp. 1553-1561, 1992.
- [82] P. O'Shea, M. Kimmel, X. Gu, and R. Trebino, "Highly simplified device for ultrashort-pulse measurement," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 932-934, 2001.
- [83] S. Akturk, M. Kimmel, P. O'Shea, and R. Trebino, "Extremely simple device for measuring 20-fs pulses," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 1025-1027, 2004.

- [84] S. Trillo, S. Wabnitz, and T. A. B. Kennedy, "Nonlinear dynamics of dual-frequency-pumped multiwave mixing in optical fibers," *Phys. Rev. A*, vol. 50, pp. 1732-1747, 1994.
- [85] F. G. Omenetto, J. W. Nicholson, and A. J. Taylor, "Second-harmonic generation-frequency-resolved optical gating analysis of low-intensity shaped femtosecond pulses at 1.55 $\mu\text{m}$ ," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1780-1782, 1999.
- [86] S. V. Chernikov, R. Kashyap, M. J. Guy, D. G. Moodie, and J. R. Taylor, "Ultrahigh-bit-rate optical sources and applications," *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, vol. 354, pp. 719-731, 1996.
- [87] S. Kawanishi, H. Takara, T. Morioka, O. Kamatani, K. Takiguchi, T. Kitoh, and M. Saruwatari, "Single channel 400Gbit/s time division-multiplexed transmission of 0.98ps pulses over 40km employing dispersion slope compensation," *Electron. Lett.*, vol. 32, pp. 916-918, 1996.
- [88] U. Feiste, R. Ludwig, C. Schubert, J. Berger, C. Schmidt, H. G. Weber, B. Schmauss, A. Munk, B. Buchold, D. Briggmann, F. Kueppers, and F. Rumpf, "160Gbit/s transmission over 116km field-installed fibre using 160Gbit/s OTDM and 40Gbit/s ETDM," *Electron. Lett.*, vol. 37, pp. 443-445, 2001.
- [89] A. Takada and M. Saruwatari, "100 Gbit/s optical signal generation by time-division multiplication of modulated and compressed pulses from gain-switched distributed feedback (DFB) laser diode," *Electron. Lett.*, vol. 24, pp. 1406-1408, 1988.
- [90] K. Suzuki, K. Iwatsuki, S. Nishi, M. Saruwatari, and T. Kitoh, "160 Gb/s Sub-Picosecond Transform-Limited Pulse Signal Generation Utilizing Adiabatic Soliton Compression and Optical Time-Division Multiplexing," *Photon. Tech. Lett.*, vol. 6, pp. 352-354, 1994.
- [91] M. Nakazawa, "Tb/s OTDM Technology," presented at ECOC'01, Amsterdam, 2001.
- [92] M. Nakazawa, H. Kubota, K. Suzuki, E. Yamada, and A. Sahara, "Ultrahigh-Speed Long-Distance TDM and WDM Soliton Transmission Technologies," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, pp. 363-395, 2000.
- [93] M. Nakazawa, Y. Yamamoto, and K. R. Tamura, "1.28Tbit/s-70km OTDM transmission using third- and fourth-order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator," *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 2027-2029, 2000.
- [94] M. Nakazawa, E. Yoshida, Y. Yamamoto, E. Yamada, and A. Sahara, "TDM single channel 640Gbit/s transmission experiment over 60km using 400fs pulse train and walk-off free, dispersion flattened nonlinear optical loop mirror," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 907-908, 1998.
- [95] A. D'Errico, C. Loiacono, M. Presi, G. Contestabile, and E. Ciaramella, "Widely tunable 40 GHz pulse source for 160 Gbit/s OTDM by simultaneous soliton generation and compression," presented at ECOC'03, Rimini, 2003.
- [96] S. Kawanishi, "Ultrahigh-Speed Optical Time-Division-Multiplexed Transmission Technology Based on Optical Signal Processing," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 2064-2079, 1998.
- [97] R. Ludwig, U. Feiste, C. Schmidt, C. Schubert, J. Berger, E. Hilliger, M. Kroh, T. Yamamoto, C. M. Weinert, and H. G. Weber, "Enabling Transmission at 160 Gbit/s," presented at OFC'02, Anaheim, 2002.
- [98] H. G. Weber, R. Ludwig, C. Schmidt, C. Schubert, J. Berger, E. Hilliger, M. Kroh, V. Marembert, C. Boerner, S. Ferber, and H. J. Ehrke, "160-Gbit/s TDM-Transmission Technology," presented at ECOC'02, Copenhagen, 2002.
- [99] K. Tai, A. Tomita, J. L. Jewel, and A. Hasegawa, "Generation of subpicosecond solitonlike optical pulses at 0.3THz repetition rate by induced modulational instability," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 49, pp. 236-238, 1986.
- [100] Y. D. Gong, P. Shum, D. Y. Tang, C. Lu, and X. Guo, "660GHz soliton source based on modulation instability in a short cavity," *Opt. Express*, vol. 11, pp. 2480, 2003.
- [101] L. Isganitis, M. G. Sceats, and K. R. German, "Tunable picosecond infrared pulse generation from a mode-locked Fa (II) color-center laser," *Opt. Lett.*, vol. 5, pp. 77, 1980.
- [102] L. Schares, L. Occhi, and G. Guekos, "80-160-GHz Mode-Locked Fiber Ring Laser Synchronized to External Optical Pulse Stream," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 1348, 2003.
- [103] K. Tajima, "Compensation of soliton broadening in nonlinear optical fibers with loss," *Opt. Lett.*, vol. 12, pp. 54-56, 1987.
- [104] V. A. Bogatyrev, "Single-mode fibre with chromatic dispersion varying over the length," *J. Lightwave Technol.*, vol. 9, pp. 561-566, 1991.
- [105] M. D. Pelusi and H. F. Liu, "High Order Soliton Pulse Compression in Dispersion-Decreasing Optical Fiber," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 33, pp. 1430-1439, 1997.
- [106] A. J. Stentz, R. W. Boyd, and A. F. Evans, "Dramatically improved transmission of ultrashort solitons through 40 km of dispersion-decreasing fiber," *Opt. Lett.*, vol. 20, pp. 1770-1772, 1995.
- [107] K. J. Blow, N. J. Doran, and D. Wood, "Generation and stabilization of short soliton pulses in the amplified nonlinear Schrödinger equation," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 5, pp. 381-391, 1988.
- [108] E. M. Dianov, P. V. Mamyshev, A. M. Prokhorov, and S. V. Chernikov, "Generation of a train of fundamental solitons at a high repetition rate in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 14, pp. 1008-1010, 1989.
- [109] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, and E. M. Dianov, "Generation of Fundamental Soliton Trains for High-Bit-Rate Optical Communication Lines," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, pp. 2347-2355, 1991.
- [110] S. V. Chernikov, D. J. Richardson, R. I. Laming, E. M. Dianov, and D. N. Payne, "70 Gbit/s fibre based source of fundamental solitons at 1550nm," *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 1210-1212, 1992.

- [111] S. V. Chernikov, P. V. Mamyshev, E. M. Dianov, D. J. Richardson, R. I. Laming, and D. N. Payne, "CW soliton train generation in the rate range 60-90GHz using dispersion decreasing fibre," *Sov. Ligh. Comm.*, vol. 2, pp. 161-169, 1992.
- [112] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, P. V. Mamyshev, and E. M. Dianov, "Generation of soliton pulse train in optical fibre using two cw singlemode diode lasers," *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 931-932, 1992.
- [113] S. V. Chernikov, E. M. Dianov, D. J. Richardson, R. I. Laming, and D. N. Payne, "114 Gbit/s soliton train generation through Raman self-scattering of a dual frequency beat signal in dispersion decreasing optical fiber," *Appl. Phy. Lett.*, vol. 63, pp. 293-295, 1993.
- [114] S. V. Chernikov and P. V. Mamyshev, "Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 8, pp. 1633-1641, 1991.
- [115] D. Lee, N. Y. Kim, K. M. Kim, N. Park, S. J. Ahn, and H. G. Woo, "Design Parameters of Dispersion Decreasing Fiber based OTDM source : Quasi-adiabatic Higher-order Soliton Compression from Sinusoidal Input Signal," presented at OFC'00, 2000.
- [116] W. H. Cao and P. K. Wai, "Soliton-Like Pulse Train Generation Using a Nonlinear Optical Loop Mirror Constructed From Dispersion Decreasing Fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 1427-1429, 2002.
- [117] H. H. Kuehl, "Solitons on an axially nonuniform optical fiber," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 5, pp. 709-713, 1988.
- [118] K. Igarashi, S. Takasaka, T. Inoue, R. Miyabe, J. Hiroishi, T. Yagi, and S. Namiki, "Pulse compression and noise characterisation of 160 GHz picosecond pulse train in comb-like dispersion profiled fiber and short highly-nonlinear fiber," presented at ECOC'03, Rimini, 2003.
- [119] P. V. Mamyshev, S. V. Chernikov, E. M. Dianov, and A. M. Prokhorov, "Generation of a high-repetition-rate train of practically noninteracting solitons by using the induced modulational instability and Raman self-scattering effects," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 1365-1367, 1990.
- [120] J. R. Taylor, "Optical Solitons-theory and experiment," *Cambridge University Press, Cambridge*, vol. Chapter 8, 1992.
- [121] A. Gouveia-Neto, A. S. L. Gomes, J. R. Taylor, and K. J. Blow, "Soliton reconstruction through synchronous amplification," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 5, pp. 799-803, 1988.
- [122] P. C. Reeves-Hall, S. A. E. Lewis, S. V. Chernikov, and J. R. Taylor, "Picosecond soliton pulse-duration-selectable source based upon adiabatic compression in Raman amplifier," *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 622-624, 2000.
- [123] S. A. E. Lewis, P. C. Reeves-Hall, S. V. Chernikov, and J. R. Taylor, "Picosecond pulse-duration-selectable soliton source based upon adiabatic compression in a Raman amplifier," presented at OFC'00, 2000.
- [124] P. C. Reeves-Hall and J. R. Taylor, "Wavelength and duration tunable sub-picosecond source using adiabatic Raman compression," *Electron. Lett.*, vol. 37, pp. 417-418, 2001.
- [125] K. T. Chan and W. H. Cao, "Improved soliton-effect pulse compression by combined action of negative third-order dispersion and Raman self-scattering in optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, pp. 2371-2375, 1998.
- [126] A. Agata, R. Kurebayashi, A. Suzuki, A. Maruta, and A. Hasegawa, "Optimal design of comb-like dispersion profiled fiber for picosecond optical soliton source and its application to dispersion managed soliton transmission," presented at OECC'98, 1998.
- [127] A. K. Atieh, P. Myslinski, J. Chrostowski, and P. Galko, "Generation of multigigahertz bright and dark soliton pulse trains," *Opt. Commun.*, vol. 133, pp. 541-548, 1997.
- [128] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, "Integrated all optical fiber source of Multigigahertz soliton pulse train," *Electron. Lett.*, vol. 29, pp. 1788-1789, 1993.
- [129] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, "Comblike dispersion-profiled fiber for soliton pulse train generation," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 539-541, 1994.
- [130] K. Igarashi, H. Tobioka, S. Takasaka, S. Matsushita, and S. Namiki, "Duration-tunable 100-GHz Sub-Picosecond Soliton Train Generation Through Adiabatic Raman Amplification in Conjunction with Soliton Reshaping," presented at OFC'03, Atlanta, 2003.
- [131] Y. Qian and S. Quist, "Optimal design and experimental characterisation of short optical pulse compression using CDPF," presented at ECOC'99, Nice, 1999.
- [132] H. Quast, D. Huhse, O. Reimann, D. Zimmermann, and D. Bimberg, "Femtosecond pulsecompression using a comb-like dispersion profiled fiber (CDPF)," presented at ECOC'03, Rimini, 2003.
- [133] E. A. Swanson and S. R. Chinn, "40-GHz Pulse Train Generation Using Soliton Compression of a Mach-Zender Modulator Output," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, pp. 114-116, 1995.
- [134] M. Tadakuma, O. Aso, and S. Namiki, "A 104GHz 328fs soliton pulse train generation through a comb-like dispersion profiled fiber using short high nonlinearity dispersion shifted fibers," presented at OFC'00, 2000.
- [135] F. Zhang, P. Zuo, J. Wu, J. Lin, Y. Gao, and P. Ye, "Simultaneous pulse compression and extinction ratio improvement of gain-switched lasers using comb-like dispersion profiled fiber for OTDM system application," presented at ECOC'01, Amsterdam, 2001.
- [136] S. V. Chernikov, J. R. Taylor, and R. Kashyap, "Experimental demonstration of step-like dispersion profiling in optical fiber for soliton pulse generation and compression," *Electron. Lett.*, vol. 30, pp. 433, 1994.
- [137] A. Hasegawa, "Generation of a train of soliton pulses by induced modulational instability in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 9, pp. 288-290, 1984.
- [138] N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear optical loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 13, pp. 56, 1988.

- [139] M. D. Pelusi, Y. Matsui, and A. Suzuki, "Pedestal Suppression from Compressed Femtosecond Pulses Using a Nonlinear Fiber Loop Mirror," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, pp. 867, 1999.
- [140] M. E. Fermann, M. E. Haberl, F. Hofer, and M. Hochreiter, "Nonlinear amplifying loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 752-754, 1990.
- [141] P. C. Reeves-Hall, S. A. E. Lewis, S. V. Propov, S. V. Chernikov, and J. R. Taylor, "High repetition rate frequency doubled source using adiabatic raman compression," presented at CLEO'00, 2000.
- [142] S. Chi and M. L. Lin, "Concatenated soliton fibre link," *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 237-238, 1991.
- [143] E. A. Swanson, S. R. Chinn, K. Hall, K. A. Rauschenbach, R. S. Bondurant, and J. W. Miller, "100-GHz Soliton Pulse Train Generation using Soliton Compression of Two Phase Side Bands from a Single DFB Laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 796, 1994.
- [144] M. Suzuki, H. Tanaka, N. Edagawa, and Y. Matsushima, "Transform-Limited Optical Pulse Generation up to 20-GHz Repetition Rate by Sinusoidally driven InGaAsP Electroabsorption Modulator," *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, pp. 468-473, 1993.
- [145] N. K. Berger, B. Levit, S. Atkins, and B. Fischer, "Repetition rate multiplication of optical pulses using fiber Bragg gratings," presented at OFC'02, Anaheim, 2002.
- [146] D. A. Chesnut, C. J. S. d. Matos, and J. R. Taylor, "4x repetition-rate multiplication and Raman compression of pulses in the same optical fiber," *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 1262-1264, 2002.
- [147] J. Azana and M. A. Muriel, "Technique for multiplying the repetition rates of periodic trains of pulses by means of a temporal self-imaging effect in chirped fiber gratings," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1672-1674, 1999.
- [148] J. Azana and M. A. Muriel, "Temporal Talbot effect in fiber gratings and its applications," *Appl. Opt.*, vol. 38, pp. 6700-6704, 1999.
- [149] I. Shake, H. Takara, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, "High-repetition-rate optical pulse generation by using chirped optical pulses," *Electron. Lett.*, vol. 34, pp. 792-793, 1998.
- [150] S. Longhi, P. L. M. Marano, O. Svelto, M. Belmonte, B. Agogliati, L. Arcangeli, V. Pruneri, M. N. Zervas, and M. Ibsen, "40-GHz pulse-train generation at 1.5 $\mu$ m with a chirped fiber grating as a frequency multiplier," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 1481-1483, 2000.
- [151] J. Azana, P. Kockaert, R. Slavik, L. R. Chen, and S. Laroche, "Generation of a 100-GHz Optical Pulse Train by Pulse Repetition-Rate Multiplication Using Superimposed Fiber Bragg Gratings," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 413-415, 2003.
- [152] D. S. Seo, D. E. Leaird, A. M. Weiner, S. Kamei, M. Ishii, A. Sugita, and K. Okamoto, "Continuous 500 GHz pulse train generation by repetition-rate multiplication using arrayed waveguide grating," *Electron. Lett.*, vol. 39, pp. 1138-1140, 2003.
- [153] T. Ohara, H. Takara, I. Shake, K. Mori, S. Kawanishi, S. Mino, T. Yamada, M. Ishii, T. Kitoh, T. Kitagawa, K. R. Parameswaran, and M. M. Fejer., "160-Gb/s Optical-Time-Division Multiplexing With PPLN Hybrid Integrated Planar Lightwave Circuit," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 302-304, 2003.
- [154] T. Yamamoto, E. Yoshida, K. R. Tamura, K. Yonenaga, and M. Nakazawa, "640-Gbit/s Optical TDM Transmission Over 92 km Through a Dispersion-Managed Fiber Consisting of Single-Mode Fiber and "Reverse Dispersion Fiber", " *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 353-355, 2000.
- [155] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon, and W. J. Tomlinson, "Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 8, pp. 289-291, 1983.
- [156] M. D. Pelusi, Y. Matsui, and A. Suzuki, "Design of short dispersion decreasing fibre for enhanced compression of high-order soliton pulses around 1550nm," *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 61-63, 1999.
- [157] K. C. Chan and H. F. Liu, "Effect of third-order dispersion on soliton-effect pulse compression," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 49-51, 1994.
- [158] W. H. Cao and P. K. Wai, "Higher-order soliton compression with pedestal suppression in nonlinear optical loop mirrors constructed from dispersion decreasing fibers," *Opt. Commun.*, vol. 221, pp. 181-190, 2003.
- [159] W. H. Cao and P. K. Wai, "Ultrashort soliton generation through higher-order soliton compression in a nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion-decreasing fiber," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, pp. 1346-1355, 2003.
- [160] Z. Shumin, L. Fuyun, Y. Shiping, W. Jian, and D. Xiaoyi, "Enhanced compression of high-order solitons in dispersion decreasing fibers due to the combined effects of negative third-order dispersion and Raman self-scattering," *Opt. Commun.*, in press, 2004.
- [161] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 1, pp. 139-149, 1984.
- [162] G. Lenz, B. J. Eggleton, and N. Litchinitser, "Pulse compression using fiber gratings as highly dispersive nonlinear elements," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, pp. 715-721, 1998.
- [163] C. Finot and G. Millot, "Synthesis of optical pulses by use of similaritons," in press *Opt. Express*, 2004.
- [164] E. Lichtman, A. A. Friesem, R. G. Waarts, and H. H. Yaffe, "Stimulated Brillouin scattering excited by two pump waves in single-mode fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4, pp. 1397-1403, 1987.
- [165] X. P. Mao, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, R. M. Jopson, and R. M. Derosier, "Stimulated Brillouin Threshold Dependence on Fiber Type and Uniformity," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, pp. 66-69, 1992.



- [166] A. Shoof, J. Grüner, S. Ritter, and A. Hemmerich, "Reducing the linewidth of a diode laser below 30 Hz by stabilization to a reference cavity with a finesse above  $10^5$ ," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 1562, 2001.
- [167] M. Artiglia, R. Caponi, F. Cisternino, C. Naddo, and D. Roccatò, "A New Method for the Measurement of the Nonlinear Refractive Index of Optical Fiber," *Opt. Fib. Tech.*, vol. 2, pp. 75-79, 1996.
- [168] L. Pringent and J.-P. Hamaide, "Measurement of Fiber Nonlinear Kerr Coefficient by Four-Wave Mixing," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, pp. 1092-1095, 1993.
- [169] M. Tadakuma, O. Aso, and S. Namiki, "Nonlinear coefficient measurement of reverse dispersion fiber using four-wave mixing," presented at ECOC'99, Nice, 1999.
- [170] L. G. Cohen, "Comparison of Single-Mode Fiber Dispersion Measurement Techniques," *J. Lightwave Technol.*, vol. 3, pp. 958-966, 1985.
- [171] M. Artiglia and E. Ciaramella, "Characterisation of modulation instability gain in optical fibres," presented at OFMC'95, 1995.
- [172] M. Karlsson, "Modulational instability in lossy optical fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, pp. 2071-2077, 1995.
- [173] N. J. Smith, N. J. Doran, F. M. Knox, and W. Forsyia, "Energy-scaling characteristics of solitons in strongly dispersion-managed fibers," *Opt. Lett.*, vol. 21, pp. 1981-1983, 1996.
- [174] R.-J. Essiambre, B. Mikkelsen, and G. Raybon, "Intra-channel cross-phase modulation and four-wave mixing in high-speed TDM systems," *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 1576-1578, 1999.
- [175] P. V. Mamyshev and N. A. Mamysheva, "Pulse-overlapped dispersion-managed data transmission and intrachannel four-wave mixing," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1454-1456, 1999.
- [176] G. Bento, F. Neddum, and S. Wabnitz, "Role of adjacent-pulse overlap in the interaction between dispersion-managed solitons," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 144-146, 2000.
- [177] M. J. Ablowitz and T. Hirooka, "Intrachannel pulse interactions in dispersion-managed transmission systems: energy transfer," *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 203-205, 2002.
- [178] S. Kumar, J. C. Mauro, S. Raghavan, and D. Q. Chowdhury, "Intrachannel Nonlinear Penalties in Dispersion-Managed Transmission Systems," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, pp. 626-631, 2002.
- [179] R. I. Killely, H. J. Thiele, V. Mikhailov, and P. Bayvel, "Reduction of Intrachannel Nonlinear Distortion in 40-Gb/s-Based WDM Transmission over Standard Fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 1264-1266, 2000.
- [180] B. Cuenot, "Comparison of Engineering Scenarios for Nx160 Gb/s WDM Transmission Systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 864-866, 2003.
- [181] G. C. Gupta, R. E. Tench, O. Mizuhara, L. L. Wang, N. N. Dang, N. Chand, B. Masson, A. Ougazzaden, and C. W. Lentz, "3.2 Tbit/s (40 x 80Gb/s) transmission over 1000 km with 100 km span (25 dB loss) and 0.8 bit/s/Hz of spectral efficiency," presented at OFC'02, Anaheim, 2002.
- [182] B. Mikkelsen, G. Raybon, B. Zhu, R.-J. Essiambre, P. G. Bernasconi, K. Dreyer, L. W. Stulz, and S. N. Knudsen, "High spectral efficiency (0.53 bit/s/Hz) WDM transmission of 160 Gb/s per wavelength over 400 km of fiber," presented at OFC'01, Anaheim, 2001.
- [183] B. Konrad, A. Hodzic, and K. Petermann, "Dispersion compensation schemes for 160 Gb/s TDM-transmission over SSMF and NZDSF," presented at ECOC'01, Amsterdam, 2001.
- [184] Y. Su, G. Raybon, R.-J. Essiambre, and L. Wickham, "80 Gbit/s single-channel transmission over 1200km of nonzero dispersion fiber with 100 km amplifier spacing," *Electron. Lett.*, vol. 38, pp. 573-574, 2002.
- [185] A. H. Gnauck, G. Raybon, P. G. Bernasconi, J. Leuthold, C. R. Doerr, and L. W. Stulz, "1-Tb/s (6 x 170.6 Gb/s) Transmission Over 2000-km NZDF Using OTDM and RZ-DPSK Format," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 1618-1620, 2003.
- [186] B. Konrad and K. Petermann, "Optimum Fiber Dispersion in High-Speed TDM Systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 299-301, 2001.
- [187] A. Hodzic, B. Konrad, S. Randel, and K. Petermann, "Performance comparison of 4Nx40 Gb/s and Nx160 Gb/s transmission systems," presented at ECOC'02, Copenhagen, 2002.
- [188] B. Mikkelsen, G. Raybon, R.-J. Essiambre, A. J. Stentz, T. N. Nielsen, D. W. Peckham, L. Hsu, L. Gruner-Nielsen, K. Dreyer, and J. E. Johnson, "320-Gb/s Single-Channel Pseudolinear Transmission over 200 km of Nonzero-Dispersion Fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 1400-1402, 2000.
- [189] B. Mikkelsen, G. Raybon, R.-J. Essiambre, J. E. Johnson, K. Dreyer, and L. F. Nelson, "Unrepeated transmission over 150km of nonzero-dispersion fibre at 100Gbit/s with semiconductor based pulse source, demultiplexer and clock recovery," *Electron. Lett.*, vol. 35, pp. 1866-1868, 1999.
- [190] H. Murai, M. Kagawa, H. Tsuji, K. Fujii, Y. Hashimoto, and H. Yokoyama, "Single Channel 160 Gbit/s (40 Gbit/s x 4) 300 km - Transmission Using EA Modulator based - OTDM Module and 40 GHz External - Cavity Mode-locked LD," presented at ECOC'02, Copenhagen, 2002.
- [191] K. Schuh, M. Schmidt, E. Lach, B. Junginger, A. Klekamp, G. Veith, and P. Sillard, "4x160 Gbit/s DWDM / OTDM transmission over 3x80 km TeraLight - Reverse TeraLight fibre," presented at ECOC'02, Copenhagen, 2002.
- [192] G. C. Gupta, L. L. Wang, O. Mizuhara, R. E. Tench, N. N. Dang, P. Tabaddor, and A. Judy, "3.2-Tb/s (40 x 80Gb/s) Transmission With Spectral Efficiency of 0.8 b/s/Hz Over 21 x 100 km of Dispersion-Managed High Local Dispersion Fiber Using All-Raman Amplifier Spans," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 996-998, 2003.

- [193] A. H. Liang, H. Toda, and A. Hasegawa, "High-speed soliton transmission in dense periodic fibers," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 799-801, 1999.
- [194] T. Hirooka, T. Nakada, and A. Hasegawa, "Feasibility of Densely Dispersion Managed Soliton Transmission at 160 Gb/s," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 633-635, 2000.
- [195] L. J. Richardson, W. Forysiak, and N. J. Doran, "Dispersion-managed soliton propagation in short-period dispersion maps," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 1010-1012, 2000.
- [196] J. Martensson and A. Berntson, "Dispersion-managed solitons for 160 Gbit/s transmission," presented at OFC'01, Anaheim, 2001.
- [197] Z. Xu, C. Peucheret, Q. Le, and P. Jeppesen, "Short Period Dispersion Management of 160 Gb/s Single Channel Fiber System," presented at ECOC'02, Copenhagen, 2002.
- [198] L. J. Richardson, W. Forysiak, and K. J. Blow, "Single channel 320Gbit/s short period dispersion managed transmission over 6000km," *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 2029-2030, 2000.
- [199] H. Anis, G. Berkley, G. Bordogna, M. Cavallari, B. Charbonnier, A. Evans, I. Hardcastle, M. Jones, G. Pettitt, B. Shaw, V. Srikant, and J. Wakefield, "Continuous Dispersion Managed Fiber for very high speed soliton systems," presented at ECOC'99, Nice, 1999.
- [200] A. Maruta, Y. Yamamoto, S. Okamoto, A. Suzuki, T. Morita, A. Agata, and A. Hasegawa, "Effectiveness of densely dispersion managed solitons in ultra-high speed transmission," *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1947-1949, 2000.
- [201] M. L. Dennis, J. W. Lou, W. I. Kaechele, T. F. Carruthers, and I. N. Duling, "Dense-Dispersion-Managed Transmission of 80-Gb/s Time-Division-Multiplexed Data Over 1000 km," presented at ECOC'00, 2000.
- [202] J. W. Lou, W. I. Kaechele, M. L. Dennis, I. N. Duling, and T. F. Carruthers, "Raman-Pumped, Dense Dispersion-Managed Soliton Transmission of 80 Gb/s OTDM Data," presented at OFC'03, Atlanta, 2003.
- [203] B. Moubissi, "Application de la méthode des coordonnées collectives à la conception et l'optimisation des lignes de transmission à gestion de la dispersion, haut débit et longue distance, sur fibres optiques," in *PhD thesis*. Dijon: Université de Bourgogne, 2002.
- [204] B. Moubissi, K. Nakkeeran, P. Tchofo-Dinda, and S. Wabnitz, "Average Dispersion Decreasing Densely Dispersion-Managed Fiber Transmission Systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 14, pp. 1279-1281, 2002.
- [205] K. Nakkeeran, B. Moubissi, P. Tchofo-Dinda, and S. Wabnitz, "Analytical method for designing dispersion-managed fiber systems," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 1-3, 2001.
- [206] P. Tchofo-Dinda, A. Labruyère, K. Nakkeeran, J. Fatome, B. Moubissi, S. Pitois, and G. Millot, "On the designing of densely dispersion-managed optical fiber systems for ultrafast optical communication," *Ann. Télécommun.*, vol. 58, pp. 1785-1808, 2003.
- [207] K. Nakkeeran, Y. H. C. Kwan, P. K. A. Wai, A. Labruyère, P. Tchofo-Dinda, and B. Moubissi, "Analytical design of densely dispersion-managed optical fiber transmission systems with Gaussian and raised cosine return-to-zero Ansätze," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 21, in press 2004.
- [208] J. H. B. Nijhof, N. J. Doran, W. Forysiak, and F. M. Knox, "Stable soliton-like propagation in dispersion managed systems with net anomalous, zero and normal dispersion," *Electron. Lett.*, vol. 33, pp. 1726-1727, 1997.
- [209] T. Yu, E. A. Golovchenko, A. N. Pilipetskii, and C. R. Menyuk, "Dispersion-managed soliton interactions in optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 793-795, 1997.
- [210] S. Ramachandran, G. Raybon, B. Mikkelsen, M. F. Yan, L. C. Cowsar, and R.-J. Essiambre, "1700-km Transmission at 40-Gb/s with 100 km Amplifier-Spacing Enabled by Higher-Order-Mode Dispersion-Compensation," presented at ECOC'01, Amsterdam, 2001.
- [211] S. Ramachandran, B. Mikkelsen, L. C. Cowsar, M. F. Yan, G. Raybon, L. Boivin, M. Fishteyn, W. A. Reed, P. Wisk, D. Brownlow, R. G. Huff, and L. Gruner-Nielsen, "All-fiber Grating-based Higher Order Mode Dispersion Compensator for Broad-Band Compensation and 1000-km Transmission at 40 Gb/s," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 632-634, 2001.
- [212] S. Ghalmi, S. Ramachandran, E. Monberg, Z. Wang, M. Yan, F. Dimarcello, W. Reed, P. Wisk, and J. Fleming, "Multiple span dispersion compensating using all-fiber higher-order-mode dispersion compensators," presented at ECOC'02, Copenhagen, 2002.
- [213] P. Tchofo-Dinda, B. Moubissi, and K. Nakkeeran, "Collective variable theory for optical solitons in fibers," *Phys. Rev. E.*, vol. 64, pp. 016608/1-016608/15, 2001.
- [214] Y. Frignac, H. Bissessur, P. Pecci, and S. Bigo, "Dispersion management optimization for 160Gb/s transmission systems using RZ or CS-RZ modulation formats," presented at ECOC'02, Copenhagen, 2002.
- [215] S. Vorbeck and R. Leppla, "Dispersion and Dispersion Slope Tolerance of 160-Gb/s Systems, Considering the Temperature Dependence of Chromatic Dispersion," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 1470-1472, 2003.
- [216] U. Feiste, R. Ludwig, S. Diez, C. Schmidt, H. J. Ehrke, H. G. Weber, and F. Küppers, "Unrepeated 80Gbit/s RZ single channel transmission over 160km of standard fibre at 1.55µm with large wavelength tolerance," *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 561-562, 2000.
- [217] J. Garnier and R. Marty, "Pulse dynamics in optical fibers with polarization mode dispersion and dispersion management," *submitted to Wave Motion*, 2004.
- [218] C. Xie, M. Karlsson, and P. A. Andrekson, "Soliton Robustness to the polarization-Mode Dispersion in Optical Fibers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 801-803, 2000.

- [219] I. Nishioka, T. Hirooka, and A. Hasegawa, "Effect of Map Strength on Polarization Mode Dispersion in Dispersion-Managed Soliton Systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 1480-1482, 2000.
- [220] H. Murai, H. T. Yamada, K. Fujii, Y. Ozeki, I. Ogura, T. Ono, and H. Yokoyama, "3 x 80 Gbit/s WDM-transmission over 600 km using mode-locked laser diodes with an 80 Gbit/s OTDM module," presented at ECOC'01, Amsterdam, 2001.
- [221] *VPI Transmission Maker*. VPIsystems Inc: Berlin, Germany, 1998.
- [222] A. Gray, Z. Huang, Y. W. A. Lee, I. Y. Khrushchev, and I. Bennion, "Experimental observation of autosoliton propagation in a dispersion-managed system guided by nonlinear loop mirrors," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 926-928, 2004.
- [223] S. Boscolo, S. K. Turitsyn, and K. J. Blow, "All-optical passive 2R regeneration for N x 40 Gbit/s WDM transmission using NOLM and novel filtering technique," *Opt. Commun.*, vol. 217, pp. 227-232, 2003.
- [224] S. Boscolo, J. H. B. Nijhof, and S. K. Turitsyn, "Autosoliton transmission in dispersion-managed systems guided by in-line nonlinear optical loop mirrors," *Opt. Lett.*, vol. 25, pp. 1240-1242, 2000.
- [225] R. Ludwig, A. Sizmann, U. Feiste, C. Schubert, and M. Kroh, "Experimental Verification of Noise Squeezing by an Optical Intensity Filter in High-Speed Transmission," presented at ECOC'01, 2001.
- [226] N. J. Doran and D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 13, pp. 56-58, 1988.
- [227] N. Chi, L. Oxenlowe, A. Siahio, and P. Jeppesen, "All-optical fiber signal processing based on balanced NOLM and imbalanced NOLM," presented at ECOC'02, Copenhagen, 2002.
- [228] F. Seguinéau, D. Rouvillain, B. Lavigne, and O. Leclerc, "Experimental validation of signal reshaping capabilities of Dispersion-Imbalanced NOLM at 40Gbit/s," presented at ECOC'03, Rimini, 2003.
- [229] F. Seguinéau, B. Lavigne, D. Rouvillain, P. Brindel, L. Pierre, and O. Leclerc, "Experimental demonstration of simple NOLM-based 2R regenerator for 42.66Gbit/s WDM long-haul transmissions," presented at OFC'04, 2004.
- [230] M. Meissner, M. Rösch, B. Schmauss, and G. Leuchs, "Noise reduction performance of a NOLM based 2-R-regenerator in dependence on the OSNR," presented at ECOC'03, 2003.







**Résumé :**

Ce mémoire de thèse porte sur la propagation d'impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion.

Dans une première partie, nous décrivons la mise en place expérimentale d'un dispositif SHG-FROG pour la caractérisation de trains d'impulsions à très haute cadence. Par la suite, nous démontrons l'efficacité du phénomène de compression d'un battement sinusoïdal par mélange à quatre ondes multiple pour la génération d'impulsions cadencées à 160-GHz. Afin de corrélérer au maximum les résultats théoriques et expérimentaux, nous décrivons ensuite la mise en place d'un banc de caractérisation de fibres optiques basée sur l'instabilité modulationnelle. La dernière étape de ce travail de thèse consiste finalement en la réalisation de boucles à recirculation monocanales basées d'une part sur la gestion de la dispersion dense en vue d'applications transocéaniques et d'autre part sur la gestion de la dispersion classique pour des applications de type terrestre.

**Mots-clés :** Fibre optique, Transmission optique à ultra-haut débit, FROG, Instabilité modulationnelle, Boucle à recirculation, Soliton à gestion de la dispersion.

**Summary :**

This thesis presents a study on ultra-short pulse propagation at 160-Gb/s in dispersion managed optical fiber lines.

In a first part, we describe the experimental design of a SHG-FROG setup able to characterize high repetition rate pulse trains. Secondly, we demonstrate the efficiency of multiple four wave mixing phenomenon for the generation of a 160-GHz pulse train through the compression of a sinusoidal beat-signal. Then, in order to compare the experimental and theoretical results, we present the development of an optical fiber characterization benchtop based on modulational instability. In the last part of this thesis, we built and compare several recirculating loop setups. On the one hand, a recirculating loop based on dense dispersion management for transoceanic applications and on the other hand, a loop based on classical dispersion management for terrestrial applications.

**Key-words :** Optical fiber, Ultra-high bit-rate optical transmission, FROG, Modulational instability, Recirculating loop, Dispersion management soliton.