



HAL
open science

Nouveaux systèmes de contrôle de la polarisation de la lumière par effets non lineaires dans les fibres optiques

Philippe Morin

► **To cite this version:**

Philippe Morin. Nouveaux systèmes de contrôle de la polarisation de la lumière par effets non lineaires dans les fibres optiques. Autre [cond-mat.other]. Université de Bourgogne, 2013. Français. NNT : 2013DIJOS034 . tel-00956783

HAL Id: tel-00956783

<https://theses.hal.science/tel-00956783>

Submitted on 7 Mar 2014

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

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



Université de Bourgogne
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne
Ecole Doctorale Carnot

THESE

pour obtenir le grade de
Docteur en Physique de l'Université de Bourgogne
par
Philippe MORIN

Nouveaux systèmes de contrôle de la polarisation de la lumière par effets non linéaires dans les fibres optiques

Directeurs de thèse:

Guy Millot
Julien Fatome

Thèse soutenue le 16 juillet 2013 devant le jury composé de:

Thierry Chartier	Maître de Conférences, ENSSAT Lannion	Rapporteur
Alain Dereux	Professeur, Université de Bourgogne	Examineur
Didier Erasme	Professeur, Telecom ParisTech	Examineur
Julien Fatome	Ingénieur de Recherche, CNRS – Université de Bourgogne	Co-Directeur
Guy Millot	Professeur, Université de Bourgogne	Directeur
Luc Thévenaz	Professeur, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne	Rapporteur

Remerciements

Tout d'abord, je remercie les membres du jury qui ont accepté de lire cette thèse avec attention et rigueur. Merci à Mrs **Alain Dereux**, **Didier Erasme**, **Thierry Chartier** et **Luc Thévenaz**.

Je souhaite également associer l'ensemble du personnel du Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB) et plus particulièrement **Sandra Klein** et **Claire Priou** qui ont participé directement ou indirectement au bon déroulement de cette thèse. Je veux remercier **Gilles Bertrand** pour son soutien lors de l'organisation de la première journée de la photonique.

En premier lieu, je remercie **Guy Millot** pour m'avoir accordé sa confiance au cours des différents de stage de Master puis durant ces années de thèse. Un grand merci aussi à **Julien Fatome** pour sa disponibilité exceptionnelle à répondre à mes multiples questions au cours de ces quatre années. Je le remercie de sa confiance et de sa patience et je lui souhaite beaucoup de réussite pour son projet ERC. La recherche scientifique est un travail d'équipe. Je n'oublie pas **Stéphane Pitois** et je lui souhaite bonne chance dans l'obtention de son diplôme de Docteur en médecine. J'espère qu'il m'acceptera comme patient. Je n'oublie pas **Christophe Finot** pour sa disponibilité mais aussi pour son soutien à l'association des thésards de Physique et de Chimie de Bourgogne (ATCPB). Pour sa précieuse aide dans la rédaction de la partie théorique de cette thèse, un grand merci à **H.-R. Jauslin**. Dans le cadre du projet attraction de polarisation, je remercie les collègues 'théoriciens' à savoir **Dominique Sugny**, **Antonio Piccozi**, **Elie Assémat**, **Stefan Wabnitz** et **Viktor Kozlov**, pour lequel j'ai une pensée sincère.

Pour leur soutien sans faille au cours de cette période, je remercie **Benoit Barviau** et **Kamal Hammani** (et **Aurélie**). Je n'oublie pas **Claire Michel-Morani**. Aujourd'hui Maître de conférences, je leur souhaite beaucoup de réussite dans leurs carrières respectives et leurs futurs doctorants auront beaucoup de chance de les avoir comme encadrant. Pour son aide précieuse dans le domaine de la programmation et sur MATLAB, un grand merci à **Pierre Béjot**. Grâce à lui, la *waitbar* n'a plus de secret pour moi mais je le rassure, j'ai retenu beaucoup d'autres choses.

Quand un gars du Nord rencontre un gars des Vosges. Hollywood aurait pu faire un tel film. Au cours de cette période, j'ai rencontré un gars du Nord nommé **Charles-Henri Hage** qui m'a bluffé par son adaptation rapide au domaine de l'optique non linéaire mais qui s'est être une formidable éminence grise dans le cadre de l'organisation de nos différentes journées scientifiques. Je n'oublie pas le colocataire du bureau D223, **Franck Billard**. Je n'oublie pas **Caroline Lecaplain**, la supportrice des Dragons de Rouen et à qui je souhaite le meilleur pour son post-doc en Suisse.

Un grand merci à **Bertrand Kibler**. Derrière ce nom ce cache un homme aussi bien à l'aise dans un laboratoire que sur une piste de karting. Comment ne pas parler du club franc-comtois dont le mot d'ordre est "bonne humeur". Donc, un grand merci à **Jean-Luc Blanchet**, **Michaël Delqué** et **Pierre Tinguy**. Je n'oublie pas **Birgit Stiller** et **Thibaut Sylvestre** pour leur accueil formidable à l'Institut FEMTO-ST lors de nos expériences communes. En parlant de franc-comtois, un grand merci **Vincent Tissot** pour sa disponibilité sans faille et son formidable travail sur le prototype de l'attracteur de polarisation. Je n'oublie pas **Christophe Aquilina**. A cette occasion, je remercie **Stéphane Pernot** et **Bernard Sinardet** du service informatique-électronique pour leur précieuse aide à la conception du prototype mais également pour m'avoir accepté au café du matin. Je n'oublie pas **Bruno Lavorel** avec qui le débat sur les performances des voitures essences ou diesels est toujours passionnant. Je voudrais

associer à cette réussite des personnes qui ont été des enseignements dans un premier temps puis des collègues de travail par la suite. Un grand merci donc à **Frédéric Chaussard, Edouard Hertz, Olivier Musset** et **Olivier Faucher**.

J'ai une pensée pour les personnes qui ont résidé au bureau D219 pendant ces quatre années. Il y a **Rodolphe Sarrouf** à qui je souhaite le meilleur pour le futur, **Michaël Claudon** qui a réalisé un travail titanesque sur le site internet de l'ATCPB, **Ibrahim El-Mansouri, Julien Houzet** (*'The All-Star'*), et **Pierre-Yves Bony** (*'The Replacement'*). Je n'oublie pas **Bastien Varlot** et nos discussions sur la Formule 1 et/ou le tennis. Un grand merci à **Benoit Frisquet, Jérémy Picot-Clementé** (alias Marcel Cerdan) ou encore **Florent Flavier**. Ces personnes sont connues sous le nom de ... *Kilber Boys*.

J'aimerais également remercier les différentes personnes que j'ai rencontrées durant cette période : **Anne Boucon, Vincent Boudon, Aurélien Coillet, Claire Millot, Souad Chouli, Philippe Grelu, Grégory Gadret, Ina Savelli, Coraline Fortier, ...**

Dans le cadre de l'ATCPB, je n'oublie pas **Claire Sorriano, Sandy Tricoit, Stéphanie Bruyère, Gilles Plusquellec, Jean-Baptiste Coudert, Antoine Marion, Fabienne Peltier, Mylène Bonnaud, Camille Nalet, Loïc Stefan**. Pour les galettes des Rois, les futurs membres du bureau peuvent sans problème me contacter. J'espère que l'âme de l'association perdura encore très longtemps.

Je voudrai terminer ces remerciements en ayant une pensée toute particulière à ma famille qui m'a toujours soutenu tout au long de mes études. Autant dire ce que cela n'a pas été simple.

Je m'excuse pour les personnes que j'ai pu oublier

Table des matières

REMERCIEMENTS.....	I
TABLE DES MATIERES	III
INTRODUCTION.....	1
GENERALITES	5
1. Propagation de la lumière dans les fibres optiques	5
1.1. Caractéristiques géométriques et dimensionnelles	5
1.2. Les pertes.....	6
1.3. Dispersion	6
1.3.1. Dispersion chromatique.....	6
1.3.2. Dispersion du guide d'onde	7
1.3.3. Dispersion totale.....	7
2. Non linéarité dans les fibres.....	8
2.1. Equation de propagation	8
2.2. Les effets non linéaires	9
2.2.1. Effet Kerr optique	9
2.3. Equation non linéaire de Schrödinger	10
3. La polarisation.....	11
3.1. L'ellipse de polarisation	11
3.2. Principaux états de polarisation	12
3.2.1. Polarisation linéaire	12
3.2.2. Polarisation circulaire	13
3.3. Les paramètres de Stokes.....	13
3.4. Sphère de Poincaré.....	15
3.5. Degré de polarisation	16
3.6. Brouilleur de polarisation	16
3.6.1. Brouilleur de polarisation à simple étage	16
3.6.2. Brouilleur de polarisation à plusieurs étages.....	17
4. Dispersion modale de polarisation	18
5. Généralités sur les systèmes de communication optiques	19
5.1. L'émetteur	20
5.1.1. Format Non Retour-à-Zéro	20
5.1.2. Format Retour-à-Zéro	20
5.2. Le récepteur.....	20
5.2.1. Diagramme de l'œil.....	20
5.3. Taux d'erreur binaire	21

ETAT DE L'ART ET THEORIE DU PROCESSUS D'ATTRACTION DE POLARISATION	24
1. Introduction	24
2. Processus d'attraction de polarisation avec gain	26
2.1. Attraction de polarisation par amplification Brillouin	27
2.2. Attraction de polarisation par l'amplification Raman	29
2.3. Attraction de polarisation par amplification paramétrique	30
2.4. Perspectives.....	31
3. Attraction de polarisation par mélange à quatre ondes	31
3.1. Equations de propagation non linéaires.....	31
3.1.1. Expression de la polarisation non linéaire	31
3.1.2. Equations de propagation non linéaires	33
3.1.3. Formalisme de Stokes.....	34
3.2. Mise en évidence du processus d'attraction de polarisation par mélange à quatre ondes.....	35
3.2.1. Simulations numériques	35
3.2.2. Première démonstration expérimentale	36
3.2.3. Première démonstration expérimentale aux longueurs d'onde télécom	37
3.2.4. Extension du modèle théorique.....	38
3.3. Un nouveau départ.....	42
4. Conclusion.....	43
 CONTROLE TOUT-OPTIQUE DE LA POLARISATION D'UN SIGNAL DE TELECOMMUNICATION A 10 GB/S	 45
1. Montage expérimental de l'attracteur de polarisation.....	46
1.1. Montage expérimental de la pompe	46
1.2. Le circulateur optique.....	46
1.3. Caractéristiques optiques des fibres utilisées	47
2. Influence de la pompe sur le processus d'attraction de polarisation	48
2.1. Calcul de degré de polarisation	48
2.2. Influence de la largeur spectrale de la pompe	48
2.3. Influence de la longueur d'onde de la pompe.....	49
3. Contrôle de la polarisation d'un signal à 10 Gb/s aux longueurs d'onde de télécommunications	50
3.1. Montage expérimental	50
3.2. Contrôle de la polarisation d'un signal NRZ à 10 Gb/s	50
3.2.1. Evolution du degré de polarisation et de l'état de polarisation du signal en fonction de la puissance de la pompe	51
3.2.2. Observation du processus d'attraction de polarisation dans le domaine temporel	52
3.2.3. Evolution du taux d'erreur binaire.....	54
3.3. Echange d'entropie au cours du processus d'attraction de polarisation	55
3.4. Contrôle de la polarisation d'un signal retour à zéro à 10 Gb/s.....	58
3.4.1. Montage expérimental	58
3.4.2. Observation du processus d'attraction de polarisation sur la sphère de Poincaré	58
3.4.3. Observation du processus d'attraction de polarisation dans le domaine temporel	58

3.4.4.	Evolution du taux d'erreur binaire.....	59
3.4.5.	Conclusion.....	59
3.5.	Annihilation d'un phénomène aléatoire de polarisation	60
3.6.	Annihilation d'un phénomène de polarisation.....	61
3.6.1.	Considérations générales.....	61
3.6.2.	Résultats expérimentaux	62
3.7.	Conclusion	64
4.	Attraction de polarisation et amplification Raman simultanées de la lumière dans les fibres optiques.	64
4.1.	L'amplification Raman	64
4.2.	Effets combinés de l'attraction de polarisation et de l'amplification Raman sur une onde continue	65
4.3.	Cas d'un signal de télécommunication RZ cadencé à 10 Gb/s	67
4.3.1.	Montage expérimental	67
4.3.2.	Résultats expérimentaux	67
5.	Conclusion.....	70
REGENERATION EN INTENSITE ET EN POLARISATION D'UN SIGNAL CODE A 40 GB/S DE TYPE RZ		72
1.	Le régénérateur de Mamyshev.....	73
1.1.	Principe.....	73
1.2.	Première démonstration expérimentale.....	74
2.	Etat de l'art.....	74
3.	Etude des fonctions de transfert.....	76
3.1.	Paramètres du régénérateur	76
3.2.	Fonction de transfert idéale	77
3.3.	Fonction de transfert réelle.....	77
3.4.	Influence du nombre de régénérateur sur la forme de la fonction de transfert.....	78
3.5.	Règles de conception.....	78
4.	Influence des paramètres du régénérateur	80
4.1.	Influence de la largeur temporelle à mi-hauteur des impulsions.....	81
4.2.	Influence de la longueur de la fibre.....	81
4.3.	Influence du coefficient non linéaire.....	82
4.4.	Influence de la dispersion chromatique	82
4.5.	Influence du décalage spectral	82
4.6.	Influence de la largeur spectrale du filtre.....	83
5.	Montage expérimental	84
6.	Résultats expérimentaux.....	85
6.1.	Fonctions de transfert	85
6.1.1.	Régénérateur de Mamyshev.....	85
6.1.2.	Régénérateur de polarisation	85
6.2.	Diagrammes de l'œil et sphère de Poincaré.....	86
6.2.1.	Régénérateur de Mamyshev.....	86

6.2.2.	Régénérateur de polarisation	87
6.3.	Mesures du taux d'erreur binaire.....	88
6.3.1.	Régénérateur de Mamyshev.....	88
6.3.2.	Attracteur de polarisation.....	89
7.	Conclusion.....	90
MISE EN ŒUVRE D'UN OMNIPOLARISEUR AUX LONGUEURS D'ONDE TELECOM		92
1.	Mise en œuvre d'un omnipolariseur passif	92
1.1.	Simulations numériques	92
1.2.	Montage expérimental	94
1.3.	Résultats expérimentaux	95
1.4.	Etats de polarisation exacts à la sortie de l'omnipolariseur passif.....	96
1.4.1.	Montage expérimental	96
1.4.2.	Résultats expérimentaux	96
1.5.	Influence de la longueur et du type de fibre	97
1.6.	Conclusion	99
2.	Mise en œuvre d'un omnipolariseur actif.....	99
2.1.	Montage expérimental	99
2.2.	Résultats expérimentaux	100
2.2.1.	Evolution de l'état de polarisation de l'onde signal en fonction de la puissance de l'onde signal réfléchie	100
2.2.2.	Evolution du degré de polarisation de l'onde signal en fonction de la puissance de l'onde signal réfléchie	102
2.3.	Confirmations numériques	104
2.4.	Propriétés de l'omnipolariseur actif : sensibilité en longueur d'onde et en largeur spectrale	106
2.4.1.	Influence de la longueur d'onde	106
2.4.2.	Influence de la largeur spectrale	106
2.5.	Conclusion	107
3.	Mise en œuvre d'un omnipolariseur pour des applications de télécommunications optiques	107
3.1.	Montage expérimental	107
3.2.	Résultats expérimentaux	108
3.2.1.	Etude en intensité.....	108
3.2.2.	Etude en polarisation.....	109
3.2.3.	Evolution du taux d'erreur binaire.....	110
3.2.4.	Séparateur de polarisation idéal.....	111
4.	Perspectives.....	112
4.1.	Signal multiplexé en longueur d'onde	112
4.2.	Boucle de réflexion non linéaire amplifiée	113
4.3.	Brouilleur de polarisation	113
5.	Conclusion.....	113
CONCLUSION.....		116

ANNEXE	119
BIBLIOGRAPHIE	124

Introduction

Communiquer est essentiel pour l'homme car cela lui permet notamment de partager des savoirs et/ou transmettre des informations. La communication relie l'homme au monde qui l'entoure. Au cours de l'Histoire, l'objectif principal dans la conception d'un système de communication a été de transmettre, avec les moyens de l'époque, une ou plusieurs informations le plus loin possible en un minimum de temps. Si aujourd'hui, nous sommes capables d'accéder très rapidement à de nombreuses informations depuis n'importe quel endroit de la Terre, cela n'a pas été toujours le cas. Comme nous allons le voir par la suite à travers différents exemples, un système de communication est composé de trois éléments : un émetteur (ou expéditeur), un récepteur (ou destinataire) et un canal de transmission.

A l'époque Antique, de nombreux moyens de communication ont été imaginés pour informer le plus rapidement possible les citoyens et les dirigeants des menaces ou des résultats des guerres que livraient leurs armées. Le mode de communication le plus couramment employé par les Grecs était celui des messagers qui parcouraient plusieurs dizaines de kilomètres pour faire parvenir des informations cruciales à leurs destinataires. L'exemple le plus célèbre étant la bataille de Marathon en 490 av. J.-C. où le stratège Miltiade envoya à Athènes un messager du nom de Philippides annoncer la victoire des troupes athéniennes contre l'armée des Perses. Il parcourut au pas de course les quarante kilomètres qui séparaient la ville de Marathon de la cité grecque et s'effondra juste après. Plus tard, l'empereur Auguste a créé le premier service postal, appelé *cursus publicus*, afin de transmettre des ordres et des renseignements stratégiques aux gouverneurs des provinces de l'empire Romain. L'organisation de ce service, d'après Suétone, était la suivante : *'Pour que l'on pût facilement et plus vite lui annoncer et lui faire connaître ce qui se passait dans chaque province, il fit placer de distance en distance sur les routes stratégiques, d'abord des jeunes gens à de faibles intervalles, puis des voitures. Le second procédé lui parut pratique, parce que le même porteur de dépêches faisait tout le trajet, on peut en outre l'interroger en cas de besoin'*.

L'un des premiers systèmes de communication moderne est le télégraphe optique, inventé en 1794 par l'ingénieur français Claude Chappe. Il s'agissait d'une tour, appelée station, au sommet de laquelle un mât désarticulé émettait des signaux que le gouvernement utilisait pour transmettre des ordres à distance. Le télégraphe de Chappe est l'un des premiers systèmes où l'information à transmettre était codée. En effet, Claude Chappe avait eu l'idée d'associer un signal, non pas à chaque lettre du message, mais à un mot (ou à une expression). Le message était composé d'un enchaînement de signaux sémaphoriques, qui lus à l'aide d'une longue-vue sur la station précédente, étaient reproduits pour être lus à la station suivante. Les stations étaient séparées les unes des autres de quinze kilomètres et situées sur un point élevé du paysage. Malgré la confidentialité du message, la complexité du réseau est vite devenue un obstacle majeur. De plus, il ne pouvait pas fonctionner par mauvais temps ou la nuit. Par la suite, plusieurs inventions vont permettre de transmettre des informations encore plus rapidement à l'instar du télégraphe électrique [1] puis le téléphone [2] - [3].

Au cours du XX^e, plusieurs découvertes scientifiques vont aider à la création de systèmes de communications optiques capables de transmettre des contenus divers (images, textes et vidéos). Parmi ces découvertes scientifiques, il y a eu l'essor de l'informatique (et du langage binaire), le développement des lasers, des fibres optiques et des composants optoélectroniques. Les travaux de Charles Kao réalisés en 1966 (récompensés par le prix Nobel de physique en 2009) et portant sur l'interaction entre un faisceau de lumière et le matériau constituant la fibre optique a permis de

comprendre un certain nombre d'effets se produisant lors de la propagation de la lumière dans la fibre optique [4]. Cette liste non exhaustive d'exemples montre qu'il a été possible de concevoir des systèmes de communication toujours plus rapides. Pour cela, il a été nécessaire de contrôler et de maîtriser un nombre important de paramètres liés à l'interaction entre le transporteur et l'environnement extérieur.

Tous ces exemples montrent que, quel que soit le système de communication, il existe deux causes de dégradation de l'information. La première cause touche le transporteur de l'information (le messenger, le cavalier ou la lumière) alors que la deuxième concerne l'interaction entre l'environnement extérieur et le transporteur. Ces exemples montrent surtout qu'il existe des notions communes à tous les systèmes de communication comme la notion de perte. En effet, au fur et à mesure qu'il transporte l'information, le transporteur s'affaiblit, d'où la nécessité de le ressourcer le long du canal de transmission. A l'époque du *cursus publicus*, des points de relais avaient été disposés le long des voies où il était possible de se procurer des chevaux frais. De même, pour le télégraphe de Chappe, la distance maximale entre deux stations était fixée à quinze kilomètres. En optique, au fur et à mesure qu'elle se propage, la lumière est absorbée par le milieu employé. Une fois la quantité de lumière absorbée par unité de distance connue, des amplificateurs ont pu être installés à intervalles réguliers le long des lignes de transmission afin de réamplifier la lumière. Ces exemples montrent qu'il est possible d'anticiper les dégradations quantifiables. C'est pourquoi, au cours des trente dernières années, un effort de recherche important a été fait dans les laboratoires des sociétés et des universités, dans le but de proposer des solutions viables à d'autres problèmes tels que la dispersion chromatique. En développant des méthodes de fabrication des fibres optiques ou par leur utilisation intelligente, il a été possible de minimiser son impact. De même, la connaissance des effets non linéaires a permis de mieux gérer la transmission de flux de données optiques à des débits très importants en créant des fonctions de régénération tout-optique de ces flux. Nous pourrions dire que tous les paramètres du système étaient sous contrôle. Pourtant, il faut tenir compte d'effets indésirables liés cette fois à l'interaction entre l'environnement extérieur et le transporteur de l'information. Jusqu'à la Révolution française, la transmission d'informations pouvait être perturbée par les conditions environnementales. Le brutal changement des conditions climatiques pouvait retarder le cavalier tandis qu'il était impossible de transmettre des messages par mauvais temps ou la nuit par le télégraphe de Chappe. En optique, la lumière est caractérisée par différents paramètres : sa fréquence, sa phase, son intensité et son état de polarisation (appelé également *polarisation*). Le dernier paramètre représente une variable aléatoire d'un système de communication optique. En raison de diverses imperfections de la fibre ou de divers phénomènes, l'état de polarisation peut ainsi varier de façon aléatoire le long de la fibre.

L'état de polarisation de la lumière joue un rôle important dans de nombreux systèmes optiques fibrés, tels que les composants optoélectroniques, les dispositifs de régénération tout-optique ou les lasers fibrés. Si nous injectons une lumière avec un état de polarisation précis au sein d'une fibre optique, celui-ci peut évoluer de façon aléatoire en raison notamment des contraintes exercées sur la fibre employée et des imperfections de celle-ci. Ces contraintes peuvent être dues à une contrainte locale exercée sur la fibre optique comme une pression ou un changement de température ou à des courbures. L'état de polarisation final de la lumière peut alors être différent de celui d'entrée. Cela peut représenter un inconvénient car certains composants optoélectroniques sont sensibles à la polarisation. Pour maintenir l'état de polarisation d'entrée de la lumière, des solutions ont été inventées comme les fibres à maintien de polarisation mais leur coût de fabrication rend impossible leur utilisation à une échelle mondiale. Une autre possibilité est l'emploi de polariseurs conventionnels. Ces 'filtres de polarisation' permettent d'imposer un certain état de polarisation à la lumière en ne laissant passer qu'une direction de polarisation donnée au détriment de l'énergie de la lumière. De plus, en cas de fluctuation de l'état de polarisation de la lumière, celle-ci est transformée en fluctuation d'intensité et

peut être préjudiciable pour les composants employés ou la stabilité du système. C'est ainsi qu'une perspective des travaux de thèse de Stéphane Pitois était la conception d'un polariseur sans pertes au moyen d'un effet non linéaire dans les fibres, où l'état de polarisation et l'intensité de sortie de la lumière étaient indépendantes de l'état de polarisation et de l'intensité d'entrée. A la même époque, des travaux semblables étaient réalisés par différents groupes de recherche dans le but de concevoir des polariseurs sans pertes dépendantes de la polarisation au moyen d'effets non linéaires dans les fibres et ainsi remplacer les polariseurs existants. Le principe du polariseur non linéaire sans pertes proposé par Stéphane Pitois, Guy Millot et Stefano Wabnitz consiste en un système contrapropagatif où évoluent deux faisceaux lumineux. A une extrémité de la fibre, un premier faisceau lumineux polarisé circulairement est injecté tandis qu'un deuxième faisceau lumineux polarisé arbitrairement est injecté à l'autre extrémité. Les expériences (ainsi que les simulations numériques) montrent alors qu'en sortie de la fibre, l'état de polarisation du deuxième faisceau lumineux est identique à celui du premier faisceau lumineux (en l'occurrence, un état de polarisation circulaire). Dans ce dispositif, l'état de polarisation du premier faisceau lumineux est contrôlé par l'état de polarisation de l'autre faisceau lumineux. Une première avancée a été réalisée par Stéphane Pitois, Julien Fatome et Guy Millot en 2008 en rapportant que le polariseur sans pertes proposé récemment fonctionnait dans la gamme de longueurs d'onde dédiée aux télécommunications optiques. L'objectif des travaux de thèse est d'étudier la conception d'un polariseur non linéaire sans pertes composé de fibres optiques standard utilisées dans les systèmes de communications optiques. Plus précisément, ce système doit être capable d'imposer à un signal arbitrairement polarisé (onde continue ou signal de télécommunication), un état de polarisation fixe et ce, indépendamment de son état de polarisation initial et de son environnement (température, vibrations ou contraintes extérieures).

Cette thèse comporte cinq chapitres. Le premier introduira les fibres optiques ainsi que les principaux effets obtenus lors de l'interaction entre celles-ci et le champ électrique. Puis, nous présenterons l'équation générale de propagation, ainsi que les différents régimes de propagation, puis par la suite les différentes propriétés de la polarisation comme les états de polarisation dégénérés de l'ellipse de polarisation, ainsi qu'un système de visualisation, appelé sphère de Poincaré. La conclusion de ce chapitre est une présentation des différents éléments d'un système de communication optique.

Le deuxième chapitre sera consacré à la présentation des attracteurs de polarisation existants de manière numérique ou théorique, qui sont basés sur les effets non linéaires dans les fibres optiques tels que les diffusions stimulées Brillouin, Raman ou l'amplification paramétrique. Notre étude portera essentiellement sur les caractéristiques des polariseurs non linéaires sans pertes (longueur et type de fibre, puissances mises en jeu). Nous présenterons également le modèle théorique de l'attracteur de polarisation par mélange à quatre ondes ainsi que les différentes expériences réalisées à ce sujet.

Le troisième chapitre est employé à la conception d'un attracteur de polarisation capable de régénérer un signal de télécommunication cadencé à un débit de 10 Gb/s. Nous commencerons par étudier l'influence de différents paramètres (décalage spectral entre les deux ondes, largeur spectrale de la pompe) sur l'efficacité du processus d'attraction de polarisation, puis sa capacité à annihiler des variations rapides de l'état de polarisation de la lumière. Nous analyserons la possibilité de combiner l'attracteur de polarisation avec d'autres fonctions de régénération, comme l'amplification Raman.

Le quatrième chapitre sera consacré à la double régénération, en intensité et en polarisation, d'un flux de données optiques cadencé à 40 Gb/s. En effet, l'interaction entre les effets linéaires et non linéaires conduit à une dégradation importante des impulsions composant le flux de données optiques. Afin d'obtenir une transmission d'excellente qualité, les chercheurs ont mis au point des techniques de régénération tout-optique basées sur des effets non linéaires dans les fibres. L'idée est d'associer, dans un même tronçon de fibre, deux régénérateurs tout-optique. Le premier régénérateur, appelé

régénérateur de Mamyshev, permet de remettre en forme le profil temporel des impulsions composant le flux de données optiques et le deuxième, la polarisation. Cette étude a pour but de vérifier s'il est possible de cumuler deux fonctions de régénération tout-optique dans un unique segment de fibre et s'il est possible de régénérer un flux de données optiques au format retour-à-zéro cadencé à 40 Gb/s.

Dans le dernier chapitre, nous étudierons la conception d'un nouveau type de polariseur sans pertes tout-optique. Comme d'autres dispositifs de régénération tout-optique, nous envisageons le cas où le signal interagit dorénavant avec lui-même à l'instar de dispositifs tout-optique. Après avoir étudié numériquement les solutions d'une telle configuration, nous étudierons expérimentalement au moyen de deux configurations (l'une active, l'autre passive) l'influence du type de fibre, de sa longueur, du signe de sa dispersion chromatique à la longueur d'onde d'étude et du rapport des puissances des ondes mises en jeu sur le processus d'attraction de polarisation. Nous étudierons la possibilité de repolariser un flux de données optiques en utilisant cette nouvelle configuration.

Chapitre 1

Généralités

1. Propagation de la lumière dans les fibres optiques

1.1. Caractéristiques géométriques et dimensionnelles

Une fibre optique est un guide d'onde cylindrique diélectrique composé d'un cœur de rayon a , entouré par une gaine de rayon b ($a < b$) dont l'indice de réfraction n_g est légèrement inférieur à celui du cœur n_c . Ces fibres sont appelées fibres à saut d'indice pour les distinguer des fibres à gradient d'indice où l'indice de réfraction du cœur diminue progressivement jusqu'à l'interface cœur-gaine [5].

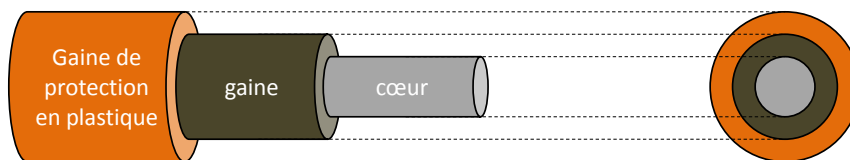


Figure 1.1 – Structure d'une fibre optique conventionnelle.

Le guidage de la lumière dans le cœur est basé sur le mécanisme de réflexion totale interne, où un rayon lumineux se propageant dans le cœur est totalement réfléchi à l'interface cœur-gaine à cause de la différence d'indice de réfraction Δn entre les deux milieux [6]. Pour une fibre à saut d'indice, elle est de l'ordre de 0.3 %. La différence d'indice de réfraction est réalisée par l'utilisation de dopants durant le processus de fabrication. Si des dopants à base de germanium ou de phosphore augmentent l'indice de réfraction de la silice pure et sont adéquats pour le cœur, des composés à base de bore ou de fluor le diminuent.

Un paramètre important des fibres est la longueur d'onde de coupure λ_c , définie par

$$\lambda_c = \frac{2\pi a}{V} (n_c^2 - n_g^2)^{1/2}, \quad (1.1)$$

où a est le rayon du cœur de la fibre et $V = 2.405$. Cette longueur d'onde détermine le nombre de modes transverses pouvant se propager dans la fibre. Une fibre est monomode pour des longueurs d'onde λ supérieures à λ_c . Dans le cas contraire, la fibre est multimode et le nombre de modes sera d'autant plus élevé que la longueur d'onde sera faible (par rapport à λ_c). La principale différence entre ces deux types de fibres est la taille du cœur, comme le montre le tableau 1.1.

	Nom	Rayon du cœur	Rayon de la gaine
Fibre monomode	Corning® SMF-28™	4.1 μm	62.5 \pm 0.35 μm
Fibre multimode	Samsung SF-MM5	25 \pm 0.15 μm	62.5 \pm 0.5 μm

Tableau 1.1 – Caractéristiques dimensionnelles des fibres monomode [7] et multimode [8].

Pour les deux types de fibres, le rayon de la gaine est identique.

1.2. Les pertes

Un autre paramètre important des fibres est la mesure des pertes durant la transmission de signaux optiques à l'intérieur de la fibre. Si P_0 est la puissance injectée à l'entrée de la fibre de longueur L , la puissance transmise P_T est donnée par

$$P_T = P_0 \exp(-\alpha L), \quad (1.2)$$

où la constante d'atténuation α est la mesure des pertes linéiques totales de la fibre. Il est d'usage d'exprimer α en dB/km, en utilisant la relation

$$\alpha_{\text{dB}} = -\frac{10}{L} \log \left(\frac{P_T}{P_0} \right) = 4.343\alpha. \quad (1.3)$$

Les pertes de la fibre dépendent de la longueur d'onde, comme le montre la figure 1.2, où les principales causes des pertes sont la diffusion Rayleigh et la présence d'ions hydroxydes dans le cœur de la fibre.

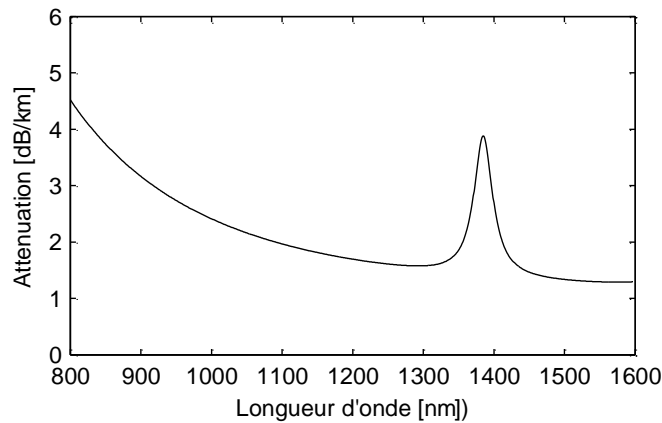


Figure 1.2 – Pertes dans une fibre optique (d'après [9]).

Les ions hydroxydes sont notamment responsables du pic d'absorption aux alentours de 1380 nm. Depuis le début des années 2000, les techniques de fabrication ont réussi à diminuer la présence de ces ions hydroxydes (0.5 dB/km à 1383 nm pour la fibre Corning® SMF-28™ [7]). La caractéristique la plus importante de cette courbe est la présence d'un minimum d'absorption aux environs de 1550 nm (0.19 dB/km pour la fibre Corning® SMF-28™ [7]). C'est donc dans cette gamme de longueurs d'onde que les expériences de transmission de signaux optiques à grande ou à longue distance sont réalisées.

1.3. Dispersion

1.3.1. Dispersion chromatique

Lorsqu'une onde électromagnétique interagit avec les électrons de valence d'un diélectrique, la réponse du milieu dépend, en général, de la fréquence de l'onde ω . Cette propriété, appelée *dispersion chromatique*, se manifeste à travers la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction $n(\omega)$. L'origine de la dispersion chromatique est reliée aux fréquences de résonance caractéristiques auxquelles le milieu absorbe la radiation électromagnétique à travers les oscillations d'électrons. Loin des fréquences de résonance du milieu, l'indice de réfraction peut être approximé par l'équation de Sellmeier [10]

$$n_0^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (1.4)$$

où ω_j est fréquence de résonance et B_j est la force de la $j^{\text{ième}}$ résonance. La somme de l'équation (1.4) s'étend sur toutes les résonances du matériau qui contribuent à la gamme de fréquences étudiée. Dans le cas des fibres optiques, la courbe de dispersion peut être obtenue à partir des trois résonances suivantes de la silice :

j	B_j	λ_j
1	0.6961663	68.4043 nm
2	0.4079426	116.2414 nm
3	0.8974794	9896.161 nm

Tableau 1.2 – Coefficients de l'équation de Sellmeier pour la silice [10].

La dispersion du matériau n'est pas la seule contribution à la dispersion totale d'une fibre. En effet, il faut tenir compte de la dispersion du guide d'onde. De plus, la dispersion des fibres dévie de celle de la silice pure car le cœur présente différentes concentrations de dopants (germanium, phosphore, ...) qui modifient les propriétés de la silice pure.

1.3.2. Dispersion du guide d'onde

La dispersion du guide d'onde est généralement plus faible que la dispersion du matériau dans les fibres. La contribution du guide d'onde dépend des paramètres de conception comme le rayon du cœur a et la différence d'indice de réfraction cœur-gaine Δn . Cette propriété peut être utilisée pour décaler la longueur d'onde de zéro de dispersion (λ_{ZD} , *zero-dispersion wavelength*) aux environs de 1550 nm (où les pertes de la fibre sont minimales). Ces fibres à dispersion décalée (DSF, *dispersion shifted fiber*) ont trouvé beaucoup d'applications dans les systèmes de communication optique et sont disponibles commercialement. Il est également possible de concevoir des fibres présentant une faible dispersion dans la bande C (NZ-DSF, *non-zero dispersion shifted fiber*) ou sur une large gamme de longueurs d'onde allant de 1300 nm à 1600 nm.

Nom	A_{eff} (μm^2)	λ_{ZD} (nm)	D (bande C) [ps/(nm.km)]	Pente S [ps/(nm ² .km)]
Corning [®] SMF-28	80	1302-1322	16 à 19	0.090
Alcatel ColorLock	80	1300-1320	16 à 19	0.090
Alcatel TeraLight	65	1440-1450	5.5 à 10	0.058
Corning [®] LEAF	72	1490-1500	2 à 6	0.060
Lucent TrueWave-RS	50	1470-1490	2.6 à 6	0.050
Lucent TrueWave-XL	72	1570-1580	-1.4 à -1.6	0.112

Tableau 1.3 – Principales caractéristiques des fibres commerciales (d'après [11]).

1.3.3. Dispersion totale

La dispersion joue un rôle critique dans la propagation d'impulsions courtes car les différentes composantes spectrales associées à l'impulsion se propagent à des vitesses différentes données par $c/n(\omega)$. Même si les effets non linéaires ne sont pas importants, l'élargissement induit par la dispersion peut être préjudiciable pour les systèmes de communication optique. Mathématiquement, les effets de dispersion sont pris en compte par le développement en série de Taylor de la constante de propagation du mode β autour de la fréquence centrale ω_0 (fréquence centrale du spectre de l'impulsion)

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (1.5)$$

où

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m=1,2,\dots). \quad (1.6)$$

Les paramètres β_1 et β_2 sont reliés à l'indice de réfraction $n(\omega)$ et à ses dérivées à travers les relations

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right), \quad (1.7)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right), \quad (1.8)$$

où n_g est l'indice de groupe et v_g est la vitesse de groupe. L'enveloppe d'une impulsion se déplace à la vitesse de groupe, tandis que le paramètre β_2 représente la dispersion de la vitesse de groupe (GVD, *group velocity dispersion*) et est responsable de l'élargissement de l'impulsion. Ce paramètre de dispersion est souvent exprimé dans la littérature par le paramètre D

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2. \quad (1.9)$$

Concernant la silice pure, β_2 s'annule à la longueur d'onde d'environ 1270 nm et devient négatif pour de plus grandes longueurs d'onde. Cependant, la dispersion totale n'est pas nulle, il reste la contribution des ordres supérieurs de la dispersion $\beta_{j \geq 3}$ [12]. Les effets des ordres supérieurs de dispersion peuvent être la distorsion d'impulsions ultracourtes dans les deux régimes linéaire et non linéaire. Les effets non linéaires dans les fibres manifestent différents comportements selon le signe du paramètre de GVD. Pour les longueurs d'onde telles que $\lambda < \lambda_{ZD}$, la fibre présente une dispersion *normale* avec $\beta_2 > 0$ ($D < 0$). Dans ce régime, les composantes hautes fréquences (décalées vers le bleu) d'une impulsion se propagent moins vite que les composantes basses fréquences (décalées vers le rouge) de cette même impulsion. En revanche, le contraire se produit dans le régime de dispersion *anormal*, pour lequel $\beta_2 < 0$ ($D > 0$) lorsque $\lambda > \lambda_D$.

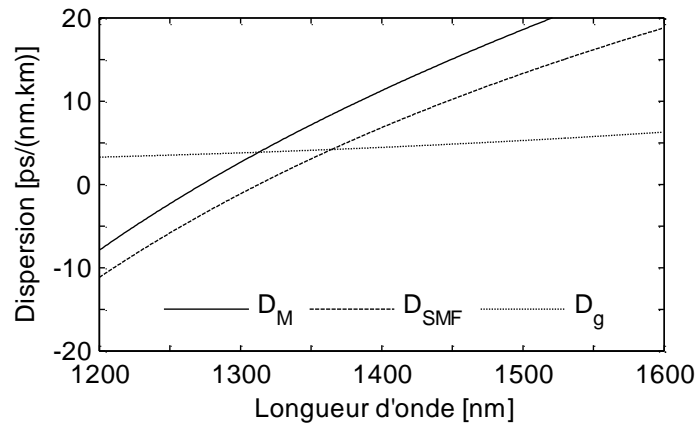


Figure 1.3 – Dispersion chromatique de la fibre monomode standard. D_M : dispersion du matériau, D_g : dispersion du guide et D_{SMF} : dispersion totale.

2. Non linéarité dans les fibres

2.1. Equation de propagation

Comme tout phénomène électromagnétique, la propagation de champs optiques dans les fibres est gouvernée par les équations de Maxwell. Dans le système international, ces équations prennent la forme [13]

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{B}, \quad (1.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \partial_t \mathbf{D}, \quad (1.11)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (1.12)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.13)$$

où \mathbf{E} et \mathbf{H} sont les vecteurs champs électrique et magnétique, respectivement, et \mathbf{B} et \mathbf{D} sont les vecteurs déplacement électrique et excitation magnétique, \mathbf{J} est le vecteur densité de courant et ρ est la densité de charge. En l'absence de charge libre dans un milieu tel que les fibres optiques, $\mathbf{J} = \mathbf{0}$ et $\rho = 0$. Les vecteurs \mathbf{B} et \mathbf{D} décrivent le comportement du milieu soumis à l'action du champ électromagnétique. Ces équations, appelées équations constitutives ou équations de la matière, sont données par les relations

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad (1.14)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (1.15)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, ε_0 est permittivité diélectrique du vide et \mathbf{M} et \mathbf{P} sont les polarisations induites électriques et magnétiques. Pour un milieu non magnétique tel que les fibres optiques, $\mathbf{M} = \mathbf{0}$. Les équations de Maxwell peuvent être utilisées pour obtenir l'équation d'onde qui décrit la propagation de la lumière dans les fibres optiques. Nous obtenons

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (1.16)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et $\varepsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$. Dans le paragraphe précédent, les effets présentés (atténuation et dispersion chromatique) sont des effets linéaires car ils sont proportionnels au champ électrique. Nous verrons dans la prochaine section que la réponse du milieu varie en fonction de l'intensité.

2.2. Les effets non linéaires

Lorsque nous étudions la propagation d'une onde électromagnétique dans un diélectrique, nous devons tenir compte de la polarisation induite électrique. La polarisation totale \mathbf{P} peut s'écrire comme un développement en série de Taylor de \mathbf{E} [14]

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \left[\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} \cdot \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \cdot \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right] = \varepsilon_0 \sum_{j=1}^{\infty} \chi^{(j)} \mathbf{E}^j, \quad (1.17)$$

où $\chi^{(j)}$ est le tenseur de susceptibilité de $j^{\text{ième}}$ ordre. En général, $\chi^{(j)}$ est un tenseur de rang $j + 1$. La susceptibilité linéaire $\chi^{(1)}$ représente la contribution dominante de \mathbf{P} . La susceptibilité d'ordre 2 $\chi^{(2)}$ est responsable d'effets non linéaires comme la génération de seconde harmonique. Comme la silice est une molécule symétrique, la susceptibilité d'ordre 2 est nulle dans les fibres optiques. La susceptibilité d'ordre 3 $\chi^{(3)}$ est à l'origine des effets non linéaires de plus bas ordre dans les fibres, laquelle est responsable de phénomènes comme la génération de troisième harmonique (THG, *third harmonic generation*) ou le mélange à quatre ondes (FWM, *four wave mixing*). La plupart de ces effets non linéaires ont pour origine la réfraction non linéaire, un phénomène se référant à la dépendance en intensité de l'indice de réfraction. La dépendance d'un milieu transparent à l'intensité du champ électrique est connue sous le nom de l'effet Kerr optique.

2.2.1. Effet Kerr optique

L'effet Kerr optique se réfère à la dépendance en intensité de l'indice de réfraction. D'après la relation (1.15), nous savons que l'indice de réfraction est lié à la polarisation du matériau. Ainsi,

$$n^2 = 1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E|^2 \quad (1.18)$$

Il est possible d'écrire l'indice de réfraction de la manière suivante

$$n^2 = (n_L + \Delta n_{NL})^2 \approx n_L^2 + 2n_L \Delta n_{NL}, \quad (1.19)$$

où n_L est la partie linéaire de l'indice de réfraction et Δn_L est la partie non-linéaire. Nous obtenons alors

$$n(\omega, |E|^2) = n_L(\omega) + n_2 |E|^2, \quad (1.20)$$

avec n_2 , l'indice de réfraction non linéaire relié à la partie réelle de $\chi^{(3)}$,

$$n_2 = \frac{3}{8n_L} \chi^{(3)}. \quad (1.21)$$

La relation (1.20) montre que l'indice de réfraction dépend de la fréquence (comme nous avons pu le voir dans le paragraphe 1.3) mais également de l'intensité du champ électrique. Pour la silice, l'indice de réfraction non linéaire est faible et vaut typiquement $2.6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [5]. Il est à noter que l'indice de réfraction non linéaire vaut $2.4 \times 10^{-17} \text{ m}^2/\text{W}$ pour les verres de chalcogénures ($\text{As}_{40}\text{Se}_{60}$) et qu'il est compris entre 1.2 et $5.1 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ pour les verres en tellurite.

Dans les caractéristiques optiques des fibres optiques, la non linéarité de la fibre est donnée par le coefficient non linéaire, obtenu par

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2}{A_{\text{eff}}} = \frac{\omega}{c} \frac{n_2}{A_{\text{eff}}}, \quad (1.22)$$

où A_{eff} est l'aire effective de la fibre.

L'effet Kerr optique est à la base de nombreux effets non linéaires comme l'auto-modulation de phase (SPM, *self-phase modulation*) ou la modulation de phase croisée (XPM, *cross-phase modulation*).

Les effets cités précédemment sont des effets non linéaires dits *élastiques* car il n'y a pas d'échange d'énergie entre la lumière et la matière, d'où la nécessité de conditions d'accord de phase pour la mise en place de ces phénomènes. Pour les effets élastiques, le milieu est considéré comme actif car il y a un échange d'énergie avec le faisceau lumineux. Les autres effets sont dits *inélastiques*. Il s'agit de la diffusion Brillouin qui fait intervenir les phonons acoustiques [15] et la diffusion Raman qui fait intervenir les phonons optiques.

2.3. Equation non linéaire de Schrödinger

Afin de modéliser la propagation d'un faisceau lumineux au sein d'une fibre optique, nous utilisons l'équation non linéaire de Schrödinger établie à partir de l'équation d'onde avec la polarisation non linéaire. Cette équation prend en compte les effets linéaires et non linéaires présentés dans les paragraphes précédents. Dans le cas où nous ne tenons pas compte des effets de diffusion Brillouin et Raman, l'équation non linéaire de Schrödinger s'écrit :

$$\frac{\partial A}{\partial z} - \sum_{k=2}^3 \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A}{\partial T^k} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A, \quad (1.23)$$

où T est le temps retardé tel que $T = t - \beta_1 z$. Cette expression tient compte des effets de dispersion d'ordre 3 car dans certaines de nos simulations, la longueur d'onde du faisceau lumineux est très proche de la longueur d'onde de zéro de dispersion.

Selon les valeurs de coefficient de dispersion chromatique d'ordre 2 (β_2), du coefficient non linéaire (γ), de la largeur temporelle à mi-hauteur de l'impulsion (T_0) et sa puissance crête initiale (P_0), les effets dispersifs ou non linéaires peuvent être plus ou moins dominants le long de la fibre [5]. Nous allons introduire deux longueurs caractéristiques : la longueur de dispersion L_D et la longueur non linéaire L_{NL} , définies comme

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (1.24)$$

Les longueurs L_D et L_{NL} donnent une estimation de longueur pour lesquelles les effets dispersifs ou non linéaires deviennent importants pour l'évolution des impulsions. Il existe différents régimes de propagation.

- $L \ll L_D$ et $L \ll L_{NL}$: La fibre est considérée comme un élément passif. Les effets dispersifs ou non linéaires ne jouent pas de rôles significatifs.
- $L \approx L_D$ et $L \ll L_{NL}$: l'évolution de l'impulsion à travers la fibre est gouvernée par les effets non-dispersifs. Ce régime donne lieu à un élargissement temporel de l'impulsion, qui peut être responsable du phénomène d'interférence entre symboles [16]
- $L \ll L_D$ et $L \approx L_{NL}$: dans cette situation, la dispersion est négligeable comparée à la non linéarité. Ce régime donne lieu en général à un élargissement spectral plus ou moins important de l'impulsion. Ce régime peut être responsable du phénomène d'interférence entre symboles (ISI, *intersymbol interference*) [16].
- $L \approx L_D$ et $L \approx L_{NL}$: dans cette situation, la dispersion et la non linéarité agissent simultanément. Selon le signe et la valeur du coefficient de dispersion chromatique, la fibre peut soutenir des solitons tandis que dans d'autres circonstances (dispersion *anormale*), elle peut être utilisée pour la compression spectrale d'impulsions ou temporelle.

3. La polarisation

3.1. L'ellipse de polarisation

Dans la référence [17], Fresnel a montré que la lumière se propageant dans une direction donnée était polarisée uniquement dans le plan transverse. Par conséquent, le champ électrique \mathbf{E} d'une onde plane monochromatique de longueur d'onde λ se propageant selon l'axe Oz est [6]

$$\mathbf{E}(z, t) = E_x(z, t) \mathbf{e}_x + E_y(z, t) \mathbf{e}_y = E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x) \mathbf{e}_x + E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y) \mathbf{e}_y, \quad (1.25)$$

avec E_{0x} et E_{0y} les amplitudes des composantes du champ électrique, ω la fréquence angulaire, k est la norme du vecteur, et δ_x et δ_y sont les phases des composantes. Le déphasage δ ($0 < \delta < 2\pi$) entre les deux composantes E_x et E_y est défini comme [6]

$$\delta = \delta_y - \delta_x. \quad (1.26)$$

L'état de polarisation d'une onde est défini par la courbe décrite par l'extrémité du vecteur champ électrique en fonction du temps, projetée dans le plan orthogonal à la direction de propagation. Si nous éliminons la dépendance temporelle ωt entre les composantes E_x et E_y et si nous nous plaçons par exemple dans le plan $z = 0$, l'extrémité du vecteur champ électrique suit une trajectoire correspondante à l'équation suivante

$$\left(\frac{E_x}{E_{0x}} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_{0y}} \right)^2 - 2 \frac{E_x}{E_{0x}} \frac{E_y}{E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta. \quad (1.27)$$

L'onde est dépolarisée lorsque δ n'est pas constant dans le temps. Si δ est constant dans le temps, l'équation (1.27) correspond à une ellipse, inscrite dans un rectangle de côtés parallèles aux axes Ox et Oy et de longueurs $2E_{0x}$ et $2E_{0y}$ (cf. Figure 1.4). L'onde est alors polarisée elliptiquement. Le sens de parcours de l'extrémité du vecteur champ électrique sur l'ellipse est lié au paramètre δ qui est déterminé par un observateur regardant dans la direction de la source. Lorsque celui-ci regarde dans la direction de la source, il voit l'extrémité du vecteur champ électrique décrire une ellipse dans le sens horaire (c'est-à-dire $\sin \delta > 0$), la polarisation de l'onde est dite droite. A contrario, lorsque l'extrémité du vecteur champ électrique décrit une ellipse dans le sens antihoraire (c'est-à-dire $\sin \delta < 0$), la polarisation est dite gauche.

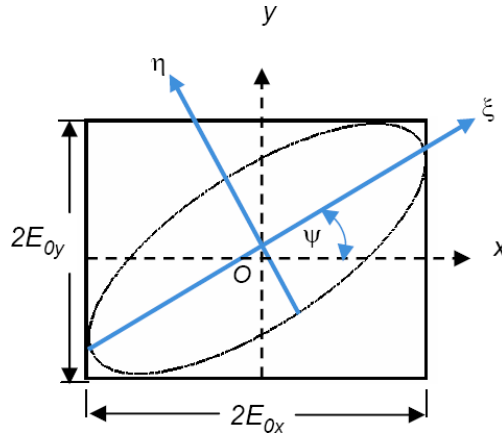


Figure 1.4 – Ellipse de polarisation (d'après [18]).

L'ellipse de polarisation peut être caractérisée par deux autres paramètres angulaires : χ et ψ qui représentent respectivement l'angle d'ellipticité ($-\pi/4 \leq \chi \leq \pi/4$) et l'angle d'orientation ($0 \leq \psi \leq \pi$) [18]. Ces angles peuvent être définis en fonction des paramètres de l'ellipse de polarisation

$$\sin 2\chi = 2 \frac{E_{0x} E_{0y}}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \cos \delta, \quad (1.28)$$

$$\tan 2\psi = 2 \frac{E_{0x} E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \sin \delta, \quad (1.29)$$

3.2. Principaux états de polarisation

Selon les valeurs E_{0x} , E_{0y} et δ , l'ellipse de polarisation peut être réduite à un segment de droite ou à un cercle. Nous introduisons un angle auxiliaire α ($0 \leq \alpha \leq \pi/2$) défini par la relation suivante [18]

$$\tan \alpha = \frac{E_{0y}}{E_{0x}}. \quad (1.30)$$

3.2.1. Polarisation linéaire

L'état de polarisation de l'onde est linéaire lorsque $\delta = m\pi$ avec ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$). L'équation (1.27) s'écrit alors

$$\frac{E_y}{E_x} = (-1)^m \frac{E_{0y}}{E_{0x}}. \quad (1.31)$$

L'ellipse se réduit à un segment de droite et le champ électrique \mathbf{E} oscille suivant une droite inclinée de l'angle α par rapport au repère $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y)$.

Lorsque $E_{0y} = 0$ ($\alpha = 0$), le champ électrique \mathbf{E} oscille uniquement suivant l'axe Ox . La lumière est dite polarisée linéairement suivant l'axe Ox et appelée lumière polarisée horizontalement (LHP, *linearly horizontal polarized light*). A contrario, lorsque $E_{0x} = 0$ ($\alpha = \pi/2$), celle-ci est appelée lumière polarisée verticalement (LVP, *linearly vertical polarized light*).

Lorsque $\delta = 0$ ou π , l'équation (1.27) se réduit à

$$E_y = \pm \frac{E_{0y}}{E_{0x}} E_x, \quad (1.32)$$

qui correspond à l'équation d'une droite de pente $\pm E_{0y}/E_{0x}$. Lorsque $E_{0y} = E_{0x}$ ($\delta = 0$ et $\alpha = \pi/4$), la pente est positive et la lumière est dite polarisée linéairement à 45° (L-45P, *linear 45° polarized light*). De même, si $E_{0y} = -E_{0x}$ ($\delta = \pi$ et $\alpha = -\pi/4$), la pente est négative et la lumière est dite polarisée linéairement à -45° (L45P, *linear -45° polarized light*).

3.2.2. Polarisation circulaire

L'ellipse de polarisation se réduit à un cercle si $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ et $\delta = m\pi/2$ avec ($m = \pm 1, \pm 3, \pm 5$). L'équation (1.27) s'écrit alors

$$\left(\frac{E_x}{E_0}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_0}\right)^2 = 1, \quad (1.33)$$

qui correspond à l'équation d'un cercle. Dans ces conditions, la lumière est dite polarisée circulairement. Lorsque $\sin \delta > 0$ est positif, la polarisation de l'onde est dite circulaire droite (RCP, *right circularly polarized light*). A contrario, lorsque $\sin \delta < 0$, la polarisation est dite circulaire gauche (LCP, *left circularly polarized light*).

Ces six états de polarisation sont appelés les états dégénérés de polarisation.

Jusqu'à maintenant, nous avons vu que trois paramètres indépendants (amplitudes E_{0x} et E_{0y} et la différence de phase δ) étaient nécessaires pour caractériser l'ellipse de polarisation. Cependant, seules les intensités sont directement mesurables dans le domaine optique. Lors de ses travaux sur la lumière partiellement polarisée, Sir G. G. Stokes a introduit en 1852, quatre quantités réelles, sans dimension, pour représenter les états de polarisation de la lumière [19].

3.3. Les paramètres de Stokes

En multipliant l'équation (1.27) par $4E_{0x}^2 E_{0y}^2$ et en prenant la valeur moyenne, nous obtenons l'équation suivante

$$4E_{0y}^2 \langle E_x^2(z,t) \rangle + 4E_{0x}^2 \langle E_y^2(z,t) \rangle - 8E_{0x}E_{0y} \langle E_x(z,t)E_y(z,t) \rangle \cos \delta = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2, \quad (1.34)$$

où les valeurs moyennes des différents termes dans l'équation (1.34) valent

$$\langle E_x^2(z,t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0x}^2, \quad (1.35)$$

$$\langle E_y^2(z,t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0y}^2, \quad (1.36)$$

$$\langle E_x(z,t)E_y(z,t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0x}E_{0y} \cos \delta. \quad (1.37)$$

D'où

$$2E_{0x}^2 E_{0y}^2 + 2E_{0x}^2 E_{0y}^2 - (2E_{0x} E_{0y} \cos \delta)^2 = (2E_{0x} E_{0y} \sin \delta)^2. \quad (1.38)$$

En additionnant et en soustrayant le terme $E_{0x}^4 + E_{0y}^4$ dans le membre de gauche, nous pouvons réécrire l'équation (1.27) sous la forme suivante

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2) - (E_{0x}^2 - E_{0y}^2) - (2E_{0x} E_{0y} \cos \delta)^2 = (2E_{0x} E_{0y} \sin \delta)^2. \quad (1.39)$$

A partir de cette équation, il est possible d'écrire les paramètres de Stokes sous la forme

$$\begin{aligned} S_0 &= E_{0x}^2 + E_{0y}^2, \\ S_1 &= E_{0x}^2 - E_{0y}^2, \\ S_2 &= 2E_{0x} E_{0y} \cos \delta, \\ S_3 &= 2E_{0x} E_{0y} \sin \delta, \end{aligned} \quad (1.40)$$

où le paramètre S_0 représente l'intensité totale du faisceau lumineux, le paramètre S_1 décrit la quantité de lumière de polarisation linéaire horizontale ou verticale, le paramètre S_2 décrit la quantité de lumière de polarisation linéaire à 45° ou à -45° , le paramètre S_3 décrit la quantité de lumière de polarisation circulaire droite ou gauche contenue dans le faisceau lumineux. Les quatre paramètres de Stokes écrits sous la forme d'une matrice colonne composent le vecteur de Stokes [20],

$$\begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ 2E_{0x} E_{0y} \cos \delta \\ 2E_{0x} E_{0y} \sin \delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_0 + I_{90} \\ I_0 - I_{90} \\ I_{45} - I_{-45} \\ I_D - I_G \end{bmatrix}, \quad (1.41)$$

où $I_0, I_{90}, I_{45}, I_{-45}$ correspondent à des intensités mesurées à l'aide d'un puissance-mètre placé derrière un polariseur linéaire orienté à $0^\circ, 90^\circ; 45^\circ, -45^\circ$ et derrière un polariseur circulaire droit et gauche. Le vecteur de Stokes est souvent normalisé par rapport à la composante S_0 . Les vecteurs de Stokes des six états de polarisation dégénérés cités précédemment peuvent ainsi être exprimés de la façon suivante

$$\{S_0, S_{90}, S_{45}, S_{-45}, S_D, S_G\} = \left\{ \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} \right\}, \quad (1.42)$$

où S_0 représente une polarisation linéaire parallèle à l'axe de référence angulaire, S_{90} une polarisation linéaire orthogonale à cet axe de référence, S_{45} et S_{-45} des polarisations linéaires respectivement à 45° et -45° de l'axe de référence et S_D et S_G les états de polarisation circulaires droit et gauche.

A partir de l'équation (1.39), nous pouvons en déduire la relation liant les composantes du vecteur de Stokes d'une onde polarisée

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2. \quad (1.43)$$

Le vecteur de Stokes normalisé par rapport à la composante S_0 peut être exprimé en fonction des paramètres angulaires χ et ψ .

Nous obtenons

$$\begin{aligned} S_1 &= S_0 \cos(2\chi) \cos(2\psi), \\ S_2 &= S_0 \cos(2\chi) \sin(2\psi), \\ S_3 &= S_0 \sin(2\chi). \end{aligned} \quad (1.44)$$

3.4. Sphère de Poincaré

Le vecteur de Stokes normalisé par rapport à la composante S_0 peut être représenté par un point P sur une sphère de rayon unité, appelée sphère de Poincaré (Figure 1.5) [21]. Sur la sphère, les longitudes représentent l'angle d'orientation ψ et les latitudes, l'angle d'ellipticité χ . En coordonnées cartésiennes, un état de polarisation est repéré par les composantes (S_1, S_2, S_3) issues du vecteur de Stokes. En coordonnées sphériques, un état de polarisation est repéré par les angles d'ellipticité χ et d'orientation ψ .

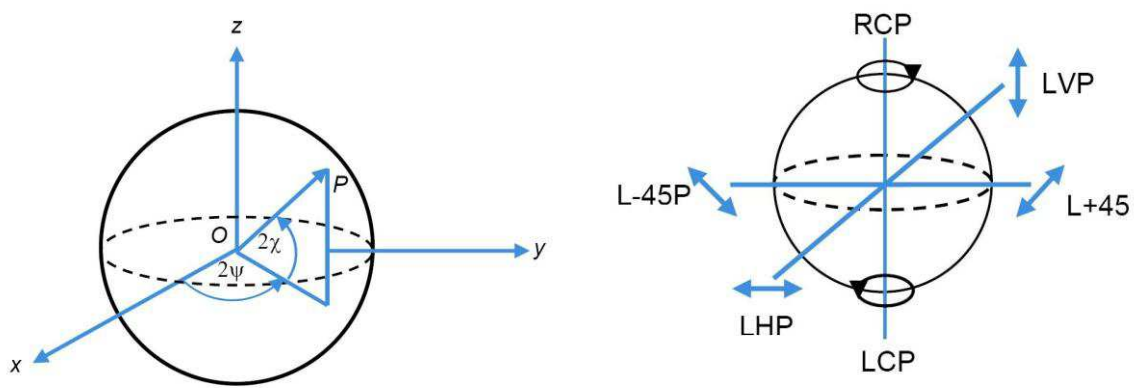


Figure 1.5 – (à gauche) Sphère de Poincaré et (à droite) États dégénérés de l'état de polarisation elliptique sur la sphère de Poincaré (d'après [18]).

L'équateur représente l'ensemble des polarisations linéaires ($\chi = 0$). Les pôles représentent les polarisations circulaires ($\psi = \pm \pi/4$ et $\chi = \pm \pi/4$). Tout point qui n'est pas localisé sur l'équateur ou aux pôles de la sphère est l'image d'un état de polarisation elliptique. Lorsque le point P est situé dans l'hémisphère nord, l'angle d'ellipticité χ est positif et il est l'image d'un état de polarisation droit. A contrario, il est l'image d'un état de polarisation gauche lorsque l'angle d'ellipticité χ est négatif [20].

Sur la sphère, la lumière polarisée est représentée par un point [Figure 1.6(a)]. Lorsque la lumière est naturelle ou dépolarisée, elle contient tous les états de polarisation et par conséquent, tous les points sont équiprobables [Figure 1.6(b)]. Lorsque la lumière est partiellement polarisée, les points sont plus ou moins regroupés autour d'un point unique qui est le point de probabilité maximum de l'état de polarisation [Figure 1.6(c)]. Plus la largeur de cette distribution est étroite, plus la lumière se comportera comme une lumière polarisée caractérisée par le point unique [20]. Pour quantifier cet état de choses, nous allons introduire une grandeur statistique : le degré de polarisation (DOP, *degree of polarization*).

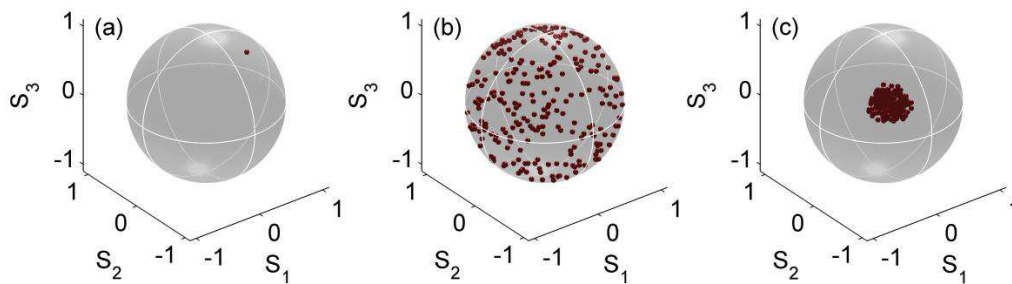


Figure 1.6 – Représentation des différents types de lumière sur la sphère de Poincaré (a) lumière polarisée, (b) lumière dépolarisée et (c) lumière partiellement polarisée.

3.5. Degré de polarisation

Le degré de polarisation (DOP, *degree of polarization*) est défini comme

$$DOP = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0}. \quad (1.45)$$

Cette grandeur quantifie la part du faisceau lumineux polarisée. Lorsque le degré de polarisation est égal à 0, le faisceau lumineux est dépolarisé. Au contraire, lorsque le degré de polarisation est égal à 1, le faisceau lumineux est polarisé. Lorsque celui-ci est compris entre 0 et 1, le faisceau lumineux est partiellement polarisé.

Pour nos expériences, nous utilisons un brouilleur de polarisation afin de provoquer des variations aléatoires ou pas de l'état de polarisation de la lumière. Nous allons présenter dans la prochaine partie son principe de fonctionnement.

3.6. Brouilleur de polarisation

Un brouilleur de polarisation est un composant qui modifie l'état de polarisation de la lumière dans le but de faire tendre son degré de polarisation vers 0. Pour cela, l'état de polarisation de la lumière est modulé de telle manière que tous les états de polarisation soient excités avec la même probabilité. C'est le cas quand les valeurs moyennes des trois paramètres de Stokes \$S_1\$, \$S_2\$ et \$S_3\$ de la lumière modulée s'annulent simultanément, c'est-à-dire [22]

$$DOP = \sqrt{\langle S_1 \rangle^2 + \langle S_2 \rangle^2 + \langle S_3 \rangle^2} \equiv 0, \quad (1.46)$$

avec

$$\langle S_n \rangle = \frac{1}{T} \frac{1}{S_0} \int_0^T S_n(t) dt, \quad n = 1, 2, 3 \quad (1.47)$$

où \$T\$ est la période de modulation du brouilleur. La lumière paraît dépolarisée si le temps d'intégration est plus long que la période de modulation.

En fonction de l'état de polarisation d'entrée de la lumière monochromatique, elle peut être dépolarisée au moyen d'un brouilleur de polarisation à simple étage ou à plusieurs étages. Nous allons détailler maintenant ces deux possibilités.

3.6.1. Brouilleur de polarisation à simple étage

Dans l'hypothèse où la lumière est polarisée linéairement, elle peut être dépolarisée au moyen d'une lame demi-onde en rotation à la fréquence \$\Omega\$ [Figure 1.7(a)]. L'état de polarisation de sortie est également polarisé linéairement, et passe sans interruption par tous les états de polarisation linéaires.

Ce fonctionnement est illustré sur la figure 1.7(b) où les différents états de polarisation linéaires successifs sont représentés, ce qui forme un cercle suivant l'équateur sur la sphère de Poincaré.

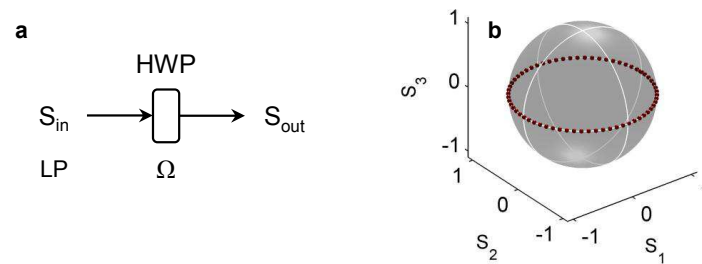


Figure 1.7 – (a) Montage expérimental et (b), Représentation de la trajectoire de polarisation sur la sphère de Poincaré pour un polariseur à simple étage. LP : lumière polarisée linéairement.

Si la polarisation d'entrée est fluctuante et quelconque, le montage ci-dessus ne fonctionnera que partiellement. En effet, si l'état de polarisation d'entrée n'est pas ou plus linéaire, la lumière sera alors partiellement dépolarisée. Le problème peut être résolu en insérant deux ou plusieurs brouilleurs à un étage et en les modulant à des fréquences différentes.

3.6.2. Brouilleur de polarisation à plusieurs étages

Dans la référence [23], Billings propose de dépolariser la lumière au moyen d'une lame demi-onde en rotation à la fréquence Ω_1 et d'une lame quart d'onde en rotation à la fréquence Ω_2 [Figure 1.8(a)]. Si à l'entrée du dispositif, la polarisation de la lumière varie dans le temps, alors en sortie, différentes trajectoires de polarisation sont représentées sur la sphère de Poincaré. Par exemple, la figure 1.8(b) montre la trajectoire de polarisation en sortie du dispositif pour une lumière d'entrée polarisée à $+45^\circ$.

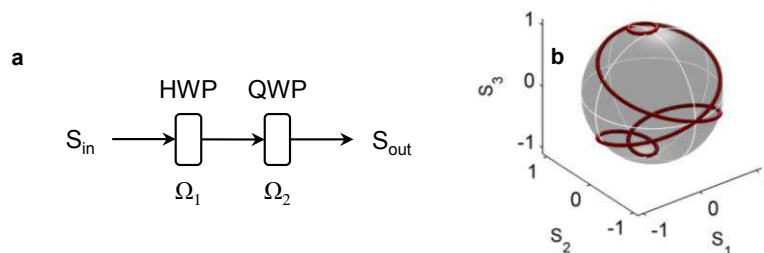


Figure 1.8 – Représentation de la trajectoire de polarisation sur la sphère de Poincaré pour un polariseur à plusieurs étages pour une polarisation d'entrée linéaire à $+45^\circ$. HWP : lame demi-onde QWP : lame quart d'onde.

Le principal avantage des brouilleurs de polarisation à plusieurs étages est leur capacité à dépolariser la lumière indépendamment de sa polarisation d'entrée, ce qui permet des applications où l'état de polarisation d'entrée est inconnu ou varie dans le temps, ce qui est le cas lorsque le brouilleur de polarisation est précédé d'une fibre monomode standard.

La performance des brouilleurs de polarisation est mesurée grâce au degré de polarisation de la lumière pendant une certaine période de temps mais surtout à l'uniformité de la couverture de l'état de polarisation sur la sphère de Poincaré. Plus les points sont répartis uniformément sur la sphère, plus la lumière est dépolarisée et plus le degré de polarisation est faible.

Dans les exemples cités précédemment, les brouilleurs de polarisation sont composés de lames d'onde (HWP pour *half waveplate* ou QWP pour *quarter waveplate*). Il existe d'autres techniques capables de simuler l'action de ces lames. Une première catégorie regroupe les brouilleurs à fibres basés sur les effets élasto-optiques. Ce type de composant ne fonctionne toutefois qu'à des fréquences fixes et généralement basses (quelques MHz). Une deuxième catégorie regroupe les brouilleurs basés sur les effets électro-optiques. Notre brouilleur de polarisation est intégré sur substrat de niobate de lithium

(LiNbO_3). Il simule l'action de 5 lames d'ondes. Pendant nos expériences, afin de travailler sur un temps d'intégration très long, la fréquence de l'appareil est fixée à 0.625 kHz.

4. Dispersion modale de polarisation

Dans la section 1.1, nous avons vu qu'une fibre est qualifiée de monomode si $V < 2.405$. En réalité, une fibre n'est jamais monomode car elle peut supporter deux modes dégénérés ayant des polarisations orthogonales. Dans le cas où la fibre serait parfaitement cylindrique, un champ injecté suivant l'axe Ox évoluerait de la même manière qu'un champ injecté suivant l'axe Oy . En conséquence, un champ injecté avec un état de polarisation donné émergerait de la fibre avec le même état de polarisation. La fibre est alors qualifiée d'isotrope. Pour une fibre standard, les deux modes de polarisation sont quasi-dégénérés. En effet, même si les procédés actuels de fabrication sont capables de produire des fibres quasi-isotropes de plusieurs kilomètres, il existe une biréfringence résiduelle à laquelle s'ajoute une anisotropie induite par les courbures, les contraintes mécaniques ou torsions subies par la fibre. Ces défauts lèvent la dégénérescence des deux modes. Mathématiquement, la constante de propagation β est différente pour les deux modes polarisés dans les directions x et y . Cette propriété est appelée la biréfringence modale.

La force de la biréfringence modale est définie par le paramètre [5]

$$B = n_x - n_y = \frac{\beta_x - \beta_y}{k_0}, \quad (1.48)$$

où n_x et n_y sont les indices de réfraction modaux pour les deux états polarisés orthogonalement. Nous appelons axes principaux, les deux axes le long desquels les deux modes sont polarisés. L'axe le long duquel l'indice de mode est le plus faible est appelé l'axe rapide car la vitesse de groupe est plus grande pour la lumière se propageant dans cette direction. Pour la même raison, l'axe avec l'indice de mode le plus grand est appelé axe lent. La grandeur caractérisant la biréfringence modale est la longueur de battement L_B définie par

$$L_B = \frac{2\pi}{\beta_x - \beta_y} = \frac{\lambda}{B}. \quad (1.49)$$

La longueur de battement représente la longueur de fibre au bout de laquelle n'importe quel état de polarisation se retrouve identique à lui-même.

Dans les fibres standard, B n'est pas constant le long de la fibre mais varie aléatoirement à cause des contraintes anisotropiques et des variations aléatoires de la forme du cœur. En conséquence, l'état de polarisation d'un faisceau lumineux évolue de manière aléatoire le long de la fibre. La biréfringence est un problème pour les systèmes de communications optiques lorsque des impulsions ultracourtes sont transmises sur de longues distances. Si en entrée de fibre, une impulsion excite les deux composantes de polarisation, celles-ci se propagent le long de la fibre à des vitesses différentes en raison de leurs indices de groupe différents. En sortie de fibre, l'impulsion s'élargit (voire se dédouble) (Figure 1.9). Ce phénomène est appelé dispersion modale de polarisation (PMD, *polarization mode dispersion*).

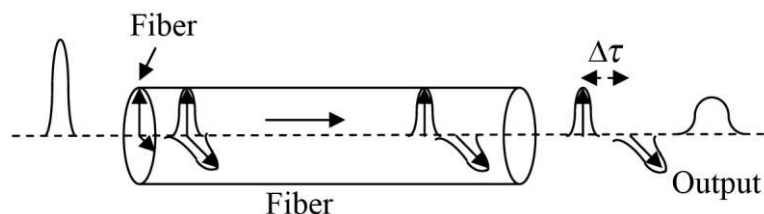


Figure 1.9 – Illustration dans le domaine temporel de la dispersion modale de polarisation (d'après [24]).

L'ampleur de l'élargissement de l'impulsion peut être estimée par le retard temporel ΔT entre les deux composantes de polarisation, après propagation dans une fibre de biréfringence constante B et longueur L . Le retard temporel ΔT est donné par

$$\Delta T = L \left| \frac{1}{v_{g,x}} - \frac{1}{v_{g,y}} \right| = L |\beta_{1,x} - \beta_{1,y}| = L \Delta\beta_1, \quad (1.50)$$

où $\Delta\beta_1$ est le désaccord des vitesses de groupe. L'équation (1.50) ne peut être utilisée pour estimer la dispersion modale de polarisation des fibres standard en raison des variations aléatoires de la biréfringence dans la fibre. Dans ces conditions, la dispersion modale de polarisation est alors caractérisée par la valeur quadratique moyenne de ΔT , obtenue après avoir moyenné les variations aléatoires. La variance de ΔT est donnée par

$$\sigma_T^2 = \langle (\Delta\tau)^2 \rangle = 2(\Delta\beta_1 l_c)^2 [\exp(-L/l_c) + L/l_c - 1], \quad (1.51)$$

où $\Delta\beta_1 = \Delta\tau/L$, $\Delta\tau$ est le délai de groupe différentiel, et la longueur de corrélation l_c est définie comme la longueur sur laquelle les deux composantes de polarisation restent corrélées. Typiquement, les valeurs de l_c sont de l'ordre de 10 m. Lorsque L est supérieure à 100 m, nous pouvons supposer que $l_c \ll L$ et nous trouvons

$$\sigma_T \approx \Delta\beta_1 \sqrt{2l_c L} \equiv D_p \sqrt{L}, \quad (1.52)$$

où D_p est le paramètre de dispersion modale de polarisation. Pour beaucoup de fibres, les valeurs de D_p sont de l'ordre de 0.1 à 1 ps/km^{1/2}. Le phénomène de dispersion modale de polarisation est un facteur limitant dans les systèmes de communications optiques à haut débit conçus pour opérer sur de longues distances près de la longueur d'onde de zéro de dispersion de la fibre. En raison de la dépendance en \sqrt{L} , l'élargissement des impulsions induit par la dispersion modale de polarisation est très faible comparé aux effets de la dispersion chromatique.

D'après l'Union Internationale des Télécommunications (ITU, *International Telecommunication Union*), le délai de dispersion modale de polarisation maximal autorisé est égal à 10 % du débit. Par exemple, pour un débit de 10 Gb/s, la dispersion modale de polarisation maximale est de 10 ps.

5. Généralités sur les systèmes de communication optiques

Dans cette partie, nous présentons les différents éléments qui composent un système de communication optique. Comme le montre la figure 1.10, un système de communication optique est composé d'un émetteur (TX, *transmitter*), d'un canal de transmission et d'un récepteur (RX, *receiver*).

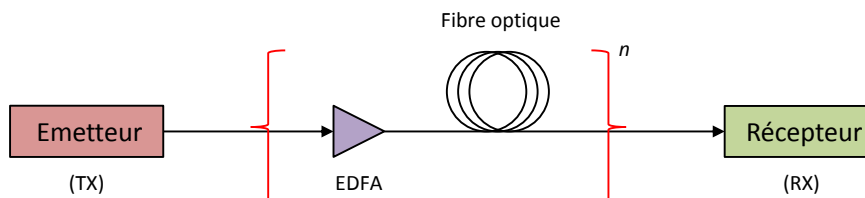


Figure 1.10 – Schéma d'un système de communication optique.

L'information à transmettre, d'origine électrique, est composée d'une succession de bits ou de symboles 0 et 1. L'information est transmise à un certain débit qui correspond au nombre de bits transmis en une seconde. Par exemple, pour un débit de 10 Gb/s, dix milliards de 0 et de 1 sont transmis en une seconde. Afin de se rapprocher le plus possible des séquences internet, nous utilisons un générateur de séquences binaires pseudo-aléatoires (PRBS, *pseudo-random binary sequence*) en laboratoire. La longueur des séquences générée est de $2^k - 1$ où $k = 7, 15, 23$ ou 31 . Pour réaliser le

transfert d'informations via un système de communication optique, il est nécessaire tout d'abord de convertir les bits électriques en bits optiques.

5.1. L'émetteur

L'émetteur est composé d'une source laser et d'un modulateur permettant d'imprimer l'information à transmettre sur l'onde porteuse. Pour générer la séquence de bits optique, il existe plusieurs techniques de codage : la modulation d'amplitude (ASK, *amplitude shift keying*), est caractérisée par l'absence ou la présence de lumière si le symbole est 0 ou 1 et la modulation de fréquence (FSK, *frequency shift keying*) et la de phase (PSK, *phase shift keying*). Pour les modulations en fréquence ou en phase, la différence entre les bits 0 et 1 réside dans un changement de fréquence ou de phase.

Utilisons la modulation d'amplitude pour coder l'information à transmettre. Chaque symbole est caractérisé par un niveau de puissance : une grande puissance pour les symboles 1 et une petite puissance pour les symboles 0. La technique la plus simple est la technique tout-ou-rien (OOK, *on-off keying*) où le symbole 0 correspond à l'absence de lumière et le symbole 1 à la présence de lumière [25].

5.1.1. Format Non Retour-à-Zéro

Le format Non Retour-à-Zéro (NRZ, *non return-to-zero*) est le format le plus utilisé dans les systèmes de communications optiques. Pour le format Non Retour-à-Zéro, lorsque deux ou plusieurs symboles identiques se suivent, la puissance du signal reste constante. Il n'y a pas de retour à zéro entre deux symboles 1 successifs.

5.1.2. Format Retour-à-Zéro

Le format Retour-à-Zéro (RZ, *return-to-zero*) est le format utilisé pour les transmissions par solitons [26] [27]. Pour le format Retour-à-Zéro, un symbole 1 correspond à une impulsion et le symbole 0 à l'absence d'impulsion. Contrairement au format Non Retour-à-Zéro, il y a un 'retour à zéro' entre deux symboles 1 successifs.

Lorsque la largeur totale à mi-hauteur initiale des impulsions est très petite, il est possible de placer plusieurs impulsions dans un même temps bit et ainsi augmenter le débit par la technique du multiplexage temporel optique (OTDM, *optical time division multiplexing*). Il est nécessaire que la largeur totale à mi-hauteur des impulsions après propagation soit inférieure au temps bit. Si tel n'est pas le cas, le phénomène d'interférence entre symboles (ISI, *intersymbol interference*) apparaîtra et rendra difficile une détection sans erreur de l'information transmise [16].

Une fois l'information à transmettre convertie, celle-ci se propage le long du canal de transmission composé d'amplificateurs optiques et de tronçons de fibres optiques [cf. Figure 1.10].

5.2. Le récepteur

Le récepteur peut être composé de plusieurs éléments comme un oscilloscope à échantillonnage optique (OSO, *optical sampling oscilloscope*) ou un testeur de taux d'erreur binaire (BERT, *bit error rate tester*).

5.2.1. Diagramme de l'œil

Le diagramme de l'œil est un outil qui permet d'observer le signal transmis. Observé dans le domaine électrique à l'aide d'une photodiode et d'un oscilloscope à échantillonnage optique ou dans le domaine optique, le diagramme de l'œil représente une superposition de tous les symboles de la séquence transmise. La figure 1.11 montre les diagrammes de l'œil d'un signal Non Retour-à-Zéro et d'un signal Retour-à-Zéro.

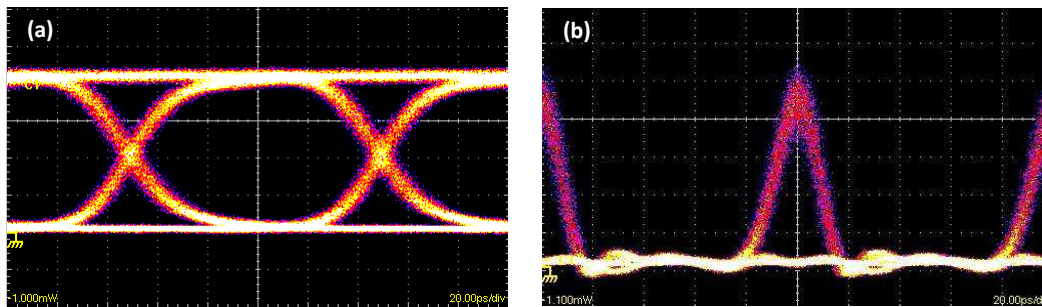


Figure 1.11 – Diagramme de l’œil d’un signal (a) Non Retour-à-Zéro et (b) Retour-à-Zéro.

Grâce au diagramme de l’œil, il est possible d’observer et de quantifier des phénomènes tels que la gigue d’amplitude (*amplitude jitter*), la gigue temporelle (*timing jitter*), la largeur totale à mi-hauteur des impulsions, le taux d’extinction (ER, *extinction ratio*). Lorsque celui-ci est fermé, le signal transmis est de mauvaise qualité et la détection sans erreur du signal sera difficile.

5.3. Taux d’erreur binaire

Le taux d’erreur binaire (TEB) est un critère qui quantifie la qualité d’une transmission optique. Au niveau du récepteur, une bascule mesure le photo-courant I de chaque symbole de la séquence transmise et le compare à une valeur seuil I_0 . Dans le cas où la valeur I est supérieure (inférieure) à I_0 , le symbole détecté est un 1 (0). Des phénomènes tels que le bruit d’amplitude ou la gigue d’amplitude peuvent modifier les valeurs des photo-courants I des symboles 0 et 1, créant ainsi des erreurs. Le taux d’erreur binaire est alors défini comme le rapport entre le nombre d’erreurs détectées et le nombre de symboles de la séquence. Par exemple, si la séquence transmise est 0110001011 et la séquence détectée est 0010101001, le nombre de symboles erronés est dans ce cas 3. Le taux d’erreur binaire est 3 symboles erronés divisé par 10 symboles transmis, soit 30 %. Le taux d’erreur binaire s’exprime en puissance négative. Lors de nos expériences, le taux d’erreur binaire pour une transmission optique sans erreur est fixé à 10^{-9} , ce qui correspond à une erreur sur un milliard de symboles transmis.

A présent, nous allons mesurer le taux d’erreur binaire en fonction de la puissance reçue sur le récepteur dont le schéma du montage expérimental est présenté sur la figure 1.12.

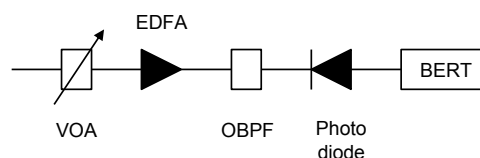


Figure 1.12 – Schéma du récepteur. VAO : atténuateur optique variable, EDFA : amplificateur fibré dopé Erbium, OBPF : filtre optique passe bande et BERT : testeur de taux d’erreur.

Le récepteur est composé d’un atténuateur optique variable (VAO, *variable optical attenuator*), d’un amplificateur fibré dopé Erbium (EDFA, *Erbium doped fiber amplifier*), d’une photodiode et d’un testeur de taux d’erreur binaire (BERT, *bit error rate tester*). Nous obtenons alors deux types courbes comme celles présentées sur la figure 1.13. La courbe en pointillés représente une transmission ‘back-to-back’ (c’est-à-dire que le système de communication optique est composé uniquement de l’émetteur et du récepteur) et une courbe en trait plein qui représente la transmission à étudier.

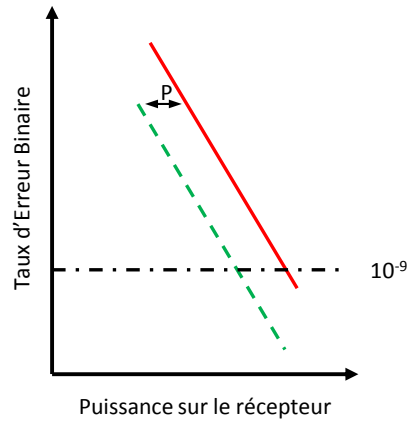


Figure 1.13 – Evolution du taux d'erreur binaire en fonction de la puissance sur le récepteur. 'back-to-back' : courbe verte en pointillée, transmission étudiée : courbe rouge en trait plein

A partir des résultats obtenus, nous pouvons déterminer la sensibilité du récepteur qui correspond, pour une valeur de taux d'erreur binaire donné, à la puissance du signal. Dans le cadre de nos travaux, nous donnerons la sensibilité du récepteur pour un taux d'erreur binaire de 10^{-12} . Nous commencerons toujours notre analyse en étudiant l'évolution du taux d'erreur binaire en fonction de la puissance sur le récepteur pour la transmission 'back-to-back'. Nous notons la puissance sur le récepteur pour laquelle le taux d'erreur binaire est de 10^{-12} . Nous effectuons la même analyse pour la transmission étudiée et nous relevons la puissance sur le récepteur pour laquelle le taux d'erreur binaire est de 10^{-12} . La différence de puissances s'appelle la pénalité. Elle doit être la plus faible possible.

Chapitre 2

Etat de l'art et Théorie du processus d'attraction de polarisation

1. Introduction

L'objectif principal de ces travaux est de développer un polariseur sans pertes, qui correspond à un dispositif où l'état de polarisation et l'intensité de sortie de la lumière sont indépendants de l'état de polarisation d'entrée. Pour expliquer le principe de son fonctionnement, nous allons considérer un train d'impulsions pour lequel la polarisation de chaque impulsion fluctue aléatoirement dans le temps [cf. Figure 2.1]. En sortie du dispositif et quel que soit l'état de polarisation d'entrée, les impulsions possèdent le même état de polarisation et la même intensité.

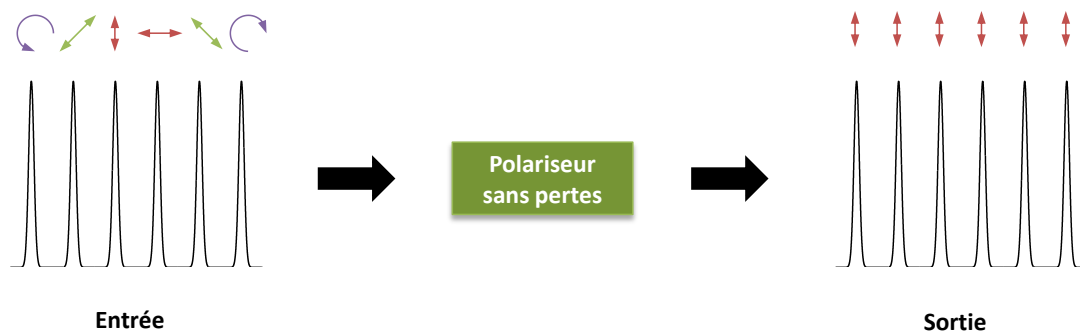


Figure 2.1 – Schéma de principe du polariseur sans pertes.

Il existe déjà de nombreux composants capables de contrôler et de modifier simultanément l'état de polarisation de la lumière comme le contrôleur de polarisation, les lames d'onde et le polariseur. Ces composants sont classés en deux catégories, les composants dissipatifs et non-dissipatifs.

Composants dissipatifs

Le composant le plus simple est le polariseur. L'avantage d'un tel composant est que la polarisation de sortie de chaque impulsion est identique. L'inconvénient est que l'intensité de sortie des impulsions est dépendante de la polarisation d'entrée. En effet, le polariseur ne laissant passer qu'un seul état de polarisation, l'intensité de sortie de chaque impulsion est gouvernée par la loi de Malus [6]. En fonction de la polarisation d'entrée de l'impulsion, l'intensité normalisée de sortie de l'impulsion peut osciller entre 0 et 1.

Par exemple, si nous insérons un polariseur à la sortie du train d'impulsions brouillé en polarisation, il présenterait alors d'importantes fluctuations d'intensité [cf. Figure 2.2].

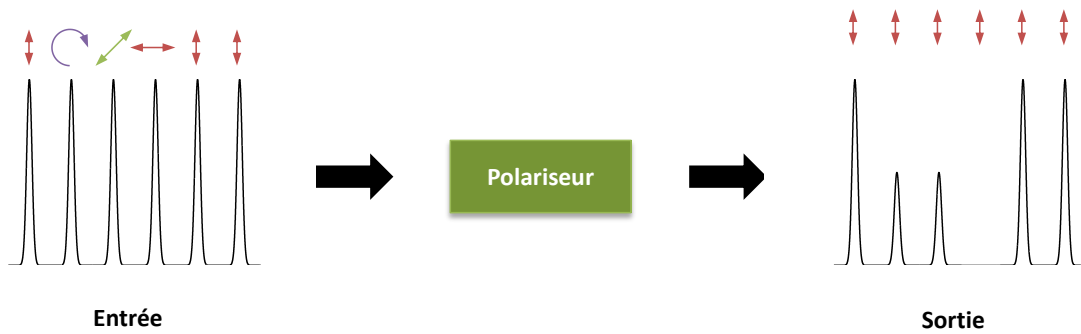


Figure 2.2 – Action d'un polariseur sur un train d'impulsions brouillé en polarisation.

Composants non-dissipatifs

Le composant non-dissipatif le plus emblématique est le contrôleur de polarisation, créé par H. Lefevre en 1980 [28]. Le principal avantage de ces composants est qu'ils n'occasionnent pas de pertes d'intensité. En sortie, l'intensité des impulsions est constante au cours du temps. L'inconvénient est que l'état de polarisation des impulsions fluctue toujours aléatoirement au cours du temps car le composant cité ne fait que transformer la polarisation en une autre.

Par exemple, si nous insérons un contrôleur de polarisation à la sortie du train d'impulsions brouillé en polarisation, l'intensité des impulsions serait alors constante mais l'état de polarisation de chaque impulsion évoluerait toujours dans le temps [cf. Figure 2.3].

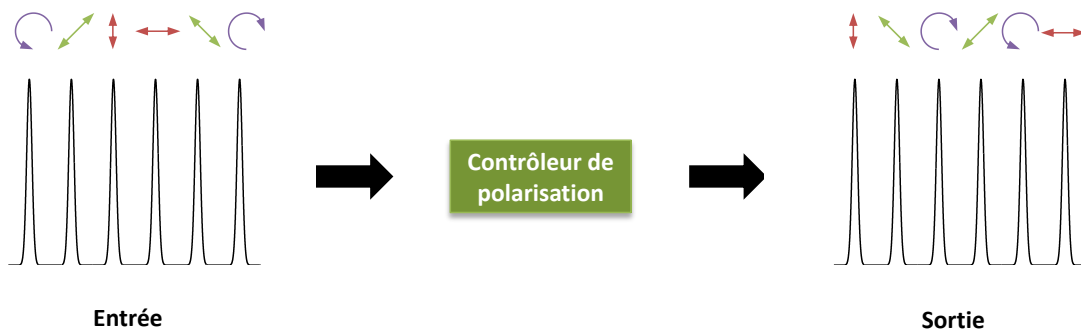


Figure 2.3 – Action d'un contrôleur de polarisation sur un train d'impulsions brouillé en polarisation.

Chaque catégorie de composants répond à une partie du problème. D'un côté, les composants dissipatifs permettent de contrôler et de stabiliser simultanément la polarisation de la lumière mais entraînent d'importantes fluctuations d'intensité, tandis que les composants non-dissipatifs n'introduisent pas de perte d'intensité mais ne permettent pas de contrôler et de stabiliser l'état de polarisation de la lumière.

Pour contrôler et stabiliser la polarisation de la lumière, il existe déjà de nombreux systèmes comme ceux rapportés par Bourderionnet et al. [29], Heismann et al [30] [31] [32], Hirabayashi et al. [33], Martinelli et al [34]. Par exemple, le contrôleur et stabilisateur de polarisation automatique rapporté par Heismann et al. [30] consistait en un convertisseur de polarisation intégré sur niobate de lithium (LiNbO_3) associé à un circuit électronique de rétrocontrôle. Ainsi, les auteurs ont pu transformer l'état de polarisation d'une lumière incidente, fluctuant dans le temps à une fréquence angulaire de 4900 rad/s, en un état fixe. Malgré tout, la plupart de ces systèmes basés sur des boucles de rétroaction ont un temps de réponse limité par l'emploi d'algorithmes souvent très complexes [35] [36] [37].

Dans le domaine optique, le premier polariseur sans perte a été rapporté par Heebner et al. en 2000 [38]. Contrairement aux systèmes optoélectroniques, ce type de système nécessite l'emploi de deux ondes, une onde pompe et une onde signal. L'interaction entre ces deux ondes se produit dans un

cristal photoréfractif de titanate de baryum. Cependant, l'emploi d'un tel système dans les systèmes de communications optiques est limité par le temps de réponse intrinsèquement lent des cristaux photoréfractifs (de l'ordre de la seconde à la minute).

Par la suite, différents articles ont rapporté le développement de polariseurs sans pertes basés sur les effets non linéaires dans les fibres.

2. Processus d'attraction de polarisation avec gain

Les systèmes de contrôle de la polarisation de la lumière basés sur les effets non linéaires dans les fibres nécessitent également l'emploi de deux ondes. Une première onde est injectée à une extrémité de la fibre afin de générer une onde Stokes ou anti-Stokes.

L'onde signal peut être injectée soit à la même extrémité (configuration '*copropagative*'), soit à l'opposé (configuration '*contrapropagative*') de la fibre. Dans le but de subir une amplification, la fréquence de l'onde signal doit être identique à celle de l'onde Stokes générée [5]. Le gain du signal obtenu (correspondant au rapport de la puissance du signal en sortie de la fibre sur la puissance en entrée de la fibre) va tout d'abord augmenter de façon exponentielle avec la puissance de la pompe, puis saturer si celle-ci dépasse une valeur seuil. Ce régime est alors appelé régime de saturation.

En réalité, le gain du signal est également dépendant de la polarisation des deux ondes. Il va notamment dépendre du coefficient de recouvrement des polarisations η [39]. Tout d'abord, nous allons brièvement aborder les notions de polarisations orthogonale et parallèle dans les configurations copropagative et contrapropagative. Nous désignons par \mathbf{P} (\mathbf{S}), le vecteur de Stokes de l'onde pompe (signal), avec $\mathbf{P} = (1, s_{1p}, s_{2p}, s_{3p})$ et $\mathbf{S} = (1, s_{1s}, s_{2s}, s_{3s})$.

Par définition, dans une configuration copropagative, deux états de polarisation sont parallèles lorsque leurs vecteurs de Stokes sont identiques ($\mathbf{P} = \mathbf{S}$) et sont orthogonaux lorsqu'ils sont opposés ($\mathbf{S} = -\mathbf{P}$), c'est-à-dire $(1, s_{1s}, s_{2s}, s_{3s}) = (1, -s_{1p}, -s_{2p}, -s_{3p})$. Pour un état de polarisation donné de l'onde pompe, il existe toujours deux états de polarisation de l'onde signal pour lesquels le gain peut être maximal, minimal (voire nul). Le gain est maximal lorsque les polarisations des deux ondes sont parallèles et minimal (voire nul) lorsqu'elles sont perpendiculaires.

Maintenant, voyons les différentes versions de l'attracteur de polarisation basées sur un effet non linéaire dans les fibres où l'état de polarisation de l'onde signal est attiré par celui de l'onde pompe. En anglais, ce type de processus est appelé '*polarization pulling*'. Nous l'appellerons processus d'attraction de polarisation avec gain. Pour chaque effet non linéaire, nous rappellerons les propriétés de base de l'effet considéré et nous présenterons les techniques pour quantifier le processus d'attraction de polarisation avec gain. La méthode la plus simple est de considérer une onde continue dont la polarisation fluctue au cours du temps. Observés sur la sphère de Poincaré à l'aide d'un polarimètre, les états de polarisation (représentés par des points) sont distribués sur l'ensemble de la sphère. En présence ou en l'absence de l'onde pompe, il est possible d'enregistrer les paramètres de Stokes des N états de polarisation du signal au moyen du polarimètre et de calculer le degré de polarisation grâce à la relation suivante :

$$DOP = \frac{1}{\langle S_0 \rangle} \sqrt{\sum_{i=1}^3 \langle S_i \rangle^2}, \quad (2.1)$$

où

$$\langle S_i \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [S_i]_j. \quad (2.2)$$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, plus le degré de polarisation est proche de 1, plus la lumière est polarisée. Sur la sphère de Poincaré, cela se traduit par une distribution uniforme des points sur une petite aire de la sphère.

2.1. Attraction de polarisation par amplification Brillouin

Observée pour la première fois dans les fibres en 1972 [40], la diffusion Brillouin stimulée est un processus non linéaire qui se manifeste par la génération d'une onde acoustique et d'une onde Stokes dont la fréquence centrale est décalée d'environ 10 GHz par rapport à celle de la lumière incidente dans les fibres standard en silice [13]. Cet effet se manifeste lorsque la puissance de lumière incidente dépasse un certain seuil (qui est de l'ordre du mW pour une onde continue) et dépend de la largeur spectrale de la lumière incidente.

Un peu d'histoire

R. Stolen a été le premier à étudier la dépendance en polarisation du gain Brillouin (ou gain Raman) dans une fibre à maintien de polarisation. Expérimentalement, il rapporta que lorsque la polarisation de l'onde pompe est linéaire et parallèle à un des axes de la fibre, l'amplification de l'onde signal est maximale pour une polarisation linéaire parallèle et nulle pour une polarisation linéaire orthogonale. De plus, il relata que lorsque l'onde pompe est injectée à 45° des axes de la fibre, le gain est égal à la moitié de sa valeur maximale, et ce, quelle que soit la polarisation l'onde signal. R. Stolen en a alors conclu que même dans une fibre faiblement biréfringente, le gain est indépendant de la polarisation des deux ondes [41].

Cependant, des articles ultérieurs ont rapporté des variations de la valeur du gain pour différentes polarisations d'entrée l'onde signal dans des fibres faiblement biréfringentes [42]. En 1994, van Deventer et *al.* ont rapporté que pour un état de polarisation donné de l'onde pompe, un tiers de la puissance de la pompe était utilisé à l'amplification de la composante orthogonale de l'onde signal tandis que les deux tiers restant à l'amplification de la composante parallèle dans une fibre faiblement biréfringente [39]. En 2008, Zadok et *al.* ont étudié la dépendance en polarisation du gain Brillouin dans une fibre à NZ-DSF en tenant compte notamment des effets de biréfringence dans les équations gouvernant la propagation des vecteurs de Stokes \mathbf{P} et \mathbf{S} [43] [44].

La figure 2.4, issue de la référence [44], montre l'évolution du gain du signal en fonction de la puissance de la pompe pour trois polarisations différentes de l'onde signal. La courbe verte correspond à la configuration orthogonale et la courbe bleue à la configuration parallèle. La courbe rouge correspond à un état de polarisation quelconque du signal.

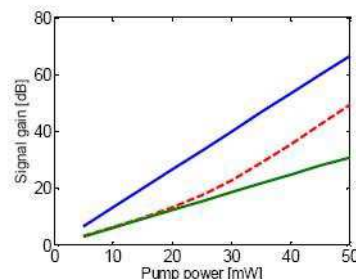


Figure 2.4 – Evolution du gain du signal en fonction de la puissance de la pompe pour trois polarisations différentes du signal ; courbe verte : configuration orthogonale, courbe bleue : configuration parallèle et courbe rouge : configuration quelconque (d'après [44]).

Nous constatons que la pente de la courbe rouge change au-delà d'une certaine puissance seuil. Au-delà de cette puissance, la pente de la courbe rouge est identique à celle de la courbe bleue. Cela indique qu'à la sortie de la fibre, l'état de polarisation de l'onde signal tend vers celui de l'onde

pompe. Dans la référence [39], les auteurs avaient déjà montré que lorsque la puissance de l'onde pompe était très importante (le gain étant égal ou supérieur de 30 dB), la polarisation de l'onde signal était la même que celle de l'onde pompe.

La figure 2.5, issue de la référence [44], montre l'évolution de l'état de polarisation de l'onde signal en fonction de la puissance de la pompe. Lorsque la puissance de l'onde pompe est faible (5 mW), le gain du signal est faible et les points sont répartis sur l'ensemble de la sphère de Poincaré. Lorsque la puissance de l'onde pompe est de 50 mW, le gain du signal est important et tous les points ont convergé vers le même état de polarisation, qui coïncide avec celui de l'état de polarisation d'entrée de l'onde pompe.

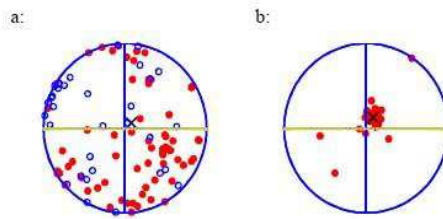


Figure 2.5 – Pour une onde pompe polarisée linéairement à 45° , évolution de l'état de polarisation de l'onde signal en fonction de la puissance de la pompe (a) 5 mW et (b) 50 mW. Les axes horizontal et vertical correspondent aux axes s_1 et s_3 . Les cercles rouges indiquent un état de polarisation d'entrée pour lequel s_2 est positif tandis que les points bleus indiquent un état négatif (d'après [44]).

A l'opposé, l'interaction entre l'onde signal, dont la fréquence est maintenant identique à celle de l'onde anti-Stokes, et l'onde pompe conduit à une atténuation du signal. Comme auparavant, l'atténuation sera maximale (gain minimal) lorsque les polarisations des deux ondes seront parallèles et sera minimale lorsqu'elles seront perpendiculaires (gain maximal). Cette fois, l'état de polarisation de l'onde signal émerge de la fibre avec l'état de polarisation orthogonal à celui de l'onde pompe. La figure 2.6, issue de la référence [44], montre l'évolution de l'état de polarisation du signal en fonction de la puissance de la pompe. Lorsque celle-ci augmente, nous constatons que les points convergent vers l'état de polarisation orthogonal à celui de la pompe.

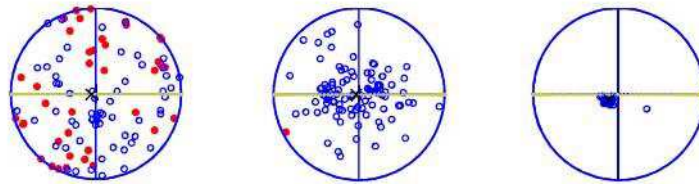


Figure 2.6 – Pour une pompe polarisée linéairement à 45° , évolution de l'état de polarisation de l'onde signal, dont la fréquence est identique à celle de l'onde anti-Stokes, en fonction de la puissance de la pompe. Les axes horizontal et vertical correspondent aux axes s_1 et s_3 . Les cercles rouges représentent un état de polarisation pour lequel s_2 est positif tandis que les points bleus représentent un état négatif. La puissance de la pompe était de 5 mW (à gauche), 25 mW (au centre) et 50 mW (à droite) (d'après [44]).

Afin d'éviter le phénomène de déplétion de la pompe, Shmilovitch et *al.* ont rapporté par la suite une nouvelle version où l'onde pompe consiste en deux ondes polarisées orthogonalement [45].

En régime de saturation, Fatome et *al.* ont étudié l'influence de la diffusion Brillouin stimulée sur la stabilisation de la polarisation d'un rayon lumineux dans deux fibres hautement non linéaires à maintien de polarisation [46]. La première fibre était une fibre HNLF de 500 m de long et la deuxième, une fibre à cristal photonique (PCF) de 200 m de long. La figure 2.7, issue de la référence [46], montre l'état de polarisation du signal en sortie de la fibre PCF-PM de 200 m de long. Lorsque la puissance d'entrée est inférieure au seuil Brillouin, les points sont répartis sur l'ensemble de la sphère de Poincaré [cf. Figure 2.7(a)]. A l'opposé, lorsque la puissance est supérieure au seuil Brillouin, les

points se trouvent sur un cercle de la sphère de Poincaré [cf. Figure 2.7(b)]. En sortie de la fibre, si un polariseur est aligné avec l'un des axes de la fibre, l'intensité et la polarisation du signal sont alors stabilisées.

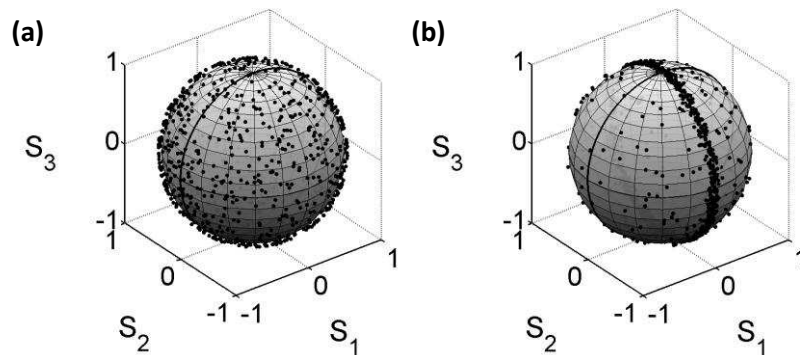


Figure 2.7 – Etat de polarisation du signal en sortie de la fibre PCF-PM de 200 m de long pour une puissance du signal de (a) 10 mW et (b) 400 mW (d'après [46]).

2.2. Attraction de polarisation par l'amplification Raman

Comme pour la diffusion Brillouin stimulée, la diffusion Raman stimulée est un processus non linéaire qui se traduit par la génération d'une onde Stokes dont la fréquence est décalée par rapport à celle de l'onde incidente de 13.2 THz au maximum de gain Raman dans les fibres standard en silice [5]. Comparée à l'onde Stokes générée par la diffusion Brillouin stimulée, la largeur de la bande de gain est beaucoup plus grande (~ 3 THz au lieu de ~ 10 MHz). La figure 2.8, issue de la référence [47], montre le coefficient de gain Raman normalisé pour des ondes pompe et signal copolarisées (trait plein) et polarisées orthogonalement (trait pointillé). Contrairement à l'attraction de polarisation par amplification Brillouin, le système peut être soit copropagatif, soit contrapropagatif.

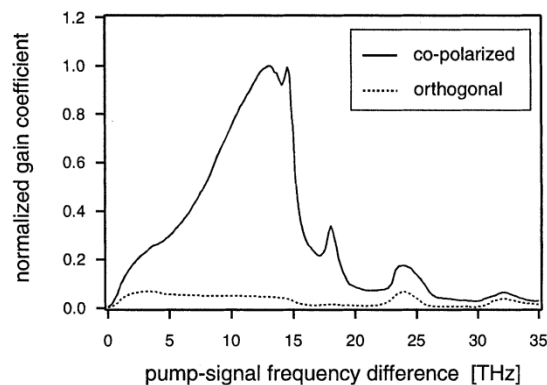


Figure 2.8 – Coefficient de gain Raman normalisé pour des ondes pompe et signal copolarisées (trait plein) et polarisées orthogonalement (traits pointillés) (d'après [47]).

Comme dans le paragraphe précédent, les différents auteurs ont tenu compte dans les équations gouvernant la propagation des vecteurs de Stokes \mathbf{P} et \mathbf{S} dans la fibre, des effets de biréfringence, de la rotation non linéaire de la polarisation et dans certains cas, du phénomène de déplétion de la pompe. Pour mettre en évidence l'efficacité du processus d'attraction de polarisation par amplification Raman, ils ont étudié l'angle entre les vecteurs de Stokes \mathbf{P} et \mathbf{S} à la sortie de la fibre et l'angle entre le vecteur de Stokes de sortie de la pompe et le vecteur de Stokes de la pompe d'entrée. Le processus d'attraction de polarisation est efficace à condition que ces angles soient les plus faibles possibles.

En configuration copropagative et en négligeant le phénomène de déplétion de la pompe, les travaux de Ferrario et *al.* ont porté sur l'impact des différents paramètres du système (configuration orthogonale ou parallèle, longueur de la fibre, puissance de la pompe et valeur du coefficient de

dispersion modale de polarisation) sur le processus d'attraction de polarisation [48]. A partir des résultats numériques obtenus, les auteurs ont pu déterminer les conditions expérimentales optimales correspondantes à une configuration parallèle et à l'emploi d'une fibre possédant un faible coefficient de dispersion modale de polarisation ($PMD < 0.01 \text{ ps/km}^{1/2}$). C'est ainsi qu'ils ont réussi à contrôler l'état de polarisation d'une onde continue en utilisant une fibre NZ-DSF de 12 km de long avec un coefficient de dispersion modale de polarisation de $0.0037 \text{ ps/km}^{1/2}$ et une puissance de pompe de 2 W. Des précédents travaux, réalisés par Martinelli et al., avaient déjà démontré le contrôle de la polarisation d'une onde continue dans une fibre NZ-DSF de 2.1 km de long [49]. Ceux-ci démontrent la forte influence du coefficient de dispersion modale de polarisation sur le processus d'attraction de polarisation.

Toujours en configuration copropagative, Muga et al. ont étudié numériquement le processus d'attraction de polarisation par amplification Raman en fonction du décalage spectral entre la pompe et le signal [50]. Dans les simulations numériques, les paramètres de la fibre sont : une longueur de 2 km, un coefficient non linéaire de $2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et un coefficient de dispersion modale de polarisation de $0.021 \text{ ps/km}^{1/2}$. En négligeant le phénomène de déplétion de la pompe (la puissance du signal est de $1 \mu\text{W}$), les auteurs ont montré que le degré de polarisation du signal dépend de la longueur d'onde du signal. Le processus d'attraction de polarisation est efficace lorsque la longueur d'onde du signal est proche du maximum de gain Raman et pour une puissance de pompe de 12 W. De plus, ils ont constaté que le degré de polarisation du signal est constant sur la largeur spectrale à mi-hauteur de la bande de gain Raman (15 nm). Ainsi pour les courtes et les grandes longueurs d'onde, la puissance de pompe doit être doublée pour obtenir un degré de polarisation du signal proche de 1. Les simulations numériques montrent également que l'angle entre les vecteurs de Stokes P et S à la sortie de la fibre devient petit lorsque le degré de polarisation du signal est proche de 1. En tenant compte du phénomène de déplétion de la pompe (la puissance du signal est de 1 mW), il y a apparition d'une puissance seuil de pompe pour laquelle le processus d'attraction de polarisation n'est plus efficace. Au-delà de cette puissance, le degré de polarisation de la pompe diminue. D'autres études numériques ont mis en avant que l'état de polarisation de sortie du signal n'est pas prédictible en configuration copropagative [51] [52].

En configuration contrapropagative, les études numériques ont montré que le degré de polarisation du signal est uniquement dépendant du gain [53]. Ces deux paramètres sont reliés par la relation suivante

$$DOP \approx 1 - \exp(-G_{dB}/\Gamma), \quad (2.3)$$

où Γ est un paramètre d'ajustement qui dépend du coefficient de dispersion modale de polarisation. La relation (2.3) s'écrit pour une fibre standard ou possédant un fort coefficient de dispersion modale de polarisation [54]

$$DOP = 1 - (1 + \sqrt{1 + 8G})^{-1}. \quad (2.4)$$

Les travaux de Chiarello et al. [53] ont consisté à étudier pour différentes longueurs de fibre (allant de 2.9 km à 14.7 km), le degré de polarisation du signal pour différentes combinaisons de puissances initiales de pompe et du signal. Ils ont rapporté que la relation (2.4) est surtout valable pour des fibres de faibles longueurs et pour de fortes puissances de pompe.

2.3. Attraction de polarisation par amplification paramétrique

Comme dans les dispositifs précédents, le système de contrôle de la polarisation de la lumière utilisant un amplificateur paramétrique à fibre optique (FOPA) nécessite l'emploi de deux ondes. La pompe est injectée dans la fibre dans le but de générer les bandes de gain de part et d'autre de la pompe par instabilité de modulation (MI). La fréquence centrale et la largeur de la bande de gain sont

dépendantes des paramètres de la fibre (coefficient non linéaire et dispersion chromatique) et de la puissance initiale de la pompe. Afin de subir une amplification efficace, la fréquence du signal doit être proche ou identique à celle de l'onde Stokes ou *idler* générée.

En 2012, Stiller et *al.* ont démontré l'effet d'attraction de polarisation d'un signal brouillé en polarisation au moyen d'un amplificateur paramétrique à fibre optique, composé d'une fibre HLNf de 490 m de long, un coefficient non linéaire de $11.2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et un coefficient de dispersion modale de polarisation de $0.07 \text{ ps/km}^{1/2}$, avec un gain parallèle de 25 dB et sur une grande bande passante [55].

2.4. Perspectives

Les différents travaux cités dans les pages précédentes montrent qu'il est possible d'attirer l'état de polarisation du signal au moyen d'une pompe optique et de faire attirer cet état de polarisation vers celui de la pompe. Qu'ils soient expérimentaux ou théoriques, les différents travaux ont rapporté que le processus d'attraction de polarisation par amplification Brillouin et Raman est efficace selon certaines conditions liées à la puissance des ondes mises en jeu et à la configuration des deux ondes, orthogonale ou parallèle. Dans chaque technique, il y a une caractéristique commune : il y a toujours un échange d'énergie entre les deux ondes mises en jeu.

Dans le prochain paragraphe, nous allons voir une technique basée sur le mélange à quatre ondes développée au sein de l'équipe Solitons, Lasers et Communications Optique par Pitois et *al.* [56].

3. Attraction de polarisation par mélange à quatre ondes

Dans cette partie, nous allons établir les équations couplées qui gouvernent la propagation de deux ondes contrapropagatives dans une fibre isotrope. Tout d'abord, nous donnerons l'expression de la polarisation non linéaire en fonction du champ électrique et nous en déduirons les équations de propagation dans les bases linéaire et circulaire et dans l'espace de Stokes. La partie théorique provient des travaux de thèse réalisés par S. Pitois en 2001 [57].

3.1. Equations de propagation non linéaires

3.1.1. Expression de la polarisation non linéaire

Dans un matériau centrosymétrique comme la silice où la première susceptibilité non linéaire non nulle est d'ordre trois, la polarisation non linéaire (\mathbf{P}^{NL}) est reliée au champ électrique (\mathbf{E}) par la relation suivante [13]

$$\mathbf{P}^{\text{NL}}(\omega) = \varepsilon(\omega, \omega, -\omega, \omega) \mathbf{E}(\omega) \mathbf{E}^*(\omega) \mathbf{E}(\omega). \quad (2.5)$$

Le tenseur ε d'ordre 4 qui relie les composantes transverses de la polarisation ($\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2$) aux composantes transverses du champ électrique ($\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$) s'écrit sous la forme

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \chi_{1111} & 0 & \chi_{1122} & 0 & 0 & 0 & \chi_{1212} & \chi_{1221} \\ 0 & \chi_{2222} & 0 & \chi_{2112} & \chi_{2121} & \chi_{2211} & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

avec les relations suivantes entre les différents éléments

$$\begin{cases} \chi_{1111} = \chi_{2222}, \\ \chi_{1122} = \chi_{2211}, \\ \chi_{1212} = \chi_{2121}, \\ \chi_{1221} = \chi_{2112}, \\ \chi_{1111} = \chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221}. \end{cases} \quad (2.7)$$

L'indice 1 est relatif à l'axe x et l'indice 2 à l'axe y . La polarisation non linéaire s'écrit alors en fonction du champ électrique

$$\mathbf{P}_1 = (\chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221})|E_1|^2 E_1 + (\chi_{1122} + \chi_{1212})|E_2|^2 E_1 + \chi_{1221}E_1^*E_2^2, \quad (2.8)$$

$$\mathbf{P}_2 = (\chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221})|E_2|^2 E_2 + (\chi_{1122} + \chi_{1212})|E_1|^2 E_2 + \chi_{1221}E_2^2E_1^*. \quad (2.9)$$

Pour la silice, il existe une relation entre les différents éléments du tenseur de polarisation et celui-ci ne comporte plus qu'un seul et unique élément indépendant

$$\chi_{1122} = \chi_{1221} = \chi_{1212} = \frac{\chi_{1111}}{3}, \quad (2.10)$$

d'où l'expression pour les composantes de la polarisation non linéaire

$$\mathbf{P}_1 = \chi_{1111} \left[\left(|E_1|^2 + \frac{2}{3}|E_2|^2 \right) E_2 + \frac{1}{3}E_1^*E_2^2 \right], \quad (2.11)$$

$$\mathbf{P}_2 = \chi_{1111} \left[\left(|E_2|^2 + \frac{2}{3}|E_1|^2 \right) E_1 + \frac{1}{3}E_2^*E_1^2 \right] \quad (2.12)$$

Considérons le champ électrique comme la somme de deux ondes contrapropagatives de polarisation quelconque. Ce champ peut se mettre sous la forme

$$\begin{cases} E_1 = E_x e^{ikz} + \bar{E}_x e^{-ikz}, \\ E_2 = E_y e^{ikz} + \bar{E}_y e^{-ikz}. \end{cases} \quad (2.13)$$

Nous appellerons l'onde *forward*, l'onde se propageant vers les z croissants et l'onde *backward*, l'onde se propageant en sens inverse. Ces expressions sont reportées dans les équations (2.11) et (2.12). Dans le calcul, nous ne retenons que les termes en e^{ikz} ou en e^{-ikz} , car les autres termes en e^{3ikz} ou en e^{-3ikz} font apparaître des coefficients qui oscillent sur des échelles de longueurs très faibles par rapport à la longueur de la fibre. Leur contribution moyenne est par conséquent négligeable dans notre étude. La polarisation peut alors s'écrire sous la forme

$$\begin{cases} \mathbf{P}_1 = \chi_{1111} [P_1 e^{ikz} + \bar{P}_1 e^{-ikz}], \\ \mathbf{P}_2 = \chi_{1111} [P_2 e^{ikz} + \bar{P}_2 e^{-ikz}]. \end{cases} \quad (2.14)$$

avec

$$P_1 = \left(|E_x|^2 + \frac{2}{3}|E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3}E_y^2 E_x^* + \left(2|\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3}|\bar{E}_y|^2 \right) E_x + \frac{2}{3}E_y \bar{E}_y \bar{E}_x^* + \frac{2}{3}E_y \bar{E}_y^* \bar{E}_x, \quad (2.15)$$

$$P_2 = \left(|E_y|^2 + \frac{2}{3}|E_x|^2 \right) E_y + \frac{1}{3}E_x^2 E_y^* + \left(2|\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3}|\bar{E}_x|^2 \right) E_y + \frac{2}{3}E_x \bar{E}_x \bar{E}_y^* + \frac{2}{3}E_x \bar{E}_x^* \bar{E}_y, \quad (2.16)$$

$$\bar{P}_1 = \left(|\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3}|\bar{E}_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{1}{3}\bar{E}_y^2 \bar{E}_x^* + \left(2|E_x|^2 + \frac{2}{3}|E_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{2}{3}\bar{E}_y E_y E_x^* + \frac{2}{3}\bar{E}_y E_y^* E_x, \quad (2.17)$$

$$\bar{P}_2 = \left(|\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3}|\bar{E}_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{1}{3}\bar{E}_x^2 \bar{E}_y^* + \left(2|E_y|^2 + \frac{2}{3}|E_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{2}{3}\bar{E}_x E_x E_y^* + \frac{2}{3}\bar{E}_x E_x^* E_y. \quad (2.18)$$

3.1.2. Equations de propagation non linéaires

La procédure permettant de trouver les équations de propagation des deux ondes dans la fibre est similaire à celle décrite dans le chapitre 1. Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable et en négligeant les termes de dispersion, l'équation de propagation non linéaire (1.20) devient

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_x}{\partial z} = i\gamma P_1, \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\gamma P_2, \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_x}{\partial z} = i\gamma \bar{P}_1, \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_y}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_y}{\partial z} = i\gamma \bar{P}_2, \quad (2.22)$$

où le paramètre γ est défini comme

$$\gamma = \Gamma \times \frac{c}{n}, \quad (2.23)$$

Γ étant le coefficient non linéaire usuel

$$\Gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}, \quad (2.24)$$

où n_2 est l'indice de réfraction non linéaire, λ est la longueur d'onde et A_{eff} est l'aire effective de la fibre. En reportant les expressions des polarisations, nous obtenons finalement les quatre équations couplées régissant la propagation des ondes contrapropagatives dans une fibre

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_x}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|E_x|^2 + \frac{2}{3}|E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} E_y^2 E_x^* + \left(2|\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3}|\bar{E}_y|^2 \right) E_x + \frac{2}{3} E_y \bar{E}_y \bar{E}_x^* + \frac{2}{3} E_y \bar{E}_y^* \bar{E}_x \right], \quad (2.25)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|E_y|^2 + \frac{2}{3}|E_x|^2 \right) E_y + \frac{1}{3} E_x^2 E_y^* + \left(2|\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3}|\bar{E}_x|^2 \right) E_y + \frac{2}{3} E_x \bar{E}_x \bar{E}_y^* + \frac{2}{3} E_x \bar{E}_x^* \bar{E}_y \right], \quad (2.26)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_x}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_x}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|\bar{E}_x|^2 + \frac{2}{3}|\bar{E}_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{1}{3} \bar{E}_y^2 \bar{E}_x^* + \left(2|E_x|^2 + \frac{2}{3}|E_y|^2 \right) \bar{E}_x + \frac{2}{3} \bar{E}_y E_y E_x^* + \frac{2}{3} \bar{E}_y E_y^* E_x \right], \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial \bar{E}_y}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{E}_y}{\partial z} = i\gamma \left[\left(|\bar{E}_y|^2 + \frac{2}{3}|\bar{E}_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{1}{3} \bar{E}_x^2 \bar{E}_y^* + \left(2|E_y|^2 + \frac{2}{3}|E_x|^2 \right) \bar{E}_y + \frac{2}{3} \bar{E}_x E_x E_y^* + \frac{2}{3} \bar{E}_x E_x^* E_y \right]. \quad (2.28)$$

Le premier terme dans le membre de droite traduit les effets d'auto-modulation de phase et de modulation de phase croisée induits par l'onde *forward* sur elle-même ; le deuxième terme est responsable des échanges d'énergie entre les deux composantes linéaires de l'onde *forward*. Seuls ces deux termes apparaissent lorsqu'une seule onde se propage dans la fibre. Le troisième terme représente les termes de modulation de phase croisée induits par l'onde *backward* sur l'onde *forward* et les deux derniers termes sont responsables d'échanges d'énergie entre les deux composantes de l'onde *forward* induits par l'onde *backward* dus au mélange à quatre ondes.

Dans ces équations, nous constatons que les termes de dispersion de vitesse de groupe ont été négligés car la longueur de dispersion associée à la largeur des impulsions est très grande devant la longueur de la fibre. D'autre part, les termes dissipatifs comme les pertes linéaires ou la diffusion Raman stimulée ne sont pas inclus dans ces équations. Ces approximations sont valables compte tenu des longueurs de fibres considérées.

Il est parfois plus facile d'écrire ces équations dans la base des états de polarisation circulaires en posant

$$\begin{aligned} u &= (E_x + iE_y)/\sqrt{2}, \quad v = (E_x - iE_y)/\sqrt{2}, \\ \bar{u} &= (\bar{E}_x + i\bar{E}_y)/\sqrt{2}, \quad \bar{v} = (\bar{E}_x - i\bar{E}_y)/\sqrt{2}, \end{aligned} \quad (2.29)$$

où $u(\bar{u})$ représente l'état de polarisation circulaire droit et $v(\bar{v})$, l'état de polarisation circulaire gauche. Dans la base circulaire, les équations de propagation prennent alors la forme suivante

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial u}{\partial z} = i \frac{2}{3} \gamma \left[(|u|^2 + 2|v|^2)u + 2(|\bar{u}|^2 + |\bar{v}|^2)u + 2\bar{u}\bar{v}^*v \right], \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial v}{\partial z} = i \frac{2}{3} \gamma \left[(|v|^2 + 2|u|^2)v + 2(|\bar{u}|^2 + |\bar{v}|^2)v + 2\bar{u}^*\bar{v}u \right], \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = i \frac{2}{3} \gamma \left[(|\bar{u}|^2 + 2|\bar{v}|^2)\bar{u} + 2(|u|^2 + |v|^2)\bar{u} + 2uv^*\bar{v} \right], \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = i \frac{2}{3} \gamma \left[(|\bar{v}|^2 + 2|\bar{u}|^2)\bar{v} + 2(|u|^2 + |v|^2)\bar{v} + 2u^*v\bar{u} \right]. \quad (2.33)$$

Dans le membre de droite de ces équations, nous retrouvons l'effet d'auto-modulation de phase, les effets de modulation de phase croisée et enfin un dernier terme de mélange à quatre ondes responsable d'échange d'énergie au sein d'une même onde. Ces termes jouent un rôle essentiel dans le processus d'attraction de polarisation. Ils conduisent à l'échange d'énergie entre les composantes circulaires droite et gauche des ondes *forward* et *backward*. Cet échange d'énergie est appelé mélange à quatre ondes. Cette appellation pourrait être discutée dans le sens où une seule et unique onde intervient dans le processus, contrairement au cas usuel du mélange à quatre ondes pour lequel quatre, voire trois fréquences (pour le cas dégénéré) interviennent. Dans notre cas, le phénomène menant à l'attraction de polarisation peut être interprété comme un processus de mélange à quatre ondes 'super-dégénéré' impliquant quatre ondes de même fréquence mais de polarisation différente. Lorsque l'onde *backward* est absente, nous retrouvons, au terme de dispersion près, les équations de Schrödinger non linéaires couplées usuelles, détaillées dans l'annexe située à la fin de ce manuscrit.

3.1.3. Formalisme de Stokes

Pour simplifier l'étude, nous utilisons le formalisme de Stokes qui permet une meilleure visualisation de l'état de polarisation des champs. Pour cela, nous définissons un vecteur de Stokes pour chaque onde dans la base des états de polarisation circulaires

$$\begin{cases} S_1^+ = iu^*v + \text{c.c.}, \\ S_2^+ = u^*v + \text{c.c.}, \\ S_3^+ = |u|^2 - |v|^2. \end{cases} \quad (2.34)$$

$$\begin{cases} S_1^- = i\bar{u}^*\bar{v} + \text{c.c.}, \\ S_2^- = \bar{u}^*\bar{v} + \text{c.c.}, \\ S_3^- = |\bar{u}|^2 - |\bar{v}|^2. \end{cases} \quad (2.35)$$

L'utilisation du formalisme de Stokes permet de réduire le nombre de paramètres à étudier en éliminant les phases absolues des ondes. Comme les pertes sont négligées, les puissances des ondes S_0 et \bar{S}_0 sont conservées au cours de la propagation.

Nous pouvons également définir des paramètres de Stokes normalisés qui ne varient qu'entre -1 et 1

$$s_i^+ = S_i^+ / S_0^+, \quad (2.36)$$

$$s_i^- = S_i^- / S_0^-, \quad (2.37)$$

Ces vecteurs de Stokes permettent de réduire à six le nombre de variables. Ici, $s_1 = \pm 1$ correspond à un état de polarisation linéaire à $\pm 45^\circ$, $s_2 = \pm 1$ correspond à un état de polarisation linéaire horizontal ou vertical et $s_3 = \pm 1$ décrit un état de polarisation circulaire droit ou gauche. Nous introduisons le changement de variables suivant

$$\xi = \frac{1}{2} \left(t + \frac{n}{c} z \right), \quad (2.38)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \left(t - \frac{n}{c} z \right). \quad (2.39)$$

Nous montrons, d'après les équations (2.30) à (2.33), que l'évolution des paramètres de Stokes $\mathbf{S}^+ = (1, S_1^+, S_2^+, S_3^+)$ et $\mathbf{S}^- = (1, S_1^-, S_2^-, S_3^-)$ obéit aux systèmes d'équations suivant

$$\frac{\partial \mathbf{S}^+}{\partial \xi} = \frac{2}{3} \gamma \begin{pmatrix} -S_2^+ S_3^+ - 2S_2^+ S_3^- \\ 2S_1^- S_3^+ + 2S_1^+ S_3^- \\ S_1^+ S_2^+ + 2S_1^- S_2^- \end{pmatrix}, \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial \mathbf{S}^-}{\partial \eta} = \frac{2}{3} \gamma \begin{pmatrix} -S_2^- S_3^- - 2S_2^- S_3^+ \\ 2S_1^+ S_3^- + 2S_1^- S_3^+ \\ S_1^- S_2^- + 2S_1^+ S_2^+ \end{pmatrix}. \quad (2.41)$$

Les équations (2.40) et (2.41) peuvent s'écrire sous forme matricielle

$$\frac{\partial \mathbf{S}^+}{\partial \xi} = \mathbf{S}^+ \wedge J_s \mathbf{S}^- + \mathbf{S}^- \wedge J_x \mathbf{S}^+, \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial \mathbf{S}^-}{\partial \eta} = \mathbf{S}^- \wedge J_s \mathbf{S}^+ + \mathbf{S}^+ \wedge J_x \mathbf{S}^-, \quad (2.43)$$

où

$$J_s = \frac{1}{3} \gamma \text{diag}(-2, -2, 0), \quad J_x = \frac{2}{3} \gamma \text{diag}(-2, -2, 0) \quad (2.44)$$

Les coefficients a_{11} et a_{22} sont relatifs aux interactions entre états de polarisation rectilignes tandis que le coefficient a_{33} représente les interactions entre états de polarisation circulaires. Dans notre cas, $a_{11} = a_{22} = -2/3$ et $a_{33} = 0$. Nous remarquons que pour une fibre isotrope, les états de polarisation circulaires sont des états particuliers puisqu'ils n'interagissent pas entre eux.

3.2. Mise en évidence du processus d'attraction de polarisation par mélange à quatre ondes

Dans la référence [56], les auteurs ont étudié plusieurs configurations. La plus intéressante était celle où une onde était polarisée circulairement et l'autre onde était polarisée rectilignement.

3.2.1. Simulations numériques

Nous considérons une fibre isotrope de longueur L dans laquelle se propagent deux ondes contrapropagatives de même puissance. A une extrémité de la fibre, l'onde pompe est injectée avec un état de polarisation circulaire droit, c'est-à-dire $\mathbf{S}^-(L) = (0, 0, 1)$. Les simulations numériques des équations (2.40) et (2.41) montrent que, quand l'onde signal est injectée à l'autre extrémité de la fibre

(et ce, quel que soit son état de polarisation), son état de polarisation évolue progressivement le long de la fibre vers l'état de polarisation initial de l'onde pompe. En d'autres termes, l'onde signal se comporte comme si elle était attirée par un point fixe défini par l'état de polarisation initial de la pompe $\mathbf{S}^-(L)$. La figure 2.9(a) montre un ensemble d'états de polarisation initiaux du signal $\mathbf{S}^+(0)$ distribués uniformément sur la sphère de Poincaré.

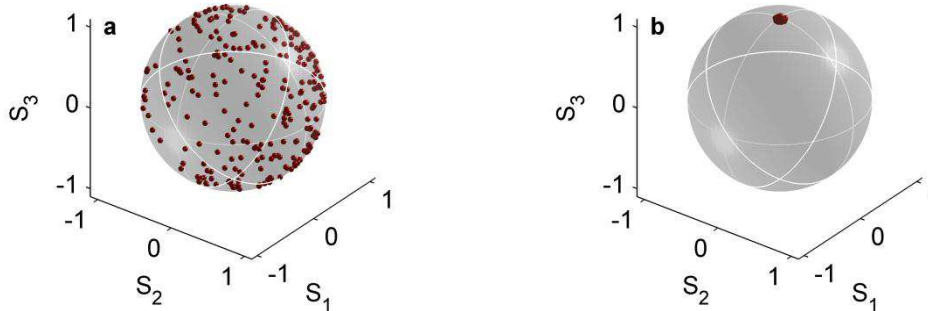


Figure 2.9 – Simulations numériques des équations (2.40) et (2.41) montrant l'attraction de polarisation sur la sphère de Poincaré : états de polarisation du signal à l'entrée (a) et à la sortie (b) de la fibre. L'état de polarisation de la pompe est tel que $\mathbf{S}^-(L) = (0, 0, 1)$. Les paramètres sont $\gamma = 2.5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $L = 1.2 \text{ m}$ et $S_0 = 100 \text{ W}$.

Lorsque la pompe est injectée dans la fibre, tous les états sont attirés vers l'état de polarisation initial de la pompe, c'est-à-dire $\mathbf{S}^-(L) = (0, 0, 1)$ [cf. figure 2.9(b)].

3.2.2. Première démonstration expérimentale

Expérimentalement, le processus d'attraction de polarisation par mélange à quatre ondes a été mis en évidence par Pitois et *al.* en 2001 [56]. Pour cela, les auteurs ont utilisé une fibre spun de 1.45 m de long dont la biréfringence était inférieure à 10^{-8} , le coefficient non linéaire de $2.5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et la dispersion chromatiques de $0.06 \text{ ps}^2 \cdot \text{km}^{-1/2}$ à la longueur d'onde de travail. Des précautions particulières avaient été prises afin d'éviter des contraintes et des courbures qui pourraient provoquer une biréfringence locale capable de compromettre l'isotropie de la fibre.

Les deux ondes contrapropagatives étaient issues d'un laser émettant, à une cadence de 25 Hz et à la longueur d'onde de 532 nm, des impulsions de 22 ns de largeur temporelle. D'un côté, l'onde signal était injectée avec un état de polarisation linéaire et de l'autre côté, l'onde pompe était injectée avec un état de polarisation initial circulaire gauche. En sortie de la fibre, les auteurs ont enregistré, sur chacune des composantes de la base circulaire, le profil temporel de l'onde signal grâce à une photodiode reliée à un oscilloscope en l'absence et en présence de l'onde pompe.

Sur la figure 2.10, nous constatons que lorsque l'onde signal se propage seule dans la fibre, la puissance est répartie sur les deux composantes circulaires, ce qui indique que son état de polarisation est conservé. En présence de la pompe, nous observons un transfert de la puissance sur la composante gauche, ce qui signifie que la lumière voit son état de polarisation passé de linéaire à circulaire gauche.

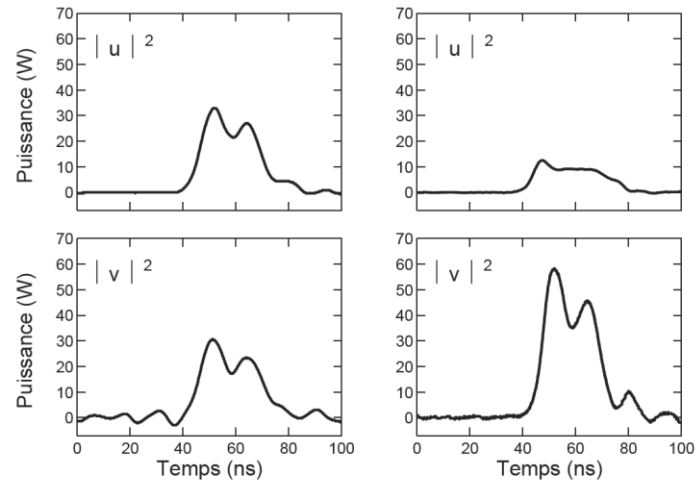


Figure 2.10 – Puissance mesurée pour l'onde signal dans la base circulaire pour $P = \bar{P} = 130$ W. à gauche, en l'absence de l'onde pompe et à droite, en présence de l'onde pompe.

Cette expérience confirme que l'onde pompe, polarisée circulairement, agit comme un attracteur de polarisation pour un état de polarisation de l'onde signal donné. Si le niveau de puissance est suffisant, l'état de polarisation de l'onde signal est toujours circulaire, et ce quelle que soit la polarisation en entrée.

3.2.3. Première démonstration expérimentale aux longueurs d'onde télécom

Aux longueurs d'onde télécom, la première expérience a été réalisée par Pitois et *al.* en 2008 [58]. Pour cela, les auteurs ont utilisé une fibre HNLf de 2 m de long *quasi*-isotrope. Comme auparavant, les auteurs avaient pris les mêmes précautions.

Les deux ondes contrapropagatives étaient issues d'un laser émettant, à la longueur d'onde de 1550 nm et à la fréquence de 1 kHz, des impulsions rectangulaires de 10 ns. Tandis qu'à une extrémité de la fibre, l'onde signal était injectée avec un état de polarisation initial quelconque, l'onde pompe était injectée avec un état de polarisation initial circulaire droit à l'autre extrémité.

La figure 2.11, issue de la référence [58], montre la quantité d'énergie de l'onde signal contenue dans les composantes circulaires droite (trait plein) et gauche (trait pointillé) pour différents états de polarisation de l'onde signal en fonction de la puissance des deux ondes.

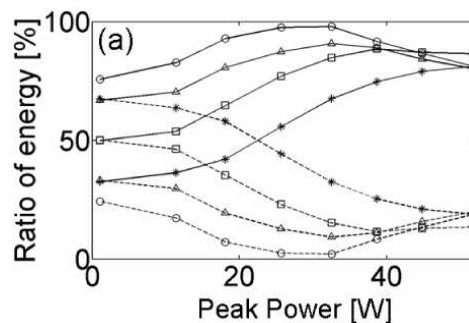


Figure 2.11 – Evolution de la quantité d'énergie du signal contenue dans les composantes circulaires droite (trait plein) et gauche (trait pointillé) pour différents états de polarisation du signal en fonction de la puissance des deux ondes (d'après [58]).

Lorsque la puissance des deux ondes augmente, nous constatons que la quantité d'énergie dans la composante circulaire droite augmente également ce qui indique que tous les états de polarisation de l'onde signal convergent asymptotiquement vers le même état de polarisation correspondant à celui de la pompe, et ce indépendamment de leurs états de polarisation d'entrée.

Mais cette expérience à surtout permis d'observer la dynamique du processus d'attraction de polarisation dans le domaine temporel. Pour cela, les auteurs ont enregistré les profils d'intensité de l'onde signal et de l'onde pompe projetés sur la composante circulaire droite à l'aide d'une photodiode reliée à un oscilloscope en mode persistance et pour différentes puissances (cf. Figure 2.12).

Pour cette expérience, l'état de polarisation initial de l'onde signal est brouillé tandis que celui de l'onde pompe est fixe. Lorsque la puissance des deux ondes est de 1 W, nous n'observons aucun phénomène d'attraction de polarisation. En effet, le profil d'intensité de l'onde pompe est inchangé [Figure 2.12(a1)] tandis que celui de l'onde signal fluctue à cause du brouillage de la polarisation [Figure 2.12(a2)]. Lorsque la puissance des deux ondes est de 45 W, le processus d'attraction de polarisation se produit et nous observons alors que les fluctuations de polarisation ont disparu [Figure 2.12(a4)]. Cela indique que l'état de polarisation de sortie de l'onde signal est stabilisé et circulaire droit.

Cette expérience a également permis de confirmer expérimentalement que le processus d'attraction de polarisation était accompagné d'un transfert de fluctuations de polarisation de l'onde signal vers l'onde pompe [Figure 2.12(a3)].

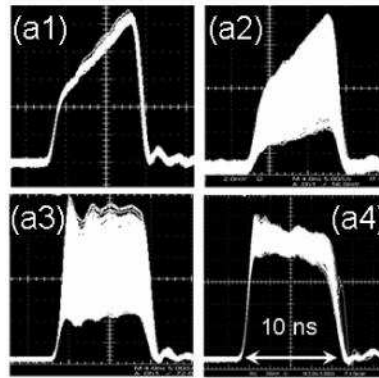


Figure 2.12 – Profils d'intensité de la pompe et du signal après propagation dans la fibre. (a1) pompe, (a2) signal brouillé pour $P = 1$ W, (a3) pompe et (a4) signal brouillé pour $P = 45$ W (d'après [58]).

3.2.4. Extension du modèle théorique

Dans le paragraphe 3, nous avons déterminé les coefficients a_{ii} des matrices diagonales J_s et J_x pour une fibre isotrope. Selon le type de fibre utilisée, les valeurs de ces coefficients sont différentes. Dans la référence [59], les auteurs ont déterminé numériquement les valeurs des coefficients a_{ii} en s'appuyant sur les travaux de Menyuk *et al.* [60]. Dans ce cas, les auteurs ont trouvé que les coefficients de J_s sont nuls tandis que les coefficients de J_x sont égaux à (1, 1, -1). Ces valeurs sont valables pour une longueur de battement (L_B) comprise entre 1 et 100 m et une longueur de corrélation (L_c) comprise entre 0.1 et 100 mètres [59]. Le modèle reste donc valable dans la plupart des fibres de télécommunications et en particulier celles utilisées lors de nos expériences. En effet, les expériences réalisées remplissent la condition $L \gg L_c$, le modèle alors établi permet d'étudier la propagation de deux ondes contrapropagatives dans une fibre à biréfringence aléatoire dont la dispersion modale de polarisation est comprise entre 0.02 et 0.2 ps.km^{1/2}.

Dans ce cas, l'évolution des états de polarisation des ondes signal et pompe peut être décrit par le système d'équations spatio-temporelles suivant [59] :

$$\frac{\partial \mathbf{S}^+}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial \mathbf{S}^+}{\partial z} = \frac{8}{9} \gamma [\mathbf{S}^+ \times J_x \mathbf{S}^-], \quad (2.45)$$

$$\frac{\partial \mathbf{S}^-}{\partial t} - \frac{c}{n} \frac{\partial \mathbf{S}^-}{\partial z} = \frac{8}{9} \gamma [\mathbf{S}^- \times J_x \mathbf{S}^+]. \quad (2.46)$$

Les simulations numériques des équations spatio-temporelles (2.45) et (2.46) montrent que le système relaxe toujours vers un état stationnaire, c'est-à-dire $\partial_t \mathbf{S} = 0$ en tout z . Les équations (2.45) et (2.46) s'écrivent alors :

$$\frac{\partial \mathbf{S}^+}{\partial \xi} = \frac{8}{9} \gamma [\mathbf{S}^+ \times J_x \mathbf{S}^-], \quad (2.47)$$

$$-\frac{\partial \mathbf{S}^-}{\partial \eta} = \frac{8}{9} \gamma [\mathbf{S}^- \times J_x \mathbf{S}^+], \quad (2.48)$$

Dans ce manuscrit, nous allons étudier deux configurations différentes de l'attracteur de polarisation : une première configuration où l'onde signal interagit avec une onde pompe contrapropagative et une deuxième, dénommée Omnipolariseur, où l'onde signal interagit avec sa réplique contrapropagative (appelée également onde signal réfléchie) générée au moyen d'un dispositif de réflexion inséré à l'autre extrémité de la fibre.

Première configuration : onde signal/onde pompe

Dans la *première* configuration, les conditions aux bords sont : en $z = 0$, l'état de polarisation de l'onde signal \mathbf{S}^+ est *quelconque* tandis qu'en $z = L$, celui de l'onde pompe \mathbf{S}^- est connue et fixe. Avec de telles conditions aux bords, la résolution numérique des équations (2.45) et (2.46) montrent alors que les solutions stationnaires du système d'équations (2.45) et (2.46) sont des fonctions périodiques de période $2\pi/|\mathbf{K}|$, avec $\mathbf{K} = (K_1, K_2, K_3)$ défini par [61] :

$$\mathbf{K} = \mathbf{S}^+ + J_x \mathbf{S}^- \quad (2.49)$$

Selon la valeur de la période spatiale, les solutions stationnaires sont soit instables ou stables. Une étude numérique de stabilité de ces solutions montre en effet, que plus le nombre de périodes spatiales contenues dans la fibre de longueur L est élevé, plus la solution sera instable (devant une petite perturbation) et aura tendance à basculer vers une solution stationnaire dite stable du système. Il en ressort un critère de stabilité suivant lequel les solutions sont stables si leur période est supérieure à deux fois la longueur L , c'est-à-dire $L < \pi/|\mathbf{K}|$. A contrario, elles sont *instables* lorsque $L > \pi/|\mathbf{K}|$.

Cette propriété de stabilité des états stationnaires est illustrée sur la figure 2.13 et la figure 2.14. Sur la figure 2.13, dans le cas de solutions stationnaires instables (multiples périodes spatiales), nous observons que l'évolution des paramètres de Stokes de l'onde signal ou de la pompe n'est pas monotone le long de la fibre et que l'ajout d'une petite perturbation (ici, le seul bruit numérique) tend à faire basculer le système vers un autre état stationnaire stable. Au contraire, sur la figure 2.14, l'évolution des paramètres de Stokes est monotone, moins de la moitié de la période est en effet contenue initialement dans la longueur de fibre L , la solution stationnaire reste alors stable.

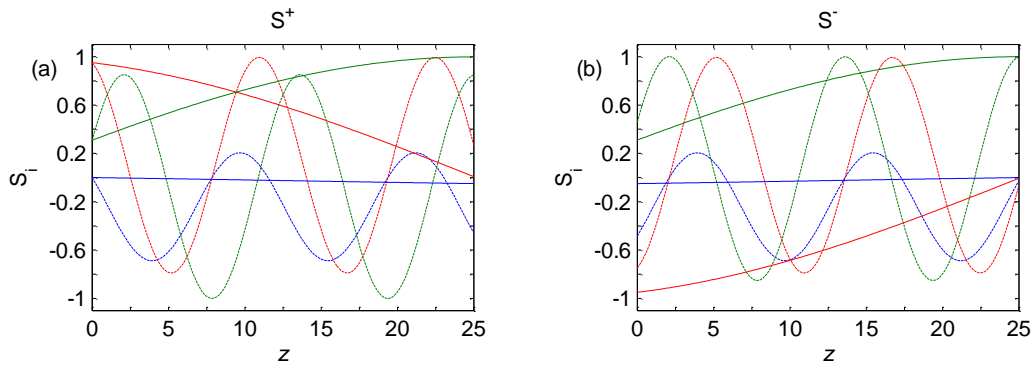


Figure 2.13 – Exemple de dépendance spatiale des paramètres de Stokes d'une solution stationnaire *instable* (a) de l'onde signal (S_1^+ , S_2^+ , S_3^+) et (b) de l'onde pompe (S_1^- , S_2^- , S_3^-). S_1 : courbe bleue, S_2 : courbe rouge et S_3 : courbe verte. Les paramètres sont : $L = 25$ et $S_0^+ = S_0^-$. (Entrée : courbes en trait pointillé, Sortie : courbe en trait plein).

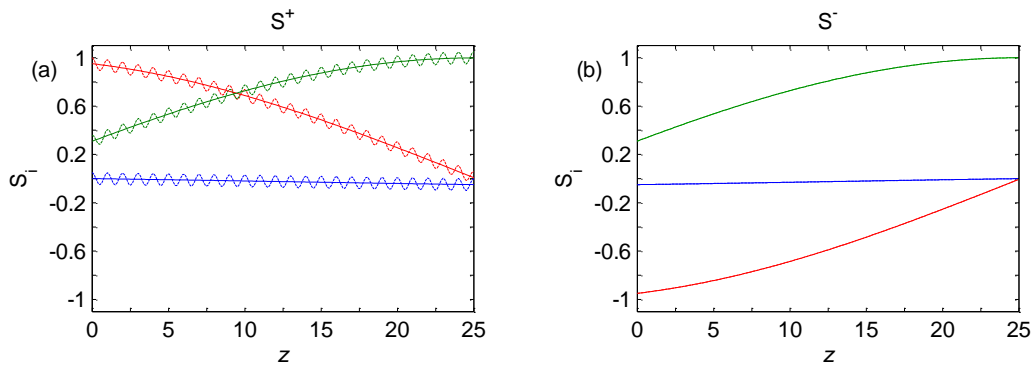


Figure 2.14 – Exemple de dépendance spatiale des paramètres de Stokes d'une solution stationnaire *stable* (a) de l'onde signal (S_1^+ , S_2^+ , S_3^+) et (b) de l'onde pompe (S_1^- , S_2^- , S_3^-). S_1 : courbe bleue, S_2 : courbe rouge et S_3 : courbe verte. Les paramètres sont : $L = 25$ et $S_0^+ = S_0^-$. (Entrée : courbes en trait pointillé, Sortie : courbes en trait plein).

Une fois l'état stationnaire atteint, l'état de polarisation de sortie de l'onde signal est dorénavant fixe, mais dépendant de l'état initial. Or, dans le cas d'une solution stationnaire stable et lorsque la longueur de la fibre (L) devient très grande, les simulations numériques montrent que $|\mathbf{K}|$ tend vers 0, alors l'équation (2.49) s'écrit :

$$\mathbf{S}^+ = -J_x \mathbf{S}^- \quad (2.50)$$

Connaissant les coefficients de la matrice diagonales J_x ainsi que l'état de polarisation de l'onde pompe en $z = L$, l'état de polarisation de l'onde signal tend vers un état de polarisation fixe et unique : celui de l'onde pompe modulo le signe de J_x . Il y a alors attraction de polarisation. Sachant que $\mathbf{S}^- = (S_1^-, S_2^-, S_3^-)$, les paramètres de Stokes de l'onde signal sont alors : $\mathbf{S}^+ = (-S_1^-, -S_2^-, S_3^-)$. Dans la référence [58], les auteurs avaient démontré expérimentalement que les variations de l'état de polarisation de l'onde signal étaient transférées à l'onde pompe. Ceci est confirmé ici par l'équation (2.50), puisque qu'au même moment :

$$\mathbf{S}^- = -J_x \mathbf{S}^+ \quad (2.51)$$

Les états de polarisation des deux ondes sont liés entre eux.

Afin d'illustrer ce phénomène d'attraction de polarisation, la figure 2.15 montre pour différents états de polarisation d'entrée de l'onde signal, l'évolution des paramètres de Stokes du signal et de la pompe le long de la fibre dans le cas où les solutions stationnaires sont *instables* ou *stables*. L'état de polarisation d'entrée de l'onde pompe est matérialisé par des cercles en $z = L$.

Lorsque les solutions stationnaires sont instables, tous les états de polarisation de l'onde signal ne convergent pas vers celui de l'onde pompe modulo le signe de $-J_x$. A contrario, lorsque la période est supérieure à $2L$, les solutions stationnaires sont *stables* et nous observons que les différents états de polarisation de l'onde signal correspondent à ceux de l'onde pompe modulo le signe de $-J_x$, quel que soit leurs valeurs initiales.

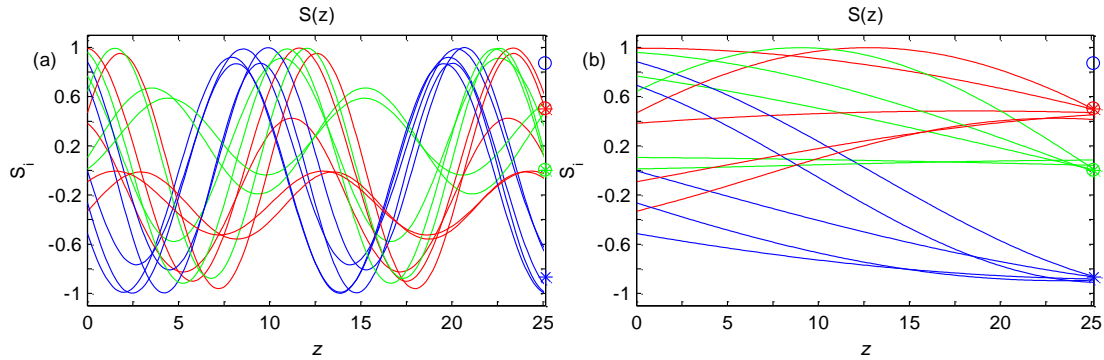


Figure 2.15 – Exemple de dépendance spatiale des paramètres de Stokes des solutions stationnaires (a) instables et (b) stables de l'onde signal (S_1^+ , S_2^+ , S_3^+). S_1 : courbe bleue, S_2 : courbe verte et S_3 : courbe rouge. Les paramètres sont : $L = 25$ et $S_0^+ = S_0^-$.

Nous observons que lorsque $L > \pi/|\mathbf{K}|$ [cf. Figure 2.15(a)], l'état de polarisation de l'onde signal ne tend pas vers celui de l'onde pompe modulo le signe de $-J_x$ contrairement à la figure 2.15(b) pour lequel l'état stationnaire stable permet alors l'attraction de la polarisation.

Dans la référence [59], les auteurs ont étudié l'efficacité du processus d'attraction de polarisation en fonction de l'état de polarisation d'entrée de l'onde pompe injectée en $z = L$. A l'entrée de la fibre, l'onde signal consistait en un ensemble de 110 faisceaux lumineux polarisés, répartis uniformément sur la sphère de Poincaré. La figure 2.16, issue de la référence [59], montre l'état de polarisation de sortie de l'onde signal après interaction avec une onde pompe dont sa puissance d'entrée était de $5.5S_0^+$ et son état de polarisation d'entrée était $(0.01, 0.01, -0.9999)$.

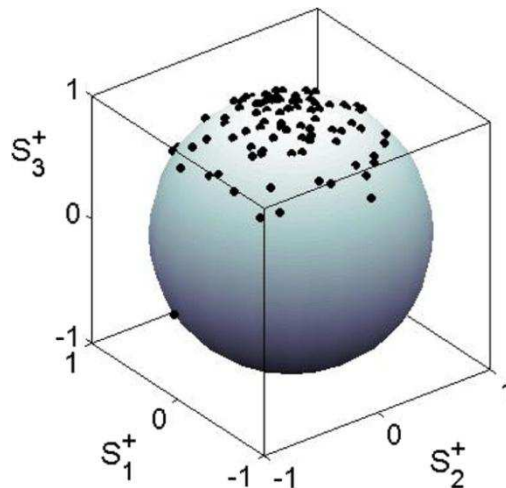


Figure 2.16 – Etat de polarisation de sortie de l'onde signal. L'état de polarisation d'entrée de l'onde pompe était $(0.01, 0.01, -0.9999)$ et sa puissance était $5.5S_0^+$.

Nous observons que les points convergent bien vers l'état de polarisation de l'onde pompe modulo le signe de $-J_x$, c'est-à-dire $(-0.01, -0.01, 0.9999)$.

Deuxième configuration : l'Omnipolariseur

Dans la deuxième configuration, l'onde pompe n'existe plus. Elle est remplacée par sa réplique contrapropagative, appelée également *onde signal réfléchie*, générée par un dispositif de réflexion

inséré à l'autre extrémité de la fibre. Les conditions aux bords sont dorénavant: en $z = 0$, l'état de polarisation de l'onde signal \mathbf{S}^+ est toujours *quelconque* tandis qu'en $z = L$, celui de l'onde signal réfléchi \mathbf{S}^- est inconnue en raison de la biréfringence de la fibre, mais en $z = L$, la relation $\mathbf{S}^-(L) = \mathbf{S}^+(L)$ est vérifiée. De manière similaire à la configuration onde signal/onde pompe, les simulations numériques d'équations (2.45) et (2.46) montrent que les solutions stationnaires de l'omnipolariseur sont des fonctions oscillantes [62]. Ces solutions stationnaires apparaissent stables lorsque la valeur de la période $2\pi/|\mathbf{K}|$ est inférieure à $4L$, c'est-à-dire $L < \pi/2|\mathbf{K}|$. Elles sont instables lorsque la période est supérieure à L , c'est-à-dire $L > \pi/|\mathbf{K}|$. Comme dans le cas précédent, les solutions stationnaires stables possèdent la propriété d'annuler le paramètre $|\mathbf{K}|$ lorsque la longueur de la fibre devient grande, rendant alors possible le processus d'attraction de polarisation. Pour les autres valeurs de périodes, les solutions sont qualifiées de *métastables* (c'est-à-dire que la solution reste stable devant une petite perturbation).

Mais à la différence de la première configuration, l'omnipolariseur peut présenter plusieurs solutions stationnaires stables ou métastables pour un état de polarisation d'entrée de l'onde signal \mathbf{S}^+ . Ce constat est confirmé par la figure 2.17, issue de la référence [62], qui montre la valeur de $S_3(L)$ en fonction de $S_3(0)$. Nous constatons dans l'exemple ci-dessous qu'en fonction de l'état de polarisation d'entrée de l'onde signal, $S_3(L)$ peut théoriquement acquérir plusieurs valeurs en sortie de fibre, dont 2 états stables (circulaire droit ou gauche $S_3(L) = \pm 1$). La configuration Omnipolariseur est caractérisée par une bistabilité. Le paramètre physique qui permet de dire si l'état de polarisation est droit ou gauche sera abordé dans le chapitre 5.

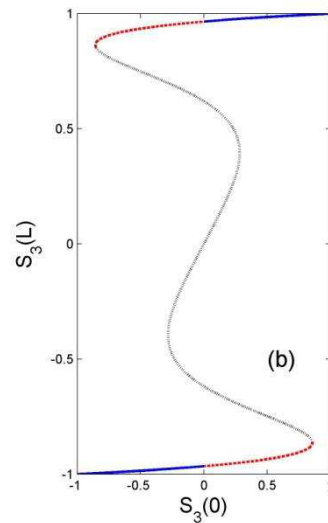


Figure 2.17 – Evolution de $S_3^+(L)$ en fonction de $S_3^+(0)$. Le trait solide (bleu), pointillé (rouge) et discontinu (noir) représente les états stationnaires stables, métastables et instables (d'après [62]).

3.3. Un nouveau départ

Entre 2001 et 2009, les études numériques et les expériences ont montré que le processus d'attraction de polarisation par mélange à quatre ondes était efficace. Pour chaque expérience, la fibre employée était de faible longueur afin de garantir l'isotropie de la fibre. La base du processus d'attraction de polarisation étant un effet non linéaire, il est obligatoire que la longueur non linéaire soit la plus faible possible. Dès lors, les puissances des deux ondes sont très importantes (de l'ordre de plusieurs dizaines de Watt).

Aujourd'hui, les techniques de fabrication des fibres permettent de produire des fibres NZ-DSF *quasi-isotropes*. Les valeurs de PMD données par les constructeurs sont inférieures à la valeur fixée par l'Union Internationale des Télécommunications (ITU) dans la recommandation UTI-T G.655 de 2009,

qui est de $0.20 \text{ ps/km}^{-1/2}$. A titre d'exemple, la PMD d'une fibre NZ-DSF fabriquée par la société Draka est de $0.06 \text{ ps/km}^{-1/2}$. L'utilisation de fibres NZ-DSF de plusieurs kilomètres permettrait de diminuer les puissances des deux ondes.

Jusqu'à présent, les deux ondes contrapropagatives étaient issues de la même source. Nous pourrions envisager le cas où la nature des deux ondes soit différente. Une baisse importante de la puissance des deux ondes, l'emploi de fibres NZ-DSF, ouvrent la possibilité de contrôler l'état de polarisation d'un signal de télécommunication NRZ ou RZ modulé en intensité à 10 Gb/s ou à des débits supérieurs.

4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu qu'il existait différents composants ou procédés pour contrôler et modifier l'état de polarisation de la lumière. Il est possible d'utiliser des composants optiques (polariseur, contrôleur de polarisation, lames d'onde), des systèmes optoélectroniques ou des systèmes basés sur les effets non linéaires dans les fibres. Parmi les effets non linéaires, nous avons recensé, la diffusion Brillouin stimulée, la diffusion Raman stimulée, l'instabilité de modulation et le mélange à quatre ondes. L'état de l'art a démontré, numériquement et expérimentalement, que le processus basé sur ces effets était efficace dans n'importe quel type de fibre (NZ-DSF, PCF, HNLF) et de longueurs différentes (de quelques mètres à plusieurs dizaines de kilomètres). Chaque technique présente toujours des avantages et des inconvénients comme une dépendance du résultat final vis-à-vis du phénomène de déplétion de la pompe, par exemple. Il est important de noter qu'il est possible de combiner deux effets comme le mélange à quatre ondes avec une pompe Raman. Les travaux de Pitois et *al.* [58] marquèrent un premier pas en avant en montrant que le processus d'attraction de polarisation était efficace aux longueurs d'onde de télécommunication. Par la suite, les travaux de Koslov et *al.* [59] montrèrent numériquement que l'onde pompe ne soit plus polarisée circulairement. Il est alors possible d'utiliser un autre état de polarisation de l'onde pompe dans une fibre standard, de grande longueur, pour imposer à une onde signal un état de polarisation et ce, indépendamment de son état d'entrée et de son intensité, diminuant ainsi les puissances nécessaires et permettant d'envisager des applications pour les télécommunications optiques [59].

Chapitre 3

Contrôle tout-optique de la polarisation d'un signal de télécommunication à 10 Gb/s

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté différents dispositifs basés sur des processus non linéaires (amplification Brillouin [44], amplification Raman [49], ...) capables d'imposer à un signal lumineux un état de polarisation fixé par une pompe. Depuis 2001, l'équipe Solitons, Lasers et Communications Optiques a commencé des travaux théoriques et expérimentaux sur ce sujet. La technique mise au point par l'équipe repose sur l'interaction non linéaire entre deux ondes contrapropagatives via le processus de mélange à quatre ondes dans une fibre optique [56]. Si jusqu'à présent, les fibres utilisées mesuraient quelques mètres et les puissances des deux ondes étaient très élevées, en 2010, l'équipe s'est orientée vers l'étude du processus d'attraction de polarisation sur une onde continue ou sur un signal de télécommunication dans des fibres commerciales où les puissances mises en jeu sont compatibles avec la puissance des trains d'impulsions dans les systèmes de télécommunication sur fibre optique.

La première partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation des différents éléments ou parties de l'attracteur de polarisation. La deuxième concernera la présentation du protocole expérimental, la technique de calcul du degré de polarisation et l'influence de la pompe sur le processus de polarisation. Suite aux résultats obtenus, nous étudierons dans la troisième partie la repolarisation tout-optique d'un signal de télécommunication tout-ou-rien (OOK) cadencé à 10 Gb/s et modulé en amplitude aux alentours de 1550 nm. Au cours de nos expériences, nous analyserons la repolarisation d'un signal Non Retour-à-Zéro et Retour-à-Zéro et nous déterminerons si l'attracteur de polarisation peut être intégré à un système de transmission à travers l'étude du taux d'erreur binaire. La quatrième partie s'intéressera à la dynamique de repolarisation de la lumière lors du processus d'attraction de polarisation avant de s'intéresser dans la dernière partie, à la possibilité de combiner dans un même segment deux effets non linéaires, l'amplification Raman et le processus d'attraction de polarisation, qui pourrait permettre potentiellement d'amplifier le signal et de le repolariser simultanément.

1. Montage expérimental de l'attracteur de polarisation

Le schéma de principe de l'attracteur de polarisation par mélange à quatre ondes est présenté sur la figure 3.1. D'un côté, nous injectons une onde signal brouillée en polarisation et de l'autre, une onde pompe dont la polarisation est arbitraire et fixe.

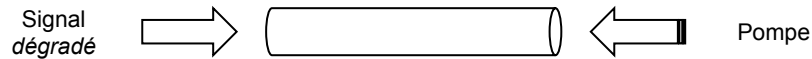


Figure 3.1 – Schéma de principe de l'attracteur de polarisation par mélange à quatre ondes.

Dans la partie suivante, nous allons détailler le montage expérimental de la pompe.

1.1. Montage expérimental de la pompe

Le montage expérimental de la pompe est présenté sur la figure 3.2. Une source d'émission spontanée amplifiée (ASE, *amplified spontaneous emission*) repolarisée est filtrée soit à l'aide d'un démultiplexeur en longueur d'onde (DWDM, *dense wavelength division multiplexing*), soit à l'aide d'un filtre optique passe bande programmable. Avant d'être injectée au sein de la fibre, la pompe est amplifiée au moyen d'un amplificateur fibré dopé Erbium et sa polarisation de sortie est modifiée à l'aide d'un contrôleur de polarisation (PC, *polarization controller*).

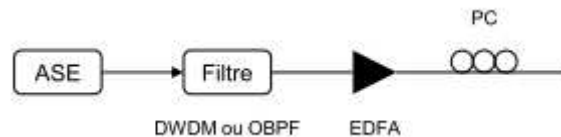


Figure 3.2 – Montage expérimental de la pompe.

Le DWDM utilisé est composé de 8 canaux de forme rectangulaire espacés de 200 GHz. La largeur spectrale de chaque canal est environ de 150 GHz. Les 8 canaux correspondent aux canaux 34 (1550, 12 nm), 36, 38, 40, 42, 44, 46 et 48 (1538,98 nm) de la grille spectrale pour les applications de multiplexage en longueur d'onde recommandée par l'Union Internationale des Télécommunications. Dans le cadre de nos expériences, nous n'utiliserons qu'un seul canal.

Le filtre optique programmable (Finisar WaveShape 1000S) permet de contrôler la longueur d'onde et la largeur spectrale de la pompe. Nous pouvons générer des filtres optiques de forme quelconque et de largeurs spectrales comprises entre 10 GHz et 5 THz.

Les degrés de liberté de la pompe sont sa longueur d'onde, sa largeur spectrale, sa puissance ainsi que son état de polarisation. Nous étudierons l'influence de la longueur d'onde et de la largeur spectrale de la pompe sur l'efficacité de l'attraction de polarisation dans le paragraphe 2.

1.2. Le circulateur optique

Les deux ondes sont injectées dans la fibre à l'aide de circulateurs optiques (CO). Expérimentalement, chaque extrémité de la fibre est reliée à un circulateur optique. D'un côté, au niveau du circulateur optique 1, le signal est injecté dans la fibre via la transmission du port 1 vers le port 2, tandis que le signal réfléchi et/ou le résidu de pompe sont récupérés par le port 3. De l'autre côté, au niveau du circulateur optique 2, la pompe est injectée dans la fibre via la transmission du port 1 vers le port 2. Le port 3 du circulateur 2 nous permet de récupérer le signal après propagation dans la fibre sous test [63].

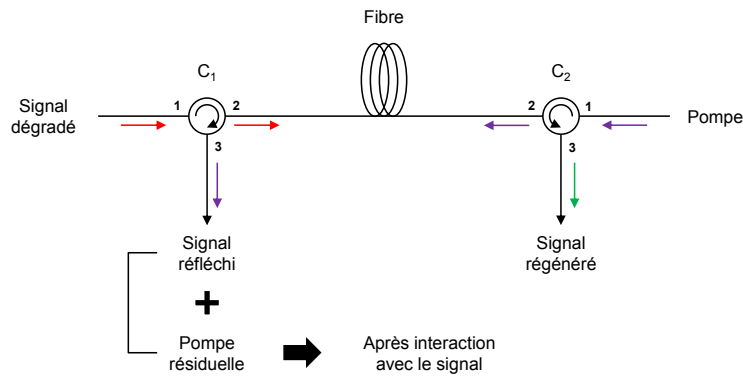


Figure 3.3 – Montage expérimental de l'attracteur de polarisation.

Les circulateurs optiques utilisés sont caractérisés par une isolation élevée et de faibles pertes d'insertion. De plus, ils ont la propriété d'être insensibles à la polarisation, c'est-à-dire qu'ils présentent de faibles pertes dépendantes de la polarisation.

1.3. Caractéristiques optiques des fibres utilisées

Dans l'étude théorique du processus d'attraction de polarisation, les termes de dispersion et les pertes linéiques ont été négligés [56] [58]. Dans les expériences précédentes, la longueur de la fibre était inférieure ou égale à 2 m et la largeur temporelle des impulsions était de quelques nanosecondes. Sachant que la longueur de dispersion (L_D) est reliée à la largeur temporelle des impulsions (T_0) par la relation [5] :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (3.1)$$

les effets dispersifs et les pertes linéiques n'affectent pas le profil temporel des impulsions car $L \ll L_D$. De plus, la fibre utilisée était tendue linéairement afin de limiter les contraintes externes (par exemple, les contraintes de torsion).

Pour nos expériences, nous allons devoir employer des fibres possédant une faible dispersion chromatique dans la bande de transmission C (1530 nm – 1565 nm) afin de dégrader au minimum le profil temporel des impulsions d'un signal de télécommunication cadencé à 10 Gb/s après propagation et une faible dispersion modale de polarisation afin de se rapprocher du modèle théorique.

Il existe deux types de fibres qui correspondent au premier critère. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, il s'agit de fibres à dispersion décalée et de fibres à dispersion décalée non-nulle. Elles ont été conçues dans le but de présenter une dispersion chromatique nulle ou faible à 1550 nm. Tandis que la dispersion chromatique de la fibre DSF est nulle à 1550 nm, la fibre NZ-DSF présente une faible dispersion non-nulle dans la bande de transmission C , typiquement comprise entre -8 et 8 ps/(nm.km), et une pente de dispersion comprise entre 0.05 et 0.12 ps/(nm².km) [11]. Ce compromis permet de réduire l'impact des effets croisés entre canaux (XPM) lors de la transmission, tout en offrant une réduction significative de la quantité de compensation requise pour un fonctionnement optimal du système.

Nous allons utiliser deux fibres NZ-DSF de longueurs différentes. La première fibre ('fibre 1') mesure 6.2 km de long et la deuxième ('fibre 2'), 20 km de long. Les principales caractéristiques optiques à 1550 nm sont résumées dans le tableau 3.1.

	Fibre 1	Fibre 2
Dispersion chromatique	-1,69 ps/(nm.km)	-1,38 ps/(nm.km)
Pente de la dispersion	0,07 ps/(nm².km)	0,07 ps/(nm².km)
Coefficient non linéaire	1,7 W⁻¹.km⁻¹	1,7 W⁻¹.km⁻¹
Dispersion modale de polarisation	0,05 ps/km^{-1/2}	0,05 ps/km^{-1/2}

Tableau 3.1 – Caractéristiques optiques des fibres NZ-DSF à 1550 nm.

Les paramètres de dispersion chromatique, de la pente de la dispersion ont été mesurés au sein du laboratoire au moyen d'un réflectomètre optique dans le domaine temporel (OTDR) [64] tandis que la dispersion modale de polarisation a été estimée à l'aide d'un polarimètre en utilisant la technique d'analyse des valeurs propres de la matrice de Jones [65].

2. Influence de la pompe sur le processus d'attraction de polarisation

Dans la référence [58], les deux ondes contrapropagatives étaient identiques en tous points. Or, dans cette configuration, elles sont de nature différente. Dans la section 1.1, nous avons cité comme possible degrés de liberté de la pompe, sa longueur d'onde et sa largeur spectrale. Nous allons étudier l'influence de ces deux paramètres sur le processus d'attraction de polarisation au travers de l'action d'une pompe polarisée sur un signal continu dépolarisé.

2.1. Calcul de degré de polarisation

Nous allons commencer par réexposer la procédure du calcul du degré de polarisation de l'onde signal. Considérons un signal continu ou pulsé dont la polarisation fluctue dans le temps. La période des fluctuations varie de quelques millisecondes à plusieurs dizaines de millisecondes. Observés sur la sphère de Poincaré, les états de polarisation (représentés par des points) sont distribués aléatoirement ou uniformément. Au moyen du polarimètre, nous enregistrons les paramètres de Stokes S_i de N états de polarisation en l'absence et en présence de la pompe. Le degré de polarisation de l'onde signal est donné par la relation suivante :

$$DOP = \frac{1}{\langle S_0 \rangle} \sqrt{\sum_{i=1}^3 \langle S_i \rangle^2}, \quad (3.2)$$

où

$$\langle S_i \rangle = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [S_i]_j. \quad (3.3)$$

Nous pouvons calculer le degré de polarisation de la pompe de la même manière.

2.2. Influence de la largeur spectrale de la pompe

Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence de la largeur spectrale de l'onde pompe sur le processus d'attraction de polarisation en utilisant la fibre 1. La longueur d'onde et la puissance moyenne de l'onde signal pulsée sont respectivement, 1563 nm et 430 mW. L'onde pompe est une onde partiellement incohérente polarisée dont la longueur d'onde et la puissance sont respectivement, 1545 nm et 1.1 W. Pour une largeur spectrale de l'onde pompe donnée, nous avons enregistré les paramètres de Stokes de 256 états de polarisation de l'onde signal en l'absence et en présence de l'onde pompe. La figure 3.4 montre l'évolution du degré de polarisation du signal en fonction de la largeur spectrale de la pompe.

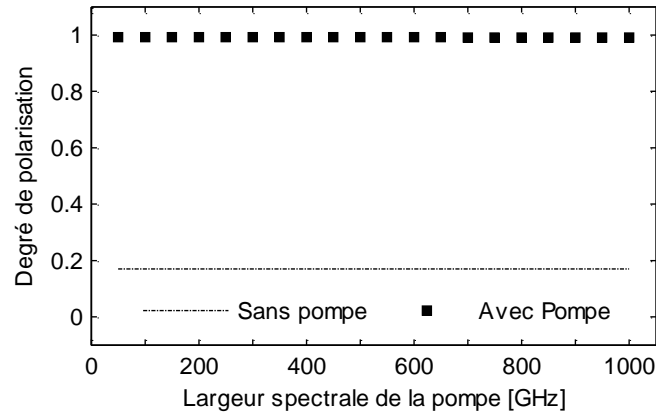


Figure 3.4 – Evolution du DOP de l'onde signal en fonction de la largeur spectrale de l'onde pompe.

Nous constatons que la largeur spectrale de l'onde pompe n'influence pas le processus d'attraction de polarisation. En effet, quelle que soit la largeur spectrale de la pompe, le degré de polarisation de l'onde signal tend vers 1 en présence de celle-ci. Des précédents travaux avaient démontré que le processus d'attraction se produisait quel que soit le degré de cohérence des deux ondes contrapropagatives. A travers cette expérience, nous montrons que cette propriété est conservée dans une fibre à faible dispersion modale de polarisation. D'autres travaux avaient également démontré que le mélange à quatre ondes, responsable du processus d'attraction de polarisation, pouvait se produire quel que soit le degré de cohérence des deux ondes contrapropagatives [66].

2.3. Influence de la longueur d'onde de la pompe

Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'influence de la longueur d'onde de l'onde pompe sur le processus d'attraction de polarisation, ou plus précisément, l'influence du décalage en longueur d'onde entre l'onde signal et l'onde pompe. La longueur d'onde et la puissance de l'onde signal continue sont respectivement, 1550 nm et 700 mW. Pour une longueur d'onde donnée de l'onde pompe, nous avons enregistré les paramètres de Stokes de 256 états de polarisation en présence et en l'absence de l'onde pompe. La figure 3.5(a) montre l'évolution du degré de polarisation de l'onde signal en fonction de la longueur d'onde de l'onde pompe. Une expérience similaire a été réalisée pour une longueur d'onde de l'onde signal de 1538 nm [cf. Figure 3.5 (b)].

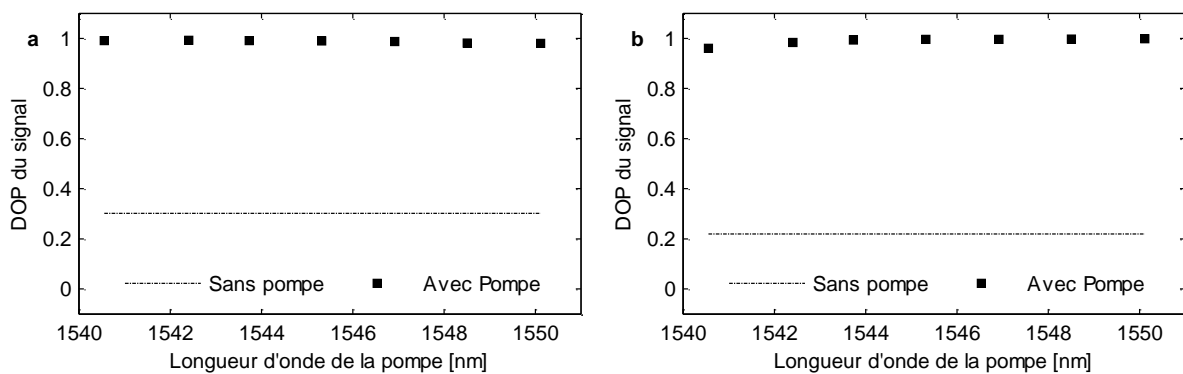


Figure 3.5 – Evolution du degré de polarisation du signal en fonction de la longueur d'onde de l'onde pompe : la longueur d'onde de l'onde signal est (a) 1550 nm et (b) 1538 nm.

Pour les deux expériences, nous constatons que le décalage en longueur d'onde entre l'onde signal et l'onde pompe n'influence pas le processus d'attraction de polarisation. En présence de l'onde pompe, le degré de polarisation de l'onde signal atteint une valeur proche de 1. Dans les fibres isotropes, la condition d'accord de phase est satisfaite quel que soit le décalage de longueur d'onde entre l'onde signal et l'onde pompe. Nous montrons que cette propriété est conservée pour une fibre possédant une

faible dispersion modale de polarisation. Cette propriété de l'attracteur de polarisation peut être importante dans le cadre de l'association de l'attracteur de polarisation et de l'amplification Raman que nous verrons au paragraphe 4.

3. Contrôle de la polarisation d'un signal à 10 Gb/s aux longueurs d'onde de télécommunications

Après avoir démontré que la largeur spectrale de la pompe et le décalage en longueur d'onde entre l'onde signal et l'onde pompe n'influençaient pas le processus d'attraction, nous nous sommes intéressés au contrôle et à la stabilisation de l'état de polarisation d'un signal de télécommunication cadencé à 10 Gb/s. Nous étudierons deux formats de modulation en amplitude, le format NRZ-OOK et RZ-OOK

3.1. Montage expérimental

Une onde continue, émettant à 1563 nm, est modulée en intensité à l'aide d'un modulateur Mach-Zehnder avec $2^{31}-1$ séquences binaires pseudo-aléatoires à 10 Gb/s. L'onde continue est modulée en phase à la fréquence de 100 MHz et à la puissance de 12 dBm afin d'élargir son spectre et de limiter l'effet de rétrodiffusion Brillouin. Au moyen du brouilleur de polarisation, la polarisation du signal fluctue dans le temps. Avant d'être injecté dans la fibre, le signal est amplifié grâce à un amplificateur à fibre dopé Erbium.

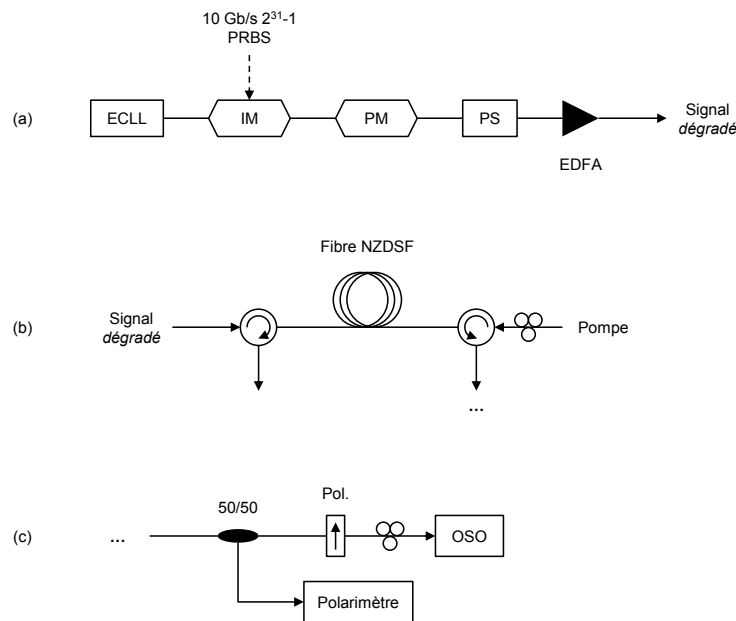


Figure 3.6 – Montage expérimental de l'attracteur de polarisation (a) émetteur 10 Gb/s NRZ (b) Attracteur de polarisation (c) récepteur 10 Gb/s NRZ. ECLL : diode laser, IM : modulateur d'intensité, PM : modulateur de phase, PS : brouilleur de polarisation et OSO : oscilloscope à échantillonnage optique.

Nous utilisons plusieurs outils d'analyse pour mettre en évidence le processus d'attraction de polarisation.

- Le degré de polarisation et l'état de polarisation des deux ondes sont donnés par le polarimètre ;
- Le profil temporel du signal est observé sur un oscilloscope à échantillonnage optique.

3.2. Contrôle de la polarisation d'un signal NRZ à 10 Gb/s

Dans un premier temps, nous avons étudié le processus d'attraction de polarisation sur un signal NRZ à 10 Gb/s au sein de la fibre 1.

Pour cette expérience, la puissance du signal est de 430 mW. Concernant la pompe, sa longueur d'onde, sa largeur spectrale et sa puissance sont respectivement de, 1545 nm, 150 GHz et 800 mW. L'état de polarisation de la pompe est ajusté à l'aide d'un contrôleur de polarisation.

3.2.1. Evolution du degré de polarisation et de l'état de polarisation du signal en fonction de la puissance de la pompe

La figure 3.7 montre l'évolution du degré de polarisation de l'onde signal en fonction de la puissance de l'onde pompe. Nous constatons que le degré de polarisation du signal, qui est initialement faible à cause du brouillage initial, augmente linéairement pour de faibles puissances de pompe et tend vers 1 au-delà de 600 mW de puissance de l'onde pompe. Le degré de polarisation maximal est obtenu pour une puissance de pompe de 800 mW.

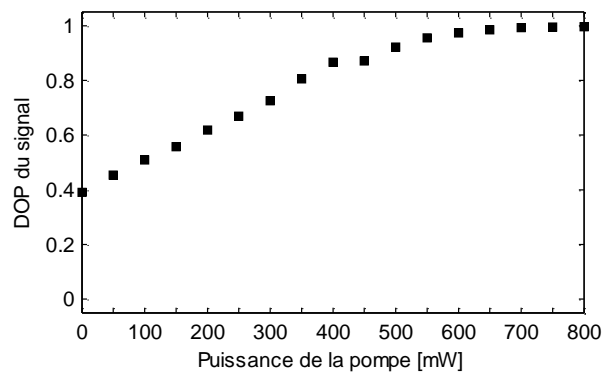


Figure 3.7 – Evolution du degré de polarisation du signal en fonction de la puissance de la pompe. La puissance du signal est de 430 mW.

La figure 3.8 montre l'évolution de l'état de polarisation de l'onde signal en fonction de la puissance de l'onde pompe. En l'absence de celle-ci, les points sont répartis sur l'ensemble de la sphère de Poincaré à cause du brouillage initial [Figure 3.8(a)]. Nous observons que les points convergent vers la même zone de la sphère de Poincaré lorsque la puissance de l'onde pompe augmente [Figure 3.8(b)-(g)]. Pour des puissances de la pompe supérieures à 600 mW, les points sont confinés dans une petite zone de la sphère de Poincaré, ce qui indique une stabilisation de la polarisation du signal.

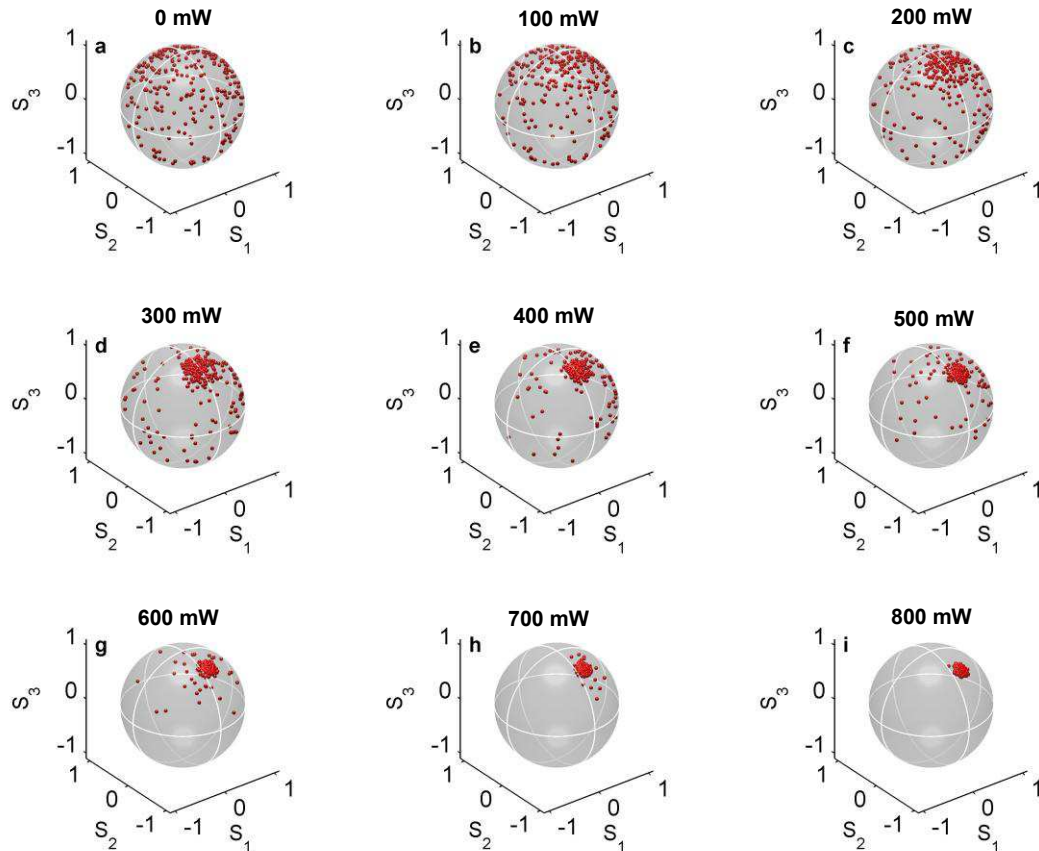


Figure 3.8 – Evolution de l'état de polarisation du signal NRZ à 10 Gb/s en fonction de la puissance de l'onde pompe : (a) 0 mW, (b) 100 mW, (c) 200 mW, (d), 300 mW, (e) 400 mW, (f) 500 mW, (g) 600 mW, (h) 700 mW et (i) 800 mW.

Comparé aux travaux de Pitois et *al.*, nous démontrons que le processus d'attraction de polarisation peut avoir lieu dans une fibre commerciale de plusieurs kilomètres et possédant une faible dispersion modale de polarisation. L'état de polarisation de sortie du signal peut être contrôlé au moyen du contrôleur de polarisation.

3.2.2. Observation du processus d'attraction de polarisation dans le domaine temporel

Dans un deuxième temps, nous avons observé le processus d'attraction de polarisation dans le domaine temporel. A la sortie du dispositif, nous avons inséré un composant sensible à la polarisation, ici un polariseur, dans le but de transformer les fluctuations de polarisation de l'onde signal en fluctuations d'intensité.

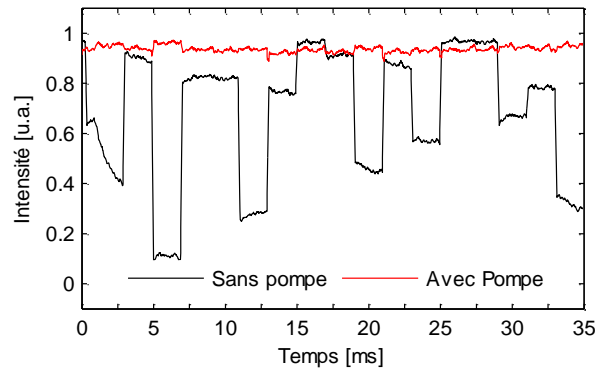


Figure 3.9 – Evolution temporelle des fluctuations de polarisation de l'onde signal en l'absence (courbe noire) et en présence (courbe rouge) de l'onde pompe.

L'évolution temporelle des fluctuations d'intensité est enregistrée sur un oscilloscope via une photodiode de 1 GHz de bande passante (Figure 3.9). A la sortie du dispositif, en l'absence de l'onde pompe, les larges fluctuations d'intensité conduisent à l'extinction ou à une perte d'intensité du signal (courbe noire). Lorsque l'onde pompe est injectée dans la fibre, l'intensité du signal reste constante, car la polarisation de l'onde signal est stabilisée (courbe rouge).

Pour observer l'efficacité du processus d'attraction de polarisation sur le signal, nous avons enregistré les motifs du signal NRZ à 10 Gb/s au moyen du mode persistance de l'oscilloscope à échantillonnage optique (Figure 3.10). Après avoir renseigné la longueur exacte de la séquence PRBS à l'oscilloscope à échantillonnage optique, celui-ci superpose les séquences PRBS les unes sur les autres. En l'absence de l'onde pompe, le récepteur est incapable de décoder exactement la séquence PRBS du signal NRZ à 10 Gb/s et il est impossible de distinguer, à un instant t , les deux niveaux du signal [Figure 3.10(a)]. En présence de l'onde pompe, la séquence PRBS est complètement recouverte et les niveaux de '0' et '1' restent clairement identifiables [Figure 3.10(b)]. De plus, toutes les impulsions ont le même état de polarisation, car la polarisation de l'onde signal est stabilisée.

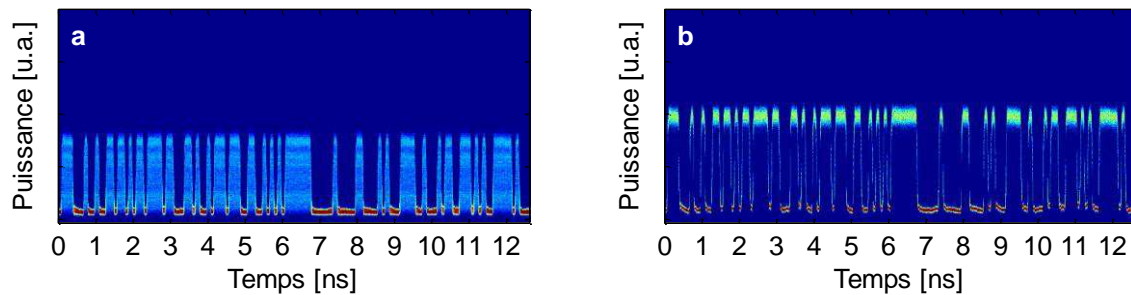


Figure 3.10 – Séquences PRBS du signal brouillé en polarisation, (a) en l'absence et (b) en présence de l'onde pompe.

Nous avons également enregistré le diagramme de l'œil du signal NRZ à 10 Gb/s à la sortie du dispositif. En l'absence de l'onde pompe, le diagramme de l'œil est fermé à cause des larges fluctuations d'intensité menant à une perte de l'information transmise par le signal [Figure 3.11(a)]. Lorsque l'onde pompe est injectée dans la fibre, le diagramme de l'œil est complètement ouvert, car les fluctuations d'intensité ont disparu suite à la stabilisation de l'état de polarisation du signal.

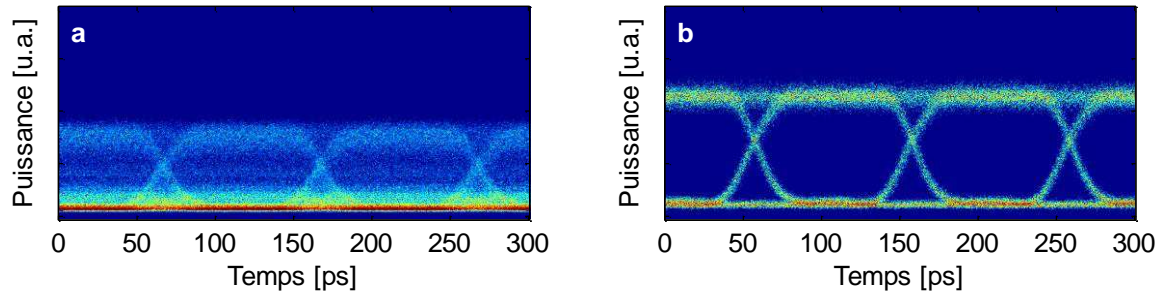


Figure 3.11 – Diagramme de l'œil du signal brouillé en polarisation, (a) en l'absence et (b) en présence de l'onde pompe.

3.2.3. Evolution du taux d'erreur binaire

La figure 3.12 présente le montage expérimental du récepteur (RX). Celui-ci est placé après le polariseur et se compose d'un atténuateur optique variable, d'un EDFA, d'un OBPF, d'une photodiode de 30 GHz de bande passante et d'un testeur de taux d'erreur. La puissance de sortie de l'EDFA est fixée à 10 mW. L'OBPF est introduit avant la photodiode afin d'améliorer le rapport signal sur bruit (SNR) sur la photodiode.

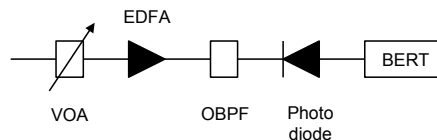


Figure 3.12 – Montage expérimental du récepteur (RX).

La figure 3.13 montre l'évolution du taux d'erreur binaire du signal NRZ à 10 Gb/s en fonction de la puissance d'entrée sur l'amplificateur à fibre dopé Erbium en configuration 'back-to-back', du signal en l'absence et en présence de l'onde pompe. Dans la configuration 'back-to-back', la liaison optique est constituée uniquement de l'émetteur et du récepteur. Une transmission sans erreur, c'est-à-dire un taux d'erreur binaire inférieur ou égal à 10^{-12} , est obtenue pour une puissance incidente sur l'EDFA de -30 dBm.

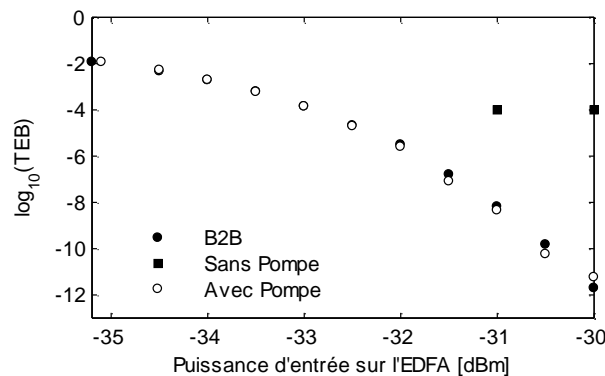


Figure 3.13 – Evolution du taux d'erreur binaire (TEB) en fonction de la puissance d'entrée de l'EDFA : back-to-back (cercles noirs), signal brouillé en polarisation sans pompe (carrés noirs) et avec pompe (cercles blancs). B2B : back-to-back.

Lorsque le signal est brouillé en polarisation et la pompe éteinte, le taux d'erreur binaire est limité à 10^{-4} , pour une puissance d'entrée de l'EDFA de -30 dBm, correspondant au diagramme de l'œil de la figure 3.11(a). Lorsque l'onde pompe est injectée dans la fibre à la puissance de 800 mW, le diagramme de l'œil est complètement ouvert [Figure 3.11(b)], l'évolution du taux d'erreur binaire est comparable à celle de la configuration 'back-to-back', c'est-à-dire que le signal n'est pas affecté par la propagation dans l'attracteur de polarisation et en présence de la pompe.

3.3. Echange d'entropie au cours du processus d'attraction de polarisation

Si au cours du processus d'attraction de polarisation, la polarisation du signal NRZ à 10 Gb/s est stabilisée par l'onde pompe, quelle est la valeur du degré de polarisation ainsi que son état de polarisation de l'onde pompe à la fin du processus ?

La figure 3.14 montre l'évolution du degré de polarisation de la pompe en fonction de la puissance du signal. Nous avons enregistré les paramètres de Stokes de l'onde pompe pour différentes puissances du signal au niveau du port 3 du circulateur optique 1. Nous observons le processus inverse que pour la figure 3.7. En l'absence du signal, le degré de polarisation de la pompe est proche de 1, c'est-à-dire que la polarisation de la pompe n'est pas affectée par la propagation dans la fibre. Quand le signal brouillé en polarisation est injecté dans la fibre, et que sa puissance augmente, le degré de polarisation de la pompe diminue, ce qui indique que la pompe est partiellement polarisée.

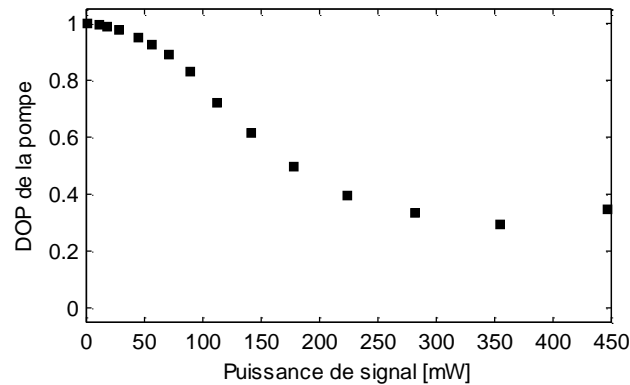


Figure 3.14 – Evolution du degré de polarisation de la pompe en fonction de la puissance du signal. La puissance de l'onde pompe est de 800 mW.

En l'absence du signal, l'état de polarisation de l'onde pompe est représenté par un point sur la sphère de Poincaré [Figure 3.15(a)], ce qui indique que la pompe est polarisée. Quand la puissance du signal brouillé en polarisation augmente, les points représentatifs ne sont plus confinés dans une petite zone de la sphère de Poincaré et la largeur de distribution des points est de plus en plus grande. Pour des puissances supérieures à 300 mW, nous pouvons considérer que l'onde pompe est dépolarisée car elle contient tous les états de polarisation.

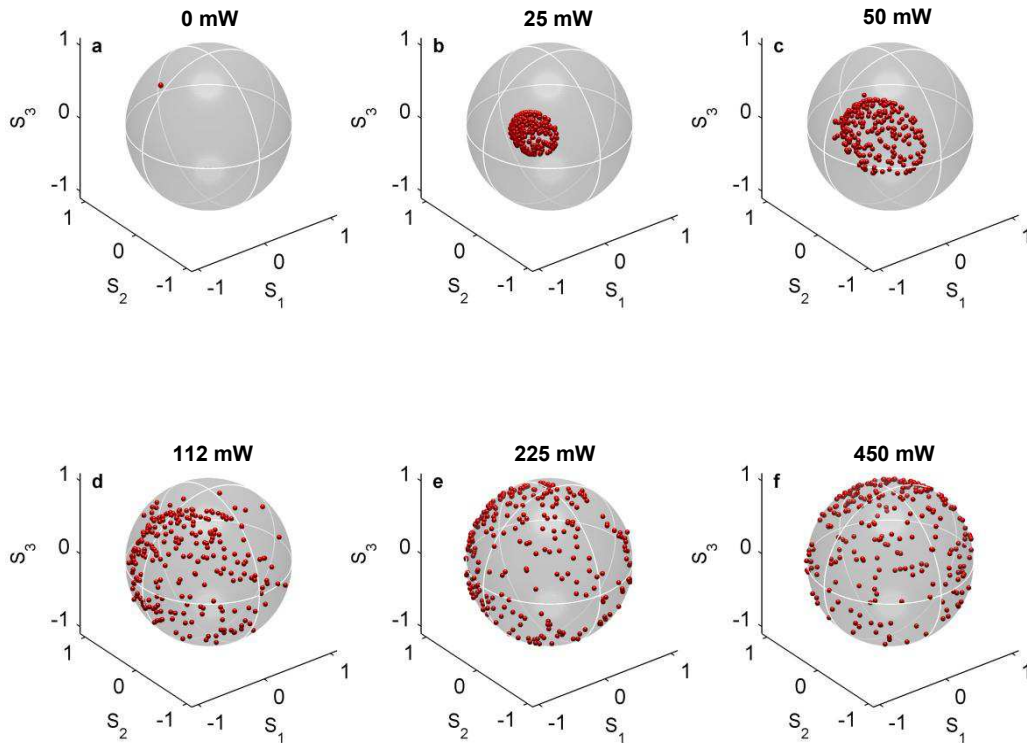


Figure 3.15 – Evolution de l'état de polarisation de la pompe en fonction de la puissance du signal : (a) 0 mW, (b) 25 mW, (c) 50 mW, (d), 112 mW, (e) 225 mW, (f) 450 mW.

Comme pour le signal, nous avons enregistré l'intensité de l'onde pompe au cours du temps en l'absence et en présence du signal après le polariseur. En l'absence du signal, l'intensité de l'onde pompe est constante au cours du temps [Figure 3.16(a), courbe rouge]. Lorsque l'onde signal est injectée dans la fibre à la puissance de 430 mW, et après interaction avec celle-ci, l'intensité de la pompe varie au cours du temps (courbe bleue). La figure 3.16(b) montre l'évolution des fluctuations de polarisation du signal au niveau du port 1 du circulateur optique 1 (courbe rouge) et de l'onde pompe au niveau port 3 du circulateur 1 (en bleu) transférées dans le domaine temporel grâce au polariseur. Nous constatons que les deux courbes sont similaires et cela montre que les fluctuations de polarisation du signal sont transférées à la pompe au cours du processus d'attraction de polarisation.

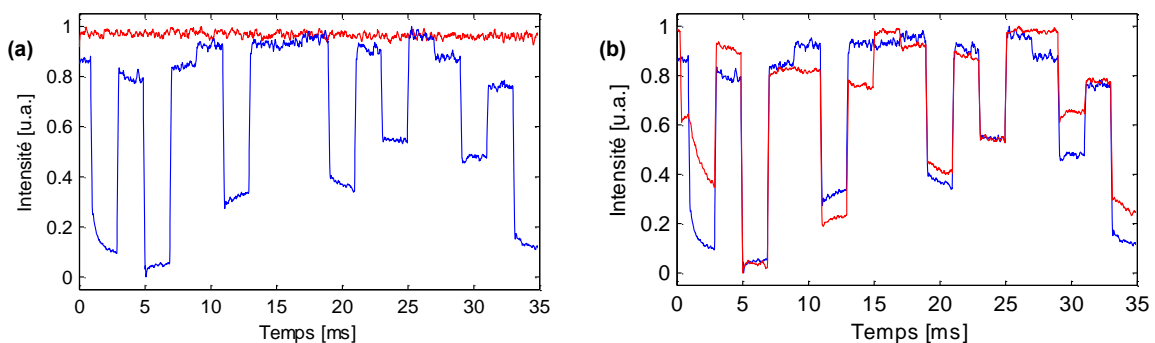


Figure 3.16 – (a) Evolution du profil temporel des variations de polarisation de l'onde pompe en l'absence (courbe rouge) et en présence (courbe bleue) de l'onde signal brouillé en polarisation, (b) A la sortie du système, évolution du profil temporel des variations de polarisation de l'onde pompe (en rouge) (comparé aux variations initiales de polarisation de l'onde signal (courbe bleue)).

Nous pouvons présenter le processus d'attraction de polarisation comme une transformation réversible. La transformation peut être considérée comme une succession d'états d'équilibre. Si nous diminuons la puissance du signal ou de la pompe, les points repassent par les mêmes états d'équilibre

antérieurs. A ce titre, l'attracteur de polarisation peut être vu comme un système isolé, donc à part les pertes linéiques, l'entropie de polarisation reste constante.

Grâce à la configuration contrapropagative, les fluctuations de polarisation, transférées du signal à l'onde pompe durant le processus d'attraction, sont évacuées du système. Si les fluctuations de polarisation sont transférées du signal vers la pompe, nous pouvons supposer qu'il est possible d'imposer à un signal une évolution précise de son état de polarisation qui va se traduire par une trajectoire de polarisation précise sur la sphère de Poincaré.

L'état de polarisation du signal est illustré sur la figure 3.17(a). La trajectoire décrivant un '8' est composée de 256 points. Elle est imposée au signal au moyen du polarimètre. L'état de polarisation de la pompe est fixe au niveau du port 3 du circulateur 1 [Figure 3.17(c)]. Après interaction avec l'onde pompe, l'état de polarisation du signal est stabilisé [Figure 3.17(b)] tandis que la polarisation de la pompe décrivant le symbole '8' est similaire à celle du signal initial [Figure 3.17(d)]. Cette propriété de l'attracteur de polarisation est intéressante pour des applications de contrôle tout-optique de la polarisation, ou bien du codage en polarisation.

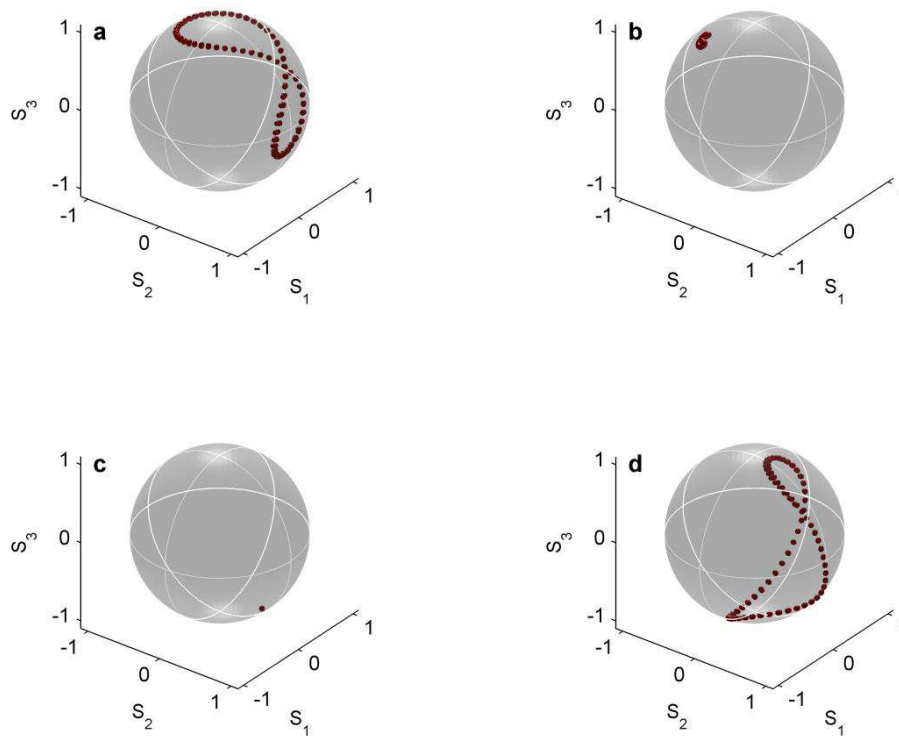


Figure 3.17 – Etat de polarisation (a) d'entrée du signal, (b) de sortie du signal, (c) d'entrée de la pompe et (d) de sortie de la pompe.

Conclusion

Dans cette partie, nous avons mis en évidence l'efficacité du processus d'attraction de polarisation sur un signal de télécommunication au format NRZ et cadencé à 10 Gb/s. Lorsque le signal dégradé en polarisation est injecté dans la fibre 1, en présence de l'onde pompe contrapropagative, sa polarisation est restaurée. Dans le domaine temporel, détecté après un polariseur, cela se traduit par une restauration du diagramme de l'œil et l'évolution du taux d'erreur binaire montre que la transmission n'est pas affectée par le processus de l'attraction de polarisation. De plus, une propriété intéressante de l'attracteur de polarisation est sa capacité à imposer des trajectoires de polarisation à une autre onde.

L'objectif du paragraphe suivant est de réaliser des analyses similaires pour savoir si un autre format de modulation peut impacter l'efficacité du processus d'attraction de polarisation. Nous allons ainsi

étudier l'efficacité du processus d'attraction de polarisation sur un signal de télécommunication de type RZ-OOK cadencé à 10 Gb/s.

3.4. Contrôle de la polarisation d'un signal retour à zéro à 10 Gb/s

Dans cette section, nous étudions la capacité de l'attracteur de polarisation à contrôler l'état de polarisation d'un signal RZ à 10 Gb/s dans les fibres 1 et 2.

3.4.1. Montage expérimental

Les longueurs d'onde de pompe et de signal sont, respectivement, 1544 nm et 1563 nm. La puissance du signal est de 500 mW tandis que la puissance de la pompe, pour une attraction efficace, est de 1300 mW. Les impulsions sont assimilables à des gaussiennes de largeur de 30 ps. Nous avons réalisé les mêmes mesures que pour le format NRZ, à savoir, analyse de l'état de polarisation, du profil temporel du signal en l'absence et en présence de la pompe. Nous avons également mesuré le taux d'erreur binaire en fonction de la puissance d'entrée de l'EDFA.

3.4.2. Observation du processus d'attraction de polarisation sur la sphère de Poincaré

L'état de polarisation de l'onde signal est présenté sur la figure 3.18. En présence de l'onde pompe, les points, distribués sur l'ensemble de la sphère [Figure 3.18(a)], sont regroupés sur une petite zone de la sphère de Poincaré, ce qui indique que la polarisation du signal est stabilisée [Figure 3.18(b)].

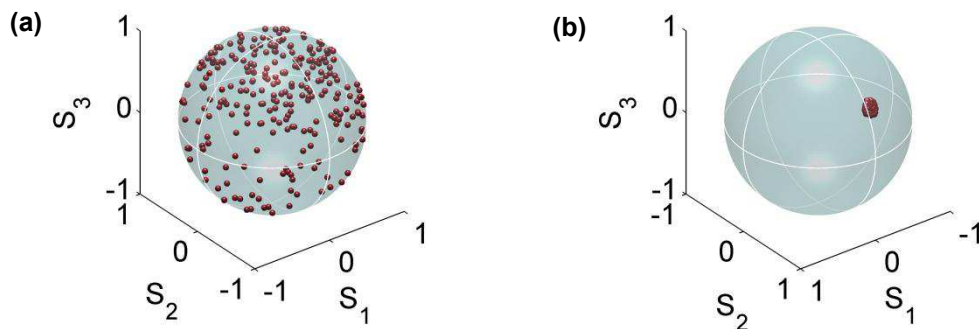


Figure 3.18 – Etat de polarisation de l'onde signal : (a) en l'absence et (b) en présence de l'onde pompe.

3.4.3. Observation du processus d'attraction de polarisation dans le domaine temporel

Dans le domaine temporel, les fluctuations de polarisation sont transformées au travers du polariseur en de larges fluctuations d'intensité conduisant à la fermeture totale du diagramme de l'œil [Figure 3.19(a)] et à la perte de l'information transmise. La stabilisation de l'état de polarisation par l'injection de la pompe contrapropagative entraîne la réouverture du diagramme de l'œil [Figure 3.19(b)].

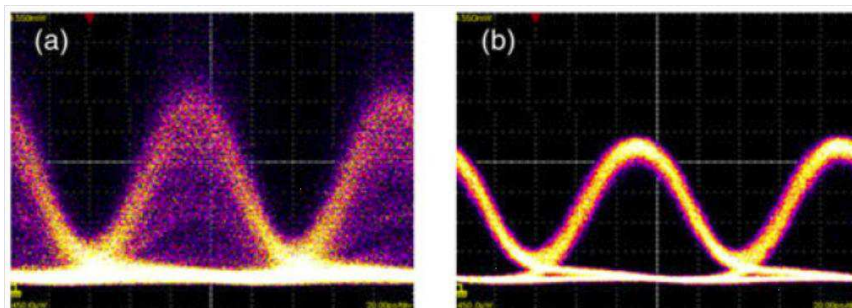


Figure 3.19 – Diagramme de l'œil du signal RZ à 10 Gb/s détecté derrière un polariseur : (a) en l'absence et (b) en présence de l'onde pompe.

3.4.4. Evolution du taux d'erreur binaire

Complétons cette étude expérimentale en mesurant le taux d'erreur binaire du signal RZ à 10 Gb/s brouillé en polarisation en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur (Figure 3.20). En l'absence de l'onde pompe, les fluctuations de polarisation sont transformées en des fluctuations d'intensité résultant un nombre d'erreurs important au niveau du détecteur. Par conséquent, le taux d'erreur binaire est limité à 10^{-4} , ce qui était déjà le cas pour le signal NRZ.

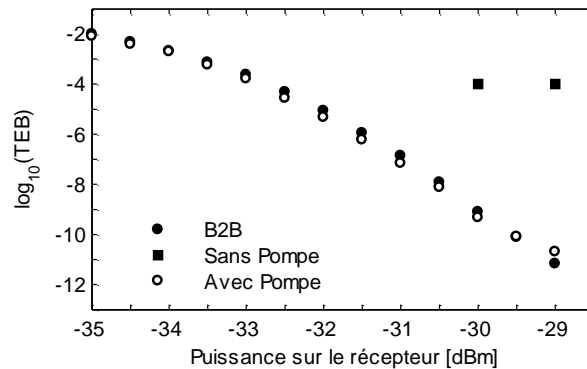


Figure 3.20 - Evolution du taux d'erreur en fonction de la puissance d'entrée de l'EDFA, *back-to-back* (cercles noirs), signal brouillé sans (carrés noirs) et avec (cercles blancs) l'onde pompe.

En présence de l'onde pompe, une transmission sans erreur est de nouveau possible avec une faible pénalité comparée à la mesure '*back-to-back*'. Cette faible pénalité est imputée à une légère dégradation du profil temporel des impulsions liée à l'interaction entre la dispersion et la non linéarité de la fibre durant la propagation.

Des expériences similaires ont été réalisées dans la fibre 2 et sont reportées dans l'article de Fatome et *al.* dans un régime de dispersion faiblement anormal [67]. La fibre 2 étant plus longue que la fibre 1, les puissances des deux ondes nécessaires au processus d'attraction de polarisation sont plus faibles. Une nouvelle fois, le processus d'attraction de polarisation a permis de contrôler et de stabiliser la polarisation d'un signal de type RZ à 10 Gb/s mais sur une plus grande distance.

3.4.5. Conclusion

Au cours de ce paragraphe, nous avons démontré que l'attracteur de polarisation était capable de contrôler et de stabiliser l'état de polarisation d'un signal de télécommunication cadencé à 10 Gb/s. Les degrés de liberté de l'attracteur sont les suivants :

- La longueur de la fibre qui n'influence pas le processus d'attraction. En effet, nous l'avons démontré au sein de deux fibres de longueur différente, avec la seule condition préalable que la fibre possède une faible dispersion modale de polarisation ;
- Les paramètres de la fibre. Nous avons utilisé des fibres NZ-DSF qui grâce au décalage de la longueur d'onde de zéro de dispersion présentent une faible dispersion aux longueurs d'onde utilisées dans ce manuscrit et plus largement pour les systèmes de communication par fibre optique. De plus, ces fibres présentent un coefficient non linéaire plus important que celui d'une fibre monomode standard. Des tests ont été réalisés dans une fibre monomode standard mais les résultats ne sont pas pertinents à cause de sa valeur élevée de PMD ($< 0.2 \text{ ps/km}^{1/2}$) [7] et de son faible coefficient non linéaire ($1.25 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ contre $1.7 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$).
- L'anisotropie. Comparé aux expériences menées dans l'équipe en 2008, nous avons utilisé des fibres commerciales qui présentent des caractéristiques de biréfringences différentes.

3.5. Annihilation d'un phénomène aléatoire de polarisation

Dans les systèmes de transmission sur fibre optique, la polarisation du signal fluctue de manière aléatoire dans le temps. Dans cette partie, nous nous intéressons à la capacité de l'attracteur de polarisation à supprimer des phénomènes rapides de polarisation. En 2005, Brodsky et *al.* ont étudié les fluctuations de polarisation d'un signal à 10 Gb/s dans deux systèmes de transmission [68]. Le premier réseau de type urbain mesurait 7 km et le deuxième, de type métropolitain, mesurait 40 km. Les auteurs ont enregistré les variations de polarisation du signal entre deux périodes distinctes de 3 jours pour le réseau urbain et d'un mois pour le réseau métropolitain et ils ont mis en évidence trois catégories d'événements (la figure 3.21 illustre ces événements en reportant sur chaque représentation l'évolution des trois paramètres de Stokes) :

- les phénomènes élastiques rapides (*fast elastic*), où après une variation importante de l'état de polarisation du signal, celui-ci revient à son état initial [cf. Figure 3.21(a)].
- les phénomènes inélastiques moyens (*medium speed inelastic*) où l'état de polarisation du signal est modifié dans le temps mais se stabilise par la suite [cf. Figure 3.21(b)].
- les phénomènes lents où l'état de polarisation varie sur une échelle de temps supérieure à la milliseconde [cf. Figure 3.21(c)].

Intéressons nous au premier cas. L'attracteur de polarisation est-il capable d'annihiler des phénomènes rapides de polarisation, qui induisent en présence d'un composant sensible à la polarisation dans le domaine temporel des fluctuations d'intensité très importantes ?

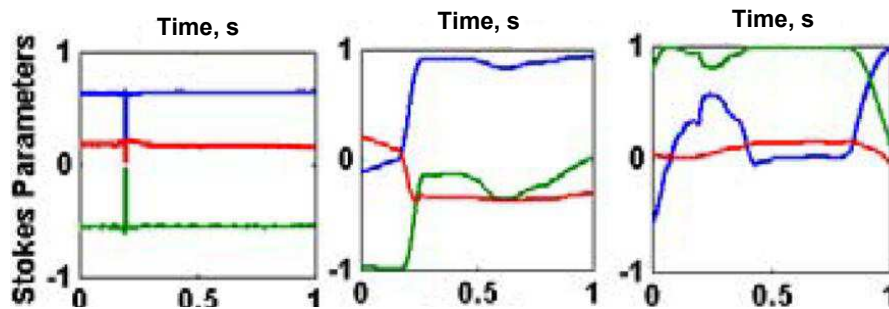


Figure 3.21 – Exemples d'événements rapides de polarisation à gauche, rapides, au centre, inélastiques moyens et à droite, lents enregistrés dans les systèmes de transmission de type urbain et sous-urbain. Chaque graphique représente l'évolution des paramètres de Stokes en fonction du temps [68].

Le point de départ de notre expérience est le montage expérimental de la figure 3.6. Après le modulateur en intensité, nous avons inséré un modulateur en polarisation de 15 GHz de bande passante. Un phénomène de polarisation, de 6 ns de largeur temporelle, est appliqué au signal RZ à 10 Gb/s. La figure 3.22 présente le profil d'intensité du phénomène de polarisation, enregistré au moyen d'un oscilloscope à faible bande passante à la sortie du système et détecté après un polariseur.

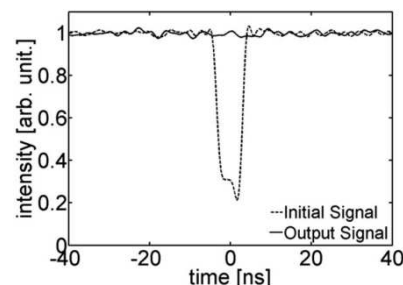


Figure 3.22 – Profil d'intensité du phénomène de polarisation de 6 ns de large détecté après un polariseur au moyen d'un oscilloscope à faible bande passante en l'absence de la pompe (en pointillé) et en présence de la pompe (en trait plein) (d'après [67]).

En l'absence de l'onde pompe, nous observons une forte variation du profil d'intensité qui peut induire, par exemple, une augmentation du taux d'erreur binaire. En présence de l'onde pompe, l'intensité du signal reste constante au cours du temps, ce qui montre que le phénomène rapide de polarisation est supprimé.

3.6. Annihilation d'un phénomène de polarisation

Précédemment, nous avons montré que l'attracteur de polarisation était capable de supprimer un certain type de phénomène aléatoire de polarisation. Etudions maintenant en détail ce phénomène en analysant la dynamique de la réponse de l'attracteur de polarisation vis-à-vis d'un phénomène de polarisation.

3.6.1. Considérations générales

Dans ce paragraphe, la puissance de l'onde pompe est fixe. Le temps de réponse de l'attracteur de polarisation dépend de la puissance d'entrée de l'onde signal. Nous considérons un phénomène de polarisation de durée arbitraire T_B . Le phénomène de polarisation peut être compensé par l'attracteur de polarisation tant que la puissance d'entrée de l'onde signal est suffisamment importante. La figure 3.23, issue de la référence [69], montre l'évolution numérique du paramètre de Stokes S_1 du signal en fonction du paramètre L/L_{NL} , où L est la longueur de la fibre et L_{NL} est la longueur non linéaire donnée par la relation suivante :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_s}, \quad (3.4)$$

qui indique la longueur de fibre où les effets non linéaires ont un impact sur le champ. Quand la puissance du signal augmente, la longueur non linéaire diminue, ce qui engendre une augmentation du ratio L/L_{NL} . Connaissant la longueur non linéaire, le temps non linéaire est donné par la relation suivante

$$T_{NL} = \frac{L_{NL}}{v} = n_g \frac{L_{NL}}{c}. \quad (3.5)$$

Quand le rapport L/L_{NL} est égal à 1, le phénomène de polarisation se propage sans distorsion. Lorsque la puissance du signal augmente, le rapport L/L_{NL} augmente également et l'amplitude du phénomène diminue avant de se briser. Dans le même temps, T_{NL} diminue et tend vers T_B . Le phénomène de polarisation est complètement supprimé lorsque le temps caractéristique T_{NL} est inférieur à T_B .

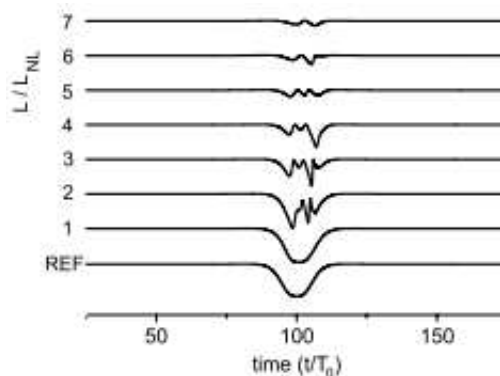


Figure 3.23 – Illustration de l'annihilation d'un phénomène de polarisation : le premier paramètre de Stokes du signal à la sortie du système en fonction du temps pour des valeurs croissantes de la puissance du signal (d'après [69]).

3.6.2. Résultats expérimentaux

Pour étudier le régime transitoire du processus d'attraction de polarisation, nous avons enregistré l'évolution d'un phénomène de polarisation de 30 μs en fonction de la puissance du signal. Le phénomène de polarisation, appliqué au signal au moyen du polarimètre, est injecté dans la fibre en présence de l'onde pompe contrapropagative. A la sortie de la fibre, l'allure temporelle du phénomène de polarisation est enregistrée sur un oscilloscope. La figure 3.24(a) montre le profil temporel du phénomène de polarisation en entrée de la fibre pour les deux axes du polariseur. En présence de l'onde pompe, le phénomène de polarisation est effectivement annihilé (la puissance de l'onde pompe est égale à 1300 mW) et la puissance est constante sur l'axe vertical du polariseur et nulle sur la composante horizontale [Figure 3.24(b)].

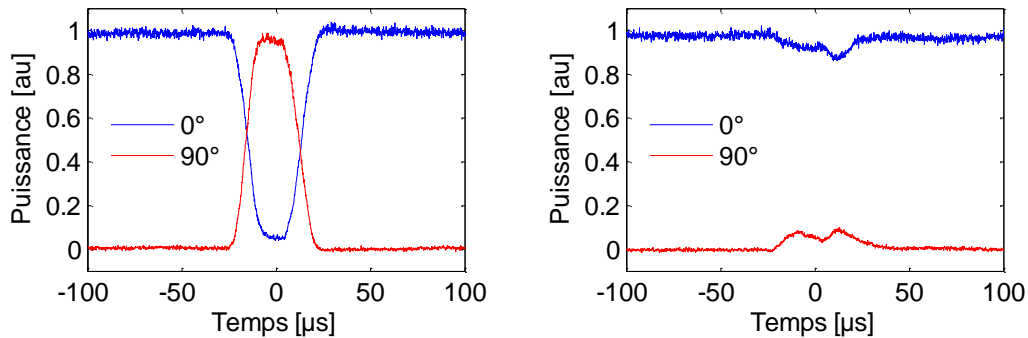


Figure 3.24 - Evolution du phénomène de polarisation en fonction de la puissance du signal et détecté à la sortie de la fibre derrière un polariseur le long de l'axe 0° et de l'axe 90° (à gauche), sans et (à droite), avec l'onde pompe.

Détaillons maintenant avec précision le processus d'annihilation du phénomène de polarisation (Figure 3.25). Ici, la puissance de l'onde pompe est fixée à 1300 mW. Pour de faibles puissances de signal, le processus d'attraction de polarisation ne peut se produire car la longueur non linéaire est beaucoup plus grande que la longueur de la fibre ($L_{NL} \gg L$), ce qui implique $T_{NL} > T_B$. En augmentant la puissance du signal, la longueur non linéaire diminue, augmentant de la sorte le ratio L/L_{NL} qui est égal à 1 pour une puissance de l'onde signal environ égale à 90 mW. Dans ce cas, le temps de réponse non linéaire T_{NL} est approximativement égal à la durée du phénomène. Ainsi, le processus d'attraction de polarisation commence, caractérisé par la formation d'un pic sur le front descendant du phénomène (0°) et sur le front montant du phénomène (90°) avec l'apparition de légères oscillations dans les deux cas, comme le montrent les figures 3.25(a) et 3.25(b). Pour des puissances de signal supérieures à 100 mW, la longueur non linéaire est inférieure à la longueur de la fibre ($L_{NL} > L$), le processus d'attraction de polarisation devient du coup plus efficace, et annihile au fur et à mesure de l'augmentation de l'onde pompe, le phénomène de polarisation. L'annihilation du phénomène de polarisation est totale pour une puissance de signal de 630 mW.

La figure 3.25 présente le ratio d'énergie contenu dans les deux axes du phénomène de polarisation. En l'absence de l'onde pompe, la quantité d'énergie contenue dans les deux composantes est égale. En augmentant la puissance de l'onde pompe, la quantité d'énergie renfermée dans l'axe vertical augmente tandis que dans l'autre axe, la quantité d'énergie présente diminue. Ainsi, pour une puissance du signal de 630 mW, l'énergie est totalement contenue dans l'axe vertical, ce qui montre que le phénomène est complètement supprimé.

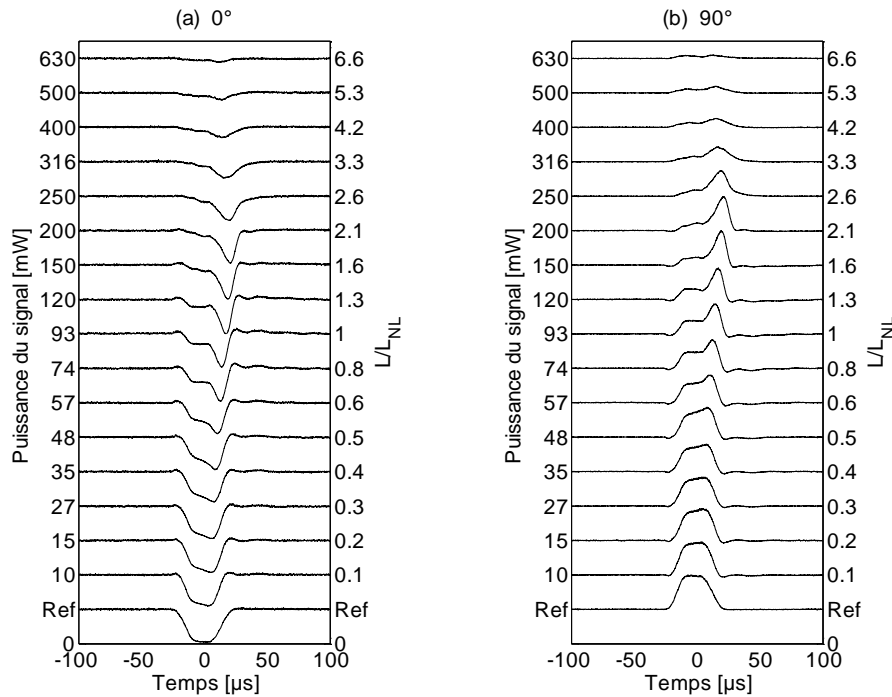


Figure 3.25 – Evolution du phénomène de polarisation en fonction de la puissance de l'onde signal et détecté à la sortie de la fibre derrière un polariseur (a), le long de l'axe 0° et (b), le long de l'axe 90° .

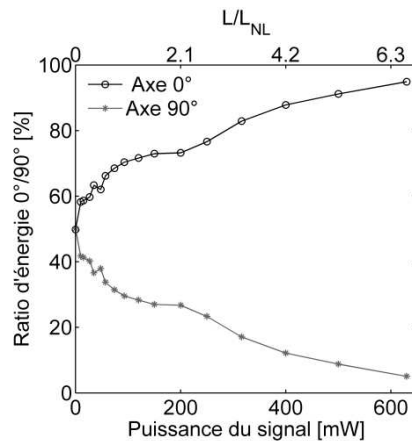


Figure 3.26 – Evolution du ratio d'énergie en fonction de la puissance de l'onde signal le long des axes 0° et 90° du polariseur.

Si la puissance de l'onde signal est un facteur important du processus d'attraction de polarisation, la puissance de l'onde pompe joue ce rôle pareillement. Nous avons étudié également l'évolution du profil temporel du phénomène de polarisation dans le cas où la puissance de l'onde signal est fixée à 630 mW. La figure 3.27 présente deux exemples d'annihilation de phénomène de polarisation. Nous avons enregistré le profil temporel du phénomène de polarisation pour une augmentation de la puissance de pompe de 0 à 1100 mW par paliers de 100 mW [cf. figure 3.27(a)], et par paliers de 50 mW [cf. figure 3.27(b)]. Nous constatons une diminution de la profondeur du phénomène de polarisation lorsque le ratio L/L_{NL} augmente à cause de l'augmentation régulière de la puissance de la pompe. Avec l'augmentation progressive de la puissance de la pompe, L_{NL} diminue, ce qui conduit au fait que le temps non linéaire devient plus court que T_B , la largeur temporelle du phénomène. Plus la longueur non linéaire est petite, plus le temps non linéaire sera court et le processus d'annihilation efficace.

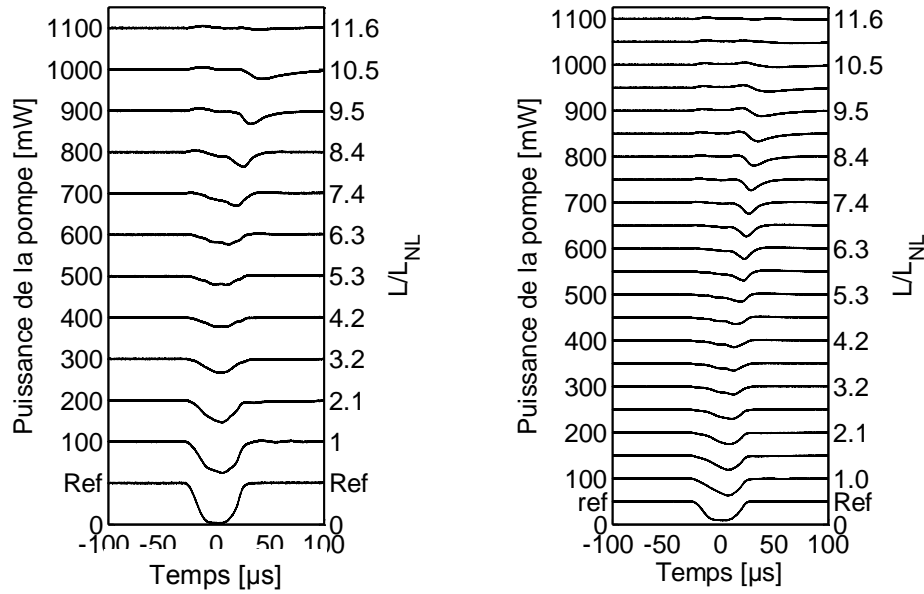


Figure 3.27 – Exemples d'évolution du processus d'annihilation du phénomène de polarisation en fonction de la puissance de la pompe et détecté à la sortie du système.

3.7. Conclusion

Nous avons montré qu'il était possible de contrôler la polarisation d'un signal de télécommunication NRZ-OOK ou RZ-OOK à 10 Gb/s au moyen de l'attracteur de polarisation. Si la largeur spectrale de l'onde pompe ou le décalage de longueur d'onde entre l'onde pompe et l'onde signal n'influencent pas le processus d'attraction de polarisation, l'attracteur de polarisation est insensible au format de modulation (NRZ ou RZ). La longueur de la fibre, le régime de dispersion, dans la limite de ne pas provoquer des effets non linéaires indésirables, sont des paramètres ajustables qui n'affectent en rien la capacité de l'attracteur de polarisation à une intégration à un système de télécommunications par fibres optiques.

4. Attraction de polarisation et amplification Raman simultanées de la lumière dans les fibres optiques.

4.1. L'amplification Raman

Dans les systèmes de transmission sur fibre optique, des amplificateurs ont été disposés à intervalles réguliers le long du système de transmission afin de réamplifier le signal lors de la propagation [70]. La plupart des amplificateurs installés sont à fibres dopées Erbium. Mais les distances de transmission dans un tel système sont limitées par le rapport signal sur bruit, et notamment par la présence du bruit de l'émission spontanée amplifiée, générée par les amplificateurs, d'où la nécessité de trouver un autre type d'amplificateur. Démontré pour la première fois dans les fibres optiques en 1970, l'effet Raman est à la base du développement d'une nouvelle catégorie d'amplificateur fibré, les amplificateurs Raman. Longtemps en concurrence avec les amplificateurs EDFA, il faudra attendre le milieu des années 1990 pour voir un réel intérêt aux amplificateurs Raman de la part de la communauté des télécommunications. Au début des années 2000, de nombreux systèmes de transmission à longue distance (*long-haul*, défini entre environ 300 km et 800 km) ou à très longue distance (*ultralong-haul*, supérieur à 800 km) utilisent l'amplification Raman. Ces amplificateurs présentent de nombreux avantages :

- L'effet Raman, à la base de l'amplification Raman, peut se produire dans n'importe quelle fibre contrairement à l'amplification Erbium où la fibre utilisée est une fibre dopée terres rares.

- Un ajustement de la longueur d'onde de la pompe permet d'obtenir une bande gain dans la gamme de longueurs d'ondes désirée. Contrairement à des fibres dopées pour lesquelles il est nécessaire d'ajuster la longueur d'onde de pompe sur une transition de matériau, le gain Raman se produit avec un décalage de 13.2 THz quelque soit la longueur d'onde de la pompe.
- L'association de plusieurs sources Raman permet d'obtenir des spectres plats sur plus de 100 nm.

L'amplificateur Raman est basé sur le gain Raman, lequel résulte de l'effet de diffusion Raman stimulée (SRS, *stimulated Raman scattering*). Le principe de la diffusion Raman est le transfert d'une partie de l'énergie de la lumière incidente vers des fréquences plus faibles. Un photon incident excite un milieu de manière à atteindre un niveau résonnant (ou 'état virtuel'). Le milieu retourne à un niveau d'énergie plus faible en émettant un photon de plus basse fréquence, appelé photon Stokes. La différence d'énergie entre les deux photons est dissipée par des phonons sous forme d'énergie vibrationnelle. Le décalage en fréquence de l'onde Stokes dépend de la nature du matériau.

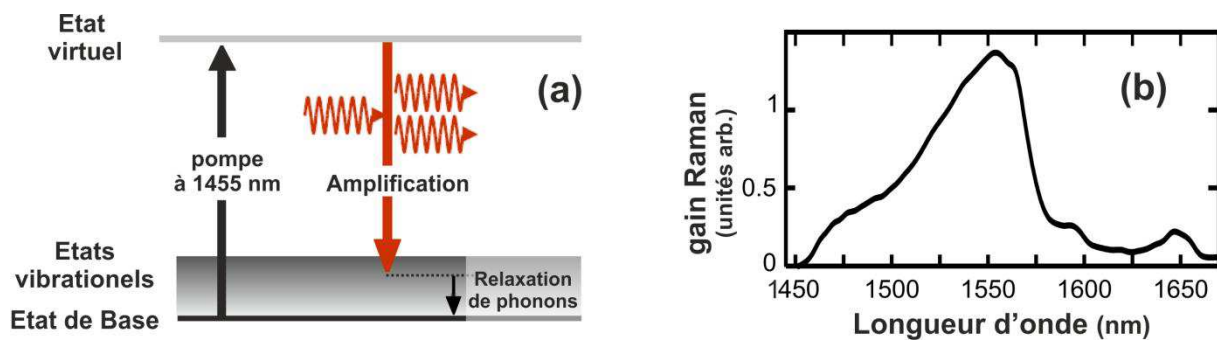


Figure 3.28 – (a), Schéma de principe de l'amplification Raman et, (b) Bande de gain Raman d'une pompe centrée autour de 1450 nm.

Lorsque la puissance de la pompe est importante, le régime de diffusion est auto-stimulé. Dans ce cas, l'énergie des hautes fréquences est en permanence convertie vers les basses fréquences.

Dans le paragraphe 2.2, nous avons mis en évidence que le décalage de longueur d'onde entre la pompe et le signal n'influencait pas le processus d'attraction de polarisation donc il était tout à fait possible d'envisager expérimentalement, de combiner les processus d'attraction de polarisation et d'amplification Raman dans un même segment de fibre.

Les premiers travaux sur la capacité de combiner l'amplification Raman et l'attraction de polarisation remontent aux travaux de Pitois *et al.* [71]. Théoriquement et expérimentalement, les auteurs ont démontré dans le domaine du visible, la possibilité de combiner ces deux effets dans une fibre isotrope, avec des impulsions de forte puissance et de durée temporelle de l'ordre de la nanoseconde. Nous allons donc ici démontrer la possibilité de réamplifier et de repolariser une onde continue et un signal de télécommunication de type RZ cadencé à 10 Gb/s à l'aide de la pompe contrapropagative Raman.

Comme dans les parties précédentes, nous allons étudier les deux processus simultanés en étudiant les différents paramètres de l'expérience, à savoir, le degré de polarisation et l'état de polarisation du signal en fonction de la puissance de la pompe Raman, ainsi que le niveau d'amplification résultant.

4.2. Effets combinés de l'attraction de polarisation et de l'amplification Raman sur une onde continue

En premier lieu, nous avons étudié les effets combinés de l'attraction de polarisation et de l'amplification Raman sur une onde continue à 1548 nm et nous avons observé sur la sphère de

Poincaré, à la sortie de la fibre, l'état de polarisation de l'onde continue en fonction de la puissance de la pompe Raman [cf. Figure 3.29]. La puissance de l'onde signal est fixée à 250 mW.

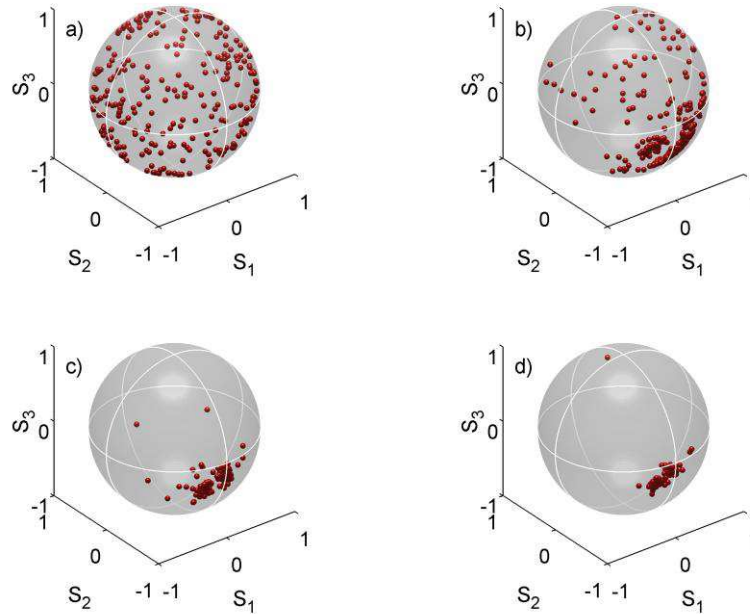


Figure 3.29 - Evolution de l'état de polarisation de l'onde continue en fonction de la puissance de l'onde pompe Raman : (a) 0 mW, (b) 340 mW, (c) 680 mW et (d) 850 mW.

En l'absence de la pompe Raman, les points sont répartis sur l'ensemble de la sphère de Poincaré à cause du brouillage de la polarisation du signal [Figure 3.29(a)]. Quand la puissance de la pompe Raman augmente progressivement, tous les états de polarisation convergent asymptotiquement et spontanément vers le même état de polarisation de sortie sous l'action du processus d'attraction de polarisation [Figure 3.29(b)-(d)]. Ce résultat était prévisible au regard des expériences que nous avons réalisées dans les paragraphes précédents. Le gain mesuré sur le signal est de 6.7 dB. Une étude plus approfondie sur cette donnée sera présentée par la suite.

Nous avons également étudié le profil d'intensité du signal au moyen d'un oscilloscope à faible bande passante (Figure 3.30). Détecté après un polariseur, le signal continu brouillé en polarisation montre d'importantes fluctuations d'intensité dans le domaine temporel. Lorsque la pompe Raman est injectée dans la fibre, les fluctuations de polarisation initiales induites par le brouilleur de polarisation sont significativement réduites, conduisant à un unique niveau d'intensité. Ceci démontre le potentiel réel de notre système à réduire les variations de polarisation sans perte dépendantes de la polarisation. L'échelle verticale est la même pour les deux enregistrements. Simplement, un atténuateur variable a été inséré dans le cas de la figure 3.30(b) pour contrecarrer l'effet Raman.

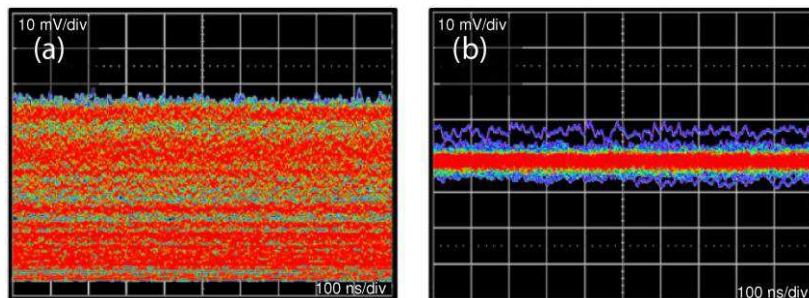


Figure 3.30 – Profil d'intensité (détecté après un polariseur) de sortie du signal brouillé en polarisation (a), sans (b) avec la pompe Raman. La puissance du signal est fixée à 250 mW.

4.3. Cas d'un signal de télécommunication RZ cadencé à 10 Gb/s

4.3.1. Montage expérimental

La figure 3.31 présente le montage expérimental utilisé pour étudier simultanément l'amplification Raman et l'attraction de polarisation. A l'aide d'un brouilleur de polarisation, la polarisation du signal varie à la fréquence de 0.625 kHz. Les deux ondes contrapropagatives sont injectées dans la fibre à l'aide d'un multiplexeur en longueur d'onde (WDM). Avant d'être injecté dans la fibre, le signal est amplifié à une puissance de 250 mW. La fibre employée est la fibre 2 dont les caractéristiques optiques sont identiques à ceux repris dans le tableau 3.1.

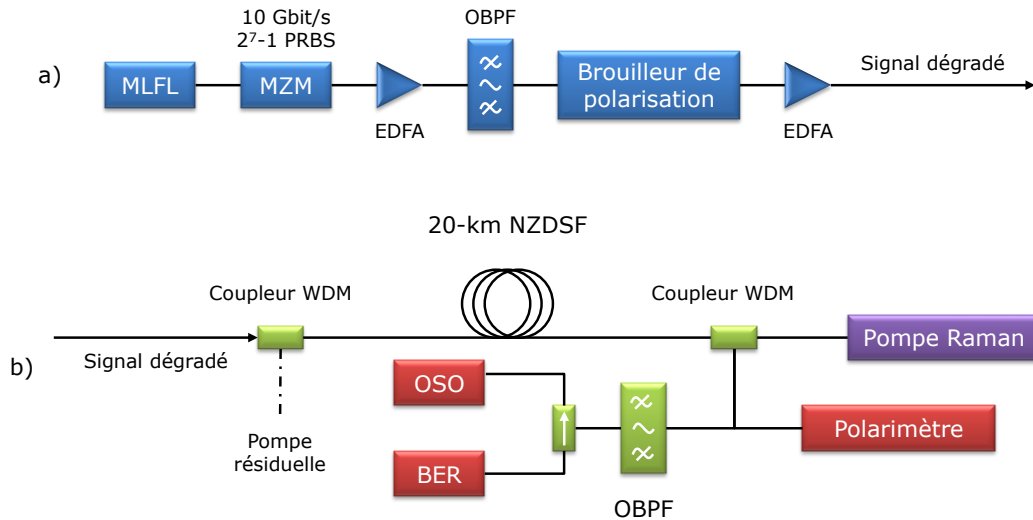


Figure 3.31 – Montage expérimental pour observer simultanément les processus d'attraction de polarisation et d'amplification Raman. MLFL : laser fibré à blocage de modes.

La pompe Raman consiste en un faisceau laser partiellement incohérent, polarisé, centré autour de 1480 nm et de largeur spectrale égale à 40 GHz. Son état de polarisation est modifié au moyen d'un contrôleur de polarisation. En sortie du dispositif, les outils d'analyse utilisés pour mettre en évidence le processus d'attraction de polarisation sont à ceux repris dans la section 3.1.

4.3.2. Résultats expérimentaux

Dans un premier temps, nous avons étudié l'évolution du degré de polarisation du signal en fonction de la puissance de la pompe Raman. Pour cela, nous appliquons la technique décrite dans la partie 2.1. L'évolution du degré de polarisation du signal est similaire à l'étude de la figure 3.7. En l'absence de la pompe Raman, les points sont répartis sur l'ensemble de la sphère de Poincaré, d'où un degré de polarisation faible. Lorsque la pompe Raman est injectée dans la fibre, le degré de polarisation du signal augmente linéairement puis tend vers 1 pour des puissances supérieures à 600 mW.

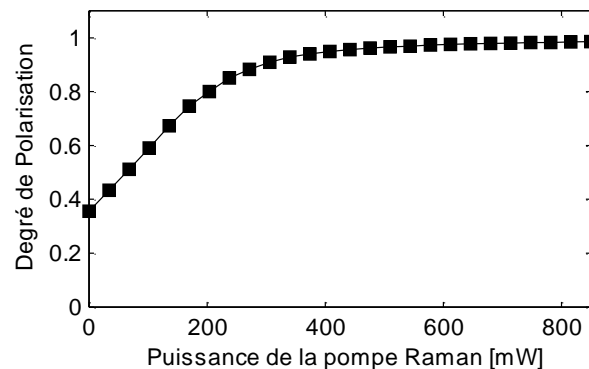


Figure 3.32 – Evolution du degré de polarisation du signal RZ à 10 Gb/s en fonction de la puissance de la pompe Raman.

Nous avons analysé l'évolution de l'état de polarisation du signal sur la sphère de Poincaré en fonction de la puissance de la pompe Raman (Figure 3.33). En l'absence de celle-ci, et en raison du brouillage de la polarisation du signal, les points sont répartis sur l'ensemble de la sphère, d'où un degré de polarisation faible [Figure 3.33(a)]. Lorsque la pompe Raman est injectée dans la fibre, et au fur et à mesure que sa puissance augmente, les points convergent vers le même état de polarisation sur la sphère [Figure 3.33(b-c)]. Pour une puissance de la pompe Raman de 850 mW, les points sont confinés dans une petite zone de la sphère de Poincaré. Cette dernière observation, associée au fait que le degré de polarisation du signal est proche de 1, signifie que le processus d'attraction de polarisation est efficace pour cet ensemble de paramètres.

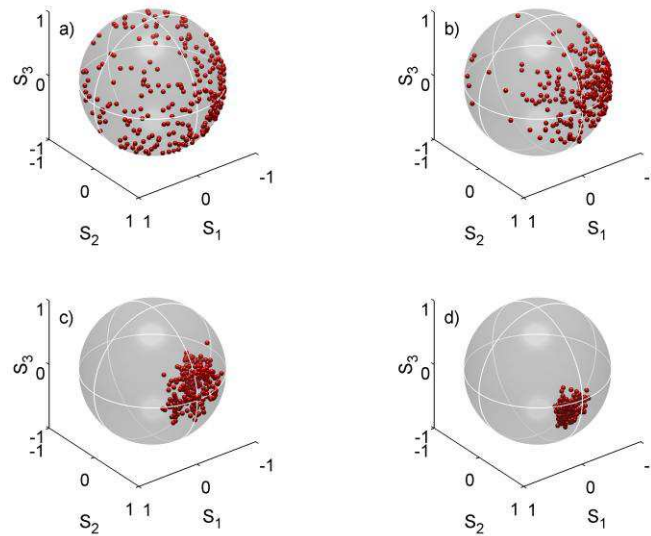


Figure 3.33 – Evolution de l'état de polarisation du signal RZ à 10 Gb/s en fonction de la puissance de pompe Raman (a), 0 mW, (b), 210 mW, (c), 420 mW et (d), 850 mW.

Dans un deuxième temps, nous avons observé le processus d'attraction de polarisation dans le domaine temporel. Nous avons enregistré le diagramme de l'œil du signal RZ à 10 Gb/s après un polariseur afin de transférer les fluctuations de polarisation dans le domaine temporel.

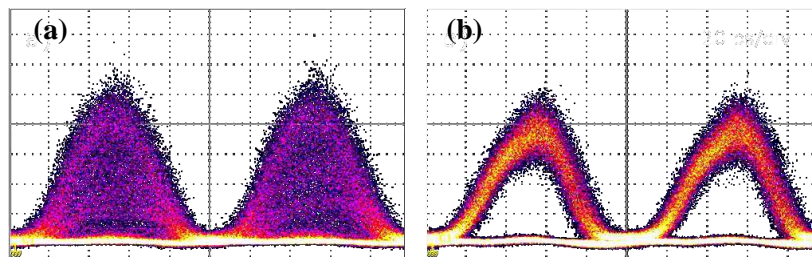


Figure 3.34 - Diagramme de l'œil du signal RZ à 10 Gb/s détecté derrière un polariseur (a), en l'absence et (b), en présence de la pompe. La puissance du signal est de 250 mW et la puissance de la pompe Raman est de 850 mW.

La figure 3.34 présente le diagramme de l'œil en l'absence et en présence [Figure 3.34(a)-(b)] de la pompe Raman. Dans le premier cas, les fluctuations de polarisation générées par le brouilleur de polarisation sont transformées en fluctuations d'intensité après le polariseur, d'où une fermeture complète du diagramme de l'œil [Figure 3.34(a)]. Lorsque la pompe Raman de 850 mW est injectée dans la fibre, les impulsions émergent de la fibre avec le même état de polarisation et les fluctuations d'intensité sont considérablement réduites, en raison de la stabilisation de l'état de polarisation du signal, d'où une réouverture significative du diagramme de l'œil.

Simultanément, nous nous sommes intéressés à l'évolution du gain du signal RZ à 10 Gb/s en fonction de la puissance de la pompe Raman, comme le représente la figure 3.35.

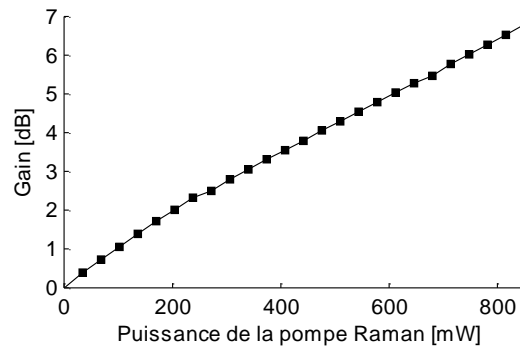


Figure 3.35 – Evolution du gain du signal RZ à 10 Gb/s en fonction de la puissance de la pompe Raman. La puissance du signal est fixée à 250 mW tandis que la puissance de la pompe Raman varie entre 0 et 850 mW.

La courbe indique que le gain du signal augmente linéairement avec la puissance de la pompe Raman. Le gain maximal est de 7 dB.

A ce stade, nous avons mesuré le taux d'erreur binaire du signal RZ à 10 Gb/s en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur et après un polariseur linéaire [Figure 3.36]. La référence est illustrée par la configuration 'back-to-back', c'est-à-dire pour la liaison optique de type émetteur/récepteur. Une transmission sans erreur est obtenue pour une puissance inférieure à -28 dBm. A la sortie du système, quand la polarisation du signal est brouillée, le taux d'erreur binaire est limité à $3 \cdot 10^{-3}$ et correspond au diagramme de l'œil de la figure 3.34(a). Lorsque la pompe Raman de 850 mW est injectée au sein de la fibre, la qualité de la transmission est grandement améliorée.

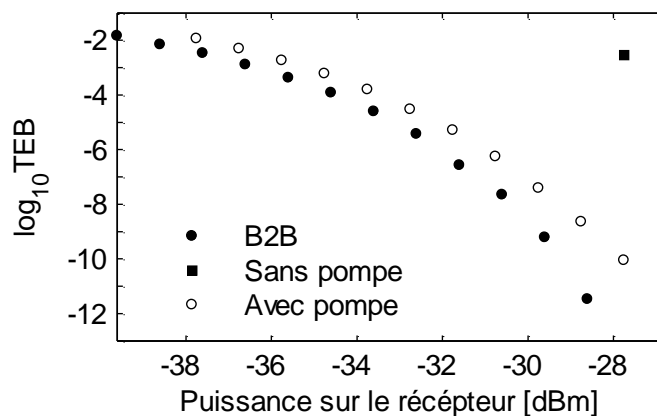


Figure 3.36 - Evolution du taux d'erreur en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur, *back-to-back* (cercles noirs), signal brouillé sans (carrés noirs) et avec (cercles blancs) pompe.

En effet, le diagramme de l'œil est complètement réouvert [Figure 3.34(b)]. Les données sont complètement recouvertes derrière le polariseur, permettant une transmission sans erreur avec une faible pénalité par rapport à la configuration *back-to-back*. Plus précisément, une pénalité de 1 dB est observée à 10^{-9} et attribuée aux effets combinés de la dispersion chromatique et des effets non linéaires durant la propagation, qu'à la dégradation du rapport du signal sur bruit [72].

5. Conclusion

Si les premières expériences laissaient à penser que les degrés de liberté de l'attracteur de polarisation étaient limités, à savoir une longueur de fibre limitée à quelques mètres, des puissances crêtes importantes (de l'ordre du watt), et des conditions expérimentales très précises et contraignantes (nécessité de maintenir l'isotropie des fibres en les maintenant tendues), il apparaît toutefois qu'un bon nombre d'expériences menées dans ce chapitre mentionne que les degrés de libertés demeurent nombreux. A titre d'exemple :

- Concernant les longueurs d'onde du signal et de la pompe, elles ne sont pas fixes. Au contraire, elles sont ajustables sur la bande C de transmission et bien au-delà, pour une pompe Raman.
- De fibres limitées à quelques mètres, nous sommes passés à des fibres de plusieurs kilomètres, voir de plusieurs dizaines de kilomètres. De même, de fibres HNLF commerciales, nous sommes passés à l'utilisation de fibres *commerciales* employées dans les réseaux de transmission sur fibre optique. L'emploi de fibres de grandes longueurs a permis de diminuer très fortement les puissances des deux ondes contrapropagatives, qui sont maintenant compatibles avec des composants optiques pour les télécoms.
- La nature du signal n'affecte pas les performances de l'attracteur de polarisation, ce qui le rend capable de régénérer des signaux modulés en amplitude et codés de deux manières différentes.

Pour l'instant, nous avons régénéré en polarisation un signal à 10 Gb/s. Des débits supérieurs peuvent-ils être un inconvénient ? Nous pouvons penser que non. Le problème serait lié aux propriétés du signal pendant la propagation (le choix des paramètres serait encore plus limité). En soi, l'attracteur de polarisation se présente comme une fonction de régénération tout-optique. Par ailleurs, il n'est pas rare de voir un système composé de plusieurs fonctions de régénération. L'objet de notre prochain chapitre sera de démontrer la double régénération simultanée de l'état de polarisation et du profil d'intensité d'un signal à 40 Gb/s dans un unique segment de fibre.

Chapitre 4

Régénération en intensité et en polarisation d'un signal codé à 40 Gb/s de type RZ

Dans un système de communication optique, il existe deux types de dégradations : D'une part, les dégradations déterministes engendrées, par exemple par la dispersion chromatique et la dispersion modale de polarisation, qui peuvent être en principe atténuées par des systèmes optoélectroniques insérés le long de la ligne de transmission. D'autre part, les détériorations stochastiques qui peuvent être engendrées par le bruit résiduel issu des amplificateurs en ligne et le phénomène d'interférence entre symbole (ISI) et qui ne peuvent être atténués de la même façon. Tous ces phénomènes conduisent à la nécessité de régénérer le signal optique. Il existe trois niveaux de régénération : le premier niveau, noté 1R, consiste à réamplifier le signal optique le long de la ligne de la transmission au moyen d'amplificateurs fibrés dopés Erbium ou lasers Raman. Le deuxième niveau, noté 2R, consiste à le réamplifier et à remettre en forme son profil temporel. Le troisième niveau, noté 3R, consiste à le réamplifier, remettre en forme son profil temporel des impulsions et à le resynchroniser.

Selon le débit à régénérer, l'approche est différente. En effet, elle peut être électrique, opto-électronique ou tout-optique. Depuis plusieurs années, de nombreux régénérateurs ont été conçus à partir d'effets non linéaires dans les fibres tels que l'auto-modulation de phase, la modulation de phase croisée ou encore la diffusion Raman stimulée. Par exemple, la régénération par modulation de phase croisée peut être utilisée pour réduire le bruit, la récupération d'horloge, la conversion de longueur d'onde, elle nécessite l'emploi d'une deuxième onde.

L'idée, ici, est d'associer l'attracteur de polarisation avec le régénérateur de Mamyshev. Ce dispositif tout-optique permet de diminuer le bruit dans les '0' et les fluctuations d'intensité dans les '1' d'un flux de données optiques RZ de type OOK. Les caractéristiques optiques de la fibre utilisée nous permettent d'exploiter l'effet d'auto-modulation de phase, et ainsi de remettre en forme le profil temporel des impulsions, et de supprimer le bruit accumulé lors de la propagation dans la fibre. Ce processus de double régénération tout-optique nous permet d'un côté de régénérer en intensité le signal optique et de lui imposer un état de polarisation unique à celui-ci, en sortie.

Dans ce chapitre, nous aborderons les cinq points suivants : La présentation du régénérateur de Mamyshev, suivie de quelques résultats expérimentaux qui mettent en évidence la grande flexibilité de ce dispositif. La fonction de transfert de ce régénérateur, véritable empreinte de ce dispositif. L'impact des valeurs des différents éléments sur son efficacité. Puis une dernière partie consacrée au montage expérimental et aux résultats expérimentaux.

1. Le régénérateur de Mamyshev

1.1. Principe

En 1998, P. V. Mamyshev a proposé une technique de régénération tout-optique simple d'un flux de données optiques au format retour-à-zéro (RZ) qui supprime le bruit dans les '0' et les fluctuations d'amplitude dans les '1' [73]. Le schéma du régénérateur est présenté sur la Figure 4.1. Il se compose d'un amplificateur fibré dopé Erbium (EDFA), d'une fibre non linéaire et d'un filtre optique passe bande (OBPF) dont la fréquence centrale ω_f est décalée de $\Delta\omega_{shift}$ par rapport à la fréquence centrale de l'onde porteuse ω_0 .

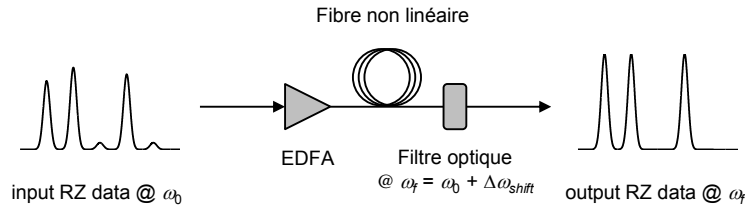


Figure 4.1 – Schéma du régénérateur de Mamyshev.

Cette technique de régénération tout-optique est basée sur l'effet d'auto-modulation de phase (SPM) dans une fibre non linéaire [74].

Pour expliquer le principe de la régénération, nous considérons un flux de données optiques au format RZ composé d'impulsions de largeur spectrale $\Delta\omega_0$. Dans une fibre à dispersion normale, l'effet Kerr provoque, à travers l'effet d'auto-modulation de phase, un élargissement du spectre initial des impulsions composant le flux de données optiques, lequel est proportionnel à leurs puissances crêtes initiales. En sortie de la fibre, l'élargissement spectral d'une impulsion est donné par :

$$\Delta\omega_{SPM} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\omega_0 n_2 P^{in} L, \quad (4.1)$$

où P^{in} est la puissance initiale de l'impulsion (laquelle peut varier pour les différentes impulsions), n_2 est l'indice de réfraction non linéaire, λ est la longueur d'onde et L est la longueur de la fibre. Après la fibre, le spectre élargi traverse un filtre optique dont la fréquence centrale ω_f est décalée de $\Delta\omega_{shift}$ par rapport à la fréquence centrale de l'onde porteuse ω_0 . Il existe alors deux cas.

Premier cas : Les impulsions '0' de faibles puissances (appelées impulsions fantômes) n'induisent pratiquement pas d'effet d'auto-modulation de phase, c'est-à-dire

$$\frac{\Delta\omega_{SPM}}{2} \ll \Delta\omega_{shift}, \quad (4.2)$$

alors elles sont rejetées par le filtre optique.

Deuxième cas : Lorsque la puissance crête des impulsions '1' est suffisante, c'est-à-dire

$$\frac{\Delta\omega_{SPM}}{2} \geq \Delta\omega_{shift}, \quad (4.3)$$

alors une partie du spectre élargi par effet d'auto-modulation de phase traverse le filtre optique. La largeur spectrale des impulsions régénérées est alors égale à la largeur spectrale du filtre optique, qui peut être égale, voire inférieure ou supérieure à la largeur spectrale initiale $\Delta\omega_0$.

Cette technique de régénération provoque une conversion de la longueur d'onde de l'onde porteuse. Dans ce cas, le régénérateur de Mamyshev est comparable à un convertisseur tout-optique de longueur d'onde (AOWC). Pour éviter cela, P. V. Mamyshev a proposé de combiner deux régénérateurs

identiques, mais de décalage fréquentiel opposé. Cette configuration est alors appelée configuration 'double-étage', contrairement à la configuration 'simple-étage' où la conversion de la longueur d'onde de l'onde porteuse ne peut être évitée.

Le régénérateur de Mamyshev est une porte optique non linéaire (NLOG, *nonlinear optical gate*), caractérisée par une fonction de transfert qui décrit l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance initiale. Cette fonction de transfert est l'empreinte du régénérateur qui correspond à la réponse du dispositif pour une puissance initiale.

1.2. Première démonstration expérimentale

Pour démontrer l'efficacité de son régénérateur, P. V. Mamyshev a régénéré un flux de données optiques cadencé à 10 Gb/s.

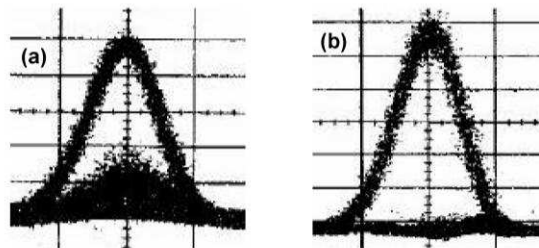


Figure 4.2 – Diagramme de l'œil (a) avant et (b) après le régénérateur tout-optique (d'après [73]).

Le régénérateur utilisé était composé d'une fibre à dispersion décalée non-nulle (NZ-DSF) de 8 km de long dont le coefficient non linéaire et la dispersion chromatique étaient respectivement de, $2.3 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et $-2 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$, à 1550 nm. La puissance moyenne à l'entrée de la fibre était de 90 mW. Le filtre optique avait une largeur spectrale de 29 GHz, et la fréquence centrale était décalée de 100 GHz par rapport à la fréquence centrale de l'onde porteuse. La figure 4.2, issue de la référence [73], montre l'efficacité du régénérateur. A l'entrée de celui-ci, le diagramme de l'œil est partiellement fermé à cause de la présence d'impulsions fantômes au niveau des '0' et à la sortie, la dépendance entre la puissance crête initiale des impulsions, l'élargissement spectral et la position du filtre optique a permis de supprimer le bruit dans les '0' et de réduire les fluctuations d'intensité dans les '1'.

Le temps de réponse de l'effet Kerr étant quasi-nul, cette technique de régénération peut être utilisée pour régénérer des flux de données optiques au format RZ cadencés à des débits supérieurs à 10 Gb/s. De plus, elle ne nécessite pas d'onde pompe contrairement à la technique de régénération tout-optique basée sur le mélange à quatre ondes où une condition d'accord de phase est nécessaire.

2. Etat de l'art

Dans ce paragraphe, nous présentons quelques résultats expérimentaux dans lesquels l'efficacité du régénérateur de Mamyshev est démontrée soit par une amélioration du taux d'extinction du signal optique, soit par une amélioration de la sensibilité sur le récepteur.

En 2002, Raybon et *al.* ont démontré la transmission sans erreur d'un signal pseudo-linéaire RZ cadencé à 40 Gb/s sur un million de kilomètres en combinant une modulation synchrone (afin de réduire la gigue temporelle) et un régénérateur 'double-étage' dans une boucle de recirculation de 400 km [75]. La figure 4.3, issue de la référence [75], montre l'évolution du taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision variable.

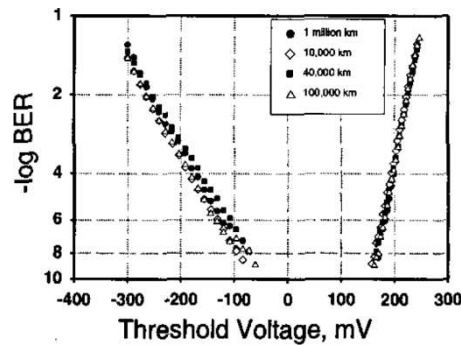


Figure 4.3 – Evolution du taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision variable après 10000 km (losanges blancs), 40000 km (carrés noirs), 100000 km (triangles blancs) et 1000000 km (cercles noirs) (d'après [75])

Les auteurs ont démontré que le taux d'erreur binaire restait inférieur à 10^{-8} sur une certaine plage du seuil de décision variable et ce, quelle que soit la longueur de transmission. Par la suite, le régénérateur de Mamyshev a été employé à de nombreuses reprises comme simple régénérateur ou convertisseur de longueur d'onde dans des dispositifs de régénération 3R à des débits supérieurs à 40 Gb/s [76] [77] [78].

Au cours de la dernière décennie, plusieurs groupes de recherche ont rapporté également la conception de régénérateur en employant des fibres hautement non linéaires (HNL) [79] ou des fibres microstructurées air/silice (MAS) [80].

Précédemment, nous avons vu que cette technique de régénération provoquait une conversion de la longueur d'onde de l'onde porteuse. Au lieu d'utiliser une configuration 'double-étage', M. Matsumoto a proposé une configuration bidirectionnelle pour régénérer un flux de données optiques au format RZ cadencé à 10 Gb/s en employant une fibre HNL en silice [81]. La figure 4.4 montre le schéma du régénérateur 'double-étage' dans une configuration bidirectionnelle.

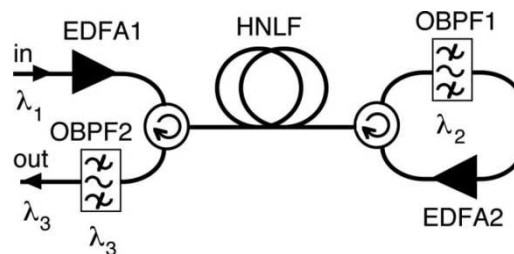


Figure 4.4 – Schéma du régénérateur 'double-étage' dans une configuration bidirectionnelle (d'après [81]).

La configuration bidirectionnelle évite d'utiliser deux fibres non linéaires et deux filtres optiques de décalage fréquentiel opposés pour revenir à la longueur d'onde initiale de l'onde porteuse. Mais l'emploi de deux ou plusieurs régénérateurs permet notamment d'améliorer le taux d'extinction de sortie du signal optique (qui correspond au rapport des puissances crêtes des '1' sur les '0'), comme le montre la figure 4.5.

A l'entrée du régénérateur, le diagramme de l'œil est partiellement fermé en raison de la présence d'énergie au niveau des '0' et le taux d'extinction initial du signal optique est de 2.5 dB [Figure 4.5(a)]. Après le premier étage (c'est-à-dire après le filtre optique 1), une partie de l'énergie contenue dans les '0' est supprimée et le taux d'extinction est alors de 6 dB. Après le deuxième étage (c'est-à-dire après le filtre optique 2), le diagramme de l'œil est complètement ouvert car l'énergie contenue dans les '0' est fortement diminuée. Le taux d'extinction de sortie du signal optique est alors de 16 dB.

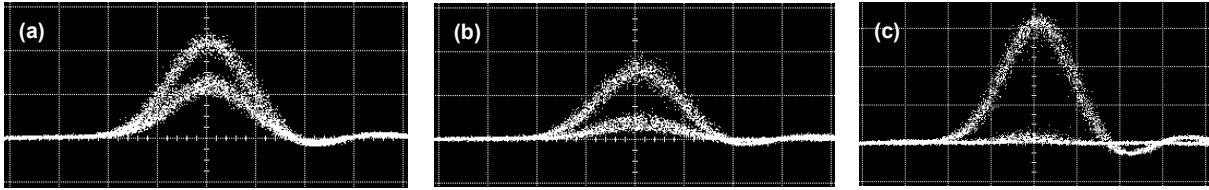


Figure 4.5 – Diagrammes de l'œil du signal cadencé à 10 Gb/s (a) à l'entrée du régénérateur, (b) après le premier étage et (c) après le deuxième étage du régénérateur (5 ps/div) (d'après [81]).

Toujours en employant la configuration bidirectionnelle, Provost et *al.* ont régénéré deux canaux cadencés à 10 Gb/s et espacés de 5 nm [82]. Par la suite, ils ont également démontré la régénération de quatre canaux cadencés à 10 Gb/s, espacés de 5 nm et multiplexés en polarisation dans une fibre hautement non linéaire à maintien de polarisation. A chaque fois, les résultats ont montré une absence ou une légère pénalité sur chaque canal [83].

En résumé, de nombreux régénérateurs de Mamyshev ont été conçus en utilisant des fibres HNLF en silice [79], en verre de chalcogénure [84], en oxyde de bismuth [85] ou des fibres MAS [80]. Les caractéristiques optiques de ces fibres étaient extrêmement diverses avec des coefficients non linéaires allant de 2 à 1200 W⁻¹.km⁻¹ et des dispersions chromatiques comprises entre -0.5 et -500 ps/(nm.km). Les régénérateurs conçus avec des fibres en verre de chalcogénure [84] ou en oxyde de bismuth [85] offrent la possibilité d'utiliser ces matériaux pour des opérations de régénération tout-optique car les puissances crêtes initiales sont beaucoup plus faibles en raison de forts coefficients non linéaires.

Si l'efficacité du régénérateur de Mamyshev peut être démontrée, par exemple, en visualisant le diagramme de l'œil du signal à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage optique, il est également possible de connaître exactement les caractéristiques du régénérateur de Mamyshev en étudiant l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance initiale.

3. Etude des fonctions de transfert

Comme tout régénérateur tout-optique, le régénérateur de Mamyshev est également caractérisé par une fonction de transfert qui décrit l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance initiale. Dans les articles cités précédemment, nous avons vu que la fonction de transfert obtenue expérimentalement ou numériquement dépend des différents paramètres du régénérateur, que nous présentons ci-après.

3.1. Paramètres du régénérateur

Considérons un flux de données optiques au format RZ composé d'impulsions caractérisées par une largeur temporelle à 1/e T_0 et une puissance moyenne initiale P_1^{in} . Nous désignons par δ_1^{in} , la variation relative de la puissance moyenne initiale autour de P_1^{in} (exprimée en %). L'énergie contenue dans les '0' est caractérisée par une puissance moyenne initiale P_0^{in} .

Le régénérateur de Mamyshev est, quant à lui, composé d'une fibre non linéaire de longueur L , de coefficient non linéaire γ , de dispersion chromatique D , de pertes α et d'un filtre optique décalé de ΔF par rapport à la fréquence centrale de l'onde porteuse et de largeur spectrale F_0 (avec $F_0 = 1/2\pi T_0$).

A la sortie du régénérateur, les impulsions régénérées composant le flux de données optiques au format RZ sont caractérisées par une puissance de sortie P_1^{out} . Nous désignons par δ_1^{out} , la variation relative de la puissance de sortie pour des puissances initiales variant sur un intervalle de x % autour de P_1^{in} . L'énergie contenue dans les '0' est caractérisée par une puissance de sortie P_0^{out} .

Le taux d'extinction est défini, à l'entrée (ER_{in}) et à la sortie (ER_{out}), comme suit :

$$ER_{in} = \frac{P_{in}^1}{P_{in}^0}, \quad ER_{out} = \frac{P_{out}^1}{P_{out}^0}. \quad (4.4)$$

Le calcul du rapport $\delta_1^{out}/\delta_1^{in}$ permet d'évaluer la capacité du régénérateur à diminuer les fluctuations d'intensité dans les '1'. La puissance de sortie est définie comme

$$P_{out} = P_{in} \cdot T(P_{in}), \quad (4.5)$$

où T est le coefficient de transmission. Par conséquent, si le coefficient de transmission T est nul ou petit pour de faibles puissances moyennes initiales, plus l'énergie contenue dans les '0' sera diminuée ou supprimée.

3.2. Fonction de transfert idéale

Dans le cas d'un régénérateur idéal, la fonction de transfert résultante serait alors la fonction saut, aussi appelée fonction de Heaviside, qui est représentée sur la figure 4.6. A l'entrée du régénérateur, le diagramme de l'œil du signal montre la présence d'énergie dans les '0' et d'importantes fluctuations d'intensité dans les '1'.

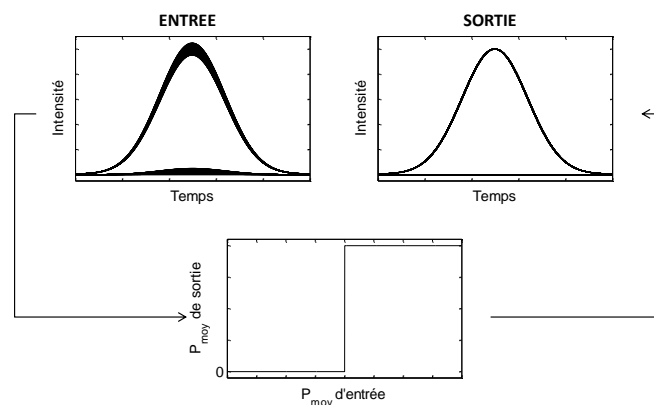


Figure 4.6 – Diagrammes de l'œil du signal à l'entrée et à la sortie du régénérateur pour un régénérateur idéal.

Avec une telle fonction de transfert, seules les impulsions possédant une puissance égale ou supérieure à une puissance seuil traversent le filtre décalé. A la sortie du régénérateur, l'énergie contenue dans les '0' est supprimée (T est nul sur une large gamme de puissance initiale) et les impulsions régénérées ont la même amplitude. Par conséquent, le taux d'extinction de sortie du signal est alors infini et le rapport $\delta_1^{out}/\delta_1^{in}$ nul. Mais cette forme de fonction de transfert, typique d'un dispositif 'tout-ou-rien' est rarement obtenue en pratique.

3.3. Fonction de transfert réelle

Les fonctions de transfert, obtenues expérimentalement ou numériquement, sont généralement approximées par les fonctions sigmoïde ou tangente hyperbolique.

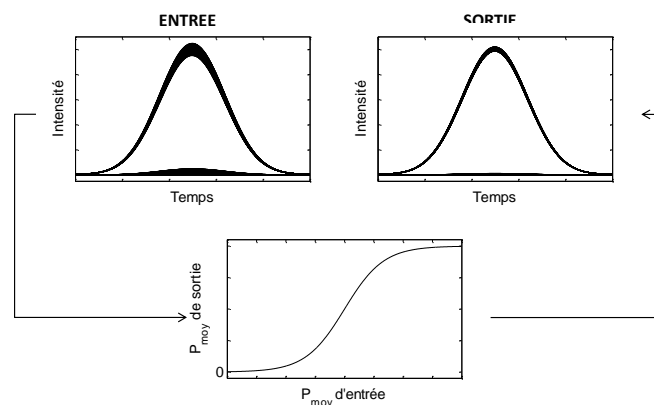


Figure 4.7 – Diagrammes de l'œil du signal à l'entrée et à la sortie du régénérateur pour un régénérateur réel.

Une telle fonction de transfert est caractérisée par la présence de deux zones plates. Dans la première zone correspondante à de faibles puissances moyennes initiales P^{in} , T est très faible ce qui permet de diminuer l'énergie contenue dans les '0' et dans la deuxième, la variation de la puissance de sortie (δ_1^{out}) pour des puissances moyennes initiales variant sur un intervalle de x % autour de P_1^{in} , est la plus faible possible. Il en résulte que le taux d'extinction de sortie du signal est alors fini et le rapport $\delta_1^{out}/\delta_1^{in}$ tend vers zéro.

La plupart des fonctions de transfert des articles cités dans le paragraphe précédent ont cette forme.

Dans le paragraphe 2, nous avons vu que l'emploi de deux ou plusieurs régénérateurs permettait également d'améliorer le taux d'extinction de sortie du signal optique. Etudions maintenant l'influence du nombre de régénérateurs sur la forme de la fonction de transfert.

3.4. Influence du nombre de régénérateur sur la forme de la fonction de transfert

La figure 4.8, issue de la référence [86], montre l'évolution de l'énergie de sortie d'une impulsion en fonction de l'énergie initiale, après un régénérateur (courbe en points-pointillés), 2 régénérateurs (courbe en trait pointillé) et 5 régénérateurs (courbe en trait plein). L'impulsion, une gaussienne de 6 ps de durée temporelle, est injectée dans une fibre HNLF de 3 km de long dont le coefficient non linéaire, la dispersion chromatique et la longueur sont respectivement de, $16.2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et $-0.5 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$. Le décalage fréquentiel et la largeur spectrale du filtre sont respectivement, de 73 GHz et $\pm 250 \text{ GHz}$. Entre chaque régénérateur, l'impulsion est réamplifiée avec le même gain.

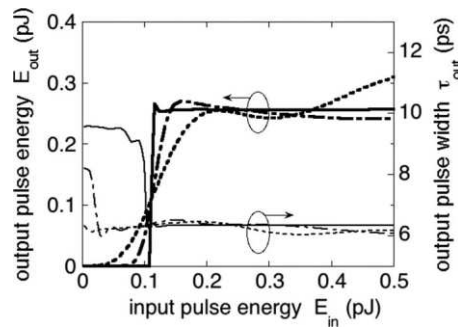


Figure 4.8 – Evolution de l'énergie de sortie d'une impulsion gaussienne après 1 régénérateur (courbe en pointillés), 2 régénérateurs (courbe en trait pointillés), et 5 régénérateurs (courbe solide) (d'après [86]).

Plus il y a de régénérateurs, plus la fonction de transfert 'globale' tend vers la fonction de Heaviside. Cela signifie qu'obtenir une fonction de transfert de type Heaviside est impossible à partir d'un seul et unique régénérateur.

La fonction de transfert d'un régénérateur de Mamyshev doit posséder deux zones plates, l'une pour diminuer l'énergie contenue dans les '0' et l'autre pour diminuer les fluctuations d'intensité dans les '1'. Afin de faciliter la conception de ce type de régénérateurs, des groupes de recherche ont analysé le système en élaborant des règles de conception [87].

3.5. Règles de conception

La première règle de conception a été proposée par Her et *al.* en 2001 [79]. Les auteurs ont défini la longueur de fibre pour obtenir un élargissement spectral optimal comme suit :

$$L \cong 2.4 \frac{L_D}{N}, \quad (4.6)$$

où L_D est la longueur de dispersion et N est l'ordre du soliton. Mais cette relation est uniquement valable pour une impulsion sécante hyperbolique et les auteurs n'ont pas tenu compte de la position du filtre optique.

En 2007, Provost et *al.* ont montré que la forme de la fonction de transfert dépendait de tous les paramètres du régénérateur [88] [89]. Selon les valeurs des paramètres, il existe des fonctions de transfert de type A où l'évolution de la puissance de sortie est non monotone [cf. Figure 4.9(a)], de type B où l'évolution de la puissance de sortie est constante sur une certaine plage de puissances initiales [cf. Figure 4.9(b)] et de type C où l'évolution de la puissance de sortie est monotone [cf. Figure 4.9(c)]. Nous constatons que seule la fonction de transfert de type B possède deux zones plates qui permettent de diminuer le bruit dans les '0' et les fluctuations d'intensité dans les '1'.

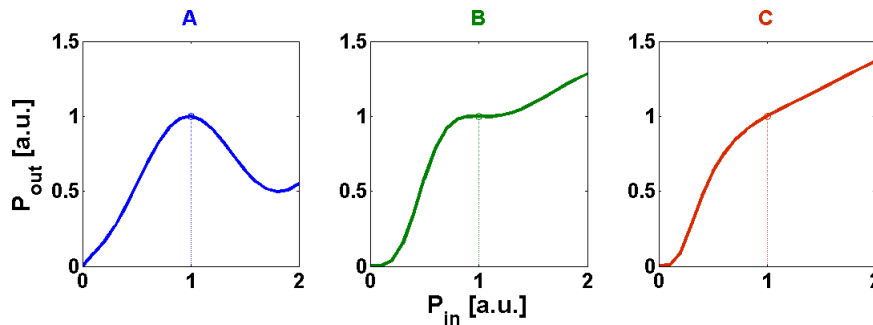


Figure 4.9 – Illustration de l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée : (a) évolution non monotone, (b) évolution constante sur une plage de puissance d'entrée et (c) évolution monotone (d'après [88]).

Afin de faciliter la conception de régénérateur de Mamyshev de type B, les auteurs ont établi deux relations qui relient tous les paramètres du régénérateur :

$$\frac{L}{L_D} = \sqrt{\frac{0,382}{N}}, \quad (4.7)$$

et

$$\frac{\Delta F}{F_0} \approx 0,71N - 2,13. \quad (4.8)$$

Ces relations ne sont valables que pour une impulsion gaussienne et ne tiennent pas compte des effets dispersifs d'ordres supérieurs et des pertes de la fibre. A partir de nombreuses simulations numériques, les auteurs ont pu établir une carte multidimensionnelle pour laquelle il est possible de déterminer les paramètres optimums pour obtenir une fonction de transfert de type B avec un taux d'extinction de sortie fini (Figure 4.10).

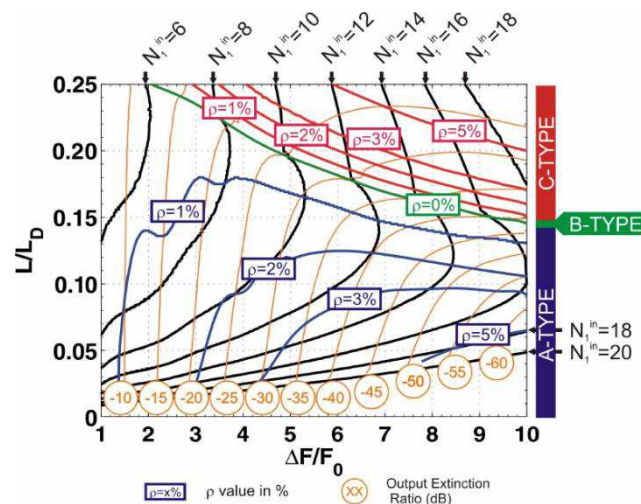


Figure 4.10 – Diagramme dans l'espace $L/L_D - \Delta F/F_0$ (d'après [88]).

Lorsque nous voulons concevoir un régénérateur, il existe une relation entre la longueur de fibre normalisée L/L_D (valeur en ordonnée du graphique), l'ordre soliton N et le décalage du filtre normalisé

$\Delta F/F_0$ (valeur en abscisse du graphique). En fixant un taux d'extinction de sortie (courbes oranges), il existe une valeur de l'ordre de soliton N (courbes noires) et un couple $(L/L_D, \Delta F/F_0)$ pour lesquels le régénérateur fonctionne. Dans le prochain paragraphe, nous créerons un régénérateur de type B à partir de la carte ci-dessus et étudierons les variations d'un des paramètres sur la fonction de transfert.

4. Influence des paramètres du régénérateur

Précédemment, nous avons vu que la forme de la fonction de transfert dépendait des paramètres du régénérateur. A l'aide des règles de conception indiquées ci-dessus, nous allons tout d'abord concevoir un régénérateur de type B capable de régénérer un flux de données optiques au format RZ à 33 % cadencé à 40 Gb/s et émis à la longueur d'onde de 1550 nm. De plus, le taux d'extinction de sortie doit être de 25 dB et nous étudierons l'influence des paramètres du régénérateur sur la forme de la fonction de transfert.

Les impulsions composant le flux de données optiques au format RZ étant gaussiennes, la durée à mi-hauteur des impulsions est de 8.25 ps, soit une durée à $1/e$ de 4.95 ps. Le coefficient non linéaire et la dispersion de la fibre non linéaire sont respectivement de $2.6 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et $-0.65 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$. Nous supposons que les pertes de la fibre sont négligeables.

D'après la figure 4.10, pour obtenir un tel taux d'extinction de sortie, il faut que N soit égal à 10, L soit égal à $0.2L_D$ et ΔF soit égal à $4.9F_0$. En utilisant les équations (4.7) et (4.8), nous pouvons calculer la puissance crête initiale des impulsions P_1^{IN} , la longueur de dispersion L_D et la largeur spectrale à $1/e$ du filtre optique. Les paramètres utilisés pour cette simulation sont donnés dans tableau 4.1.

Largeur temporelle	T_{FWHM}	8.25 ps
Puissance crête initiale	P_1^{IN}	1.3 W
Longueur	L	5.8 km
Coefficient non linéaire	γ	2.6 W-1.km-1
Dispersion	D	-0.65 ps/(nm.km)
Décalage spectral	ΔF	160 GHz
Largeur spectrale	F_{FWHM}	53.5 GHz

Tableau 4.1 – Paramètres du régénérateur.

La figure 4.11(a) montre l'évolution du spectre d'une impulsion gaussienne à la sortie de la fibre en fonction de la puissance crête initiale. Plus la puissance crête initiale est importante, plus l'élargissement spectral est grand. La figure 4.11(b) montre l'évolution de la puissance crête de sortie en fonction de la puissance crête initiale et pour divers décalages spectraux. En fonction de la position du filtre optique, la fonction de transfert peut être de type A, B ou C.

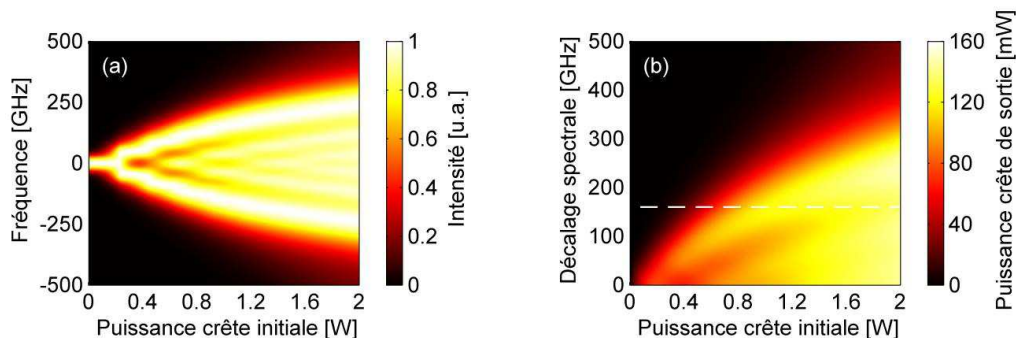


Figure 4.11 – (a) A la sortie de la fibre, évolution du spectre d'une impulsion gaussienne en fonction de la puissance crête initiale et, (b) Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance crête initiale et pour diverses valeurs de décalages spectraux.

Pour obtenir un régénérateur de type B, le filtre optique doit être décalé de 160 GHz par rapport à la fréquence de l'onde porteuse (symbolisé par la ligne en pointillée sur la figure 4.11(b)). La figure 4.12 montre la fonction de transfert résultante.

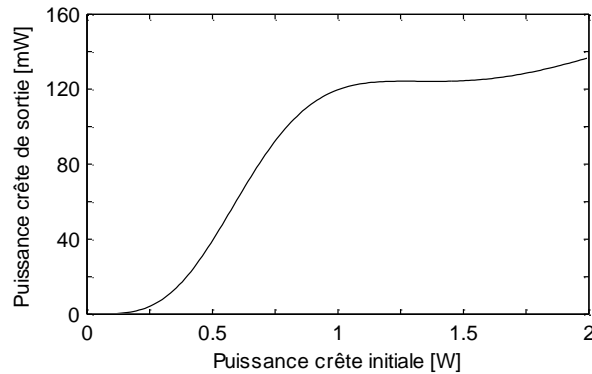


Figure 4.12 – Fonction de transfert du régénérateur.

Étudions maintenant l'influence des paramètres du régénérateur sur la forme de la fonction de transfert.

4.1. Influence de la largeur temporelle à mi-hauteur des impulsions

La figure 4.13 montre l'influence de la durée temporelle des impulsions sur la forme de la fonction de transfert.

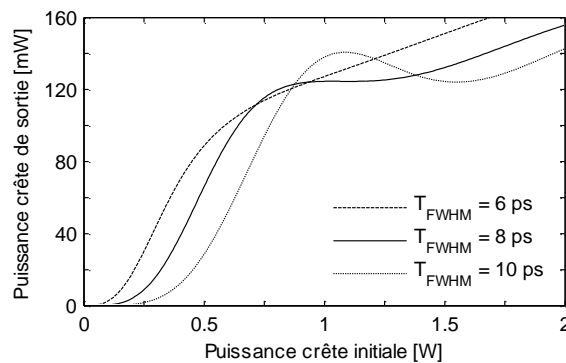


Figure 4.13 – Evolution de la puissance crête de sortie en fonction de la puissance crête initiale pour différentes durées temporelles T_{FWHM} .

Nous constatons que la durée temporelle des impulsions modifie la forme de la fonction de transfert. Une augmentation (diminution) de 20 % de la durée temporelle transforme un régénérateur de type B en type A(C).

4.2. Influence de la longueur de la fibre

La figure 4.14 montre l'influence de la longueur de la fibre sur la forme de la fonction de transfert.

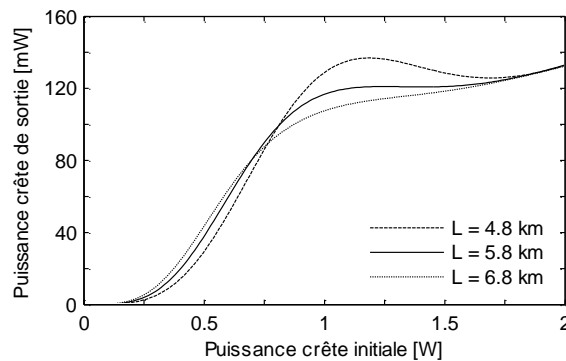


Figure 4.14 – Evolution de la puissance crête de sortie en fonction de la puissance crête initiale pour différentes longueurs de fibre.

Nous observons que la fonction de transfert est peu ou pas modifiée par la longueur de la fibre. Une augmentation (diminution) de 1 km transforme un régénérateur de type B en type C(A).

4.3. Influence du coefficient non linéaire

La figure 4.15 montre l'influence du coefficient non linéaire sur la forme de la fonction de transfert.

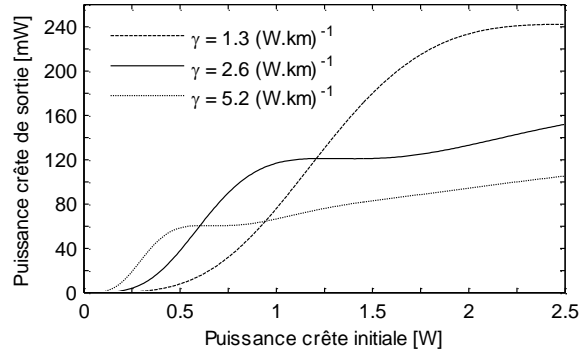


Figure 4.15 – Evolution de la puissance crête de sortie en fonction de la puissance crête initiale pour différentes valeurs de coefficient non linéaire.

Nous constatons ainsi que le coefficient non linéaire ne modifie pas la forme de la fonction de transfert. Ce qui change, c'est la puissance crête de sortie correspondant à la zone du plateau. Plus le coefficient non linéaire de la fibre est grand, plus la puissance crête initiale sera faible.

4.4. Influence de la dispersion chromatique

La figure 4.16 montre l'influence de la dispersion de la fibre sur la forme de la fonction de transfert.

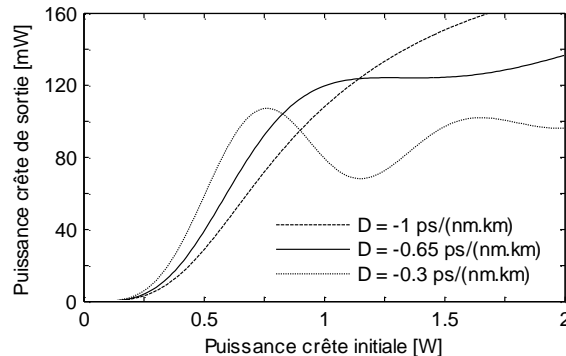


Figure 4.16 – Evolution de la puissance crête de sortie en fonction de la puissance crête initiale pour différentes valeurs de dispersion.

La variation de la dispersion est obtenue en modifiant la longueur d'onde du signal. Nous observons que la valeur dispersion modifie la forme de la fonction de transfert.

4.5. Influence du décalage spectral

La figure 4.17 montre l'influence du décalage spectral sur la forme de la fonction de transfert.

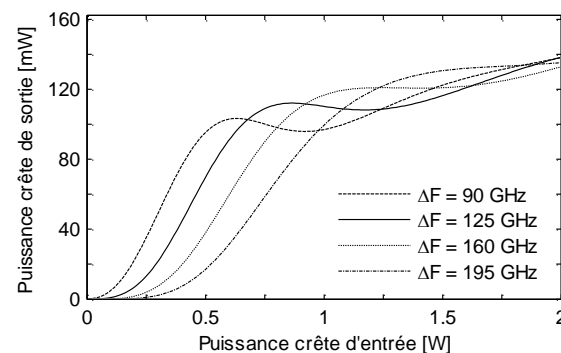


Figure 4.17 – Evolution de la puissance crête de sortie en fonction de la puissance crête initiale pour différents décalages spectraux du filtre optique.

Le décalage spectral modifie la forme de la fonction de transfert. Une diminution (augmentation) du décalage spectral par rapport à la valeur de référence transforme un régénérateur de type B en type A(C). De plus, il intervient sur la capacité du régénérateur à diminuer le bruit dans les '0'. Plus le filtre optique est décalé, plus le bruit dans les '0' sera diminué. Par contre, la puissance crête initiale pour atteindre le plateau sera plus importante.

4.6. Influence de la largeur spectrale du filtre

La figure 4.18 montre l'influence de la largeur spectrale du filtre sur la forme de la fonction de transfert.

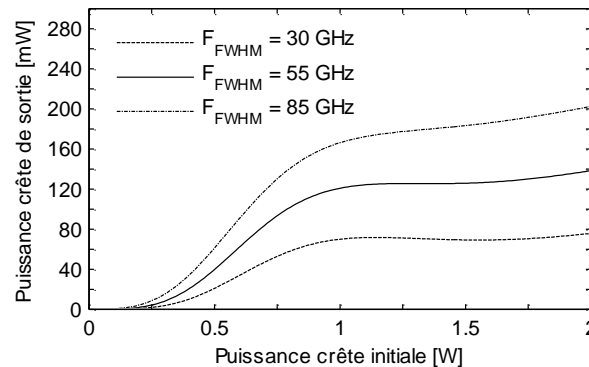


Figure 4.18 – Evolution de la puissance crête de sortie en fonction de la puissance crête initiale pour différentes largeurs spectrales du filtre.

Nous pouvons constater que la largeur spectrale du filtre modifie légèrement la forme de la fonction de transfert. Plus la largeur spectrale du filtre est grande, plus la puissance crête de sortie est élevée. Mais précisons que la largeur spectrale du filtre détermine la largeur spectrale de sortie des impulsions. Dans notre expérience, la largeur spectrale du filtre sera égale à la largeur spectrale initiale de l'impulsion.

En résumé, tous les paramètres à l'exception du coefficient non linéaire de la fibre modifient plus ou moins la forme de la fonction de transfert. Une connaissance précise des paramètres du régénérateur est donc requise pour permettre une diminution du bruit dans les '0' et une réduction du bruit dans les '1'.

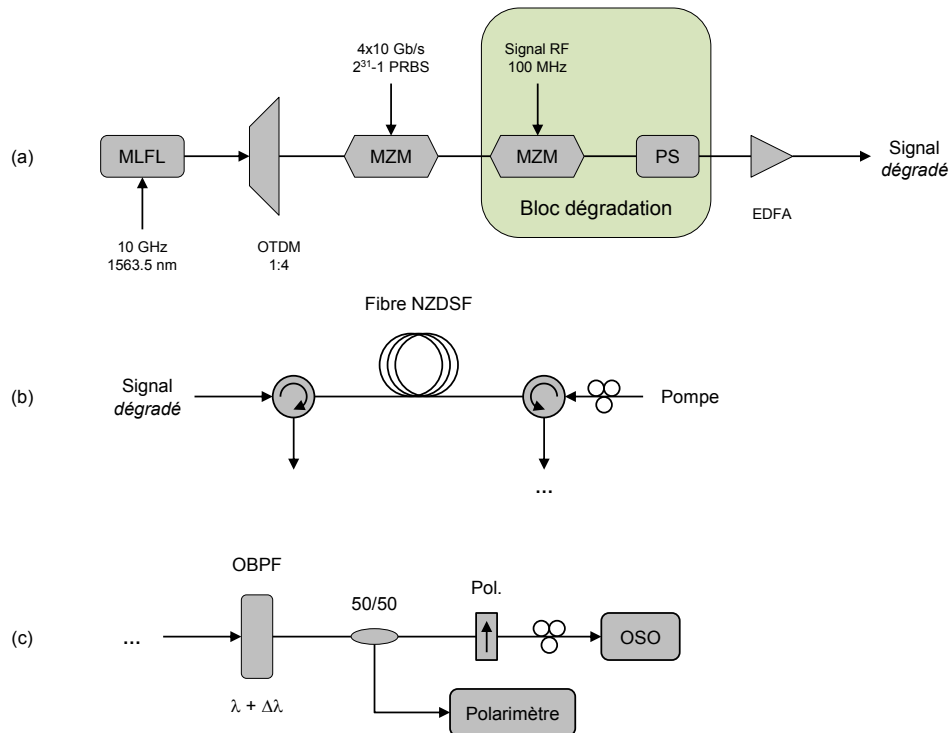


Figure 4.19 – Montage expérimental (a) émetteur 40 Gb/s (b) Attracteur de polarisation (c) régénérateur de Mamyshev et récepteur 40 Gb/s. MLFL : laser fibré à blocage de modes, OTDM : Multiplexeur optique dans le domaine temporel, MZM : Modulateur Mach-Zehnder, PS : brouilleur de polarisation, OBPF : filtre optique passe bande, OSO : oscilloscope à échantillonnage optique.

5. Montage expérimental

Le schéma du montage expérimental de l'émetteur (TX) est présenté sur la figure 4.19. L'onde signal consiste en un flux de données optiques au format RZ cadencé à 40 Gb/s obtenu à partir d'un laser fibré à blocage de modes (MLFL) générant, à la fréquence de 10 GHz et à la longueur d'onde de 1563.5 nm, des impulsions de 7.5 ps de durée totale à mi-hauteur. Le train d'impulsions à 40 GHz est obtenu à l'aide d'un multiplexeur temporel dans le domaine optique (OTDM) à deux étages. Il est modulé en intensité au moyen d'un modulateur Mach-Zehnder (MZM) avec 4 séquences binaires pseudo-aléatoires (PRBS) $2^{31}-1$ cadencé à 10 Gb/s.

La valeur du courant de bias du modulateur Mach-Zehnder est volontairement dégradée afin de détériorer le taux d'extinction initial du signal cadencé à 40 Gb/s et ainsi simuler la présence d'impulsions fantômes dans les '0'. Dans le but de créer une gigue d'amplitude artificielle dans les '1', nous insérons un deuxième modulateur Mach-Zehnder, alimenté par un signal sinusoïdal de fréquence 100 MHz. Un brouilleur de polarisation (PS) est également inséré afin d'introduire des fluctuations de polarisation aléatoires à la fréquence de quelques kHz et l'onde signal l'onde signal est amplifiée à l'aide d'un EDFA avant d'être injectée dans la fibre [cf. Figure 4.19(a)].

A l'autre extrémité de la fibre, l'onde pompe contrapropagative consiste en une onde polarisée partiellement incohérente dont la longueur d'onde centrale et la largeur spectrale sont respectivement de, 1545 nm et 150 GHz. Avant d'être injectée dans la fibre, elle est amplifiée à l'aide d'un EDFA et son état de polarisation est modifié au moyen d'un contrôleur de polarisation [cf. Figure 4.19(b)].

La fibre utilisée est une fibre NZ-DSF de 6.2 km de long dont le coefficient non linéaire, la dispersion, la pente de la dispersion et la dispersion modale de polarisation (PMD) sont respectivement de $1.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $-0.32 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$, $-0.07 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ et $0.05 \text{ ps} \cdot \text{km}^{-1/2}$, à 1563.5 nm. Les deux extrémités de la fibre sont reliées à des circulateurs optiques [Figure 4.19(b)].

Afin de restaurer le profil temporel des impulsions composant le flux de données optiques cadencé à 40 Gb/s, le spectre élargi par auto-modulation de phase est filtré à l'aide d'un filtre optique Gaussien de 58 GHz de largeur spectrale à mi-hauteur et décalé de 260 GHz par rapport à la fréquence centrale de l'onde porteuse. Au niveau du récepteur (RX), la polarisation de l'onde signal est observée sur la sphère de Poincaré. Détecté après un polariseur linéaire qui transforme les fluctuations de polarisation en variations d'intensité, le diagramme de l'œil du signal cadencé à 40 Gb/s est visualisé sur un oscilloscope à échantillonnage optique (OSO) de 500 GHz de bande passante [Figure 4.19(c)].

6. Résultats expérimentaux

6.1. Fonctions de transfert

6.1.1. Régénérateur de Mamyshev

Dans le paragraphe 3, nous avons vu que le régénérateur de Mamyshev était caractérisé par une fonction de transfert qui décrivait l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée. Maintenant, nous allons étudier l'évolution de la puissance crête de sortie du flux de données optiques cadencé à 40 Gb/s en fonction de la puissance crête d'entrée pour un ensemble de paramètres donné.

Pour faire varier la puissance crête initiale du signal, nous insérons un atténuateur optique variable (VAO) entre l'amplificateur 1 et le circulateur optique 1. Nous avons balayé une gamme de puissance crête initiale allant de 0 à 4 W et nous avons reporté l'évolution de la puissance crête de sortie en fonction de la puissance crête initiale sur la figure 4.20.

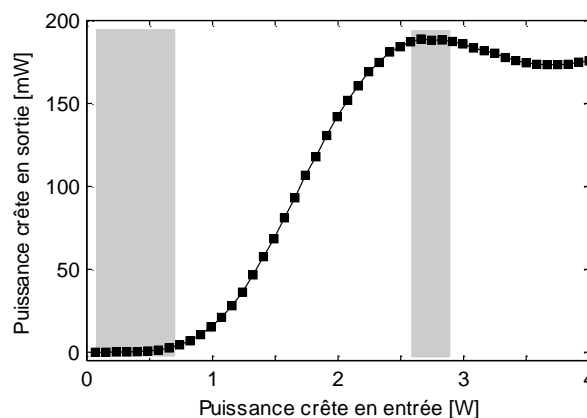


Figure 4.20 – Fonction de transfert expérimentale du régénérateur de Mamyshev : Evolution de la puissance crête de sortie du signal en fonction de la puissance crête en entrée du signal cadencé à 40 Gb/s.

D'un côté, nous constatons que les faibles puissances crêtes d'entrée ne sont pas transmises par le régénérateur, ce qui conduit à une diminution du bruit dans les '0'. De l'autre côté, nous remarquons la présence d'un plateau autour de 2.75 W de puissance crête d'entrée, soit une puissance moyenne d'entrée de 530 mW qui aboutit à une diminution de la gigue d'amplitude sur les '1'.

6.1.2. Régénérateur de polarisation

La puissance moyenne de l'onde signal étant fixée, nous allons étudier l'évolution du degré de polarisation de l'onde signal en fonction de la puissance de l'onde pompe correspondant à la fonction de transfert de l'attracteur de polarisation. Après avoir brouillé la polarisation de l'onde signal, nous enregistrons les paramètres de Stokes S_1 , S_2 et S_3 de 128 états de polarisation de l'onde signal pour calculer le degré de polarisation en utilisant la relation (3.2).

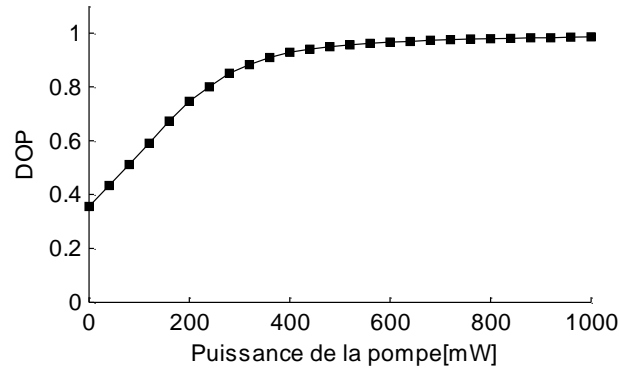


Figure 4.21 – Fonction de transfert du régénérateur de polarisation : Evolution du DOP de l'onde signal en fonction de la puissance de l'onde pompe. La puissance de l'onde signal est de 530 mW.

Nous pouvons voir que le degré de polarisation du signal, initialement faible à cause du brouillage de polarisation, augmente linéairement pour de faibles puissances de l'onde pompe et tend vers 1 au-delà de 700 mW de puissance de l'onde pompe. Pour une puissance de l'onde pompe de 1 W, le degré de polarisation maximal est atteint. A la sortie du régénérateur de polarisation, lorsque le degré de polarisation de l'onde signal est proche de 1, la polarisation de l'onde signal est stabilisée et indépendante de l'entrée. Afin d'optimiser le processus d'attraction de polarisation, la puissance de l'onde pompe est fixée à 1 W pour tout le reste de l'expérience.

Une fois les paramètres de l'expérience établis (puissances de l'onde signal et l'onde pompe), nous nous intéressons plus en détail aux étapes du processus de double régénération du signal cadencé à 40 Gb/s.

6.2. Diagrammes de l'œil et sphère de Poincaré

6.2.1. Régénérateur de Mamyshev

Dans cette partie, l'état de polarisation de l'onde signal est stable. A l'entrée du régénérateur de Mamyshev, nous constatons que les impulsions composant le flux de données optiques au format RZ ont un profil temporel asymétrique, et les dégradations engendrées par la modification de la valeur du courant de bias du modulateur et la présence du deuxième modulateur, entraînent la présence d'une quantité d'énergie importante dans les '0' et une forte gigue d'amplitude sur les '1' (Figure 4.22). A l'entrée du régénérateur, le taux d'extinction initial est de 11.2 dB.

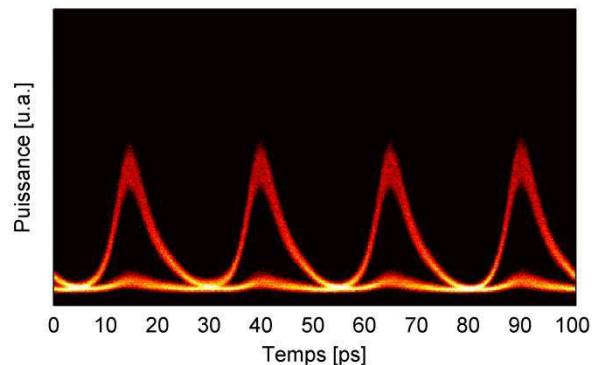


Figure 4.22 – Diagramme de l'œil du signal cadencé à 40 Gb/s à l'entrée du régénérateur.

Après propagation, le profil temporel des impulsions est de forme rectangulaire [Figure 4.23(a)]. Il est détérioré en raison de l'action conjointe des effets linéaires et non linéaires durant la propagation. Les impulsions subissent l'effet d'auto-modulation de phase, ce qui élargit le spectre et provoque un élargissement temporel à cause de l'effet de dispersion. Mais nous n'observons pas de recouvrement

des impulsions grâce à l'ensemble des paramètres choisis (largeur temporelle, longueur d'onde et puissance de l'onde signal).

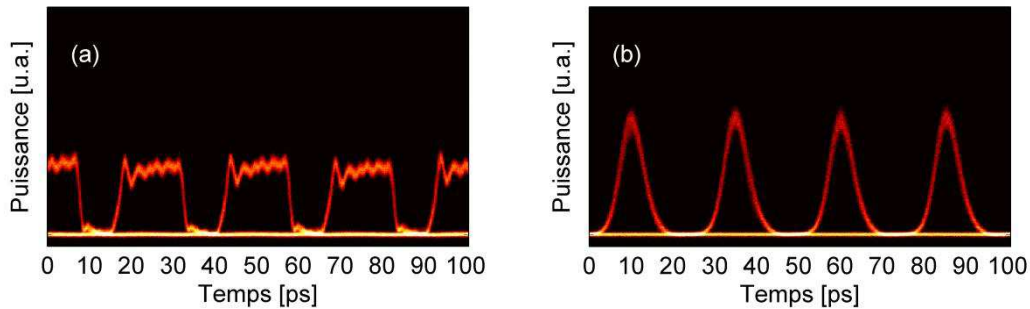


Figure 4.23 – Diagrammes de l'œil du signal cadencé à 40 Gb/s (a) après propagation dans la fibre NZ-DSF de 6.2 km, (b) à la sortie du régénérateur.

Seules les impulsions de forte puissance atteindront l'élargissement spectral nécessaire à la traversée du filtre optique Gaussien décalé de 260 GHz par rapport à la fréquence centrale de l'onde porteuse et de 53 GHz de largeur spectrale. A la sortie du régénérateur de Mamyshev, nous remarquons que le profil temporel est gaussien, mais aussi une diminution du bruit dans les '0' et des fluctuations d'intensité dans les '1' [Figure 4.23(b)]. A la sortie du régénérateur de Mamyshev, le taux d'extinction est de 27.2 dB.

6.2.2. Régénérateur de polarisation

Brouillons maintenant l'état de polarisation de l'onde signal. Entre le filtre optique gaussien et l'oscilloscope à échantillonnage optique, nous insérons un polariseur linéaire afin de transformer les fluctuations de polarisation en variations d'intensité. Notons qu'à la sortie du régénérateur et en l'absence de l'onde pompe, les points sont distribués sur l'ensemble de la sphère [Figure 4.24(a)] avec un degré de polarisation de l'onde signal faible. Au niveau temporel, les fluctuations de polarisation transformées en variations d'intensité conduisent à la complète fermeture du diagramme de l'œil [Figure 4.24(b)].

Lorsque l'onde pompe est injectée au sein de la fibre avec une puissance de 1 W, les points convergent spontanément vers une petite zone de la sphère de Poincaré [Figure 4.25(a)]. L'état de polarisation de l'onde pompe est alors stabilisé et le degré de polarisation de l'onde signal est proche de 1. Dans le domaine temporel, les variations d'intensité ont disparu suite à la stabilisation de l'état de polarisation de l'onde signal, d'où la complète ouverture du diagramme de l'œil. A la sortie du régénérateur, les impulsions composant le flux de données optiques ont le même état de polarisation [Figure 4.25(b)].

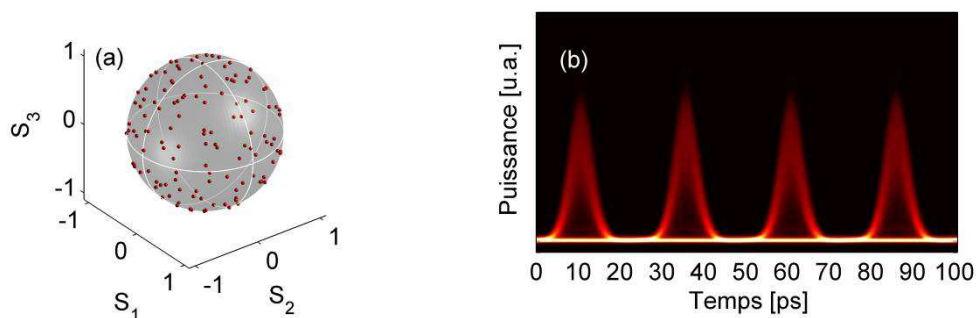


Figure 4.24 – en l'absence de l'onde pompe, (a) Etat de polarisation de l'onde signal (b) Diagramme de l'œil du signal cadencé à 40 Gb/s. La puissance de l'onde signal est 530 mW.

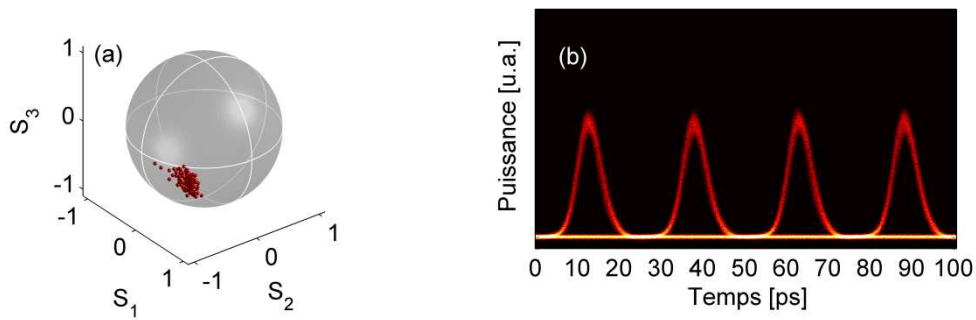


Figure 4.25 – en présence de l'onde pompe, (a) Etat de polarisation de l'onde signal (b) Diagramme de l'œil du signal cadencé à 40 Gb/s. La puissance de l'onde signal est de 530 mW et la puissance de l'onde pompe est de 1 W.

6.3. Mesures du taux d'erreur binaire

Pour finaliser notre étude, étudions l'évolution du taux d'erreur binaire du signal cadencé à 40 Gb/s en fonction de la puissance à l'entrée du récepteur pour les quatre canaux démultiplexés à 10 Gb/s. Pour cela, les données optiques sont détectées après le polariseur linéaire à l'aide d'une photodiode de 70 GHz de bande passante et démultiplexées électriquement à 10 Gb/s. Comme pour le paragraphe précédent, regardons l'évolution du taux d'erreur binaire dans le cadre de la régénération en intensité et en polarisation et intéresserons nous en particulier au canal 1.

6.3.1. Régénérateur de Mamyshev

Comme pour les chapitres précédents, nous commençons par l'étude de l'évolution du taux d'erreur binaire en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur pour la liaison optique '*back-to-back*', c'est-à-dire composée uniquement de l'émetteur et du récepteur. La figure 4.26(a) montre l'évolution du taux d'erreur binaire en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur pour la liaison optique '*back-to-back*' (courbe noire) et pour le signal dégradé en intensité (courbe rouge), pour le canal 1. Pour la liaison optique '*back-to-back*', une transmission sans erreur est obtenue pour une puissance de -25 dBm.

Lorsque la valeur du courant de bias du modulateur Mach-Zehnder est modifiée et avec la sur-modulation activée, nous observons une pénalité de 3 dB sur la sensibilité du récepteur, comme illustré par la courbe rouge sur la figure 4.26(a). A la sortie du régénérateur de Mamyshev et pour l'ensemble des paramètres choisis, le bruit dans les '0' et les fluctuations d'intensité dans les '1' sont diminués, ce qui se traduit par une nette amélioration du taux d'extinction du signal de sortie. La pénalité de 3 dB engendrée par les dégradations volontaires est supprimée, comme le montre la courbe verte sur la figure 4.26(b).

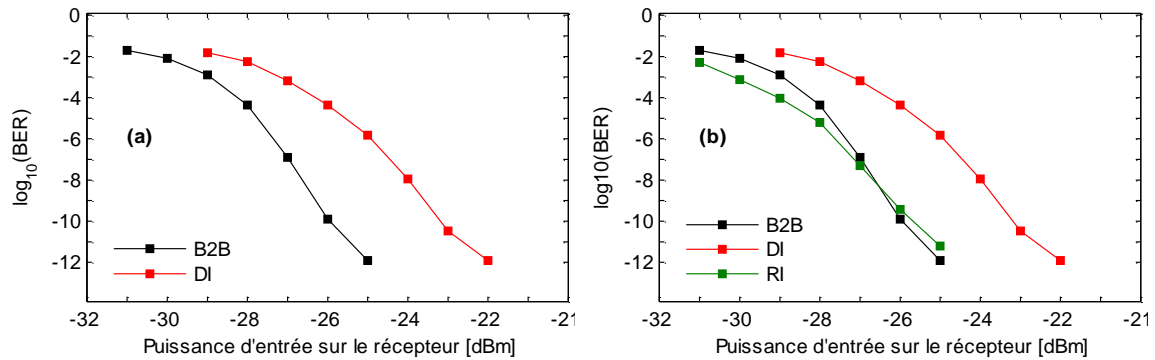


Figure 4.26 – (a) Evolution du taux d'erreur binaire du signal en fonction de la puissance à l'entrée du récepteur pour une transmission du type 'back-to-back' (courbe noire) et pour le signal dégradé en intensité (courbe rouge) en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur (b) Evolution du taux d'erreur binaire du signal en fonction de la puissance à l'entrée du récepteur pour une transmission du type 'back-to-back' (courbe noire), pour le signal dégradé en intensité (courbe rouge) et pour le signal régénéré en intensité (courbe verte) en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur.

6.3.2. Attracteur de polarisation

Nous activons le brouillage de la polarisation de l'onde signal. La figure 4.27 montre l'évolution du taux d'erreur binaire en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur pour le signal régénéré en intensité (carrés verts), brouillé en polarisation (cercles rouges) et régénéré en polarisation (cercles verts). Analysons si l'évolution du taux d'erreur binaire du signal régénéré en intensité est affectée par la présence de l'onde pompe contrapropagative.

Le brouillage de la polarisation de l'onde signal est activé ; en l'absence de l'onde pompe, les fluctuations de polarisation transformées en variations d'intensité provoquent la fermeture du diagramme de l'œil [cf. Figure 4.24], plus la perte de l'information transmise, le taux d'erreur binaire est alors limité à 10^{-4} .

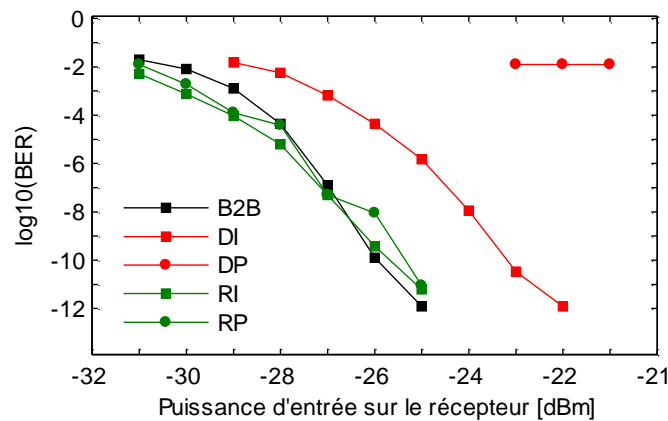


Figure 4.27 – Evolution du BER du signal en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur : 'back-to-back' (carré noir), 'back-to-back' dégradé en intensité (DI, carré rouge), après régénération en intensité (RI, carré vert), après régénération en intensité et brouillage de polarisation (DP, cercle rouge), après régénération en intensité en en polarisation (cercle vert).

En présence de l'onde pompe d'une puissance de 1 W, l'état de polarisation de l'onde signal est stabilisé, ce qui entraîne une disparition des variations d'intensité et une ouverture complète du diagramme de l'œil (cf. Figure 4.25). L'évolution du taux d'erreur binaire du signal régénéré en intensité et en polarisation en fonction de la puissance à l'entrée du récepteur est alors similaire à celui du signal régénéré en intensité, c'est-à-dire qu'il n'est pas affecté par la présence de l'onde pompe contrapropagative.

Nous avons effectué des expériences similaires pour les trois autres canaux et nous constatons que l'évolution des taux d'erreurs des autres canaux est similaire à celui du canal 1 [cf. Figure 4.28].

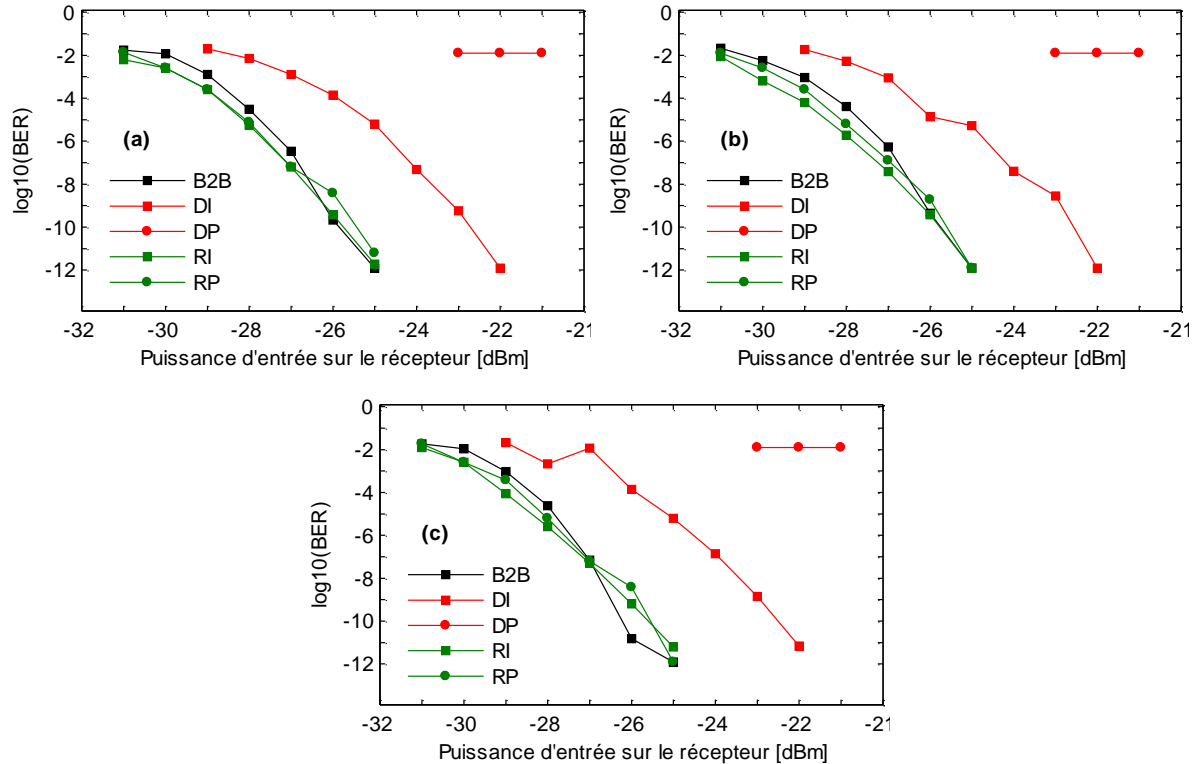


Figure 4.28 – Evolution du BER du signal en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur : (a) canal 2, (b) canal 3 et (c) canal 4.

7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons montré que l'attracteur de polarisation pouvait être associé à une autre fonction de régénération tout-optique, à savoir le régénérateur de Mamyshev. Pour un ensemble de paramètres donnés, il apparaît que la régénération en intensité et en polarisation d'un signal optique cadencé à 40 Gb/s se traduit par une diminution du bruit dans les '0' et les '1' et un état de polarisation fixe et stable en sortie du double régénérateur.

Cette expérience a mis en évidence le fait que l'attracteur de polarisation était transparent au débit.

A l'instar du régénérateur de Mamyshev, l'emploi de fibres hautement non linéaires en verres de chalcogénure ou de tellurite pourrait être fort intéressant. Leur fort coefficient non linéaire permettrait de diminuer les puissances initiales des deux ondes contrapropagatives.

Par ailleurs, l'idée de la configuration bidirectionnelle proposée par Matsumoto peut aider à envisager une nouvelle approche de l'attracteur de polarisation. Jusqu'à présent, nous devons gérer les paramètres des deux ondes contrapropagatives. Le concept de Matsumoto offre la possibilité de voir l'onde signal interagir avec sa réplique contrapropagative de puissance inférieure, égale ou supérieure à celle-ci. Thème de notre prochain chapitre.

Chapitre 5

Mise en œuvre d'un omnipolariseur aux longueurs d'onde télécom

Dans les deux chapitres précédents, nous avons démontré de façon expérimentale que l'attracteur de polarisation permettait de contrôler et de stabiliser l'état de polarisation d'une onde signal à l'aide d'une onde pompe à l'état de polarisation fixe. Dans le domaine optique, il existe des systèmes de régénération tout-optique où l'onde signal interagit avec elle-même, comme par exemple le miroir à boucle optique non linéaire [90]. Suivant ce cas précis, nous nous sommes intéressés à une nouvelle configuration de l'attracteur de polarisation, appelé *omnipolariseur*, où l'onde pompe est remplacée par la réplique contrapropagative de l'onde signal obtenue au moyen d'un système de réflexion *passif* ou *actif*. Pour chaque dispositif, nous procédons à la mise en œuvre d'une série de simulations numériques pour connaître l'état de polarisation de sortie de la lumière puis nous étudierons la possibilité de l'intégrer à un système de communication optique.

1. Mise en œuvre d'un omnipolariseur passif

1.1. Simulations numériques

Au moyen des équations gouvernant l'évolution des vecteurs de Stokes $\mathbf{S}^+ = (S_1^+, S_2^+, S_3^+)$ et $\mathbf{S}^- = (S_1^-, S_2^-, S_3^-)$ dans une fibre à biréfringence aléatoire, nous allons déterminer numériquement l'état de polarisation de sortie de l'onde signal [59]. Le système d'équations s'écrit

$$\partial_z \mathbf{S}^+ = \mathbf{S}^+ \times J_x \mathbf{S}^-, \quad (5.1)$$

$$\partial_z \mathbf{S}^- = \mathbf{S}^- \times J_x \mathbf{S}^+, \quad (5.2)$$

où $\xi = (ct + z)/2$, $\eta = (ct - z)/2$, $J_x = \gamma \cdot \text{diag}(8/9, 8/9, -8/9)$, où γ est le coefficient non linéaire.

La principale différence avec la méthode précédente réside dans les conditions aux bords. Auparavant, l'état de polarisation d'entrée des deux ondes contrapropagatives était fixe tandis que leurs puissances pouvaient être différentes. Maintenant, l'onde signal est toujours injectée au sein de la fibre avec un état de polarisation d'entrée fixe tandis qu'au niveau du dispositif de réflexion (c'est-à-dire en $z = L$), l'état de polarisation d'entrée de la réplique contrapropagative de l'onde signal est libre et sa puissance est proportionnelle à celle de l'onde signal, c'est-à-dire

$$\mathbf{S}^-(z = L, t) = \alpha \cdot \mathbf{S}^+(z = L, t), \quad (5.3)$$

où α est le coefficient de réflexion du dispositif de réflexion ($0 < \alpha < 1$).

Dorénavant, la réplique contrapropagative de l'onde signal correspond à l'onde pompe. Pour une puissance donnée de la réplique contrapropagative, le processus d'attraction de polarisation ne peut se développer ou se produire qu'à la condition que la longueur non linéaire (L_{NL}) associée à cette puissance soit inférieure à la longueur de la fibre L . Il est nécessaire de calculer tout d'abord la

puissance minimale la réplique contrapropagative afin que la longueur non linéaire associée à cette puissance soit égale à la longueur de la fibre. Définissons la puissance minimale, notée P_{\min} , comme

$$P_{\min} = \frac{1}{\gamma L}. \quad (5.4)$$

Les paramètres utilisés dans ces simulations numériques sont la longueur de la fibre isotrope égale à 200 m, le coefficient non linéaire de $20 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et la puissance initiale de l'onde signal égale à 1 W.

Connaissant les valeurs de γ et de L , la puissance minimale de la réplique contrapropagative de l'onde signal est de 250 mW. La figure 5.1 représente l'évolution de la polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de la valeur du coefficient de réflexion α .

- Lorsque $0 < \alpha < 0.25$, nous constatons que les points sont distribués sur l'ensemble de la sphère de Poincaré [Figure 5.1(a)-(b)]. En effet, le processus d'attraction de polarisation ne peut se développer car la longueur non linéaire associée à la puissance initiale de la réplique contrapropagative de l'onde signal est très supérieure à la longueur de la fibre.
- Lorsque $\alpha \geq 0.25$, le rapport L_{NL}/L est alors inférieur à 1 et nous observons que les points se regroupent autour des deux pôles de la sphère de Poincaré, qui représentent les deux états de polarisation circulaire orthogonaux. Notons également que la largeur de distribution des points autour des deux pôles est de plus en plus étroite lorsque la puissance des deux ondes contrapropagatives est identique ou *quasi*-identique [Figure 5.1(d)-(f)].

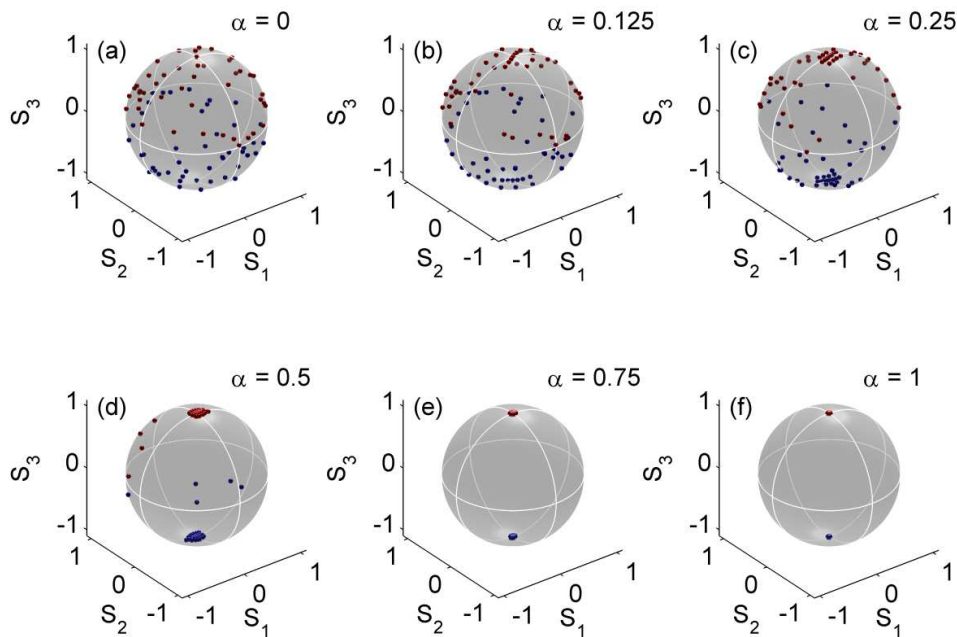


Figure 5.1 – Evolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de la valeur du coefficient de réflexion du miroir (a) $\alpha = 0$, (b) $\alpha = 0.125$, (c) $\alpha = 0.25$, (d) $\alpha = 0.5$, (e) $\alpha = 0.75$, (f) $\alpha = 1$. La puissance de l'onde signal est de 1 W.

Sur la figure 5.1, nous constatons aussi que les points rouges (bleus), situés dans l'hémisphère nord (sud) de la sphère de Poincaré, sont attirés vers le pôle nord (sud). Dans le chapitre 1, nous avons vu que les paramètres de Stokes pouvaient être reliés aux angles d'ellipticité et d'orientation, χ et ψ , par les relations suivantes [18]

$$S_1 = S_0 \cos 2\chi \cos 2\psi, \quad (5.5)$$

$$S_2 = S_0 \cos 2\chi \sin 2\psi, \quad (5.6)$$

$$S_3 = S_0 \sin 2\chi. \quad (5.7)$$

Sur la sphère de Poincaré, la position d'un point dans l'hémisphère nord ou sud dépend uniquement du signe de l'angle d'ellipticité χ ($-\pi/4 < \chi \leq \pi/4$). Lorsque χ est positif, S_3 l'est également, et n'importe quel point situé dans l'hémisphère nord de la sphère de Poincaré sera l'image d'un état de polarisation droit.

- Lorsque $\chi > 0$, les états de polarisation droits (représentés par des points rouges) sont attirés par une polarisation circulaire droite ;
- Lorsque $\chi < 0$, les états de polarisation gauches (représentés par des points bleus) sont attirés par une polarisation circulaire gauche.

Dans cette partie, les simulations numériques ont montré que pour un ensemble d'états de polarisation distribués aléatoirement sur la sphère de Poincaré et sous réserve du choix d'un coefficient non linéaire important, les états de polarisation de sortie de l'onde signal étaient toujours circulaires.

Contrairement à la configuration onde signal/onde pompe, il existe maintenant deux zones d'attraction. Si $S^+(0)$ est situé dans l'hémisphère nord, son état de polarisation sera alors attiré par une polarisation circulaire droite et réciproquement. De plus, dans la nouvelle version, l'état de polarisation de l'onde signal est indépendant de l'état de polarisation de l'onde pompe dans la nouvelle configuration.

1.2. Montage expérimental

La figure 5.2 présente le schéma du montage expérimental. L'onde signal consiste en une onde polarisée partiellement incohérente dont la longueur d'onde centrale et la largeur spectrale sont respectivement, 1550 nm et 150 GHz.

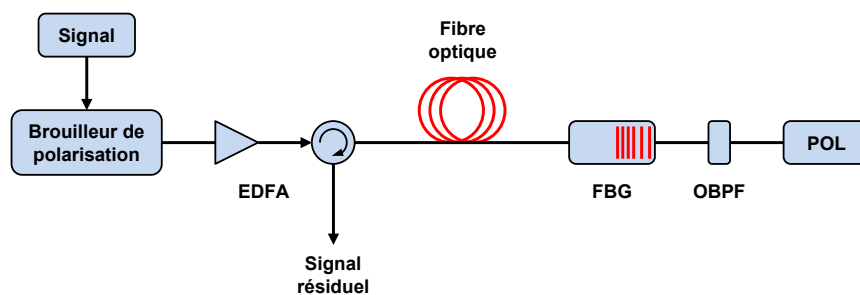


Figure 5.2 – Montage expérimental de l'omnipolariseur passif.

Un brouilleur de polarisation est inséré afin d'introduire des fluctuations de polarisation aléatoires à la fréquence de quelques kHz. Avant d'être injectée au sein de la fibre à l'aide d'un circulateur optique, l'onde signal est amplifiée au moyen d'un EDFA. La fibre utilisée est une fibre NZ-DSF de 5.3 km de long dont le coefficient non linéaire et la dispersion chromatique sont respectivement, $1.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et $-3.7 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$, à 1550 nm. L'autre extrémité de la fibre est reliée à un réseau de Bragg fibré (FBG) dont les caractéristiques sont données dans le tableau 5.1.

Longueur d'onde centrale	1550.026 nm
Largeur spectrale @ -3 dB	11.279 nm
Coefficient de réflexion	98.98 %

Tableau 5.1 – Caractéristique optiques du réseau de Bragg fibré (Source : TeraXion).

Après le FBG, l'émission spontanée amplifiée résiduelle est supprimée grâce à un OBPF et nous observons l'état de polarisation de sortie de l'onde signal est observé sur la sphère de Poincaré.

Dans les simulations numériques, la puissance initiale de l'onde signal était fixe et nous faisons varier la valeur du coefficient de réflexion du miroir α . Mais ici, ce n'est plus le cas car la valeur du coefficient de réflexion est fixe. De plus, la puissance de l'onde signal est diminuée après un 'aller' dans la fibre à cause des pertes d'insertion des composants, des pertes linéiques de la fibre et de la valeur du coefficient de transmission du FBG.

1.3. Résultats expérimentaux

Comme nous venons de l'évoquer, nous devons tout d'abord calculer la puissance minimale de la réplique contrapropagative de l'onde signal afin que la longueur non linéaire associée à la puissance de cette onde soit égale à la longueur de la fibre, puis connaissant les pertes totales du dispositif, de pouvoir calculer la puissance minimale de l'onde signal.

Connaissant les valeurs de γ et de L et en utilisant la relation (5.4), la puissance minimale de la réplique contrapropagative de l'onde signal est de 100 mW. Sachant que la puissance de l'onde signal diminue de 45 % après un 'aller' dans la fibre, il en résulte que la puissance minimale de l'onde signal doit être approximativement de 180 mW. Désignons par L_{NL}^+ (L_{NL}^-) la longueur non linéaire associée à la puissance de l'onde signal (de la réplique contrapropagative).

La figure 5.3 montre l'évolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de sa puissance initiale.

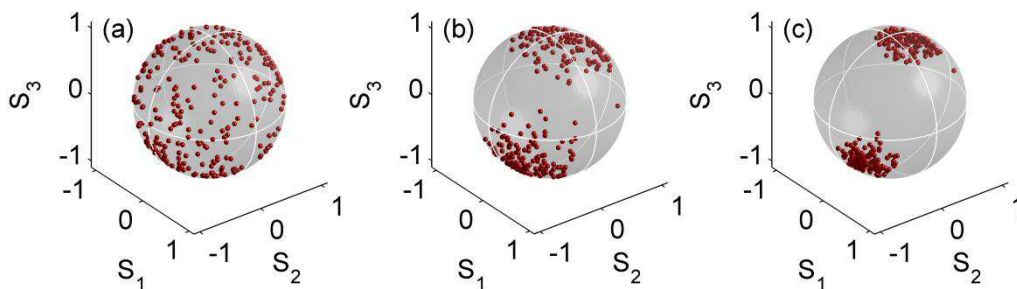


Figure 5.3 – Evolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de sa puissance d'entrée (a) 100 mW, (b) 250 mW et (c) 500 mW.

- Lorsque la puissance initiale de l'onde signal est de 100 mW [Figure 5.3(a)], le processus d'attraction de polarisation ne peut se développer car la longueur non linéaire associée à la puissance de chaque onde est égale ($L_{NL}^+ = L$) ou supérieure ($L_{NL}^- = 1.8L$) à la longueur de la fibre. A la sortie du dispositif, nous constatons que les points sont distribués sur l'ensemble de la sphère de Poincaré.
- Lorsque la puissance d'entrée de l'onde signal est de 250 mW [Figure 5.3(b)], la longueur non linéaire associée à la puissance de chaque onde est inférieure à la longueur de la fibre ($L_{NL}^+ = 0.4L$ et $L_{NL}^- = 0.8L$). Le processus d'attraction de polarisation se développe, et contrairement à la configuration onde signal/onde pompe, les points se regroupent autour de deux points sur la sphère de Poincaré.

- Lorsque la puissance des deux ondes est doublée ($L_{NL}^+ = 0.2L$ et $L_{NL}^- = 0.4L$), les points sont toujours regroupés autour de ces deux points avec une largeur de distribution de ceux-ci plus étroite, ce qui signifie que le processus d'attraction de polarisation est plus efficace [Figure 5.3(c)].

Nous confirmons qu'expérimentalement le processus d'attraction de polarisation peut se produire lorsque l'onde signal interagit avec sa réplique contrapropagative. Enfin, pour nous permettre de confirmer que les deux points sont les images des états de polarisation circulaires droits ou gauches, il convient d'étalonner le polarimètre.

1.4. Etats de polarisation exacts à la sortie de l'omnipolariseur passif

L'opération d'étalonnage consiste à indiquer au polarimètre deux ou plusieurs états de polarisation en termes de paramètres de Stokes.

1.4.1. Montage expérimental

Le schéma du montage expérimental est présenté sur la figure 5.4. Il est composé d'une source laser polarisée linéairement, d'un contrôleur de polarisation et d'un polariseur.

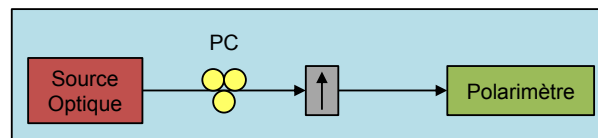


Figure 5.4 – Montage expérimental.

A 0° , considérant que la lumière incidente sur le polarimètre est polarisée horizontalement, nous lui indiquons les paramètres de Stokes correspondants, à savoir $(1, 0, 0)$. A 90° , les paramètres de Stokes de la lumière polarisée verticalement sont alors $(-1, 0, 0)$. Après vérification de l'étalonnage du polarimètre, nous constatons que les paramètres de Stokes de la lumière polarisée à 45° sont $(0, 1, 0)$.

1.4.2. Résultats expérimentaux

Nous avons réitéré l'expérience du paragraphe 1.3 et nous constatons que les deux points correspondent aux pôles nord et sud de la sphère de Poincaré correspondent bien les deux états de polarisation circulaire orthogonaux. Les points situés dans l'hémisphère nord (respectivement sud) sont attirés vers le pôle nord (respectivement sud) de la sphère de Poincaré [Figure 5.5(b)], confirmant les observations numériques du paragraphe 1.1.

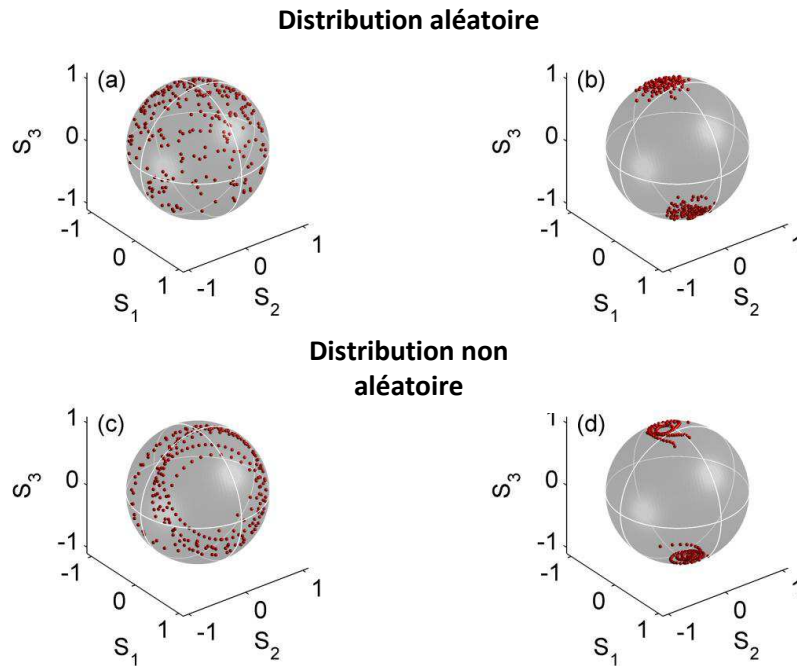


Figure 5.5 – Evolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de sa puissance d'entrée (a)-(c) 100 mW, (b)-(d) 500 mW.

Pour un ensemble d'états de polarisation distribués aléatoirement [Figure 5.5(a)] ou pas [Figure 5.5(c)] sur la sphère de Poincaré, les états de polarisation de sortie de l'onde signal sont toujours circulaires.

1.5. Influence de la longueur et du type de fibre

Au cours de ces expériences, nous avons utilisé plusieurs types de fibres de longueurs différentes : des fibres HNLF et d'autres fibres NZ-DSF. Pour chaque fibre utilisée, nous observons que les points sont toujours regroupés autour des deux pôles de la sphère de Poincaré à la sortie de l'omnipolariseur passif et ce, pour une puissance adaptée de l'onde signal.

Les simulations numériques réalisées au paragraphe 1.1 ont montré que lorsque les puissances des deux ondes sont identiques ou *quasi*-identiques, la largeur de distribution des points autour des deux pôles était plus étroite, ce qui signifie que le processus d'attraction de polarisation est plus efficace. A partir des données enregistrées, nous avons calculé le degré de polarisation de chaque zone d'attraction en utilisant la relation (3.2). Le tableau 5.2 récapitule les résultats obtenus avec les différentes fibres.

Fibre	HNLF		NZ-DSF			
	1	2	1	2	3	4
No.	1	2	1	2	3	4
Longueur (km)	0.5	1	1.3	5.3	6.2	9.8
Zone <i>N</i>	0.96	0.91	0.88	0.95	0.95	0.93
Zone <i>S</i>	0.96	0.92	0.91	0.97	0.96	0.92

Tableau 5.2 – Degré de polarisation des zones d'attraction situées au pôle nord (Zone *N*) et au pôle sud (Zone *S*).

Nous constatons que pour l'ensemble des fibres utilisées, le degré de polarisation des deux zones d'attraction est équivalent. Ainsi, pour des fibres de faibles longueurs, par exemple la fibre NZ-DSF de 1.3 km de long, le degré de polarisation de la zone *N* est inférieur à 0.9, ce qui signifie que le processus d'attraction de polarisation est incomplet. Pour obtenir un processus efficace, il faudrait augmenter encore la puissance initiale de l'onde signal. Un premier désavantage de cette

configuration, dans le cas où γ est faible, est l'utilisation de fibre de faible longueur. En effet, afin que la longueur non linéaire associée à la puissance initiale de la réplique contrapropagative soit la plus faible possible, il faudrait une puissance initiale de l'onde signal très importante.

Pour vérifier ce constat, nous avons utilisé une fibre monomode standard (SMF, *single-mode fiber*) de 4 km de long. Par rapport aux fibres NZ-DSF, celle-ci possède des caractéristiques optiques très différentes à 1550 nm, à savoir un coefficient non linéaire plus faible et une dispersion chromatique plus grande. En utilisant la relation (5.4), la puissance initiale de la réplique contrapropagative de l'onde signal doit être supérieure à 200 mW afin que le processus d'attraction de polarisation puisse se développer. La figure 5.6 présente l'évolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de sa puissance initiale. Comme précédemment rencontré, nous observons que les différents états de polarisation sont attirés vers une polarisation circulaire au fur et à mesure que la puissance initiale de l'onde signal augmente, mais également que la largeur de distribution des points autour des deux pôles est plus étroite lorsque la puissance d'entrée est supérieure à 1 W.

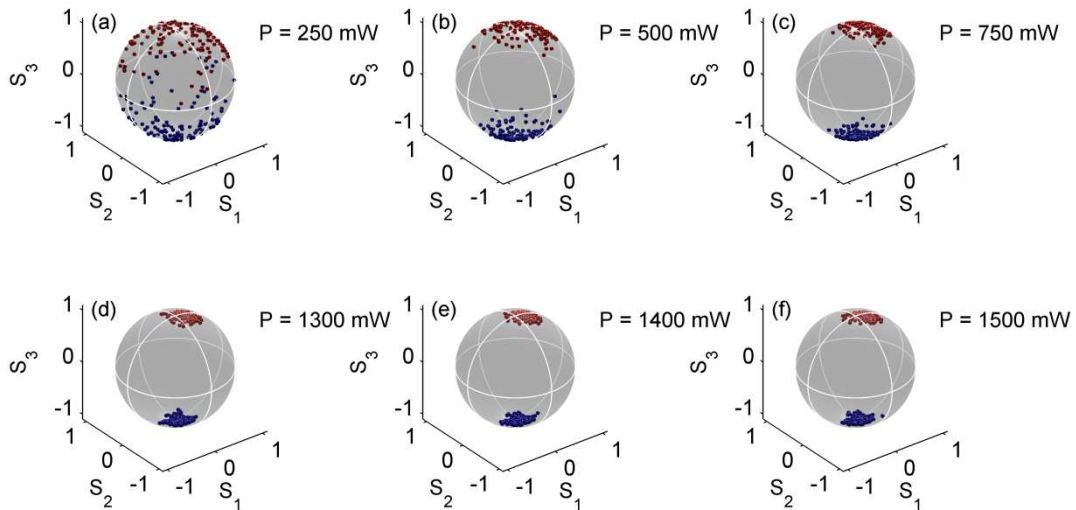


Figure 5.6 – En sortie de la fibre monomode standard, évolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de sa puissance d'entrée (a) 250 mW, (b) 500 mW, (c) 750 mW, (d) 1300 mW, (e) 1400 mW et (f) 1500 mW.

Toujours à partir des données enregistrées, nous avons calculé le degré de polarisation de chaque zone d'attraction en utilisant la relation (3.2) du chapitre 3. La figure 5.7 montre l'évolution du degré de polarisation des deux faisceaux polarisés droit ($S_3 > 0$) et gauche ($S_3 < 0$) en fonction de la longueur non linéaire pour la fibre monomode standard.

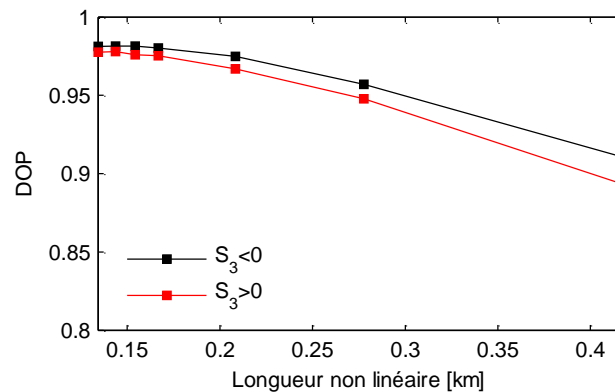


Figure 5.7 – Evolution du DOP des zones d'attraction N et S en fonction de la longueur non linéaire associée à la puissance de l'onde signal pour la fibre monomode standard.

Nous constatons que plus la longueur non linéaire est faible, plus les effets non linéaires sont importants et plus le degré de polarisation des deux faisceaux polarisés tend vers 1, ce qui démontre un processus d'attraction de polarisation efficace.

1.6. Conclusion

Nous avons vu que le processus d'attraction de polarisation pouvait se produire lorsque l'onde signal interagit avec sa réplique contrapropagative. Lorsque les deux ondes contrapropagatives sont identiques, l'état de polarisation de sortie de l'onde signal est circulaire et indépendant de son état d'entrée. Il est uniquement dépendant du signe de l'angle d'ellipticité χ .

- Si χ est positif, l'état de polarisation de l'onde signal (initialement situé dans l'hémisphère nord) est attiré vers un état de polarisation circulaire droite ;
- Si χ est négatif, l'état de polarisation de l'onde signal (initialement situé dans l'hémisphère sud) est attiré vers un état de polarisation circulaire gauche ;

Le système se comporte également comme un séparateur de faisceaux polarisés. En effet, nous avons vu que pour un ensemble d'états répartis aléatoirement sur la sphère de Poincaré, une partie est attirée vers une polarisation circulaire droite et l'autre vers une polarisation circulaire gauche. L'objectif principal de l'attracteur de polarisation était de créer un polariseur sans fluctuations d'intensité. Dans la configuration onde pompe/onde signal, la lumière émergeait avec un état de polarisation fixe et unique. Avec cette nouvelle configuration, nous obtenons un polariseur sans fluctuations d'intensité où la lumière émerge avec deux états de polarisation circulaires orthogonaux.

De plus, par rapport à la configuration onde signal/onde pompe, nous pouvons utiliser n'importe quel type de fibre et de longueurs différentes, ce qui représente une avancée majeure en vue d'une intégration à un système de communications optiques plus large.

L'omnipolariseur passif possède cependant trois inconvénients :

- La puissance initiale de l'onde signal qui doit être importante afin que la longueur non linéaire associée à l'onde signal réfléchie soit bien inférieure à la longueur de la fibre ;
- La puissance de sortie de l'onde signal qui est très faible ;
- L'état de polarisation de l'onde signal réfléchie qui ne peut être contrôlé.

2. Mise en œuvre d'un omnipolariseur actif

Dans ce paragraphe, nous présentons une nouvelle version de l'omnipolariseur, appelé omnipolariseur *actif*, où le dispositif de réflexion consiste en une boucle de réflexion amplifiée, ce qui va nous permettre de contrôler l'état de polarisation et la puissance initiale de l'onde signal réfléchie, mais aussi de contrecarrer l'un des inconvénients évoqué plus haut concernant l'omnipolariseur passif.

2.1. Montage expérimental

Le schéma du montage expérimental de l'omnipolariseur actif est présenté sur la figure 5.8. La boucle de réflexion amplifiée est composée d'un circulateur optique (qui permet de réinjecter l'onde signal réfléchie dans la fibre), d'un coupleur (qui permet de récupérer une partie de l'onde signal), d'un contrôleur de polarisation et d'un EDFA.

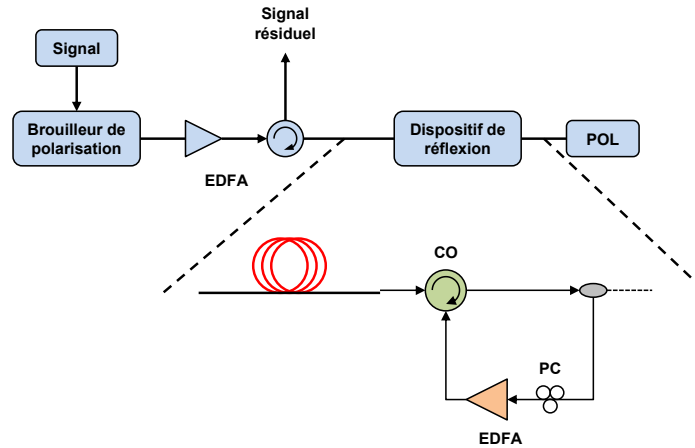


Figure 5.8 – Montage expérimental de la boucle de réflexion amplifiée.

Grâce à la boucle de réflexion amplifiée, la puissance initiale de l'onde signal réfléchie peut être inférieure, égale ou supérieure à la puissance initiale de l'onde signal. Désignerons par R , le rapport de la puissance initiale de l'onde signal réfléchie sur la puissance initiale de l'onde signal. Après l'étalonnage du polarimètre, étudions l'évolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de R .

2.2. Résultats expérimentaux

Les caractéristiques de l'onde signal sont identiques à celles du paragraphe 1.3. La fibre utilisée est une fibre NZ-DSF de 6.2 km de long dont le coefficient non linéaire et la dispersion chromatique sont respectivement, de $1.8 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ et de $-1.5 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$, à 1550 nm. La puissance initiale de l'onde signal est fixée à 500 mW.

2.2.1. Evolution de l'état de polarisation de l'onde signal en fonction de la puissance de l'onde signal réfléchie

La figure 5.9(a) montre l'état de polarisation de sortie de l'onde signal à la sortie de l'omnipolariseur actif en l'absence de l'onde signal réfléchie. A ce moment, les points sont répartis sur l'ensemble de la sphère de Poincaré. Avec l'augmentation de la puissance de l'onde signal réfléchie [Figure 5.9(b)-(f)], le processus d'attraction de polarisation se développe et nous observons que les points localisés dans l'hémisphère nord (sud), correspondant aux états de polarisation droits (gauches), convergent vers le pôle nord (sud) de la sphère Poincaré. Lorsque R est égal à 0.56 [cf. Figure 5.9 (f)], les points situés dans l'hémisphère nord (sud) de la sphère de Poincaré sont confinés au pôle nord (sud) de la sphère de Poincaré. Nous obtenons ainsi un résultat cohérent avec celui de l'omnipolariseur passif. En effet, dans l'expérience du paragraphe 1.3, le résultat était le même pour une puissance initiale de l'onde signal de 500 mW. Sachant que la puissance de l'onde signal a diminué de 45 % après un 'aller' dans la fibre, que la puissance initiale de l'onde signal réfléchie était de 280 mW au niveau du réseau de Bragg fibré, il en résulte un rapport des puissances égal à 0.56.

Lorsque la puissance de l'onde signal réfléchie continue à augmenter ($0.6 < R < 0.72$), les points restent confinés dans leurs zones d'attraction respectives, comme l'illustre la figure 5.10(a)-(c).

La figure 5.11 montre l'état de polarisation de sortie de l'onde signal lorsque R est supérieur à 0.7. La zone d'attraction située au pôle sud de la sphère de Poincaré éclate et les points sont attirés vers le pôle nord [Figure 5.11(a)-(e)]. Lorsque R est égal ou supérieur à 1, l'état de polarisation de sortie de l'onde signal est stabilisé et la polarisation de la lumière est circulaire droite [Figure 5.11(f)-(i)].

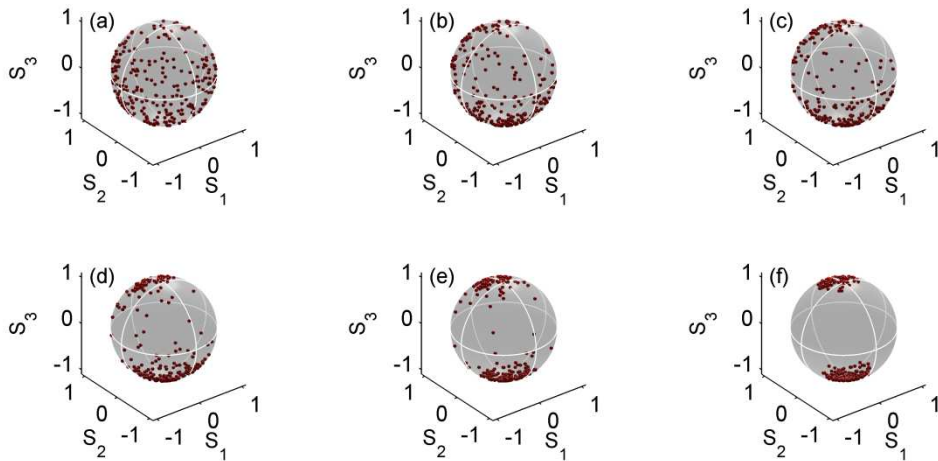


Figure 5.9 – Evolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de R (a) 0, (b) 0.24, (c) 0.32, (d) 0.4, (e) 0.48 et (f) 0.56.

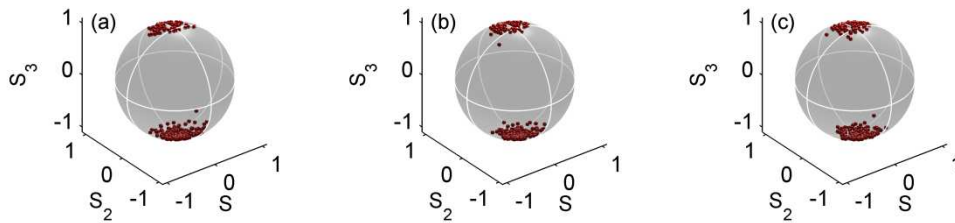


Figure 5.10 – Evolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de R (a) 0.6, (b) 0.64, (c) 0.68.

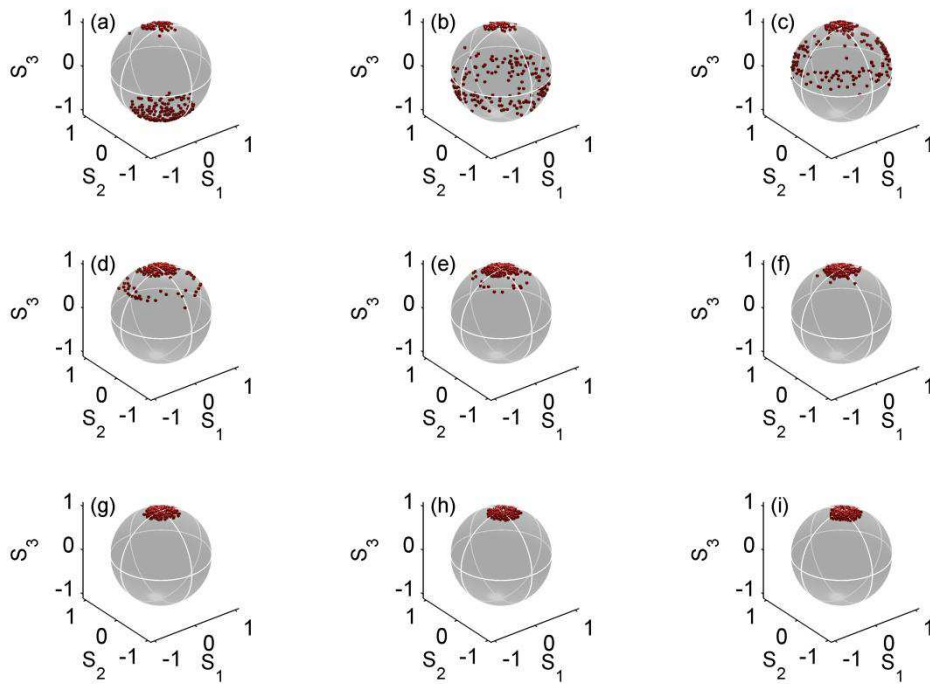


Figure 5.11 – Evolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de R (a) 0.7, (b) 0.78, (c) 0.84, (d) 0.9, (e) 0.96, (f) 1.02, (g) 1.08, (h) 1.14 et (i) 1.2.

Contrairement à l'omnipolariseur passif, notons que l'état de polarisation final de l'onde signal est dépendant du contrôleur de polarisation. En effet, pour une position donnée du contrôleur de polarisation, tous les points sont situés au pôle nord de la sphère de Poincaré lorsque R est supérieur à 1. Pour une autre position donnée du contrôleur de polarisation, tous les points situés au pôle nord sont attirés à leur tour vers le pôle sud de la sphère de Poincaré lorsque R est supérieur à 1.

2.2.2. Evolution du degré de polarisation de l'onde signal en fonction de la puissance de l'onde signal réfléchi

Pour chaque puissance initiale de l'onde signal réfléchi, nous avons enregistré les paramètres de Stokes des 256 états de polarisation de l'onde signal, et avons calculé le degré de polarisation correspondant en utilisant la relation (3.2). Dans les deux chapitres précédents, il apparaît que l'évolution du degré de polarisation de l'onde signal en fonction de la puissance de l'onde pompe peut être divisée en deux parties. La première où le degré de polarisation de l'onde signal augmente linéairement avec la puissance de l'onde pompe et une deuxième où le degré de polarisation de l'onde signal tend vers 1 au-delà d'une certaine puissance de l'onde pompe.

L'évolution du degré de polarisation de l'onde signal en fonction de R est montrée sur la figure 5.12. La courbe obtenue peut être également divisée en deux parties.

- Lorsque $0.24 < R < 0.68$, et en fonction du signe de l'angle d'ellipticité, les différents états de polarisation de l'onde signal sont attirés soit par une polarisation circulaire droite, soit par une polarisation circulaire gauche, et le degré de polarisation de l'onde signal est décroissant sur cette plage.
- Lorsque $0.7 < R < 1.2$, le degré de polarisation de l'onde signal augmente de façon linéaire avec R et tend asymptotiquement vers 1 [Figure 5.11(c)-(i)].

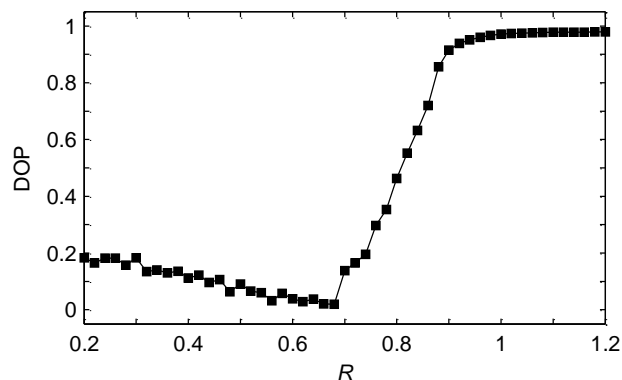


Figure 5.12 – Evolution du degré de polarisation de l'onde signal en fonction de R .

A partir des données enregistrées, nous allons étudier l'évolution du degré de polarisation de l'onde signal contenant uniquement des états de polarisation droits, c'est-à-dire $S_3 > 0$. Sur la sphère de Poincaré, les points représentatifs sont tous situés dans l'hémisphère nord. Lorsque l'onde signal réfléchi est injectée au sein de la fibre et au fur et à mesure que sa puissance initiale augmente, les différents états de polarisation droits de l'onde signal sont attirés par la polarisation circulaire droite. La figure 5.13 montre l'évolution du degré de polarisation de l'onde signal contenant uniquement des états droits de polarisation en fonction de R .

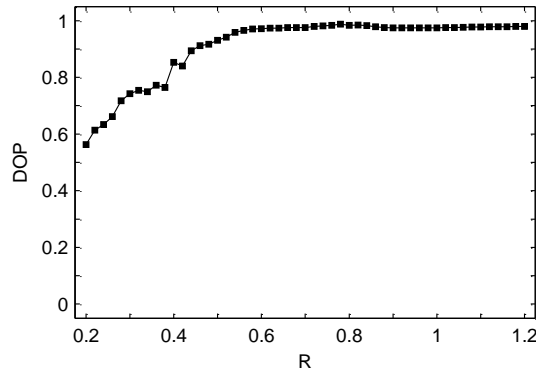


Figure 5.13 – Evolution du degré de polarisation de l'onde signal contenant uniquement des états droits de polarisation en fonction R .

L'évolution du degré de polarisation de l'onde signal est identique à celle des chapitres 3 et 4. Le degré de polarisation de l'onde signal augmente de façon linéaire avec R et tend asymptotiquement vers 1.

L'évolution du degré de polarisation de l'onde signal contenant uniquement des états de polarisation gauches est très différente (Figure 5.14). Lorsque l'onde signal réfléchie est injectée au sein de la fibre et au fur et à mesure de l'augmentation de sa puissance initiale, les différents états de polarisation gauche de l'onde signal sont attirés dans un premier temps par la polarisation circulaire gauche puis par la polarisation circulaire droite ($R > 0.7$). Lorsque $0 < R < 0.7$, le degré de polarisation de l'onde signal, initialement faible, augmente linéairement avec R et tend asymptotiquement vers 1. Lorsque $0.7 < R < 0.82$, le degré de polarisation de l'onde signal diminue fortement car la zone d'attraction éclate et la largeur de la distribution des points s'agrandit au fur et à mesure que R augmente. Comme précédemment, le degré de polarisation minimum est atteint lorsque les points sont situés au niveau de l'équateur de la sphère de Poincaré. Lorsque $R > 0.82$, le degré de polarisation de l'onde signal réaugmente linéairement avec R et tend asymptotiquement vers 1.

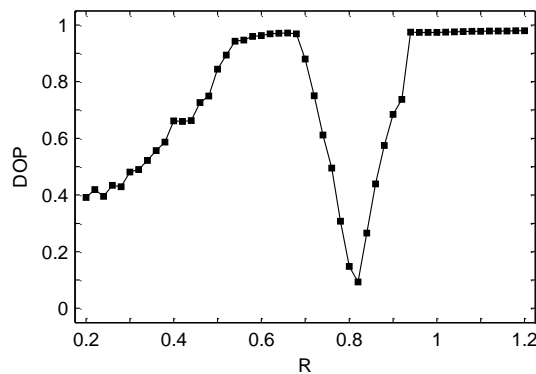


Figure 5.14 – Evolution du degré de polarisation de l'onde signal contenant uniquement des états de polarisation gauche en fonction R .

Dans ce paragraphe, nous avons vu de manière expérimentale que l'état de polarisation final dépendait du signe de l'angle d'ellipticité, de la position du contrôleur de polarisation et de la puissance de l'onde signal réfléchie.

- Premier cas : Lorsque R est approximativement égal à 0.6, les différents états de polarisation de l'onde signal sont attirés, en fonction du signal de l'angle d'ellipticité initiale, par une polarisation circulaire droite ou gauche.
- Deuxième cas : Lorsque R est supérieur à 1, tous les états de polarisation de l'onde signal sont attirés par une polarisation circulaire soit droite, soit gauche. Dans ce cas, l'état de polarisation

final dépend uniquement de la position du contrôleur de polarisation. En modifiant l'état de polarisation de l'onde signal réfléchie, il est possible de passer instantanément d'une polarisation circulaire droite à gauche et réciproquement.

2.3. Confirmations numériques

Par rapport à l'étude numérique réalisée au paragraphe 1.1, les paramètres de l'onde signal réfléchie ne sont plus identiques à ceux de l'onde signal au niveau du dispositif de réflexion. En effet, à $z = L$, le vecteur de Stokes \mathbf{S}^- s'écrit :

$$\mathbf{S}^-(L, t) = \alpha R_x(\theta_x) R_y(\theta_y) R_z(\theta_z) \mathbf{S}^+(L, t), \quad (5.8)$$

où α est la valeur du coefficient de réinjection et R_i , la matrice de rotation autour de chaque axe ($i = x, y, z$). Si le réseau de Bragg ne modifiait pas l'état de polarisation de la réplique contrapropagative de l'onde signal, il nous faut tenir compte d'une rotation globale de l'état de polarisation dans la boucle de réflexion amplifiée. Ces rotations représentent les rotations inconnues engendrées par la boucle de réflexion amplifiée. En effet, lorsque l'onde signal se propage dans la fibre, une biréfringence linéaire apparaît qui entraîne une rotation de l'état de polarisation, en fonction des torsions de la fibre, des variations de température, Les divers éléments de la boucle de réflexion sont reliés entre eux par de courts segments de fibres optiques. Il existe donc une rotation inconnue lors du passage de l'onde dans cette boucle.

Nous allons étudier l'évolution de l'état de polarisation de l'onde signal en fonction de la valeur du coefficient de réinjection α . Pour l'étude numérique, nous avons considéré $\theta_x = \theta_y = 0$ et $\theta_z = \pi/4$ et les paramètres de l'expérience sont identiques à ceux du paragraphe 1.1. Dans le cas où les rotations autour des autres axes sont non-nulles, le point d'attraction est décalé sur la sphère.

Nous observons trois régimes de fonctionnement en fonction de la valeur du coefficient de réinjection α .

- Le comportement de l'omnipolariseur actif est identique à celui de l'omnipolariseur passif quand $0 < \alpha < 0.75$. Les différents états de polarisation de l'onde signal sont attirés par une polarisation circulaire et comme pour l'omnipolariseur passif, la zone d'attraction dépend des conditions en $z = 0$. Si $\mathbf{S}^+(0)$ est situé dans l'hémisphère nord, l'état de polarisation de l'onde signal est alors attiré par la polarisation circulaire droite, et réciproquement [Figure 5.15(a)-(c)].
- Lorsque $0.75 < \alpha < 1.5$, les points restent confinés dans leurs zones d'attraction respectives.
- Lorsque $\alpha > 1.5$, la zone d'attraction située au pôle sud de la sphère Poincaré éclate et les points sont attirés vers le pôle nord au fur et à mesure que la valeur de α augmente.

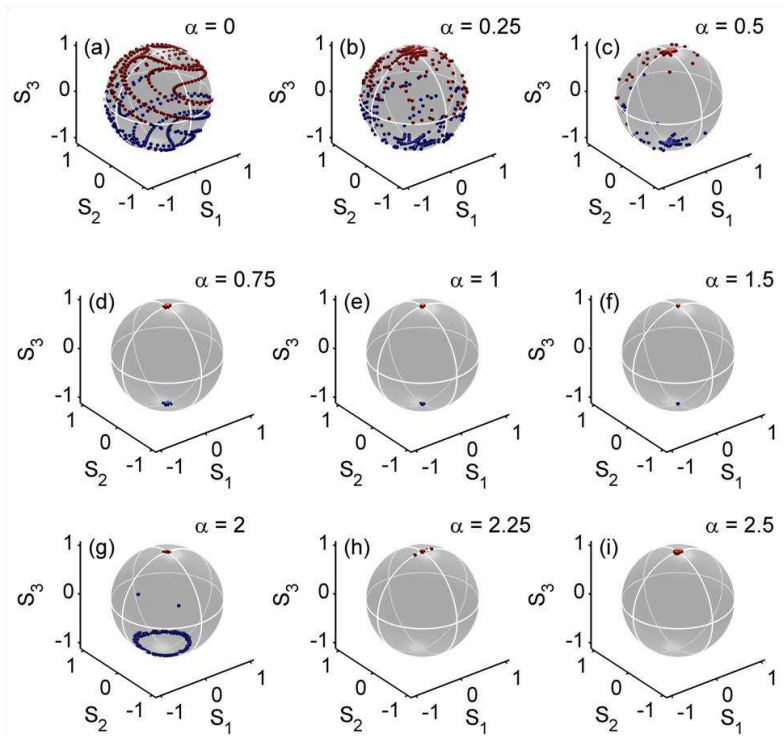


Figure 5.15 – Evolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de la valeur du coefficient de réflexion du miroir (a) $\alpha = 0$, (b) $\alpha = 0.25$, (c) $\alpha = 0.5$, (d) $\alpha = 0.75$, (e) $\alpha = 1$, (f) $\alpha = 1.5$, (g) $\alpha = 2$, (h) $\alpha = 2.25$, (i) $\alpha = 2.5$. De plus, $\theta_x = \theta_y = 0$ et $\theta_z = \pi/4$.

Un autre exemple est présenté sur la figure 5.16 où θ_z est égal $-\pi/4$ où nous observons le phénomène inverse, c'est-à-dire que les points situés au pôle sud convergent vers le pôle nord au fur et à mesure que la valeur de α augmente.

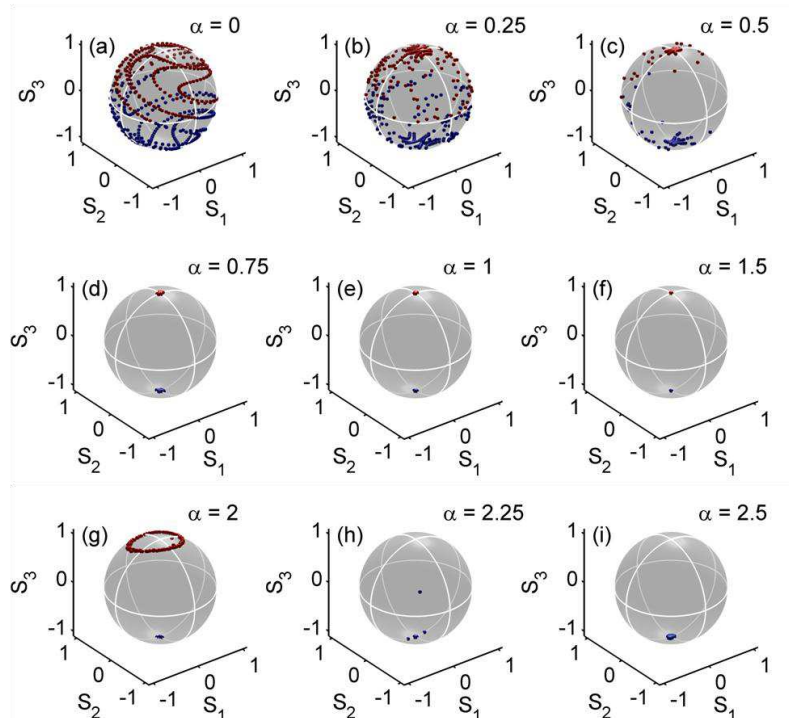


Figure 5.16 – Evolution de l'état de polarisation de sortie de l'onde signal en fonction de la valeur du coefficient de réflexion du miroir (a) $\alpha = 0$, (b) $\alpha = 0.25$, (c) $\alpha = 0.5$, (d) $\alpha = 0.75$, (e) $\alpha = 1$, (f) $\alpha = 1.5$, (g) $\alpha = 2$, (h) $\alpha = 2.25$, (i) $\alpha = 2.5$. De plus, $\theta_x = \theta_y = 0$ et $\theta_z = -\pi/4$.

Le tableau 5.3 résume les différents régimes de fonctionnement de l'omnipolariseur actif.

θ_z	0	$\pi/4$	$-\pi/4$
$0 < \alpha < 0.7$	-	-	-
$\alpha = 1$	2 pôles	2 pôles	2 pôles
$\alpha = 2.5$	2 pôles	Pôle nord	Pôle sud

Tableau 5.3 - Différents régimes de l'omnipolariseur actif.

Les simulations numériques confirment les observations expérimentales qui montrent que l'attracteur de polarisation actif se comporte également comme un omnipolariseur.

Après avoir étudié expérimentalement et numériquement l'impact de la puissance de l'onde signal réfléchie sur le processus d'attraction de polarisation, nous allons étudier l'impact de la longueur d'onde et de la largeur spectrale sur le processus d'attraction de polarisation.

2.4. Propriétés de l'omnipolariseur actif : sensibilité en longueur d'onde et en largeur spectrale

Dans ce paragraphe, nous allons étudier l'influence de la longueur d'onde et de la largeur spectrale de l'onde signal sur le processus d'attraction de polarisation, comme dans le chapitre 3. A travers ces deux expériences, nous pourrions analyser et vérifier si le dispositif est transparent à la longueur d'onde et à la largeur spectrale. Un filtre optique programmable contrôlera les deux paramètres. Pour chaque valeur de longueur d'onde ou de largeur spectrale de l'onde signal, nous avons enregistré les paramètres de Stokes de plusieurs états de polarisation de l'onde signal en l'absence et en présence de l'onde signal réfléchie et calculé le degré de polarisation de l'onde signal correspondant.

2.4.1. Influence de la longueur d'onde

La largeur spectrale de l'onde signal est fixée à 150 GHz et les puissances des deux ondes sont respectivement, de 500 mW (onde signal) et 670 mW (onde signal réfléchie). Nous avons balayé une gamme de longueurs d'ondes allant de 1541 nm à 1563 nm et nous avons reporté l'évolution du degré de polarisation de l'onde signal en l'absence (carrés blancs) et en présence (carrés noirs) de l'onde signal réfléchie sur la figure 5.17. Il en résulte que, quelle que soit la longueur d'onde de l'onde signal comprise entre 1541 nm et 1563 nm, le degré de polarisation de l'onde signal est faible en l'absence de l'onde signal réfléchie à cause des fluctuations de polarisation initiales, alors qu'en présence de l'onde signal réfléchie, il tend vers 1. L'omnipolariseur actif semble donc transparent à la longueur d'onde, au moins sur la bande C des télécommunications.

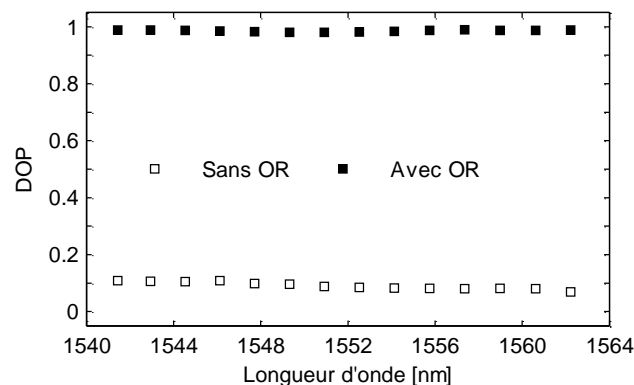


Figure 5.17 – Evolution du degré de polarisation de l'onde signal en fonction de sa longueur d'onde. Les puissances de l'onde signal et de l'onde signal réfléchie sont respectivement, de 500 mW et de 670 mW. OR : onde réfléchie.

Nous pourrions envisager alors la possibilité de régénérer en polarisation un flux de données optiques multiplexé en longueur d'onde.

2.4.2. Influence de la largeur spectrale

Cette fois, la longueur d'onde de l'onde signal est fixée à 1550 nm et les puissances des deux ondes sont inchangées. Nous avons calculé le degré de polarisation de l'onde signal en l'absence (carrés blancs) et en présence (carrés noirs) de l'onde signal réfléchie pour une largeur spectrale comprise entre 100 GHz et 1 THz. Nous constatons que la largeur spectrale de l'onde signal n'influence pas le processus d'attraction de polarisation car quelle que soit la largeur spectrale de l'onde signal, le degré de polarisation de l'onde signal tend vers 1.

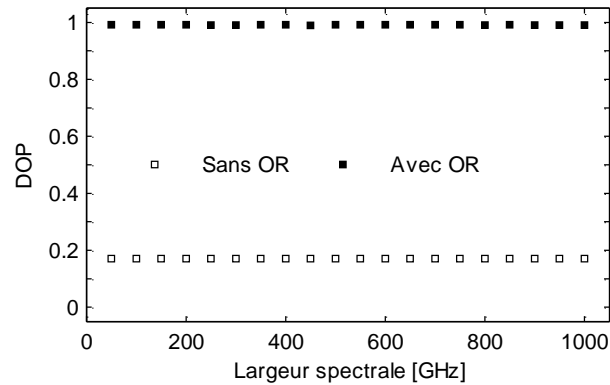


Figure 5.18 – Evolution du degré de polarisation de l'onde signal en fonction de sa largeur spectrale. Les puissances de l'onde signal et de l'onde signal réfléchie sont respectivement, de 500 mW et 670 mW.

2.5. Conclusion

Nous venons de présenter une nouvelle configuration de l'attracteur de polarisation, appelée omnipolariseur *actif*. Ce nouveau dispositif possède les mêmes propriétés principales que l'omnipolariseur *passif*. En effet, pour un état de polarisation aléatoire, l'état de polarisation de sortie absolue est circulaire et il ne dépend que de l'ellipticité initiale. L'insertion d'un amplificateur et d'un contrôleur de polarisation dans la boucle de réflexion permet d'obtenir un état de polarisation unique à la sortie du dispositif et ce, quel que soit le type de fibre et de ses caractéristiques optiques, et de contrôler l'ellipticité finale de l'onde signal. La sensibilité de cette configuration vis-à-vis de la dispersion modale de polarisation est moindre car il est possible d'utiliser des fibres monomodes standard. Nous allons voir maintenant la capacité de l'omnipolariseur à être intégré à un système de communications optiques en étudiant la double-régénération en intensité et en polarisation d'un flux de données optiques cadencé à 40 Gb/s.

3. Mise en œuvre d'un omnipolariseur pour des applications de télécommunications optiques

3.1. Montage expérimental

Le schéma du montage expérimental est présenté sur la figure 5.19. L'onde signal consiste en un flux de données optiques au format RZ cadencé à 40 Gb/s, obtenu à partir d'un laser fibré à blocage de mode générant, à la fréquence de 10 GHz, des impulsions de 2.5 ps de largeur totale à mi-hauteur et à la longueur d'onde centrale de 1564 nm. Les impulsions sont élargies à 8 ps de largeur temporelle à l'aide d'un OBPF et modulées en intensité au moyen d'un modulateur Mach-Zehnder avec $2^{31}-1$ séquences binaires pseudo-aléatoires. Nous utiliserons un multiplexeur optique dans le domaine temporel à deux étages pour générer le flux de données optiques RZ cadencé à 40 Gb/s. Pour une puissance initiale du flux de données optiques, la longueur d'onde et la largeur spectrale sont choisies de manière à ce qu'il n'y ait pas de recouvrement d'une impulsion avec une autre en régime de dispersion normale, c'est-à-dire que l'interaction entre les effets linéaires et non linéaires ne provoque pas un élargissement temporel des impulsions composant le flux de données optiques supérieures à 25 ps.

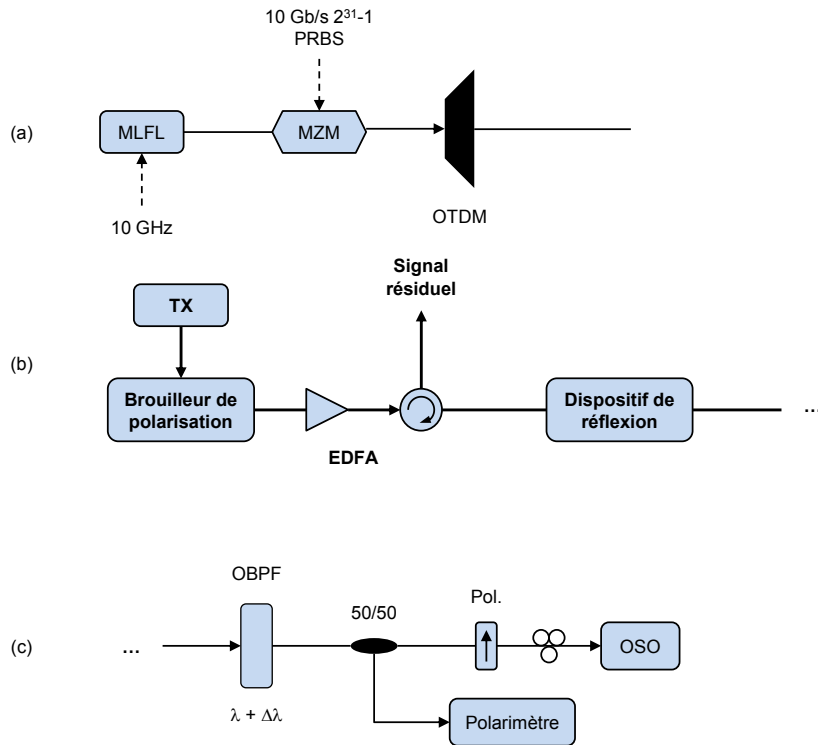


Figure 5.19 – Montage expérimental.

Tandis que la polarisation du signal fluctue à la fréquence de quelques dizaines de kHz grâce à un brouilleur de polarisation, l'onde signal est amplifiée à l'aide d'un EDFA avant d'être injectée dans la fibre NZ-DSF de 6.2 km de long à l'aide d'un circulateur optique.

A la sortie de l'omnipolariseur actif, l'état de polarisation de l'onde signal est observé sur la sphère de Poincaré au moyen du polarimètre. Le profil temporel des impulsions s'étant dégradé au cours de la propagation, le spectre de l'onde signal élargi par auto-modulation de phase (SPM) est filtré à l'aide d'un filtre optique gaussien de 55 GHz de largeur spectrale et décalé de 290 GHz par rapport à la fréquence centrale de l'onde signal afin de réduire le bruit dans les '0' et les fluctuations d'intensité dans les '1'. Pour observer le processus d'attraction de polarisation dans le domaine temporel, un polariseur linéaire est inséré devant un oscilloscope à échantillonnage optique (OSO) de 500 GHz de bande passante afin de transformer les fluctuations de polarisation en fluctuations d'intensité.

3.2. Résultats expérimentaux

3.2.1. Etude en intensité

Dans cette partie, la polarisation de l'onde signal RZ cadencé à 40 Gb/s est constante. A l'entrée du régénérateur, le signal RZ cadencé à 40 Gb/s est caractérisé par des fluctuations d'intensité dans les '1' [Figure 5.20(a)]. Dans le but d'éviter un chevauchement des impulsions après propagation dans la fibre, la puissance moyenne de l'onde signal est fixée à 500 mW. En sortie de la fibre, le profil temporel des impulsions est dégradé en raison de l'action conjointe des effets linéaires et non linéaires. Dans le même temps, les impulsions subissent un élargissement spectral induit par l'effet d'auto-modulation de phase, ce qui provoque un élargissement temporel important à cause de l'effet de dispersion [Figure 5.20(b)], mais pas de recouvrement des impulsions grâce à l'ensemble des paramètres choisis (puissance de l'onde signal, longueur d'onde, largeur temporelle).

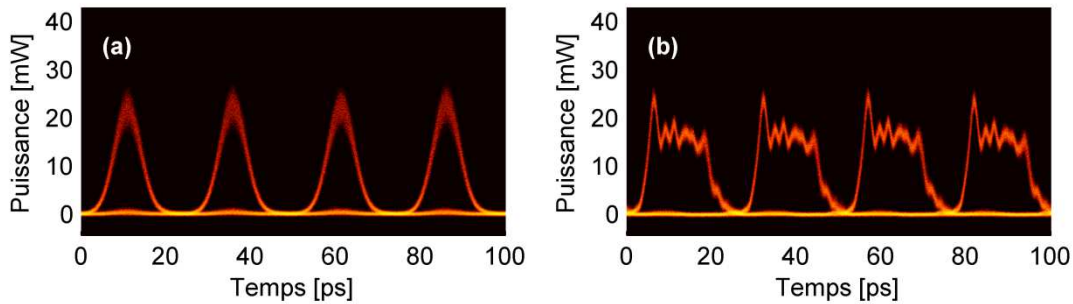


Figure 5.20 – Diagramme de l'œil du signal RZ cadencé à 40 Gb/s (a) avant et (b) après propagation dans la fibre NZ-DSF de 6.2 km de long. La puissance de l'onde signal est de 500 mW

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 4, lors de la régénération en intensité du signal RZ cadencé à 40 Gb/s, seules les impulsions possédant une puissance crête importante subissent l'effet d'auto-modulation de phase et atteignent l'élargissement spectral nécessaire à la traversée du filtre. En sortie de l'OBPF, le signal de sortie est d'excellente qualité grâce à la position du filtre assure une amélioration du taux d'extinction du signal et une diminution de la gigue d'amplitude (Figure 5.21).

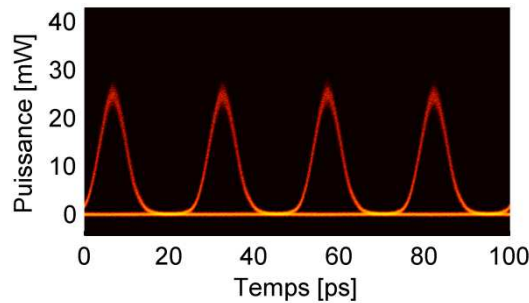


Figure 5.21 – Diagramme de l'œil du signal RZ cadencé à 40 Gb/s à la sortie du régénérateur.

3.2.2. Etude en polarisation

La polarisation de l'onde signal RZ cadencé à 40 Gb/s est maintenant brouillée en polarisation. A la sortie de l'omnipolariseur *actif*, et en l'absence de l'onde signal réfléchie, les points sont répartis sur l'ensemble de la sphère de Poincaré et le degré de polarisation est égal à 0.4 [cf. Figure 5.22(a)]. Dans le domaine temporel, détectées après le composant sensible à la polarisation, les fluctuations de polarisation transformées en fluctuations d'intensité conduisent à une complète fermeture du diagramme de l'œil [cf. Figure 5.22(b)].

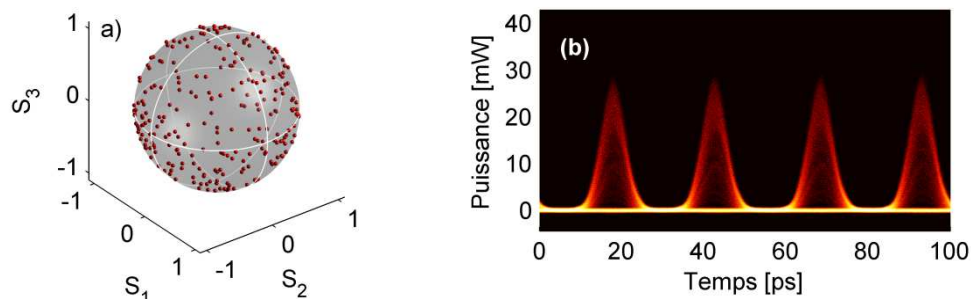


Figure 5.22 – A la sortie de l'omnipolariseur *actif*, (a) Etat de polarisation et (b) Diagramme de l'œil de l'onde signal RZ cadencé à 40 Gb/s en l'absence de l'onde signal réfléchie détectée après un polariseur. La puissance de l'onde signal est de 500 mW.

Lorsque l'onde signal réfléchie est injectée dans la fibre et le rapport des puissances R est égal à 1.3, les différents états de polarisation de l'onde signal convergent spontanément vers le pôle nord de la

sphère de Poincaré et le degré de polarisation est égal à 0.997 [cf. Figure 5.23(a)]. Cela signifie qu'à la sortie de l'omnipolariseur *actif*, la polarisation de l'onde signal est stabilisée. Dans le domaine temporel, la stabilisation de l'état de polarisation de l'onde signal entraîne une stabilisation de son intensité, d'où une complète ouverture du diagramme de l'œil [cf. Figure 5.23(b)]. Les impulsions émergent de l'omnipolariseur *actif* avec une polarisation circulaire droite.

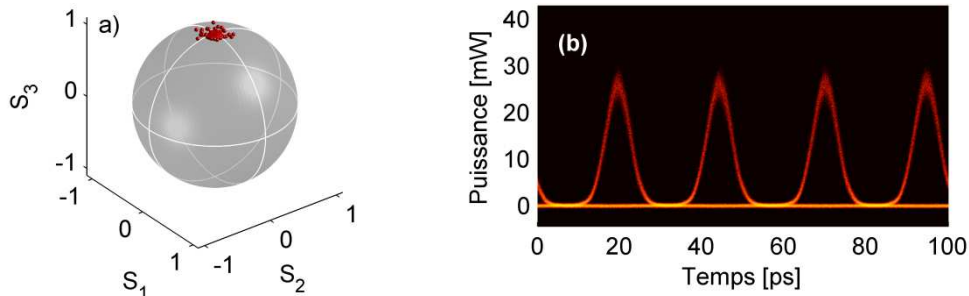


Figure 5.23 – A la sortie de l'omnipolariseur *actif*, (a) Etat de polarisation et (b) Diagramme de l'œil de l'onde signal RZ cadencé à 40 Gb/s en présence de l'onde signal réfléchie détectée après un polariseur. Les puissances de l'onde signal et de l'onde signal réfléchie sont respectivement, de 500 mW et de 670 mW.

Dans le paragraphe 2, nous avons vu qu'il était possible de passer d'un état de polarisation circulaire droit à un état de polarisation gauche au moyen du contrôleur de polarisation inséré dans la boucle de réflexion amplifiée sans modifier les puissances des deux ondes. Pour une polarisation donnée de l'onde signal réfléchie, les points sont dorénavant situés au pôle sud de la sphère de Poincaré [cf. Figure 5.24(a)] et la polarisation de l'onde signal est circulaire gauche à la sortie de l'omni-polariseur *actif*. Après avoir tourné le polariseur linéaire de 90° , le diagramme de l'œil de l'onde signal RZ cadencé à 40 Gb/s est également complètement ouvert [cf. Figure 5.24(b)] et la polarisation du signal RZ cadencé à 40 Gb/s est circulaire gauche.

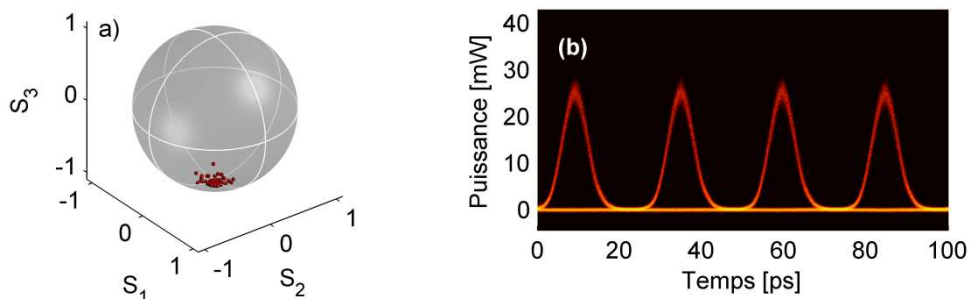


Figure 5.24 – A la sortie de l'omnipolariseur *actif*, (a) Etat de polarisation et (b) Diagramme de l'œil de l'onde signal RZ cadencé à 40 Gb/s en présence de l'onde signal réfléchie détectée après un polariseur et après modification de l'état de polarisation dans la boucle de réflexion amplifiée. Les puissances de l'onde signal et de l'onde signal réfléchie sont respectivement, de 500 mW et de 670 mW.

Lorsque le rapport des puissances est supérieur à 1, l'onde signal émerge toujours de l'omnipolariseur *actif* avec une polarisation circulaire. Grâce au contrôleur de polarisation, il est possible d'imposer à l'onde signal un état de polarisation droit ou gauche, ce qui n'était pas possible avec l'omnipolariseur *passif*.

3.2.3. Evolution du taux d'erreur binaire

Nous avons étudié l'évolution du taux d'erreur binaire de l'onde signal RZ cadencé à 40 Gb/s en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur. Le schéma du montage expérimental du récepteur est présenté sur la figure 5.25. Il est composé d'un atténuateur optique variable, d'un amplificateur fibré dopé Erbium, d'un filtre optique passe bande, d'une photodiode de 70 GHz de bande passante,

d'un démultiplexeur électrique et d'un testeur de taux d'erreur binaire. La puissance moyenne de l'amplificateur fibré dopé Erbium est fixée à 10 mW.

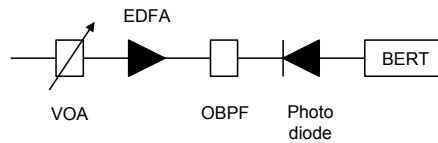


Figure 5.25 – Montage expérimental du récepteur.

Pour chaque trame de l'onde signal RZ cadencé à 40 Gb/s, nous avons analysé l'évolution du taux d'erreur en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur, tout d'abord, pour une liaison optique du type 'back-to-back', puis après passage dans l'omnipolariseur *actif*, en l'absence et en présence de l'onde signal réfléchi. La figure 5.26 montre l'évolution du taux d'erreur binaire moyen des quatre trames du signal en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur.

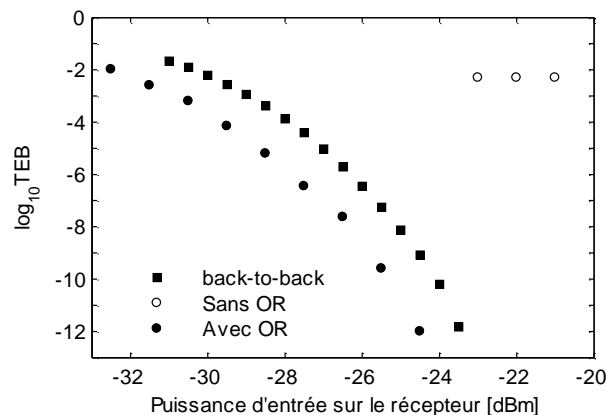


Figure 5.26 – Evolution du taux d'erreur moyen de l'onde signal RZ cadencé à 40 Gb/s en fonction de la puissance d'entrée sur le récepteur pour la configuration back-to-back (carrés noirs), en l'absence (cercles blancs) et en présence (cercles noirs) de l'onde signal réfléchi (OR).

Pour la liaison optique du type 'back-to-back' (c'est-à-dire émetteur/récepteur), une transmission sans erreur est obtenue pour une puissance d'entrée sur le récepteur de -23.5 dBm. Lorsque la polarisation de l'onde signal est brouillée, les fluctuations de polarisation transformées en fluctuations d'intensité conduisent à une complète fermeture du diagramme de l'œil [cf. Figure 5.22(a)] et le taux d'erreur binaire moyen est limité à 10^{-2} car le récepteur est incapable de décoder exactement la séquence binaire. En présence de l'onde signal réfléchi, la polarisation de l'onde signal est stabilisée et le diagramme de l'œil est complètement ouvert [cf. Figure 5.23(b)], et l'évolution du taux d'erreur moyen du signal est maintenant semblable à la liaison optique du type 'back-to-back'. L'amélioration de la sensibilité est notamment due à la remise en forme du profil temporel des impulsions qui a réduit le bruit dans les '0' et les fluctuations d'intensité dans les '1'.

3.2.4. Séparateur de polarisation idéal

Dans le paragraphe 2, nous avons vu que l'omnipolariseur se comportait comme un séparateur de polarisation lorsque R était approximativement égal à 0.6, c'est-à-dire que pour un ensemble de points distribués aléatoirement sur la sphère de Poincaré, la moitié des points étaient attirés vers le pôle nord de cette sphère et l'autre vers le pôle sud. Lorsque la puissance de l'onde signal réfléchi est diminuée de 50 % par rapport à la puissance de l'onde signal, les différents états de polarisation de l'onde signal, en fonction de leur ellipticité initiale, sont attirés vers l'un des deux états propres de polarisation du système.

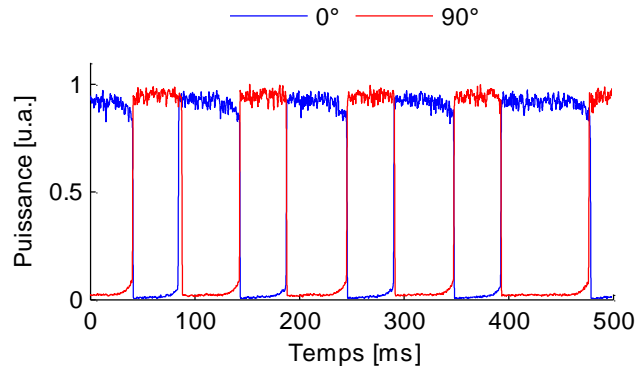


Figure 5.27 – Evolution du profil temporel des variations de polarisation de l'onde signal en présence de sa réplique contrapropagative.

Enregistrée sur un oscilloscope à l'aide d'une photodiode de 1 GHz de bande passante, la figure 5.27 montre l'évolution de l'intensité de l'onde signal à la sortie de l'omnipolariseur *actif* selon les deux axes du polariseur linéaire lorsque R est approximativement égal à 0.7. Nous constatons que dans le temps, l'évolution de l'intensité est binaire, c'est-à-dire à la sortie de l'omnipolariseur *actif*, la polarisation de l'onde signal passe d'un état droit à un état gauche à intervalle de temps régulier suivant l'ellipticité initiale imposée par le brouilleur de polarisation. Dans le domaine temporel, sur chaque axe du polariseur linéaire rotatoire, nous observons le diagramme de l'œil complètement ouvert du cadencé à 40 Gb/s polarisé circulairement droit [cf. Figure 5.28(a)] ou gauche [cf. Figure 5.28(b)], ce qui confirme que l'omnipolariseur se comporte bien comme un séparateur de polarisation.

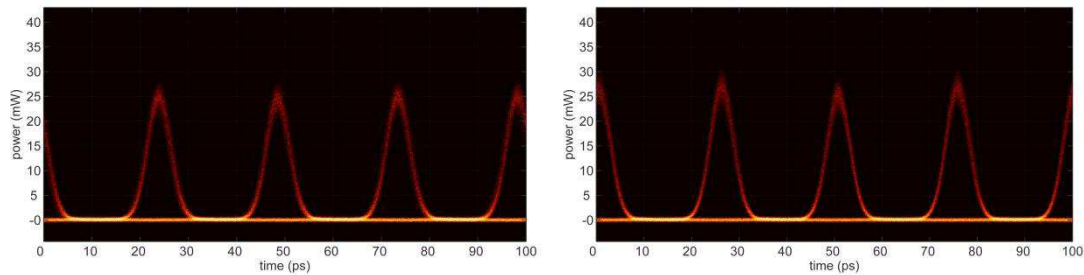


Figure 5.28 - Diagrammes de l'œil de l'onde signal RZ cadencé à 40 Gb/s en présence de l'onde signal réfléchie (a) sur l'axe 0° du polariseur et (b) sur l'axe 90° du polariseur. Les puissances de l'onde signal et de l'onde signal réfléchie sont respectivement, de 500 mW et de 335 mW.

Ce résultat peut être intéressant pour la régénération en polarisation d'un signal multiplexé en polarisation (PDM). Considérons deux flux de données optiques cadencés à 10 Gb/s polarisés orthogonalement, chacun étant injecté sur un axe de la fibre, sur la sphère de Poincaré, nous obtenons deux points diamétralement opposés. Après propagation dans la fibre, à cause des différents phénomènes liés à la polarisation, les points ont quitté leur position d'origine. Les deux points diamétralement opposés étant caractérisés par une ellipticité différente, chacun sera attiré vers l'un des deux pôles de la sphère de Poincaré en présence de l'onde signal réfléchie, et de rapport $R = 0.7$. Les deux signaux auront une polarisation circulaire mais d'orientation opposée.

4. Perspectives

4.1. Signal multiplexé en longueur d'onde

Dans le paragraphe 2.4.1, nous avons montré que l'omnipolariseur était indifférent à la longueur d'onde. Nous pourrions ainsi envisager la capacité de l'omnipolariseur à régénérer l'état de polarisation d'un flux de données optiques multiplexé en longueur d'onde. En effet, nous pourrions imposer à tous les canaux le même état de polarisation de sortie, ou en insérant un filtre optique passe bande dans la boucle de réflexion amplifiée, imposer un état de polarisation circulaire droit ou gauche. Les différents points à étudier seraient :

- La nécessité d'une étude préalable sur l'espacement des canaux pour éviter une interaction entre canaux.
- La découverte du fonctionnement de l'omnipolariseur sachant que chaque canal possède un état de polarisation différent.

4.2. Boucle de réflexion non linéaire amplifiée

Actuellement, la boucle de réflexion est uniquement composée d'un amplificateur et d'un contrôleur de polarisation. Comme l'omnipolariseur, il existe des dispositifs tout-optiques de régénération où le signal interagit avec lui-même, telles que les boucles de réflexion non linéaire et les boucles de réflexion non linéaires amplifiées. Il pourrait être envisagé d'insérer un dispositif de régénération à l'intérieur de la boucle de réflexion, comme une fibre non linéaire et un filtre optique ou encore un NOLM, tout en tenant compte du temps de propagation de la lumière dans la fibre ou dans le dispositif de régénération. De plus, les régénérateurs tout-optique se caractérisent par une puissance optimale afin que le processus de régénération soit efficace. Quel sera l'impact de ces deux inconnues sur le processus d'attraction de polarisation ?

4.3. Brouilleur de polarisation

Lors des expériences, nous avons mis en évidence le fonctionnement de l'omnipolariseur comme un brouilleur de polarisation. Nous considérons que l'état de polarisation de l'onde signal est fixe [cf. Figure 5.28(a)]. Dans le cadre classique, en présence de l'onde signal réfléchie, l'état de polarisation de l'onde signal est attiré vers un état de polarisation fixe et stable. Mais lorsque la différence de puissance entre les deux ondes est importante, pour un état de polarisation donné de l'onde signal réfléchie ($R \gg 1$), l'état de polarisation de sortie de l'onde signal varie énormément au cours du temps de telle sorte, que pour une période d'intégration très longue, le degré de polarisation de l'onde signal tend vers zéro [cf. Figure 5.28(b)]. Ces expériences sont à l'heure actuelle à l'état préliminaire mais des études plus poussées pourraient nous permettre de savoir le taux de répétition exact de variation de l'état de polarisation, ou encore si le type de fibre n'influence pas le processus. Nous pourrions imaginer un brouilleur de polarisation tout optique bien plus rapide que ceux actuellement disponibles commercialement.

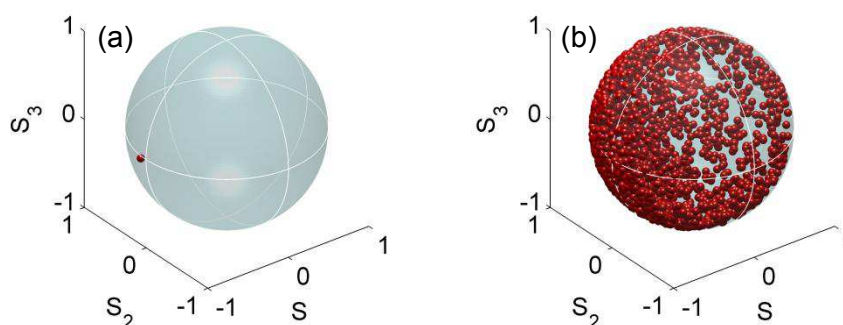


Figure 5.29 – État de polarisation de l'onde signal à la sortie de l'omni-polariseur actif (a) en l'absence et (b) en présence de l'onde signal réfléchie dans une fibre NZ-DSF de 6.2 km de long avec $R = 10$.

5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une nouvelle configuration de l'attracteur de polarisation, appelée omnipolariseur, où la lumière est capable d'auto-organiser son état de polarisation dans une fibre optique. Pour un ensemble d'états de polarisation distribués aléatoirement sur la sphère de Poincaré, nous avons démontré, qu'après passage dans l'omnipolariseur *actif* ou *passif*, les états de polarisation de sortie étaient toujours circulaires, et ce indépendamment de l'état de polarisation d'entrée, et du type de fibre utilisée. L'objectif premier de ce chapitre était la création d'un polariseur

sans fluctuation d'intensité. En fonction des conditions initiales de la réplique contrapropagative (puissance, état de polarisation), une partie des états de polarisation est attirée vers une polarisation circulaire droite et l'autre par une polarisation circulaire gauche ou bien les différents états de polarisation sont tous attirés par une polarisation circulaire.

A partir de toutes les propriétés décrites dans ce chapitre, nous avons régénéré un flux de données optiques cadencé à 40 Gb/s auxquels nous avons pu imposer une polarisation circulaire droite ou gauche. De plus, pour des conditions particulières, nous avons montré que nous pouvions créer deux flux de données de polarisation orthogonales. Cette nouvelle propriété de l'attracteur de polarisation pourrait ouvrir de nouvelles voies de recherches sur la régénération des signaux multiplexés en polarisation, le multiplexage en longueur d'onde avec la possibilité de repolariser de la même manière ou différemment tous les canaux.

Conclusion

Cette thèse a porté sur la conception d'un polariseur sans pertes, ou 'attracteur de polarisation', basé sur un effet non linéaire se produisant au sein de fibres optiques, adapté notamment aux systèmes de communications optiques. Celui-ci, appelé polariseur non linéaire sans perte, est un dispositif tout-optique où l'état de polarisation et l'intensité de sortie d'une onde continue ou pulsée sont indépendants de l'état de polarisation et de l'intensité initiale.

Au cours de la dernière décennie, de nombreux articles ont fait mention du concept de polariseurs non linéaires sans pertes basés sur un effet non linéaire dans les fibres, comme la diffusion stimulée Brillouin ou Raman, l'amplification paramétrique ou le mélange à quatre ondes. Toutes ces techniques ont démontré que quel que soit l'état de polarisation initial de la lumière, celle-ci émergeait du système avec un état de polarisation fixe et stable. Contrairement à des composants optiques classiques (contrôleur de polarisation et polariseur), ces dispositifs nécessitent l'emploi de deux ondes copropagatives ou contrapropagatives.

Le point de départ de ces travaux de thèse était un article de Stéphane Pitois, Julien Fatome et Guy Millot paru en 2008, qui présentait la conception d'un polariseur non linéaire sans pertes basé sur le mélange à quatre ondes aux longueurs d'onde télécoms. Les auteurs montraient qu'en présence d'une onde pompe polarisée circulairement, l'état de polarisation de sortie de l'onde signal coïncidait avec celle de l'onde pompe et ce, indépendamment de son état de polarisation d'entrée. En raison de la faible longueur de la fibre (afin de respecter les considérations théoriques), les puissances des deux ondes contrapropagatives étaient très importantes (de l'ordre de 100 W). L'idée principale de cette thèse était alors d'utiliser des fibres de grandes longueurs adaptées aux systèmes de communication optique, notamment des fibres à dispersion décalée, possédant un très faible coefficient de dispersion modale de polarisation et qui soient disponibles commercialement.

Au début des travaux rapportés dans ce manuscrit (cf. chapitre 3), les premiers résultats ont montré que le processus d'attraction était efficace dans des fibres à dispersion décalée non-nulle de plusieurs kilomètres possédant un faible coefficient de dispersion modale de polarisation. par ailleurs, nous avons remarqué une propriété intéressante de l'attracteur de polarisation, à savoir que le décalage spectral entre les deux ondes et la largeur spectrale de l'onde pompe n'influençait pas le processus d'attraction de polarisation, ce qui montre une certaine flexibilité du système. Au vu des résultats obtenus, nous nous sommes alors intéressés à la possibilité de régénérer en polarisation des signaux modulés en intensité aux formats non-retour à zéro (NRZ) et retour à zéro (RZ) cadencé à 10 Gb/s. Nous avons ainsi montré la capacité de l'attracteur de polarisation à stabiliser l'état de polarisation d'un flux de données optiques aux formats NRZ et RZ cadencé à 10 Gb/s et également sa capacité à éliminer un phénomène court et intense en intensité engendré par une rapide variation de l'état de polarisation du signal. Durant le processus d'attraction de polarisation, nous avons confirmé que les fluctuations de polarisation de l'onde signal, provoquées par le brouilleur de polarisation, étaient transférées vers l'onde pompe [91], mais aussi que l'état de polarisation de sortie de l'onde pompe était alors la réplique exacte de l'état de polarisation initial de l'onde signal. Sachant que le décalage spectral entre les deux ondes et la largeur spectrale de la pompe n'influençait pas le processus d'attraction de polarisation, nous avons montré la possibilité d'amplifier et de régénérer en polarisation un signal modulé en intensité retour à zéro cadencé à 10 Gb/s en utilisant un laser Raman polarisé [72].

Le quatrième chapitre a été consacré à la double régénération, en intensité et en polarisation, d'un flux de données optiques au format RZ cadencé à 40 Gb/s. Le but de cette étude était tout d'abord de montrer que l'attracteur de polarisation pouvait régénérer des flux de données optiques cadencés à un débit supérieur à 10 Gb/s. A noter, lorsque ce débit augmente, il y a une dégradation importante de la qualité de la transmission. A partir des conditions expérimentales choisies (coefficient non linéaire élevé, régime de dispersion chromatique normal et format de modulation), nous avons utilisé le régénérateur de Mamyshev pour régénérer en intensité le flux de données cadencé à 40 Gb/s [92].

Le cinquième chapitre a porté sur la conception d'une nouvelle configuration de l'attracteur de polarisation, appelé *omnipolariseur*. A l'instar d'autres systèmes optiques, l'onde signal interagit dorénavant avec sa réplique contrapropagative générée au moyen d'un dispositif de réflexion *actif* ou *passif* situé à l'autre extrémité de la fibre. Avec cette nouvelle configuration, quel que soit l'état de polarisation initial de la lumière et le type de fibre utilisé, la lumière émerge de la fibre avec une polarisation circulaire. En effet, pour une distribution aléatoire d'un ensemble d'états de polarisation sur la sphère de Poincaré, les simulations numériques et les expériences montrent qu'ils sont attirés par une polarisation circulaire droite ou gauche. De l'état de polarisation de sortie dépend uniquement de l'ellipticité initiale de l'état de polarisation de la lumière. Dans sa version passive, le dispositif de réflexion est un réseau de Bragg fibré. A la sortie de l'omnipolariseur passif, l'état de polarisation de la lumière est circulaire droit ou gauche. Sa possible intégration à une expérience de plus grande ampleur peut présenter deux difficultés. D'une part, pour obtenir un processus efficace, la puissance d'entrée de la lumière doit être importante et d'autre part, la puissance de sortie de la lumière sera très faible. Le dispositif de réflexion de la version active de l'omnipolariseur permet d'éviter ces difficultés et consiste en un contrôleur de polarisation et un amplificateur fibré dopé Erbium. L'état de polarisation de sortie de la lumière est alors fonction de l'ellipticité initiale de la lumière, du rapport de la puissance de l'onde signal réfléchie sur la puissance de l'onde signal initial et de la position du contrôleur de polarisation. Après avoir vérifié que la longueur d'onde et la largeur spectrale de l'onde signal n'influaient pas le processus d'attraction de polarisation, nous avons montré que l'omnipolariseur actif pouvait être intégré à un système de communication optique en régénérant en polarisation un flux de données optiques cadencé à 40 Gb/s [93].

Tous ces travaux nous ont permis de connaître et de comprendre le mode de fonctionnement de l'attracteur de polarisation, notamment celui de l'omnipolariseur. Les perspectives liées au développement de l'attracteur de polarisation peuvent, par exemple, convenir au remplacement de la fibre en silice par des fibres à saut d'indice en verres de chalcogénure ou de tellurite. Ces fibres possédant un coefficient non linéaire très supérieur à celui de la silice, cela permettrait de diminuer la longueur de la fibre et la puissance des ondes mises en jeu. Ces modifications permettraient l'étude du processus d'attraction de polarisation dans une gamme de longueurs d'onde supérieure à 2 μm . Il serait aussi possible d'étudier le processus d'attraction de polarisation en employant une fibre à saut d'indice avec un cœur en verre de chalcogénure et une gaine en silice [94].

Au-delà de cette simple augmentation de débit, des études concernant le multiplexage en longueurs d'onde sont envisageables. Avec la première version de l'attracteur de polarisation, une telle étude représenterait une extension du travail réalisé dans le chapitre 3. Nous pouvons envisager l'amplification et la repolarisation d'un ensemble de canaux en utilisant un laser Raman polarisé à la condition de décorrélérer auparavant les canaux. Avec l'omnipolariseur, nous pouvons envisager que tous les canaux décorrélés aient le même état de polarisation de sortie ou essayer d'imposer un état de polarisation de sortie précis à un canal sans influencer les autres.

Durant ces travaux, nous avons démontré que l'attracteur de polarisation était capable de régénérer des flux de données optiques aux formats NRZ et RZ. Il est tout à fait possible d'envisager la

repolarisation d'un signal à des débits supérieurs à 40 Gb/s en employant notamment des fibres à gestion de dispersion. Dans le cas de l'omnipolariseur, une étude concernant l'insertion d'une fibre identique ou différente à celle utilisée pour le processus d'attraction de polarisation dans la boucle de recirculation permettrait de connaître l'impact sur le résultat final. Dans le cas où l'étude serait positive, l'insertion d'une fonction de régénération tout-optique à l'intérieur de boucle de recirculation serait envisageable mais il faudrait alors trouver un point d'équilibre entre les puissances mises en jeu. Enfin, en répétant l'Histoire des télécommunications optiques, après avoir étudié la modulation en intensité (formats NRZ et RZ), nous pourrions ainsi envisager l'étude de flux de données optiques codés par d'autres moyens, comme le multiplexage en polarisation (PDM, *Polarization Dense Multiplexing*) en utilisant l'omnipolariseur [95]. Aujourd'hui, il existe de plus d'autres types de modulation comme la modulation en phase (PSK, *Phase Shift Keying*). Au cours du processus d'attraction de polarisation, il y a un brutal changement de phase de l'onde signal. L'étude consisterait à savoir si le processus d'attraction est possible avec ce format de modulation, comme le 100 Gb/s ou le 400 Gb/s DQPSK cohérent ou l'OFDM.

Ainsi, nous avons mis en évidence une propriété très intéressante de l'attracteur de polarisation. Sous certaines conditions d'utilisation et pour les deux versions de l'attracteur de polarisation, il est capable de se comporter comme un brouilleur de polarisation. La plupart des brouilleurs de polarisation disponibles dans le commerce sont des composants optoélectroniques capables de brouiller la polarisation de la lumière jusqu'à des fréquences d'une dizaine de Gigahertz. Les différents travaux à réaliser porteraient sur la recherche de la fréquence de brouillage maximale et étudier l'impact de la fibre employée sur le processus [96].

Annexe

Cette annexe a pour but de rappeler le raisonnement aboutissant à l'évolution des paramètres de Stokes dans une fibre optique biréfringente. Ce travail a de nombreux points communs avec celui présenté dans le chapitre 2.

Considérons le cas de la propagation de deux ondes de même fréquence dans une fibre biréfringente. Le champ électrique \mathbf{E} se décompose sur chaque axe de la fibre de la façon suivante

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} [E_x(\mathbf{r}, t)\mathbf{e}_x + E_y(\mathbf{r}, t)\mathbf{e}_y] \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.}, \quad (1)$$

où \mathbf{e}_i ($i = 1, 2$) sont les vecteurs unitaires des axes principaux de la fibre et ω_0 est la fréquence de l'onde porteuse. E_1 et E_2 sont les amplitudes des enveloppes du champ selon les deux axes de la fibre et varient faiblement avec le temps. Les effets transverses comme la diffraction ne jouant aucun rôle dans le cas de la fibre, l'amplitude de l'enveloppe E_i s'écrit comme

$$E_i(\mathbf{r}, t) = A_i(z, t) F_i(x, y) \exp(i\beta_{0,i} z), \quad (2)$$

où A_i est l'amplitude de l'onde, F_i est la répartition transverse du champ électrique et $\beta_{0,i}$ est la constante de propagation.

La polarisation non linéaire \mathbf{P}_{NL} s'écrit

$$\mathbf{P}_{NL} = \frac{1}{2} [P_1(\mathbf{r}, t)\mathbf{e}_1 + P_2(\mathbf{r}, t)\mathbf{e}_2] \exp(-i\omega_0 t) + \text{c.c.}, \quad (3)$$

avec

$$\begin{aligned} P_1(\mathbf{r}, t) &= \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left[\left(|E_1|^2 + \frac{2}{3} |E_2|^2 \right) E_1 + \frac{1}{3} E_1^* E_2^2 \right], \\ P_2(\mathbf{r}, t) &= \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left[\left(|E_2|^2 + \frac{2}{3} |E_1|^2 \right) E_2 + \frac{1}{3} E_2^* E_1^2 \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

En remplaçant ces expressions dans l'équation de propagation, nous obtenons dans l'espace de Fourier

$$F_1 \left[2\beta_{01} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z_1} - i(\beta_1^2 - \beta_{01}^2) \tilde{A}_1 \right] = TF \left\{ i \frac{3\omega^2}{4c^2} \chi^{(3)} \left[\left(F_1^2 |A_1|^2 + \frac{2}{3} F_2^2 |A_2|^2 \right) F_1 A_1 + \frac{1}{3} F_1 F_2^2 A_1^* A_2^2 e^{-2i\Delta\beta z} \right] \right\} \quad (5)$$

$$F_2 \left[2\beta_{02} \frac{\partial \tilde{A}_2}{\partial z} - i(\beta_2^2 - \beta_{02}^2) \tilde{A}_2 \right] = TF \left\{ i \frac{3\omega^2}{4c^2} \chi^{(3)} \left[\left(F_2^2 |A_2|^2 + \frac{2}{3} F_1^2 |A_1|^2 \right) F_2 A_2 + \frac{1}{3} F_1^2 F_2 A_1^2 A_2^* e^{2i\Delta\beta z} \right] \right\}, \quad (6)$$

où $\Delta\beta = \beta_{0,2} - \beta_{0,1}$. Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, nous avons

$$\beta_i^2 - \beta_{0i}^2 \approx 2\beta_{0i} (\beta_i - \beta_{0i}). \quad (7)$$

En développant en fréquence le nombre d'onde $\beta_{0,i}$ autour de la fréquence de la porteuse ω comme une série en puissance de $(\omega - \omega_i)$

$$\beta_i(\omega) = \beta_{0i} + \beta_{1i}(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_{2i}}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (8)$$

En repassant dans le domaine temporel, nous obtenons le système d'équations suivant

$$F_1^2 \left[\frac{\partial A_1}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} \right] = in_2 \frac{\omega}{c} \left[\left(F_1^4 |A_1|^2 + \frac{2}{3} F_2^4 |A_2|^2 \right) A_1 + \frac{1}{3} F_1^2 F_2^2 A_1^* A_2^2 e^{-2i\Delta\beta z} \right] \quad (9)$$

$$F_2^2 \left[\frac{\partial A_2}{\partial z} + \beta_{12} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} \right] = in_2 \frac{\omega}{c} \left[\left(F_2^4 |A_2|^2 + \frac{2}{3} F_1^4 |A_1|^2 \right) A_2 + \frac{1}{3} F_1^2 F_2^2 A_1^2 A_2^* e^{-2i\Delta\beta z} \right] \quad (10)$$

Nous réalisons le changement de variable suivant

$$u_1 = \sqrt{N_1} A_1, \quad (11)$$

$$u_2 = \sqrt{N_2} A_2, \quad (12)$$

avec $N_i = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c n \iint F_i(x, y)^2 dx dy$. Dans ce changement de variable, le terme $\frac{1}{2} \varepsilon_0 c n$ permet d'exprimer l'indice non linéaire en m^2/W . En remplaçant ces expressions dans les équations (11)-(12) et après avoir intégré sur l'aire de la fibre, nous obtenons

$$\frac{\partial u_1}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = in_2 \frac{\omega}{c} \left[\left(f_{11} |u_1|^2 + \frac{2}{3} f_{12} |u_2|^2 \right) u_1 + \frac{1}{3} f_{12} u_1^* u_2^2 e^{-2i\Delta\beta z} \right], \quad (13)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = in_2 \frac{\omega}{c} \left[\left(f_{22} |u_2|^2 + \frac{2}{3} f_{21} |u_1|^2 \right) u_2 + \frac{1}{3} f_{21} u_1^2 u_2^* e^{2i\Delta\beta z} \right], \quad (14)$$

En pratique, les coefficients de dispersion pour les deux axes principaux sont quasiment identiques. Par conséquent, nous prendrons par la suite la même valeur pour les β_{2i} et cette valeur sera noté β_2 . Les coefficients f_{jk} , qui sont les intégrales de recouvrement, sont définis par

$$f_{jk} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F_j(x, y)|^2 |F_k(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F_j(x, y)|^2 dx dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F_j(x, y)|^2 dx dy} \quad (15)$$

La fréquence de E_1 et E_2 étant identique, les distributions spatiales peuvent être considérées comme identiques :

$$f_{jj} = f_{kk} = f_{jk} = \frac{1}{A_{eff}} \quad (16)$$

où A_{eff} est l'aire effective de la fibre. Dans ce cas, les équations (13)-(14) se simplifient et donnent

$$\frac{\partial u_1}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = i\gamma \left[\left(|u_1|^2 + \frac{2}{3} |u_2|^2 \right) u_1 + \frac{1}{3} u_1^* u_2^2 e^{-2i\Delta\beta z} \right], \quad (17)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = i\gamma \left[\left(|u_2|^2 + \frac{2}{3} |u_1|^2 \right) u_2 + \frac{1}{3} u_1^2 u_2^* e^{2i\Delta\beta z} \right], \quad (18)$$

où γ est le coefficient non linéaire de la fibre. Il est utile de se placer dans un repère se déplaçant à la vitesse de groupe moyenne entre les vitesses de groupe de chaque composante du champ. Dans ce repère, les équations de Schrödinger non linéaires couplées (13)-(14) s'écrivent :

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} \pm \frac{\delta}{2} \frac{\partial u_i}{\partial \tau} + i \frac{\beta_{2i}}{2} \frac{\partial^2 u_i}{\partial \tau^2} + \frac{\alpha}{2} u_i = i\gamma \left[\left(|u_i|^2 + \frac{2}{3} |u_j|^2 \right) u_i + \frac{u_i^2 u_j^*}{3} \exp(\mp i 2\Delta\beta) \right], \quad (19)$$

avec

$$\tau = t - z \left[\frac{\beta_{11} + \beta_{12}}{2} \right], \quad (20)$$

$$\delta = \frac{\beta_{11} - \beta_{12}}{2}.$$

Ces équations de propagation non linéaire sont connues sous le nom d'équations de Schrödinger non linéaires couplées. Lorsque les valeurs de β_{1x} et β_{1y} sont différentes, les deux ondes ont alors des vitesses de groupes différentes, ce qui va conduire à séparer temporellement ces deux ondes au cours de leur propagation. Par conséquent, elles ne pourront interagir que sur une longueur finie dite longueur de *walk-off* définie par [5]

$$L_w = \frac{T_0}{d_{12}} \quad (21)$$

où T_0 est la largeur des impulsions à mi-hauteur et d_{12} est le paramètre de *walk-off* défini par

$$d_{12} = v_{g,1}^{-1}(\lambda) - v_2(\lambda). \quad (22)$$

Le membre de droite des équations (13)-(14) représente la non linéarité de la fibre. Le premier et le deuxième terme de cette partie non linéaire représentent respectivement, l'auto-modulation de phase (SPM, *self phase modulation*) et la modulation de phase croisée (XPM, *cross phase modulation*). En effet, lorsque plusieurs ondes se propagent dans une fibre optique, l'indice vu par une onde, et par conséquent sa phase, est non seulement fonction de sa propre intensité (SPM) mais aussi fonction de l'intensité de toutes les autres ondes qui se propagent dans celle-ci (XPM). Le principal effet de cette modulation de phase est d'élargir spectralement les impulsions laser. Le dernier terme de la partie non linéaire est un terme de couplage cohérent puisqu'il est sensible à la différence de phase entre les deux composantes du champ ; ce qui n'est d'ailleurs pas le cas pour les termes de SPM et XPM. Ce terme, qui est responsable des échanges d'énergies entre les deux axes de la fibre, peut être plus ou moins significatif suivant la valeur de la biréfringence.

Maintenant, voyons comment évolue l'état de polarisation au cours de la propagation dans la fibre lorsque les effets non linéaires sont pris en compte.

Afin de supprimer le terme exponentiel dans les équations (13)-(14), nous effectuons le changement de variable suivant

$$\bar{u}_1 = u_1 \exp(i\Delta\beta z/2), \quad \bar{u}_2 = u_2 \exp(-i\Delta\beta z/2). \quad (23)$$

Nous obtenons alors

$$\frac{\partial \bar{A}_x}{\partial z} + \beta_{11} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial z} + i \frac{\beta_{21}}{2} \frac{\partial^2 \bar{u}_1}{\partial \tau^2} - i \frac{\Delta\beta}{2} \bar{u}_1 + \frac{\alpha}{2} \bar{u}_1 = i\gamma \left[\left(|\bar{u}_1|^2 + \frac{2}{3} |\bar{u}_2|^2 \right) \bar{u}_1 + \frac{1}{3} \bar{u}_1^* \bar{u}_2^2 \right], \quad (24)$$

$$\frac{\partial \bar{A}_x}{\partial z} + \beta_{12} \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial z} + i \frac{\beta_{22}}{2} \frac{\partial^2 \bar{u}_2}{\partial \tau^2} - i \frac{\Delta\beta}{2} \bar{u}_2 + \frac{\alpha}{2} \bar{u}_2 = i\gamma \left[\left(|\bar{u}_2|^2 + \frac{2}{3} |\bar{u}_1|^2 \right) \bar{u}_2 + \frac{1}{3} \bar{u}_1^2 \bar{u}_2^* \right], \quad (25)$$

Ce système d'équations se traitant plus facilement dans la base circulaire, nous effectuons le changement de variable suivant

$$u_+ = (\bar{u}_1 + i\bar{u}_2)/\sqrt{2}, \quad u_- = (\bar{u}_1 - i\bar{u}_2)/\sqrt{2}, \quad (26)$$

où u_+ et u_- sont les composantes circulaires droite et gauche du champ électrique. Les équations de Schrödinger non linéaires couplées s'écrivent donc

$$\frac{\partial u_+}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial u_+}{\partial \tau} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u_+}{\partial \tau^2} + \frac{\alpha}{2} u_+ = i \frac{\Delta\beta}{2} u_- + i \frac{2}{3} \gamma (|u_+|^2 + 2|u_-|^2) u_+, \quad (27)$$

$$\frac{\partial u_-}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial u_-}{\partial t} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u_-}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} u_- = i \frac{\Delta\beta}{2} u_+ + i \frac{2}{3} \gamma (|u_-|^2 + 2|u_+|^2) u_-, \quad (28)$$

où nous supposons que $\beta_{1x} \approx \beta_{1y} \approx \beta_1$ pour des fibres faiblement biréfringentes. L'un des objectifs de ce paragraphe étant d'obtenir l'évolution de l'état de polarisation de l'onde incidente, il est inutile de se préoccuper de la dépendance temporelle du champ et les équations (27) et (28) s'écrivent alors

$$\frac{\partial u_+}{\partial z} = i \frac{\Delta\beta}{2} u_- + i \frac{2\gamma}{3} (|u_+|^2 + 2|u_-|^2) u_+, \quad (29)$$

$$\frac{\partial u_-}{\partial z} = i \frac{\Delta\beta}{2} u_+ + i \frac{2\gamma}{3} (|u_-|^2 + 2|u_+|^2) u_-, \quad (30)$$

Les solutions stationnaires des équations (29) et (30) sont

$$u_+ = |u_+| \exp(i\phi_+ z), \quad u_- = |u_-| \exp(i\phi_- z), \quad (31)$$

et en remplaçant dans les équations (29) et (30), nous obtenons

$$\frac{\partial |u_+|}{\partial z} + i |u_+| \frac{\partial \phi_+}{\partial z} = i \frac{\Delta\beta}{2} |u_-| \exp(-i\psi) + i \frac{2}{3} \gamma (|u_+|^2 + 2|u_-|^2) |u_+|, \quad (32)$$

$$\frac{\partial |u_-|}{\partial z} + i |u_-| \frac{\partial \phi_-}{\partial z} = i \frac{\Delta\beta}{2} |u_+| \exp(i\psi) + i \frac{2}{3} \gamma (|u_-|^2 + 2|u_+|^2) |u_-|. \quad (33)$$

avec

$$\psi = \phi_+ - \phi_-. \quad (34)$$

En séparant les parties imaginaires et réelles, nous aboutissons à

$$\frac{\partial |u_+|}{\partial z} = \frac{\Delta\beta}{2} |u_-| \sin \psi, \quad (35)$$

$$\frac{\partial |u_-|}{\partial z} = -\frac{\Delta\beta}{2} |u_+| \sin \psi. \quad (36)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \frac{\Delta\beta}{2} \left(\frac{|u_-|^2 - |u_+|^2}{|u_-||u_+|} \right) \cos \psi - \frac{2}{3} \gamma (|u_+|^2 - |u_-|^2). \quad (37)$$

L'évolution de l'état de polarisation peut s'exprimer à l'aide des paramètres de Stokes. Les paramètres de Stokes normalisés sont donnés par :

$$S_1 = 2|u_+||u_-| \cos \psi, \quad (38)$$

$$S_2 = 2|u_+||u_-|\sin\psi, \quad (39)$$

$$S_3 = |u_+|^2 - |u_-|^2. \quad (40)$$

La variation des paramètres de Stokes en fonction de la distance de propagation s'obtient en dérivant les expressions (38) à (40) et en remplaçant les dérivées de $|u_{\pm}|$ et ψ par les expressions (35) à (37). Nous obtenons ainsi

$$\begin{aligned} \frac{dS_1}{dz} &= \frac{2}{3}\gamma S_2 S_3, \\ \frac{dS_2}{dz} &= -(\Delta\beta)S_3 - \frac{2}{3}\gamma S_1 S_3, \\ \frac{dS_3}{dz} &= (\Delta\beta)S_2. \end{aligned} \quad (41)$$

Le système d'équations (41) peut s'écrire sous la forme suivante [97]:

$$\frac{d\mathbf{S}}{dz} = \mathbf{W} \times \mathbf{S}, \quad (42)$$

où le vecteur $\mathbf{W} = \mathbf{W}_L + \mathbf{W}_{NL}$ tel que

$$\mathbf{W}_L = (\Delta\beta, 0, 0), \quad \mathbf{W}_{NL} = (0, 0, -2\gamma S_3/3). \quad (43)$$

L'équation (42) inclut les effets linéaires et non linéaires. Les premiers effets sont responsables de la dispersion modale de polarisation et les seconds de la rotation non linéaire de polarisation. Nous utiliserons un raisonnement analogue pour la description des équations régissant l'évolution des paramètres de Stokes des ondes signal et pompe dans l'attracteur de polarisation.

Bibliographie

- [1] S. Morse, "Improvement in the mode of communicating information by signals by the application of electro-magnetism," U.S. Patent 1647, Jun. 20, 1840.
- [2] G. Bell, "Improvements in transmitters and receivers for electric telegraphs," U.S. Patent 161735, Apr. 6, 1875.
- [3] E. Gray, "Improvements in electric telegraphs for transmitting musical tones," U.S. Patent 166096, Jul. 27, 1875.
- [4] C. Kao and G. Hockham, "Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies," *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 113, no. 7, pp. 1151-1158, 1966.
- [5] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 3rd ed. Academic Press, 2001.
- [6] M. Born and E. Wolf, *Principles Of Optics*, 7th ed. Cambridge University Press, 1999.
- [7] Corning Incorporated. (2002, Apr.) Fiche Produit - Fibre optique Corning SMF-28.
- [8] Samsung Fiber Optics. (2002, Jun.) Fiche Produit - Fibre optique Samsung SF-MM5.
- [9] M. Fugihara and A. Nolasco Pinto, "Attenuation fitting function," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 51, no. 10, pp. 2294-2296, 2009.
- [10] I. Malitson, "Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica," *Journal of the Optical Society of America*, vol. 5, no. 10, pp. 1205-1208, 1965.
- [11] G. Agrawal, *Lightwave Technology: Telecommunication Systems*. Wiley-Interscience, 2005.
- [12] D. Marcuse, "Pulse distortion in single-mode fibers," *Applied Optics*, vol. 19, no. 10, pp. 1653-1660, 1980.
- [13] R. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. Academic Press, 2008.
- [14] Y. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*. Wiley-Interscience, 2003.
- [15] A. B. Ruffin, "Stimulated Brillouin Scattering: An Overview of Measurements, System Impairments, and Applications," in *Symposium on Optical Fiber Measurements (SOFM)*, Boulder, CO, 2004, pp. 1-6.
- [16] P. Mamyshev and N. Mamysheva, "Pulse-overlapped dispersion-managed data transmission and intrachannel four-wave mixing," *Optics Letters*, vol. 24, no. 21, pp. 1454-1456, 1999.
- [17] A. Fresnel, *L'Oeuvre Complète*, H. De Senarmont, E. Verdet, and L. Fresnel, Eds. 1866, vol. I.
- [18] E. Collet, *Polarized light in fiber optics*. The PolaWave Group, 2003.
- [19] G. Stokes, "On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources," *Cambridge Philosophical Society Transactions*, vol. IX, pp. 399-416, 1856.

- [20] S. Huard, *Polarisation de la lumière*. Masson, 1993.
- [21] H. Poincaré, *Théorie mathématique de la lumière*. Gauthiers-Villars, Paris, 1892.
- [22] F. Heismann, "Compact Electro-Optic Polarization Scramblers for Optically Amplified Lightwave Systems," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 8, pp. 1801-1813, 1996.
- [23] B. H. Billings, "A Monochromatic Depolarizer," *Journal of Optical Society America*, vol. 41, pp. 966-975, 1951.
- [24] A. Kumar and A. Ghatak, *Polarization of light with applications in optical fibers*. SPIE, 2011.
- [25] O. Krauss, *DWDM and optical Networks*. Siemens Aktiengesellschaft, Berlin and Munich, 2002.
- [26] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion," *Applied Physics Letters*, vol. 23, no. 3, pp. 142-144, 1973.
- [27] L. Mollenauer, R. Stolen, and J. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers," *Physical Review Letters*, vol. 45, no. 13, pp. 1095-1098, 1980.
- [28] H. Lefevre, "Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers," *Electronic Letters*, vol. 16, no. 20, pp. 778-780, 1980.
- [29] J. Bourderionnet, et al., "Endless fiber-to-fiber polarization controller based on ceramic programmable waveplates," *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 16, no. 4, pp. 1101-1103.
- [30] F. Heismann and M. Whalen, "Fast automatic polarization control system," *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 4, no. 5, pp. 503-505, 1992.
- [31] F. Heismann, A. Ambrose, T. Murphy, and M. Whalen, "Polarization-independent photonic switching system using fast automatic polarization controllers," *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 5, no. 11, pp. 1341-1343, 1993.
- [32] F. Heismann, "Analysis of a reset-free polarization controller for fast automatic polarization stabilization in fiber-optic transmission systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, no. 4, pp. 690-699, 1994.
- [33] K. Hirabayashi and C. Amano, "Feed-forward continuous and complete polarization control with a PLZT rotatable-variable waveplate and inline polarimeter," *IEEE Journal Lightwave of Technology*, vol. 21, no. 9, pp. 1920-1932, 2003.
- [34] M. Martinelli, P. Martelli, and S. Pietralunga, "Polarization Stabilization in Optical Communications Systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 11, pp. 4172-4183, 2006.
- [35] R. Noé, H. Heidrich, and D. Hoffman, "Endless polarization control systems for coherent systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, no. 7, pp. 1199-1207, 1998.
- [36] J. Shieh, "Robust-free polarization controller consisting of quarter-wavelength plates," U.S. Patent 6,384,956 B1, May 7, 2002.

- [37] H. Shimizu, "Endless polarization controller using electro-optic waveplates," *Electronic Letters*, vol. 24, no. 7, pp. 412-413, 1998.
- [38] J. Heebner, R. Bennink, and R. Boyd, "Conversion of unpolarized light to polarized with greater than 50% efficiency by photorefractive two-beam coupling," *Optics Letters*, vol. 25, no. 4, pp. 257-259, 2000.
- [39] M. van Deventer and A. Boot, "Polarization properties of stimulated Brillouin scattering in single-mode fibers," *IEEE Journal Lightwave Technology*, vol. 12, no. 4, pp. 585-590, 1994.
- [40] E. Ippen and R. Stolen, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 21, pp. 539-540, 1972.
- [41] R. Stolen, "Polarization effects in fiber Raman and Brillouin lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 15, no. 10, pp. 1157-1160, 1979.
- [42] T. Horiguchi, M. Tateda, N. Shibata, and Y. Azuma, "Brillouin gain variation due to a polarization-state change of the pump or Stokes fields in standard single-mode fibers," *Optics Letters*, vol. 14, no. 6, pp. 329-341, 1989.
- [43] L. Thevenaz, A. Zadok, A. Eyal, and M. Tur, "All-optical polarization control through Brillouin amplification," in *Opt. Fiber Commun. Conf.*, San Diego, CA, 2008, p. OML7.
- [44] A. Zadok, E. Zilka, A. Eyal, L. Thévenaz, and M. Tur, "Vector analysis of stimulated Brillouin scattering amplification in standard single-mode fibers," *Optics Express*, vol. 16, no. 26, pp. 21692-21707, 2008.
- [45] Z. Shmilovitch, et al., "Dual-pump push-pull polarization control using stimulated Brillouin scattering," *Optics Express*, vol. 19, no. 27, pp. 25873-25880, 2011.
- [46] J. Fatome, S. Pitois, and G. Millot, "Experimental evidence of Brillouin-induced polarization wheeling in highly birefringent optical fibers," *Optics Express*, vol. 17, no. 15, pp. 12612-12618, 2009.
- [47] M. Ferreira, *Nonlinear effects in optical fiber*. John Wiley & Sons, Inc., 2011.
- [48] M. Ferrario, V. Gilardone, P. Martelli, L. Marazzi, and M. Martinelli, "Effective all-optical polarization control induced by Raman nonlinear amplification," in *European Conference on Optical Communication*, Turin, 2010, p. P119.
- [49] M. Martinelli, M. Cirigliano, M. M. Ferrario, L. Marazzi, and P. Martelli, "Evidence of Raman-induced polarization pulling," *Optics Express*, vol. 17, no. 2, pp. 947-955, 2009.
- [50] N. Muga, M. Ferreira, and A. Pinto, "Broadband polarization pulling using Raman amplification," *Opt. Express*, vol. 19, no. 19, pp. 18707-18712, 2011.
- [51] L. Ursini, M. Santagiustina, and L. Palmieri, "Raman Nonlinear Polarization Pulling in the Pump Depleted Regime in Randomly Birefringent Fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 4, pp. 254-256, 2011.
- [52] L. Ursini, L. Palmieri, and M. Santangiustina, "Polarization attraction in counterpropagating fiber Raman amplifiers," *IEEE Photonics Technology Journal*, vol. 23, no. 20, pp. 1457-1459, 2011.

- [53] F. Chiarello, L. Palmieri, M. Santagiustina, R. Gamatham, and A. Galtarossa, "Experimental characterization of the counter-propagating Raman polarization attraction," *Optics Express*, vol. 20, no. 23, pp. 26050-26055, 2012.
- [54] V. Kozlov, J. Nuño, J. Ania-Castañón, and S. Wabnitz, *Trapping polarization of light in nonlinear optical fibers: An ideal Raman polarizer*. Springer, 2012.
- [55] B. Stiller, et al., "Demonstration of polarization pulling using a fiber-optic parametric amplifier," *Optics Express*, vol. 20, no. 24, pp. 27248-27253, 2012.
- [56] S. Pitois, G. Millot, and S. Wabnitz, "Nonlinear polarization dynamics of counterpropagating waves in an isotropic optical fiber: theory and experiments," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 18, no. 4, pp. 432-443, 2001.
- [57] S. Pitois, "Instabilité de modulation et solitons en parois de domaines dans les fibres optiques," Université de Bourgogne Thèse de doctorat, 2000.
- [58] S. Pitois, J. Fatome, and G. Millot, "Polarization attraction using counterpropagating waves in optical fiber at telecommunication wavelengths," *Optics Express*, vol. 16, no. 9, pp. 6646-6651, 2008.
- [59] V. Kozlov, J. Nuño, and S. Wabnitz, "Theory of lossless polarization attraction in telecommunication fibers," *Journal of the Optical Society America B*, vol. 2, no. 28, pp. 100-108, 2011.
- [60] C. R. Menyuk and B. S. Marks, "Interaction of polarization mode dispersion and nonlinearity in optical fiber transmission systems," *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 7, pp. 2806-2826, 2006.
- [61] E. Assémat, A. Picozzi, H. Jauslin, and D. Sugny, "Hamiltonian tools for the analysis of optical polarization control," *Journal of Optical Society of America B*, vol. 29, no. 4, pp. 559-571, 2012.
- [62] P. .-Y. Bony, et al., "Optical flip-flop memory and data packet switching operation based on polarization bistability in a telecommunication optical fiber," *Journal of the Optical Society of America B*, 2013, soumis.
- [63] R. Hui and M. O'Sullivan, *Fiber Optic Measurement Techniques*. Elsevier Academic Press, 2009.
- [64] D. Anderson, L. Johnson, and F. Bell, *Troubleshooting optical-fiber networks: understanding and using your optical-time domain reflectometer*, 2nd ed. Elsevier Press Academic, 2004.
- [65] B. L. Heffner, "Automated measurement of polarization mode dispersion using Jones matrix eigenanalysis," *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 4, no. 9, pp. 1066-1069.
- [66] A. Picozzi, M. Haelterman, S. Pitois, and G. Millot, "Incoherent solitons in instantaneous nonlinear media," *Physical Review Letters*, vol. 92, no. 14, pp. 143906-1/4, 2004.
- [67] J. Fatome, S. Pitois, P. Morin, and G. Millot, "Observation of light-by-light polarization control and stabilization in optical fiber for telecommunication applications," *Optics Express*, vol. 18, no. 15, pp. 15311-15317.
- [68] M. Boroditsky, N. Brodsky, N. J. Frijo, P. Magil, and H. Rosenfeldt, "Polarization dynamics in

- installed fiber optic systems," in *IEEE LEOS Annual Meeting Conference Proceedings (LEOS)*, 2005, pp. 413-414.
- [69] V. Koslov, et al., "Nonlinear repolarization dynamics in optical fibers: transient polarization attraction," *Journal Optical of Society America B*, vol. 28, no. 8, pp. 1782-1790.
- [70] M. Islam, "Raman amplifiers for telecommunications (Invited Paper)," *IEEE Journal Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 8, no. 3, pp. 548-558, 2002.
- [71] S. Pitois, A. Sauter, and G. Millot, "Simultaneous achievement of polarization attraction and Raman in an isotropic optical fibers," *Optics Letters*, vol. 29, pp. 599-601, 2004.
- [72] P. Morin, S. Pitois, and J. Fatome, "Simultaneous polarization attraction and Raman amplification of a light beam in optical fibers," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 29, no. 8, pp. 2046-2052, 2012.
- [73] P. Mamyshev, "All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect," in *24th European Conference on Optical Communications (ECOC)*, Madrid, 1998, pp. 475-476.
- [74] R. Stolen and L. Chinlon, "Self-phase modulation in optical fibers," *Physical Review A*, vol. 17, no. 4, pp. 1448-1453, 1977.
- [75] G. Raybon, et al., "40 Gbit/s pseudo-linear transmission over one million kilometers," in *Optical Fiber Communication (OFC) Conference*, 2002, pp. FD10-1-FD10-3.
- [76] S. Watanabe, et al., "160 Gb/s optical 3R-regenerator in a fiber transmission experiment," in *Optical Fiber Communication (OFC) Conference*, 2003, pp. PD16-1-PD16-3.
- [77] T. Nguyen, et al., "Self-phase-modulation-based 2R regenerator including pulse compression and offset filtering for 42.6 Gbit/s RZ-33% transmission systems," *Optics Express*, vol. 17, no. 20, pp. 17747-17757, 2009.
- [78] H. Murai, Y. Kanda, M. Kagawa, and S. Arahira, "Regenerative SPM-based wavelength conversion and filed demonstration of 160 Gb/s all-optical 3R operation," *IEEE Journal Lightwave of Technology*, vol. 28, no. 6, pp. 910-921, 2010.
- [79] T. Her, G. Raybon, and C. Headley, "Optimization of pulse regeneration at 40 Gb/s based on spectral filtering of self phase modulation in fiber," *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 16, no. 1, pp. 200-202, 2004.
- [80] P. Petropoulos, et al., "2R-regenerative all-optical switch based on a highly nonlinear holey fiber," *Optics Letters*, vol. 26, no. 16, pp. 1233-1235, 2001.
- [81] M. Matsumoto, "Efficient all-optical 2R regeneration using self-phase modulation in bidirectional fiber configuration," *Optics Express*, vol. 14, no. 23, pp. 11018-11023, 2006.
- [82] L. Provost, et al., "Analysis of two-channel 2R all-optical regenerator bades on a counter-propagating configuration," *Optics Express*, vol. 16, no. 3, pp. 2264-2275, 2008.
- [83] L. Provost, F. Parmigiani, P. Petropoulos, and D. Richardson, "Investigation of simultaneous 2R regeneration of two-40 Gb/s channels in a single fiber," *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 20, no. 4, pp. 270-272, 2010.
- [84] L. Fu, M. Rochette, V. Ta'eed, D. Moss, and B. Eggleton, "Investigation of self-phse modulation

- based optical regeneration in single mode As₂Se₃ chalcogenide glass fiber," *Optics Express*, vol. 13, no. 19, pp. 7637-7644, 2005.
- [85] F. Parmigiani, et al., "2R regenerator based on 2-m long highly nonlinear bismuth oxide fiber," *Optics Express*, vol. 14, no. 12, pp. 5038-5044, 2006.
- [86] M. Matsumoto, "Fiber-based all-optical signal regeneration," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum of Electronics*, vol. 18, no. 2, pp. 738-752, 2012.
- [87] P. Johannisson and M. Karlsson, "Characterization of a self-phase modulation-based all-optical regeneration system," *IEEE Photonic Technology Letters*, vol. 17, no. 12, pp. 2667-2669, 2005.
- [88] L. Provost, C. Finot, C. Petropoulos, K. Mukasa, and D. Richardson, "Design scaling rules for 2R-optical self-phase modulation-based regenerators," *Optics Express*, vol. 15, no. 8, pp. 5100-5113, 2007.
- [89] L. Provost, C. Finot, K. Mukase, P. Petropoulos, and D. Richardson, "Generalisation and experimental validation of design rules of self-phase modulation-based 2R-regenerators," in *Optical Fiber Communication (OFC) Conference*, 2007, pp. 1-3.
- [90] N. Doran and D. Wood, "Nonlinear-optical loop mirror," *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 1, pp. 56-58, 1988.
- [91] J. Fatome, P. Morin, S. Pitois, and G. Millot, "Light-by-light polarization control of 10-Gb/s RZ and NRZ telecommunication signals," *IEEE Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 18, no. 2, pp. 621-628, 2012.
- [92] P. Morin, J. Fatome, S. Pitois, C. Finot, and G. Millot, "All-optical nonlinear processing of both polarization state and intensity profile for 40 Gbit/s regeneration applications," *Optics Express*, vol. 19, no. 18, pp. 17158-17166, 2011.
- [93] J. Fatome, et al., "A universal optical all-fiber Omnipolarizer," *Scientific Report*, vol. 2, no. 938, pp. 1-3.
- [94] N. Granzow, S. Stark, M. Schmidt, A. Tverjanovich, and P. Russell, "Supercontinuum generation in chalcogenide-silica step-index fibers," *Optics Express*, vol. 19, no. 21, pp. 21003-21010, 2011.
- [95] A. Yi, L. Yan, B. Lu, W. Pan, and J. Ye, "All-optical signal regeneration in Polarization-Division-Multiplexing systems," *IEEE Photonics Journal*, vol. 3, no. 4, pp. 703-712, 2011.
- [96] P. Schau, et al., "Polarization scramblers with plasmonic meander-type metamaterials," *Optics Express*, vol. 20, no. 20, pp. 22700-22711, 2012.
- [97] B. Daino, G. Gregori, and S. Wabnitz, "New all-optical devices based on third-order nonlinearity of birefringent fibers," *Optics Letters*, vol. 11, no. 1, pp. 42-45, 1986.

Résumé

Ce mémoire présente les travaux effectués sur le développement d'un dispositif tout-optique de contrôle de l'état de polarisation de la lumière, appelé attracteur de polarisation. En effet, cette caractéristique de la lumière demeure une variable incontrôlable qui peut dégrader les performances des dispositifs tout-optiques. Basé sur l'interaction non linéaire entre deux ondes contrapropagatives au sein d'une fibre optique, ce dispositif permet de contrôler l'état de polarisation de la lumière sans pertes dépendantes de la polarisation.

Il est tout d'abord effectué une étude approfondie des propriétés de l'attracteur de polarisation qui conduit au contrôle et à la stabilisation de l'état de polarisation d'un flux de données optiques aux formats NRZ et RZ cadencé à 10 Gb/s dans des fibres de plusieurs kilomètres. Par la suite, cette fonction de régénération tout-optique est associée à d'autres fonctions de régénération telles que l'amplification Raman et le régénérateur de Mamyshev dans le but de régénérer des flux de données optiques à des débits supérieurs à 10 Gb/s.

Enfin, une extension de l'attracteur de polarisation, appelé Omnipolariseur, est étudiée où la lumière interagit avec elle-même grâce à un dispositif de réflexion inséré à l'autre extrémité de la fibre optique. La lumière est alors capable d'auto-organiser son état de polarisation, ce qui démontre la capacité de l'Omnipolariseur par exemple à stabiliser l'état de polarisation d'un flux de données optiques RZ à 40 Gb/s à 1550 nm.

Mots clés : état de polarisation de la lumière, fibre optique, optique non linéaire, sphère de Poincaré.

Summary

This thesis deals with the work the development of an all-optical device for the control of the polarization state of light. Actually, this feature of light remains so far an uncontrolled variable, which can degrade the performances of all-optical systems. Based on nonlinear interaction between two counterpropagating waves inside an optical fiber, this device called *polarization attractor* allows to control the polarization state of light without polarization dependent losses.

In a first part, we carry out extensive studies of the polarization attractor properties leading to the control and the regeneration of the polarization state of the 10-Gb/s NRZ and RZ telecommunication signals. Then, this all-optical regeneration function is associated with other regeneration functions, like Raman amplification and Mamyshev regenerator, in order to regenerate optical telecommunication signals at rates exceeding 10-Gb/s.

Finally, we present an extension of polarization attractor, called *Omnipolarizer*, where the light interacts with herself by means of a reflective element inserted at the opposite end of the optical fiber. In that case, the light is able to organize its own polarization state, demonstrating the ability of Omnipolarizer to stabilize by example the polarization state of a 40-Gb/s RZ telecommunication signal at 1550 nm.

Keywords : polarization state of light, optical fiber, nonlinear optic, Poincaré sphere.