

Université Bourgogne Franche-Comté (UBFC)
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne
Ecole Doctorale Carnot Pasteur

THESE

pour obtenir le grade de
Docteur en Physique de l'Université Bourgogne Franche-Comté
par

Pierre-Yves BONY

Auto-polarisation de la lumière dans les fibres optiques

Thèse encadrée par :

Antonio PICOZZI & Julien FATOME

Thèse soutenue le 9 Décembre 2015 devant le jury composé de :

Julien Fatome	Ingénieur de Recherche, CNRS – UBFC	Co-Directeur
Arnaud Mussot	Professeur – Université de Lille	Rapporteur
Antonio Picozzi	Directeur de Recherches, CNRS – UBFC	Directeur
Thibaut Sylvestre	Chargé de Recherche, CNRS – UBFC	Examineur
Alessandro Tonello	Maitre de Conférence – Université de Limoges (Xlim)	Examineur
Stefan Wabnitz	Professeur – Université de Brescia	Rapporteur





Université Bourgogne Franche-Comté (UBFC)
Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne
Ecole Doctorale Carnot Pasteur

THESE

pour obtenir le grade de
Docteur en Physique de l'Université Bourgogne Franche-Comté
par

Pierre-Yves BONY

Auto-polarisation de la lumière dans les fibres optiques

Thèse encadrée par :

Antonio PICOZZI & Julien FATOME

Thèse soutenue le 9 Décembre 2015 devant le jury composé de :

Julien Fatome	Ingénieur de Recherche, CNRS – UBFC	Co-Directeur
Arnaud Mussot	Professeur – Université de Lille	Rapporteur
Antonio Picozzi	Directeur de Recherches, CNRS – UBFC	Directeur
Thibaut Sylvestre	Chargé de Recherche, CNRS – UBFC	Examineur
Alessandro Tonello	Maitre de Conférence – Université de Limoges (Xlim)	Examineur
Stefan Wabnitz	Professeur – Université de Brescia	Rapporteur



Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne (ICB), à l'UFR Sciences et Techniques de l'Université Bourgogne-Franche-Comté (UBFC), au sein de l'équipe Solitons, Laser et Communications Optiques (SLCO), de Dijon.

Je tiens à remercier en premier lieu mon directeur de thèse Julien FATOME, pour m'avoir permis de réaliser cette thèse dans d'excellentes conditions, pour son encadrement, sa disponibilité et son aide tout au long de cette période, qui ont été fortement appréciées. Je remercie également Antonio PICOZZI, pour son encadrement, son soutien, et les discussions scientifiques qui m'ont permis de prendre plus de recul sur mes travaux. Un grand merci à Massimiliano GUASONI avec qui j'ai travaillé ces trois dernières années et qui a permis d'établir la théorie de mes travaux expérimentaux.

Je tiens ensuite à remercier les membres du jury : Mrs Stefan WABNITZ et Arnaud MUSSOT pour avoir accepté d'être mes rapporteurs, et Mrs Thibaut SYLVESTRE et Alessandro TONELLO pour avoir examiné mon travail.

Je pense ensuite naturellement à Philippe MORIN, mon ancien collègue de bureau, qui finissait sa thèse au moment où je commençais la mienne, et qui m'a beaucoup soutenu à mes débuts au laboratoire. De plus nos longues conversations m'ont permis d'en apprendre énormément sur la formule 1, les acteurs de cinéma ainsi que sur mes bandes annonce de film ! Je remercie également Ibrahim El MANSORI, mon deuxième collègue de bureau, pour sa bonne humeur, sa convivialité et pour nos grandes discussions. Merci pour son aide et ses conseils. Je n'oublierai jamais les passages de Michael CLAUDON au bureau, la Marie-Thérèse du laboratoire, qui détient encore aujourd'hui le record du nombre de miroirs cassés par an. Merci à Pierre BEJOT (pit13 !) et Kamal HAMMANI pour leur aide en maths et sur Matlab.

Je remercie l'ensemble des thésards et post-docs du laboratoire et de l'ATCPB : Gang XU, Jérémy PICOT-CLEMENTE, Camille NALET, Fabienne PELTIER, Gilles PLUSQUELLEC, Benoit FRISQUET, Ugo ANDRAL, Jaroslava LAVKOVA (joueurs de tarot !), Foued AMRANI, Oussama MOUAWAD, Clément ROUX, Clément STRUTYNSKI, Manon LAMY, Magda ALSALEH, Arunandan KUMAR, Pierre TINGUY, Rachid SIFODIL, Julien DOUSSOT, Abdelkrim BENDAHDANE, Benjamin ROUSSEAU, et David DZSOTJAN.

Je souhaite une très bonne continuation à la nouvelle team PETAL qui prend la suite des travaux. Je pense entre autre à Marin GILLES, qui m'a donné goût à Linux !, et à Javier NUÑO-DEL-CAMPO.

Merci aux équipes SLCO, PFL, DQNL, aux services électronique (Bernard SINARDET, Stéphane PERNOT) et informatique (Yves Didelot, Sébastien MERTES) pour leur accueil et le soutien qu'ils ont pu m'apporter tout au long de ma thèse.

Table des Matières

Introduction.....	1
Chapitre I Attraction de polarisation	5
I.1] Introduction	5
I.2] La polarisation optique	6
I.2.1] L'ellipse de polarisation	6
I.2.2] Paramètres de Stokes	8
I.2.3] Sphère de Poincaré	9
I.2.4] Mesure des paramètres de Stokes.....	11
I.2.5] Lumière dépolarisée et degré de polarisation.....	12
I.2.6] Brouilleur de polarisation.....	14
I.3] L'attraction de polarisation	15
I.3.1] Dispositifs de contrôle de la polarisation	15
I.3.2] Etat de l'art de l'attraction de polarisation.....	18
I.3.2.1) Attraction de polarisation avec gain : amplification Brillouin (SBS).....	18
I.3.2.2) Attraction de polarisation avec gain : amplification Raman (SRS).....	19
I.3.2.3) Attraction de polarisation par amplification paramétrique	20
I.3.2.4) Attraction de polarisation par mélange à quatre ondes (FWM)	21
I.3.3] Equations de propagation non-linéaires couplées	25
I.3.3.1) Cas fibre isotrope	25
I.3.3.2) Cas fibre biréfringente	27
I.3.4] L'auto-polarisation.....	29
I.3.4.1) Schémas de principe	29
I.3.4.2) Coefficient de réinjection (réflexion) et Matrice de rotation	30
I.3.5] L'Omnipolariseur.....	31
I.3.5.1) Bistabilité optique de polarisation.....	31
I.3.5.2) Montage expérimental de l'Omnipolariseur.....	34
I.3.5.3) Démonstration expérimentale du processus d'attraction.....	35
I.3.5.4) Transmission à 40 Gbit/s.....	39
I.4] Conclusion	40
Chapitre II Développement d'applications tout-optiques basées sur l'Omnipolariseur	43
II.1] Introduction	43
II.2] Mémoire à bascule et routeur tout-optiques basés sur les phénomènes de bistabilité et d'hystérésis du processus d'attraction de polarisation.....	43
II.2.1] Introduction.....	44
II.2.2] Schéma de principe.....	44

II.2.3] Etats stationnaires	45
II.2.4] Démonstration expérimentale du phénomène de bistabilité de polarisation	46
II.2.4.1) Montage expérimental	46
II.2.4.2) Mise en évidence du phénomène de bistabilité optique de polarisation	48
II.2.5] Omnipolariseur passif vs PBS	50
II.2.6] Mise en évidence expérimentale du phénomène d'hystérésis de polarisation	51
II.2.7] Mémoire optique à bascule de polarisation	53
II.2.8] Routeur optique de polarisation	55
II.2.9] Conclusion	57
II.3] Brouilleur de polarisation tout-optique	57
II.3.1] Introduction	58
II.3.2] Schéma de principe	59
II.3.3] Etats stationnaires	59
II.3.4] Montage expérimental	61
II.3.5] Dynamiques du système	62
II.3.6] Démonstration expérimentale du phénomène de dépolarisation	66
II.3.7] Analyse des performances du brouilleur de polarisation	69
II.3.8] Configuration WDM	72
II.3.9] Conclusion	77
II.4] Opérations de copie et de dissimulation de données codées 10 Gbit/s	78
II.4.1] Introduction	78
II.4.2] Principe d'opération	79
II.4.3] Montage expérimental	81
II.4.4] Résultats expérimentaux	83
II.4.5] Conclusion	85
II.5] Conclusion	86
Chapitre III Parois de domaines de polarisation	91
III.1] Introduction	91
III.2] Parois de domaines de polarisation	92
III.2.1] Etat de l'art	92
III.2.2] Modèle théorique	93
III.2.3] Fibres à biréfringence résiduelle aléatoire (RBFs) vs fibres spun	97
III.2.3.1) Fibre à biréfringence résiduelle aléatoire	97
III.2.3.2) Fibres spun	99
III.3] Démonstration expérimentale	101
III.3.1] Montage expérimental	101
III.3.2] Conditions initiales	103
III.3.3] Résultats expérimentaux	104
III.3.3.1) Conservation des profils d'intensité	104
III.3.3.2) Conservation du profil spectral	107

III.4] Codage des PDWs sur un signal RZ à 10 Gbit/s sur 50 km avec réamplification à 25 km.....	107
III.4.1] Montage expérimental	108
III.4.2] Conditions initiales.....	110
III.4.3] Résultats expérimentaux	110
III.4.3.1) Résultats après 25 km de propagation	110
III.4.3.2) Résultats après 50 km.....	112
III.5] Conclusion	113
III.6] Discussion.....	114
Conclusion.....	115
Publications	117
Conférences	119
Bibliographie	121

Introduction

Les signaux optiques subissent plusieurs effets dégradants dans les systèmes de transmission optiques fibrés. Parmi eux, les effets les plus importants sont la dispersion chromatique, la non-linéarité de la fibre, et les effets dépendants de la polarisation comme la dispersion des modes de polarisation (PMD), les pertes dépendantes de la polarisation (PDL), ainsi que leurs effets combinés. 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-optiques ou les lasers fibrés. Lorsqu'une lumière est injectée avec un état de polarisation précis dans une fibre optique, celui-ci peut évoluer de façon aléatoire suite aux contraintes exercées sur la fibre ou à l'anisotropie de celle-ci. Le signal peut alors sortir de la fibre avec un état de polarisation différent de celui de départ. Ce qui représente un inconvénient pour certains composants optoélectroniques qui sont sensibles à la polarisation. Les systèmes de transmission qui utilisent ces composants ont alors souvent recours à des dispositifs de rétrocontrôle électroniques de type DSP (« digital signal processing ») pour corriger les variations de polarisation. Des solutions ont été trouvées pour maintenir l'état de polarisation de la lumière comme les fibres à maintien de polarisation (PM) cependant de telles fibres coûtent cher et une utilisation à l'échelle mondiale n'est alors pas envisageable. Parallèlement aux tentatives industrielles pour stabiliser la polarisation du signal, des études théoriques se multiplient (vers la fin du 20^e siècle) sur l'interaction copropagative et contrapropagative entre des signaux optiques, et son impact sur l'évolution de la polarisation. Ces études ont permis d'appréhender la polarisation non plus comme un inconvénient à corriger mais comme un réel atout pour la découverte de nouvelles dynamiques optiques.

Il a été découvert que l'interaction non-linéaire entre deux faisceaux contrapropagatifs conduit à la formation de parois de domaines des composantes de polarisation circulaires du signal. Dans le cadre de sa thèse, la contribution théorique et expérimentale de S. Pitois en 2000 a donné naissance aux notions d'attraction de polarisation et de polariseur sans PDL. Le polariseur non linéaire proposé ensuite par S. Pitois, M. Haelterman, G. Millot et S. Wabnitz consistait en un système où se propagent deux ondes contrapropagatives : une pompe polarisée circulairement et un signal polarisé arbitrairement. Simulations et expériences ont alors montré qu'à la sortie de la fibre, l'état de polarisation du signal converge vers celui de la pompe. Par la suite, ce résultat a permis à J. Fatome et P. Morin de mettre au point en 2011 un dispositif, l'Omnipolariseur, qui permet le contrôle complet de l'attraction de polarisation dans les fibres optiques. Cet appareil a depuis prouvé sa capacité à intégrer les systèmes de transmission pour fixer de manière robuste l'état de polarisation d'un signal OOK de type RZ ou NRZ aux longueurs d'onde télécom. La première partie de ce manuscrit développe et exploite les différentes dynamiques de

polarisation de l'Omnipolariseur (PBS, attraction, brouilleur) pour réaliser des applications tout-optiques qui fonctionnalisent la polarisation.

Alternativement, des études théoriques sur les parois de domaines de polarisation au début des années 90 ont permis d'envisager la propagation sans déformation d'un signal optique codé sur la polarisation dans une fibre non-linéaire, faiblement biréfringente et dans le régime normal de dispersion. Cependant, la fibre optique nécessaire à la confirmation des modèles théoriques n'était pas encore disponible à cette époque. Il a fallu attendre que les techniques de fabrication industrielles permettent la réalisation de fibres à très faible biréfringence pour réaliser les premiers tests. Ce que nous nous proposons de faire dans la deuxième partie de ce manuscrit.

Cette thèse s'articule autour de trois chapitres. Le premier introduit dans un premier temps le concept de polarisation ainsi que le formalisme de Stokes-Poincaré qui permettent de le caractériser. Il s'agira ainsi de présenter les paramètres qui vont nous être utiles à la caractérisation d'une lumière polarisée ou dépolarisée. Dans un second temps, ce chapitre traitera de l'attraction de polarisation, plus particulièrement, de la capacité qu'a la lumière à auto-organiser son état de polarisation lorsqu'elle interagit avec une lumière qui se propage en sens inverse. Cela nous permettra de réaliser l'état de l'art de cette découverte et de présenter l'Omnipolariseur. L'interaction non-linéaire qui influence la polarisation des ondes contrapropagatives nous permet d'en apprendre davantage sur cette propriété de la lumière.

L'Omnipolariseur est à la base de mes résultats expérimentaux présentés dans le deuxième chapitre. Le contrôle de la polarisation m'a permis de mettre au point des applications tout-optiques basées sur la fonctionnalisation de la polarisation. Il m'a ainsi été permis de réaliser une mémoire optique à bascule de polarisation, un routeur de polarisation, un brouilleur chaotique de polarisation, ainsi qu'une expérience visant à copier/dissimuler des données optiques se propageant sur une ligne de transmission. Ces applications ont le mérite d'être tout-optiques et de pouvoir être intégrées dans des systèmes de télécommunication.

Le troisième chapitre est consacré à l'étude expérimentale d'un phénomène optique très intéressant pour les futures applications télécoms : les parois de domaines de polarisation. Ce phénomène provient du couplage non-linéaire entre les deux modes de polarisation orthogonaux d'une lumière qui se propage dans un milieu Kerr dispersif en régime normal de dispersion, et provoque une modulation en opposition de phase des deux modes le long de la fibre. Lorsque ce phénomène est contrôlé, il est possible de verrouiller deux trains d'impulsions optiques d'intensité complémentaire, de manière à ce que les impulsions ne subissent plus les effets de distorsion intervenant au sein de la fibre au cours de la propagation. L'information à transmettre est ainsi préservée. Une telle application permettrait ainsi de propager le signal sur de longues distances sans procéder par les étapes intermédiaires actuelles de contrôle des données dans les lignes de transmission.

PARTIE 1

Chapitre I Attraction de polarisation

I.1] Introduction

Malgré les remarquables progrès technologiques dans le domaine de la Photonique, et plus particulièrement dans les systèmes entièrement fibrés, l'état de polarisation (SOP, « state of polarization ») de la lumière reste le paramètre le plus difficile à contrôler et à prédire dans les fibres optiques. Au cours des dix dernières années, un énorme progrès dans la fabrication des nouvelles fibres a été réalisé. Dorénavant, avec le procédé de rotation contrôlée de la fibre au cours de sa fabrication, il est possible de réaliser des fibres Telecom avec des niveaux très faibles de PMD ($< 0.1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$) [1]–[3]. Néanmoins, il persiste dans ces fibres une biréfringence résiduelle liée aux imperfections géométriques de la fibre et aux contraintes extérieures (enroulement, contraintes mécaniques, vibrations, température) qui modifient le SOP de manière aléatoire et le rendent virtuellement imprévisible après quelques dizaines de mètres de propagation. La conséquence de cette nature aléatoire peut être problématique lorsque des éléments optiques, dont la réponse dépend de la polarisation (ex : polariseur, PBS, guides d'onde,...) sont insérés en sortie de fibre.

Il sera question dans ce chapitre de présenter un dispositif baptisé Omnipolariseur qui permet la repolarisation d'un signal optique initialement dépolarisé dans une fibre optique de plusieurs kilomètres, et ce indépendamment de la polarisation initiale du signal. Cette technique tout-optique de repolarisation, appelée attraction de polarisation, repose sur l'interaction non linéaire entre deux faisceaux contrapropagatifs dans une fibre optique.

Ce chapitre est constitué de deux parties. La première apporte les différents concepts physiques et outils mathématiques nécessaires pour une bonne interprétation des résultats expérimentaux et qui permettent une meilleure compréhension de ce qu'est la polarisation. La deuxième partie traite tout d'abord de l'attraction de polarisation d'un point de vue général, et présente par la suite l'Omnipolariseur, qui sera le dispositif clé du deuxième chapitre.

I.2] La polarisation optique

Cette partie consiste à apporter les outils nécessaires à la compréhension des résultats théoriques et expérimentaux présents dans ce mémoire.

I.2.1] L'ellipse de polarisation

Le champ optique dans l'espace libre est décrit dans le système cartésien par l'équation d'onde à 3 dimensions :

$$\nabla^2 E_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E_i(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}, \quad i = x, y \quad (\text{I.1})$$

Où ∇^2 est l'opérateur Laplacien, c est la célérité de la lumière dans le vide, et $\mathbf{r}(x, y, z)$ le vecteur position. L'équation représente deux équations d'onde indépendantes pour les composantes transverses du champ, $E_x(\mathbf{r}, t)$ et $E_y(\mathbf{r}, t)$. Ces deux composantes sont orthogonales l'une par rapport à l'autre et existent dans le même plan perpendiculaire à la direction de propagation (axe z). La solution la plus simple de (I.1) est en termes de fonctions sinusoïdales qui se propagent soit dans la direction positive soit négative. Pour une propagation dans la direction z positive, les solutions de (I.1) peuvent s'écrire :

$$E_x(z, t) = E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x) \quad (\text{I.2})$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y) \quad (\text{I.3})$$

Avec $\omega = k.c$ la fréquence angulaire de l'onde, $k = 2\pi/\lambda$ la constante de propagation, λ étant la longueur d'onde, E_{0x} et E_{0y} les amplitudes maximales, δ_x et δ_y les phases des composantes transverses E_x et E_y respectivement. La Figure I.1 présente schématiquement la propagation de deux ondes sinusoïdales transverses avec des amplitudes et des phases arbitraires.

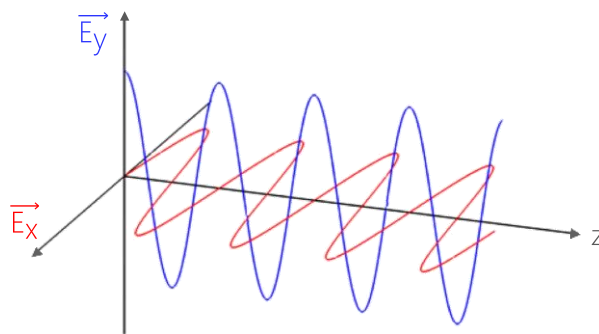


Figure I.1 : Propagation du champ optique transverse à la direction de propagation z .

L'association des composantes E_x et E_y à chaque instant t forme un vecteur représentant le champ électrique $\mathbf{E}$ tel que :

$$\mathbf{E}(z, t) = E_x(z, t) \mathbf{e}_x + E_y(z, t) \mathbf{e}_y = E_{0x} \cos(wt - kz + \delta_x) \mathbf{e}_x + E_{0y} \cos(wt - kz + \delta_y) \mathbf{e}_y \quad (I.4)$$

La longueur et l'orientation du vecteur $\mathbf{E}$ indiquent respectivement la valeur instantanée de ce champ, sa direction et son sens. La trajectoire de l'extrémité de $\mathbf{E}$ décrit, dans le plan d'oscillation, une ellipse caractéristique de l'état de polarisation du champ optique. Cette ellipse est communément appelée, « ellipse de polarisation » (Figure I.2(a)). Elle a la particularité de présenter 3 états de polarisation dégénérés qui sont les plus simples à observer en laboratoire : (LHP & LVP), (L+45P & L-45P), (RCP & LCP). Les ellipses de polarisation de ces cas particuliers sont représentées Figure I.2(b-g) et leurs descriptions table I.1.

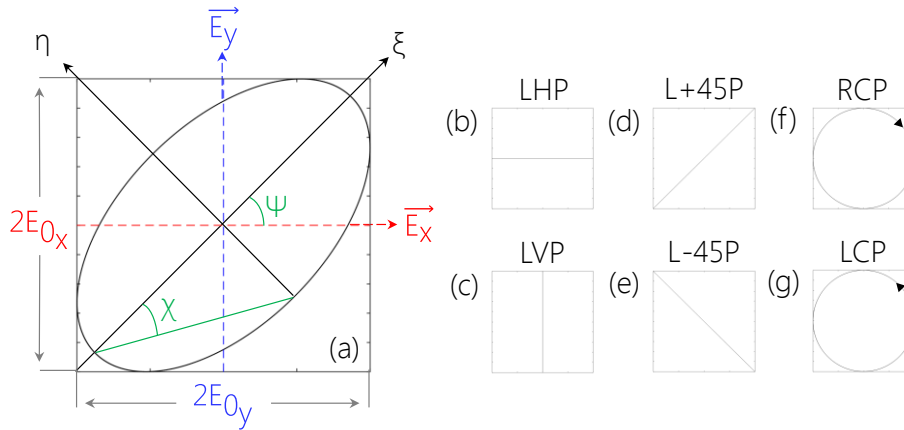


Figure I.2 : (a) Ellipse de polarisation d'un faisceau optique polarisé arbitrairement avec η et ξ les axes propres de l'ellipse, χ l'angle d'ellipticité et Ψ l'angle d'orientation. (Partie de droite) Etats de polarisation dégénérés : (b) linear horizontally polarized (LHP), (c) linear vertically polarized (LVP), (d) linear +45° polarized (L+45P), (e) linear -45° polarized (L-45P), (f) right circular polarized (RCP), (g) left circular polarized (LCP).

L'équation de l'ellipse est obtenue en supprimant le terme propageant ($wt-kz$) entre (I.2) et (I.3) :

$$\frac{E_x^2(z, t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(z, t)}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x(z, t) E_y(z, t)}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (I.5)$$

Avec $\delta = \delta_y - \delta_x$. L'ellipse de polarisation est utile pour observer n'importe quel état de polarisation simplement à partir des équations de propagation (I.1). Cependant, en pratique, cette représentation est inadéquate pour plusieurs raisons. La première est que le vecteur du champ électrique $\mathbf{E}$ parcourt l'ellipse sur un laps de temps de 10^{-15} s, ce qui représente une période de temps très courte par rapport au temps nécessaire pour calculer les paramètres de l'ellipse pour un état de polarisation. Il n'est alors pas envisageable d'utiliser l'ellipse pour étudier l'évolution de la polarisation d'un signal en propagation. La deuxième est que l'ellipse n'est pertinente que pour une lumière complètement polarisée, alors qu'elle n'est pas appropriée pour mesurer la polarisation

d'une lumière partiellement polarisée. En effet la lumière peut être complètement polarisée, partiellement polarisée, voire complètement dépolarisée, et une nouvelle description mathématique a besoin d'être formulée pour prendre en compte ces différents cas de figure. L'ellipse de polarisation décrit des variations d'amplitudes de la lumière polarisée cependant, les amplitudes ne sont pas des variables observables en pratique, contrairement à l'intensité. Il faudrait alors transformer l'ellipse de manière à ce que seules les intensités soient représentées.

Etats Dégénérés	Coordonnées Sphériques		Coordonnées Cartésiennes		
	χ	Ψ	X	Y	Z
LHP	0	0	1	0	0
LVP	0	$\pi/2$	-1	0	0
L+45P	0	$\pi/4$	0	1	0
L-45P	0	$3\pi/4$	0	-1	0
RCP	$\pi/4$	0	0	0	1
LCP	$-\pi/4$	0	0	0	-1

Table I.1 : Coordonnées sphériques et cartésiennes des états de polarisation dégénérés

I.2.2] Paramètres de Stokes

Pour représenter la polarisation d'une lumière avec des quantités mesurables telles que l'intensité, il est d'usage d'employer les paramètres de polarisation de Stokes communément appelés « paramètres de Stokes ». A partir de l'équation de l'ellipse de polarisation (I.5), en moyennant temporellement les composantes du champ et en multipliant par $4E_{0x}^2 E_{0y}^2$ on obtient :

$$4E_{0y}^2 \langle E_x^2(z, t) \rangle + 4E_{0x}^2 \langle E_y^2(z, t) \rangle - 8E_{0x}E_{0y} \langle E_x(z, t)E_y(z, t) \rangle \cos\delta = (2E_{0x}E_{0y} \sin\delta)^2 \quad (I.6)$$

En utilisant les équations (I.2) et (I.3) dans (I.6) on obtient :

$$\langle E_x^2(z, t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0x}^2 \quad (I.7)$$

$$\langle E_y^2(z, t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0y}^2 \quad (I.8)$$

$$\langle E_x(z, t)E_y(z, t) \rangle = \frac{1}{2} E_{0x}E_{0y} \cos\delta \quad (I.9)$$

En substituant les équations (I.7)-(I.9) dans (I.6) on arrive à l'équation :

$$(E_{0x}^2 + E_{0y}^2) - (E_{0x}^2 - E_{0y}^2) - (2E_{0x}E_{0y} \cos\delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin\delta)^2 \quad (I.10)$$

Nous obtenons ainsi une équation qui décrit l'intensité et la polarisation de la lumière. Les 4 termes entre parenthèses forment les 4 paramètres de Stokes (S_0, S_1, S_2, S_3) tels que :

$$S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \quad (I.11)$$

$$S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \quad (I.12)$$

$$S_2 = 2E_{0x}E_{0y}\cos\delta \quad (I.13)$$

$$S_3 = 2E_{0x}E_{0y}\sin\delta \quad (I.14)$$

Ainsi l'équation (I.10) prend dorénavant la forme :

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (I.15)$$

Le paramètre S_0 est l'intensité totale du champ optique. Les 3 paramètres S_1, S_2 et S_3 permettent de caractériser l'état de polarisation de la manière suivante :

- Le paramètre S_1 décrit la prépondérance de l'intensité de la lumière polarisée linéairement (compris entre -1 et 1 correspondant aux valeurs des cas particuliers LVP et LHP, respectivement).
- Le paramètre S_2 décrit la prépondérance de l'intensité de la lumière polarisée linéairement et orientée $\pm 45^\circ$ (compris entre -1 et 1 correspondant aux valeurs des cas particuliers L-45P et L+45P, respectivement).
- Le paramètre S_3 décrit la prépondérance de l'intensité de la lumière polarisée circulairement (compris entre -1 et 1 correspondant aux valeurs des cas particuliers LCP et RCP, respectivement).

Les quatre paramètres de Stokes peuvent être arrangés sous forme de vecteur tel que :

$$\mathbf{S} = (S_0, S_1, S_2, S_3) \quad (I.16)$$

Avec $\mathbf{S}$ le vecteur de Stokes. Mathématiquement, $\mathbf{S}$ n'est pas un vecteur mais le rôle qu'on lui attribue pour représenter la polarisation fait qu'il est communément appelé vecteur (nous développerons cette notion dans le paragraphe suivant). Avec ce nouveau formalisme nous pouvons dorénavant représenter n'importe quel état de polarisation, que la lumière soit complètement ou partiellement polarisée. Néanmoins, pour cela nous n'utiliserons plus l'ellipse de polarisation mais un outil beaucoup plus visuel et plus utile : la sphère de Poincaré.

I.2.3] Sphère de Poincaré

En soi, l'ellipse de polarisation est un bon outil pour visualiser l'état de polarisation d'un faisceau optique, du moment que cet état reste fixe dans le temps. Cependant, au cours de sa propagation à travers le milieu et les différents éléments optiques présents dans le système, la polarisation du faisceau évolue et l'ellipse ne fournit pas d'information

quantitative sur l'évolution de ces différents états de polarisation. H. Poincaré suggéra en 1892 une représentation géométrique dans laquelle un état de polarisation spécifique (ellipse) serait représenté par un point sur une sphère avec sa nouvelle orientation et sa nouvelle ellipticité. La longueur de l'arc connectant deux états de polarisation représenterait ainsi l'effet des éléments polarisant du système sur la polarisation du faisceau se propageant. Cette suggestion a été mise de côté durant 60 ans jusqu'à ce que H. G. Jerrard présente en 1954 la théorie de la sphère de polarisation de Poincaré qu'il baptisa simplement « sphère de Poincaré ». Aujourd'hui, elle est très souvent utilisée pour suivre l'évolution de la polarisation d'un signal optique. Jerrard montra mathématiquement que n'importe quel point sur la sphère pouvait être représenté en termes d'angles d'orientation Ψ et d'ellipticité χ de la sphère de polarisation (Figure I.3) suivant les relations suivantes :

$$x = \cos(2\chi) \cos(2\Psi) \quad (\text{I.17})$$

$$y = \cos(2\chi) \sin(2\Psi) \quad (\text{I.18})$$

$$z = \sin(2\chi) \quad (\text{I.19})$$

Ainsi les équations (I.17)-(I.19) lient les coordonnées cartésiennes (x, y, z) aux coordonnées sphériques $(1, \Psi, \chi)$ pour un point S sur la sphère de Poincaré (de rayon 1). Les paramètres de Stokes peuvent aussi être exprimés en termes d'angles de rotation et d'ellipticité. En comparant l'équation (I.15) à l'équation d'une sphère $x^2 + y^2 + z^2 = 1$, on suggère que x, y et z puissent être remplacés par S_1, S_2 et S_3 de cette manière :

$$S_1 = S_0 \cos(2\chi) \cos(2\Psi) \quad (\text{I.20})$$

$$S_2 = S_0 \cos(2\chi) \sin(2\Psi) \quad (\text{I.21})$$

$$S_3 = S_0 \sin(2\chi) \quad (\text{I.22})$$

En divisant (I.21) par (I.20), l'angle d'orientation peut être obtenu suivant :

$$\tan 2\Psi = \frac{S_2}{S_1} = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2} \cos\delta; \quad 0 \leq \Psi < \pi \quad (\text{I.23})$$

De même, l'angle d'ellipticité s'obtient en divisant (I.22) par S_0 :

$$\sin 2\chi = \frac{S_3}{S_0} = \frac{2E_{0x}E_{0y}}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \sin\delta; \quad -\frac{\pi}{4} < \chi \leq \frac{\pi}{4} \quad (\text{I.24})$$

De ce fait, sur la sphère de Poincaré, la longitude représente l'angle d'ellipticité 2χ , et la latitude, l'angle d'orientation 2Ψ , comme représenté sur la Figure I.3 dans la base des paramètres de Stokes.

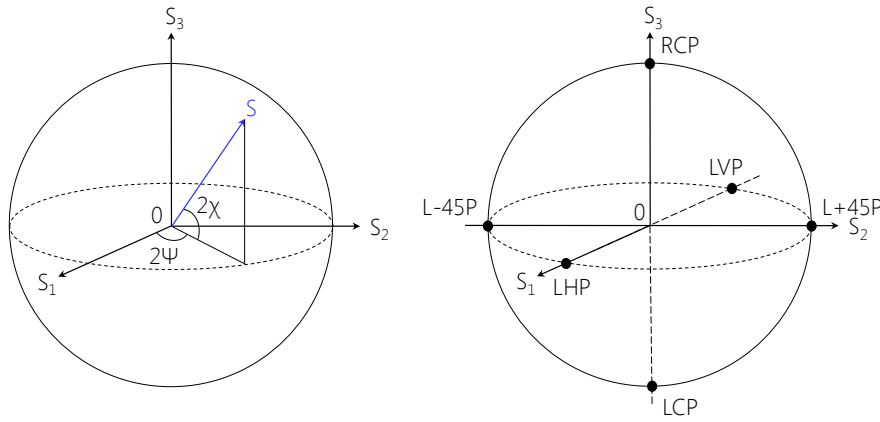


Figure I.3 : (gauche) Représentation de la sphère de Poincaré dans la base des paramètres de Stokes (S_0, S_1, S_2, S_3). Les coordonnées sphériques du point S sont $(1, 2\Psi, 2\chi)$. (droite) Localisation des états de polarisation dégénérés de l'ellipse de polarisation sur la sphère de Poincaré.

La localisation des états de polarisation dégénérés (diamétralement opposés sur la sphère) de l'ellipse de polarisation décrits Figure I.2(b-g) est dévoilée Figure I.3(droite). A cette étape de la lecture, il est bon de noter que les deux états de polarisation qui vont le plus nous intéresser dans la suite de ce chapitre sont les deux pôles Nord et Sud de la sphère représentant les états de polarisation circulaire droite (RCP, « right circular polarization ») et circulaire gauche (LCP, « left circular polarization ») respectivement.

I.2.4] Mesure des paramètres de Stokes

La mesure des paramètres de Stokes, illustrée Figure I.4, se fait en mesurant l'intensité de la lumière après avoir traversé une lame quart d'onde et un polariseur linéaire. On mesure les puissances $P(\theta, \epsilon)$, où θ représente l'angle de rotation du polariseur par rapport à l'axe E_x , et ϵ l'angle retardé appliqué E_y par rapport à E_x via une lame quart d'onde. Ainsi, sous certains angles particuliers, il est possible de retrouver les paramètres de Stokes de la manière suivante [4]:

$$S_0 = P(0^\circ, 0) + P(90^\circ, 0) \quad (I.25)$$

$$S_1 = P(0^\circ, 0) - P(90^\circ, 0) \quad (I.26)$$

$$S_2 = P(45^\circ, 0) - P(135^\circ, 0) \quad (I.27)$$

$$S_3 = P(45^\circ, \pi/2) - P(135^\circ, \pi/2) \quad (I.28)$$

Tout d'abord, la lame quart d'onde est retirée. Il suffit de tourner le polariseur de $0, 90, 45$ et 135° pour mesurer S_0, S_1 , et S_2 . Le dernier paramètre S_3 est obtenu en insérant la lame

quart d'onde qui affecte à E_y un retard optique de $\pi/2$ par rapport à E_x , tout en tournant le polariseur de 45 et 135°.

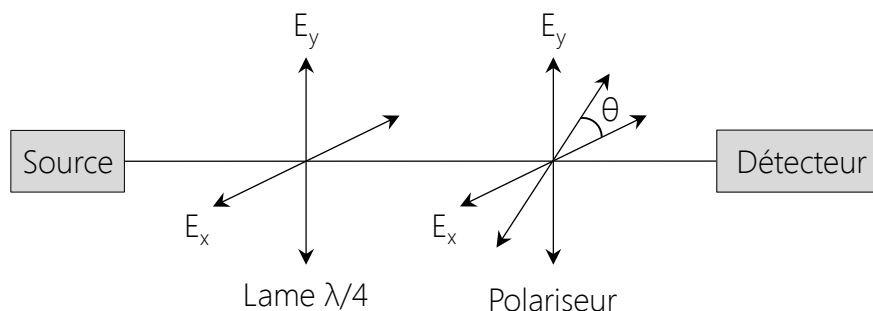


Figure I.4 : Montage expérimental pour la mesure individuelle des paramètres de Stokes

Dans le cas du polarimètre commercial utilisé lors de nos expériences fibrées, l'appareil effectue les 4 mesures en même temps grâce à une détection parallèle à 4 étages (Figure I.5) où chaque étage mesure une des composantes du système d'équations (I.25)-(I.28). Il est ainsi possible d'effectuer une mesure du SOP quasiment en temps réel.

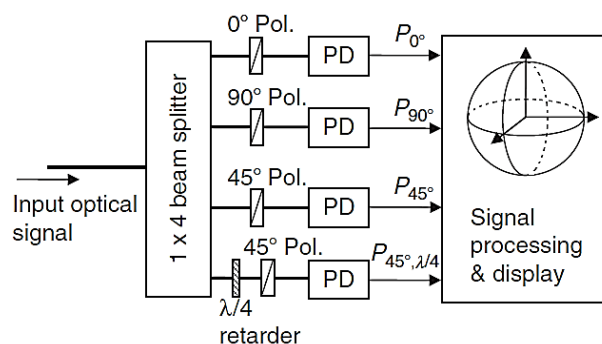


Figure I.5 : Diagramme de bloc d'un polarimètre avec une détection parallèle. Pol. : polariseur linéaire. PD : photodiode. $\lambda/4$: lame quart d'onde [5].

I.2.5] Lumière dépolarisée et degré de polarisation

Une lumière dite polarisée est une lumière dont le vecteur champ électrique ne varie pas dans le temps. Réciproquement, une lumière dite dépolarisée, voit son vecteur champ électrique $\mathbf{E}$ évoluer aléatoirement vers tous les états possibles. Une lumière partiellement polarisée est une lumière dont $\mathbf{E}$ varie dans le temps mais avec une prépondérance autour d'un état particulier. Cependant, dans beaucoup de cas, il n'est pas possible de définir clairement l'état de polarisation d'une onde optique car le champ électrique peut varier aléatoirement dans le plan transverse, et l'évolution du vecteur champ électrique ne forme pas une ellipse bien définie mais une trajectoire inhomogène. Dans ce cas on dit que la lumière est dépolarisée.

Le formalisme de Stokes permet la description de la lumière partiellement polarisée. En effet le vecteur de Stokes contient une information à propos des composantes polarisées (via S_1, S_2, S_3) et dépolarisées (via S_0 , qui est la somme des puissances polarisées et

dépolarisées) de la lumière. La lumière partiellement polarisée peut être perçue comme une combinaison de lumières complètement polarisées et complètement dépolarisées. Le degré de polarisation DOP peut alors être défini suivant le ratio suivant :

$$\text{DOP} = \frac{P_{\text{polarisée}}}{P_{\text{polarisée}} + P_{\text{dépolarisée}}} \quad (\text{I.29})$$

Le DOP varie entre 0 (lumière dépolarisée) et 1 (lumière complètement polarisée). Entre 0 et 1, la lumière est dite partiellement polarisée, les différents cas de figures de la polarisation de la lumière existants sont illustrés Figure I.6.

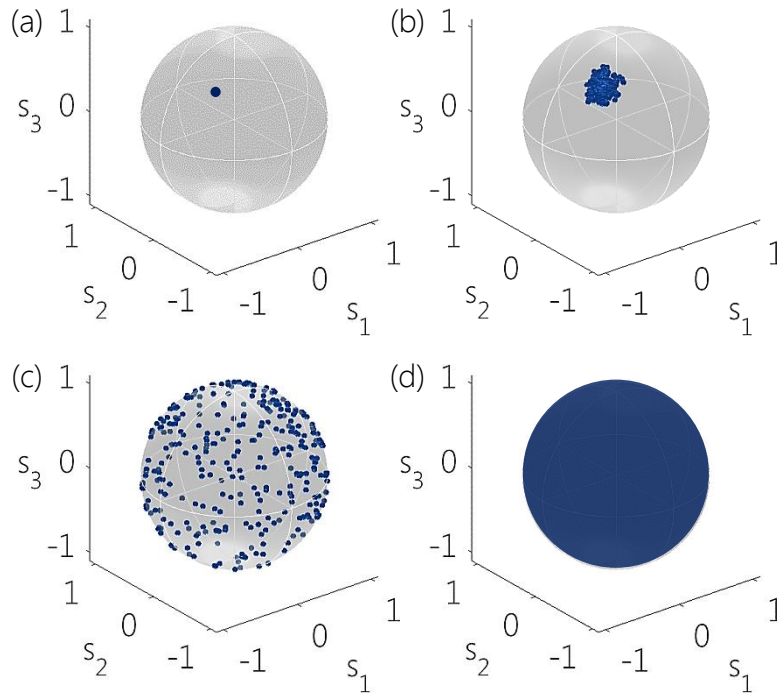


Figure I.6 : Sphères de Poincaré représentant : (a) une lumière complètement polarisée, DOP = 1, (b) une lumière partiellement polarisée, DOP = 0.98, (c) une lumière dépolarisée créée artificiellement par un brouilleur de polarisation, DOP = 0.2, et (d) une lumière complètement dépolarisée présentant une infinité de SOPs (normalisés ici à 1 pour une meilleure lisibilité), DOP = 0.

Dans le cas où la lumière est polarisée, on définit le DOP comme :

$$\text{DOP} = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} \quad (\text{I.30})$$

Avec s_1 , s_2 , s_3 , les paramètres de Stokes normalisés par rapport à S_0 :

$$s_1 = \frac{S_1}{S_0}, \quad s_2 = \frac{S_2}{S_0}, \quad s_3 = \frac{S_3}{S_0} \quad (\text{I.31})$$

Le degré de polarisation d'une lumière partiellement polarisée se définit généralement à partir des moyennes temporelles sur les paramètres de Stokes normalisés :

$$\text{DOP} = \sqrt{\langle s_1 \rangle^2 + \langle s_2 \rangle^2 + \langle s_3 \rangle^2} \quad (\text{I.32})$$

Avec la moyenne temporelle :

$$\langle s_n \rangle = \frac{1}{T} \frac{1}{S_0} \int_0^T S_i(t) dt, \quad n = 1, 2, 3 \quad (\text{I.33})$$

I.2.6] Brouilleur de polarisation

Il nous sera nécessaire dans la suite de ce chapitre de créer une lumière dont la polarisation fluctue dans le temps (Figure I.6(c)). Pour cela, nous utiliserons un contrôleur de polarisation (CP) N7788B de chez Agilent basé sur du LiNbO_3 (Figure I.7(a)) comparable à une cascade de cinq lames d'onde rotatives (Figure I.7(b)). L'état du CP est donné par la position des lames d'onde qui sont exprimées en termes de 5 angles $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4, \varphi_5$ mesurés en radians (0 à π). L'angle de rotation de chaque "lampe" φ_i est piloté électriquement par les tensions V_i - V_i' . De par la structure interne du CP, les lames peuvent tourner indéfiniment, c'est-à-dire qu'il y a une continuité dans la transition de l'état de polarisation quand la position des lames est augmentée de 2π , qui est similaire à revenir à la position 0. Les lames tournent à une fréquence maximale de 300 kHz, déterminée par l'utilisateur.

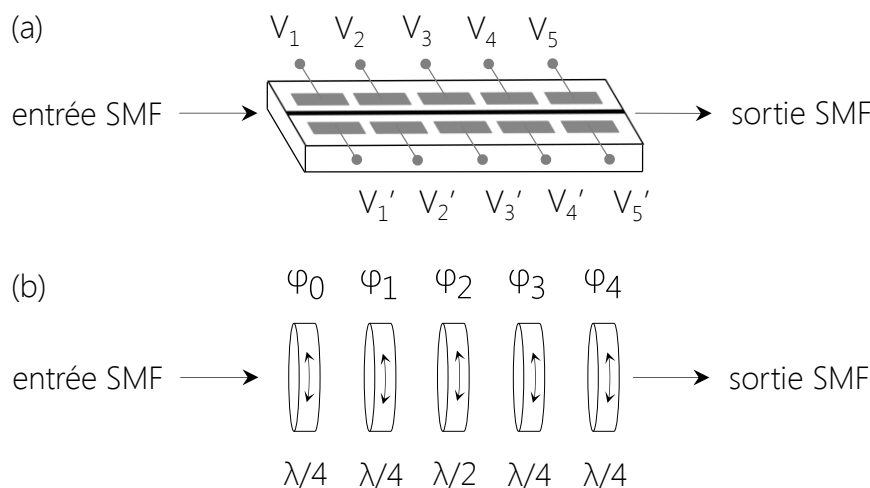


Figure I.7 : (a) Contrôleur de polarisation basé sur un guide d'onde de LiNbO_3 . 5 électrodes pilotées par les couples de tensions indépendants V_i - V_i' modifient les propriétés du milieu pour tourner la polarisation de l'onde. (b) Représentation schématisée du contrôleur de polarisation en (a) à une série de 5 lames d'onde successives : 4 lames quart d'onde et une lame demi-onde.

La fréquence que nous utiliserons pour générer notre lumière dépolarisée est de 500 Hz, permettant ainsi d'obtenir des fluctuations de polarisation toutes les 2 ms. Cette fréquence se justifie par le fait que chaque SOP généré par la séquence de rotation des lames est retrouvé parfaitement après une période de séquence. En effet, à plus haute fréquence, la

précision de la séquence de SOP est moins grande et empêche de suivre soigneusement une trajectoire voulue sur la sphère de Poincaré. Dans ces conditions, notre lumière dépolarisée consiste en la succession d'états polarisés différents les uns des autres de manière à ce que tous les SOPs générés recouvrent uniformément la sphère de Poincaré de sorte à obtenir un DOP proche de 0 (Figure I.8(a)). Les fluctuations de polarisation dans le temps sont représentées Figure I.8(b).

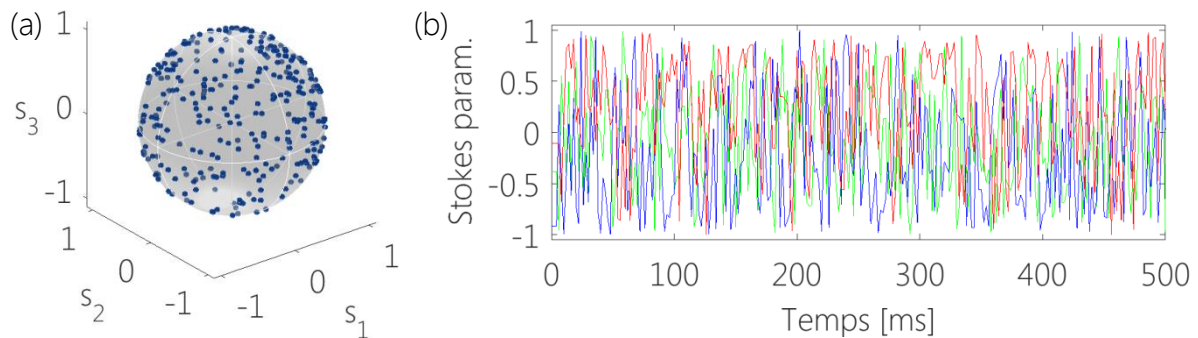


Figure I.8 : (a) Sphère de Poincaré de la lumière dépolarisée artificiellement par le brouilleur de polarisation. (b) Evolution temporelle des paramètres de Stokes S_1 (vert), S_2 (bleu), S_3 (rouge).

I.3] L'attraction de polarisation

La question du contrôle de la polarisation dans une fibre optique est abordée dans cette partie. Après avoir expliqué le contexte actuel du traitement de la polarisation dans les lignes de transmission optiques, nous aborderons la possibilité de repolariser une lumière grâce à un processus non-linéaire et ce de manière tout-optique. Un dispositif, l'Omnipolariseur, mis au point à Dijon, permet de contrôler ce processus pour lequel la lumière auto-organise sa polarisation au sein d'une fibre optique.

I.3.1] Dispositifs de contrôle de la polarisation

Lorsqu'un signal dépolarisé se propage à travers un élément dépendant de la polarisation, des fluctuations d'intensité apparaissent et peuvent provoquer des erreurs au moment de la détection. Il est alors nécessaire de prévoir avant l'élément en question un dispositif capable d'imposer au signal une polarisation privilégiée, idéalement sans perte d'énergie. Pour cela, plusieurs dispositifs, passifs ou actifs, existent déjà et ont tous leur lot d'avantages et d'inconvénients. Le plus connu d'entre eux est le polariseur linéaire (dispositif passif, dissipatif) qui impose une polarisation linéaire fixe en sortie (Figure I.9(a)) et qui peut facilement être intégré dans les systèmes optiques. L'inconvénient majeur est qu'il supprime la composante orthogonale à son axe de transmission, ce qui a pour effet de réduire l'énergie de l'onde en sortie du polariseur.

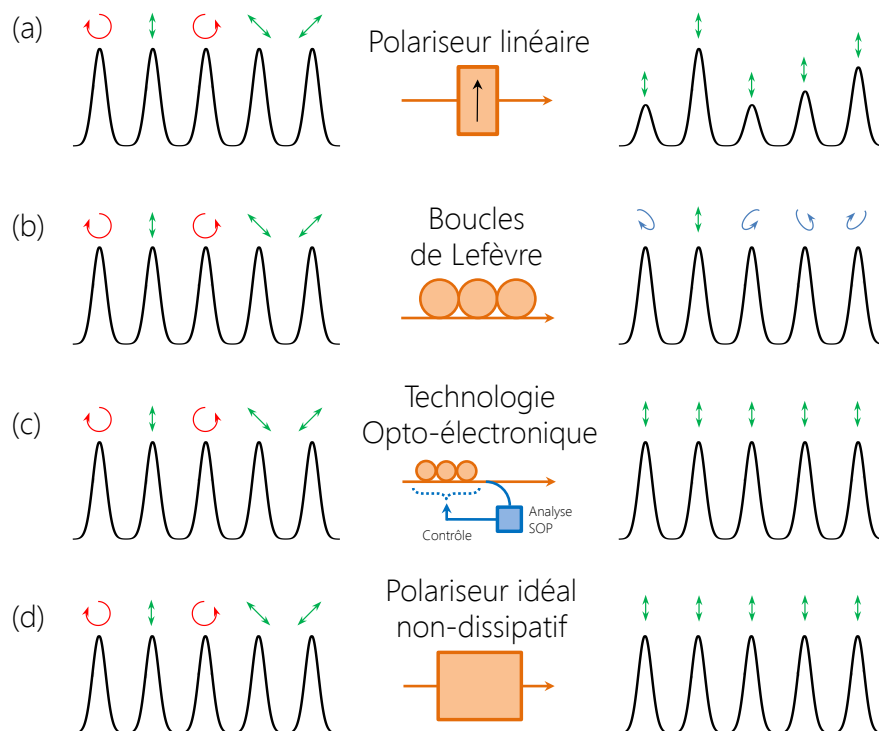


Figure I.9 : Appareils permettant de modifier l'état de polarisation d'un signal optique. (a) Polariseur linéaire conventionnel (dissipatif). (b) Contrôleur de polarisation basé sur la technologie des boucles de Lefèvre (non-dissipatif). (c) Appareil opto-électronique basé sur une boucle de rétrocontrôle électronique. (d) Polariseur idéal (non-dissipatif).

Il existe également le contrôleur de polarisation (CP, par exemple les boucles de Lefèvre, dispositif passif, non-dissipatif) qui consiste à modifier la polarisation du signal d'entrée. Cette rotation de la polarisation s'applique de la même manière pour n'importe quel état de polarisation incident. Cela implique qu'il y ait autant de fluctuations de polarisation en sortie du dispositif qu'en entrée (Figure I.9(b)). Ces deux premiers dispositifs permettent ainsi effectivement de modifier l'état de polarisation du signal, mais ne sont pas une solution en soi pour réaliser un polariseur idéal.

Une autre technique consiste à coupler un dispositif passif tel qu'un contrôleur de polarisation avec un dispositif de rétrocontrôle électronique (Figure I.9(c)), qui analyse en permanence le SOP de sortie et ajuste la position des boucles du CP pour obtenir un état de sortie constant [6]. Grâce à cela, il est possible de stabiliser un SOP variant à une vitesse de plusieurs Mrad/s. Néanmoins, cette technique repose sur une technologie opto-électronique, qui peut être vue comme une limitation pour les futurs réseaux transparents tout-optiques [7].

En 2000, Heebner et al. proposèrent un dispositif tout-optique capable de repolariser partiellement un faisceau dépolarié [8]. Une onde initialement polarisée est divisée en deux (signal & pompe) puis recombinaison dans un cristal de Titanate de Baryum (BaTiO_3), avec la même polarisation incidente et une différence d'angles d'incidence de 10° . Par effet photoréfractif, le couplage des deux ondes permet d'amplifier une des deux composantes du signal en utilisant la composante orthogonale de la pompe. Ils réussirent ainsi à atteindre une repolarisation de 73 % du signal incident au cristal.

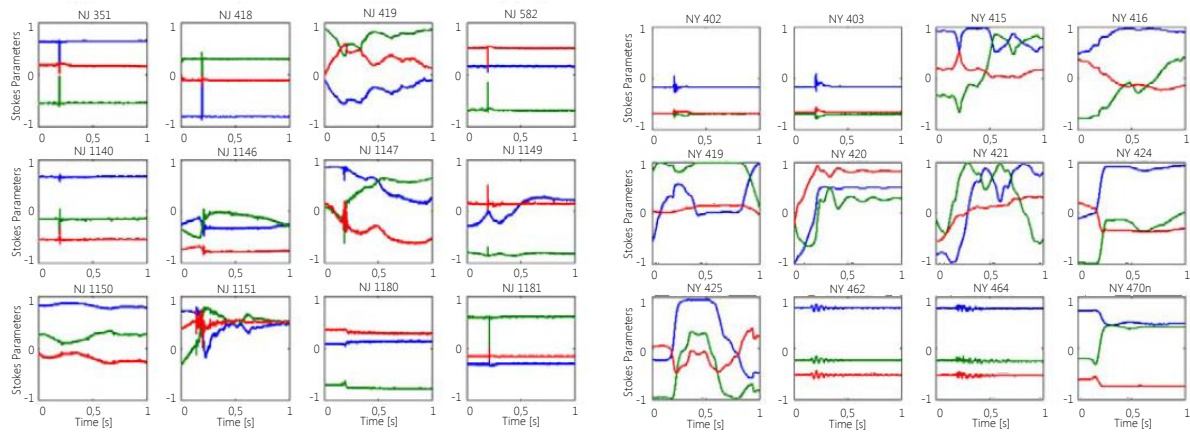


Figure I.10 : Mesures expérimentales des fluctuations des paramètres de Stokes (S_1 (vert), S_2 (bleu), S_3 (rouge)) en fonction du temps d'un signal 10 Gbit/s dans un système de transmission optique (a) de 60 km dans le New Jersey, et (b) de 10 km dans Manhattan à New-York. Mise en évidence des différentes fluctuations naturelles possibles de polarisation dans une ligne de transmission optique [9].

Ce dispositif fut ainsi le premier à tirer avantage de l'interaction entre faisceaux optiques dans le but d'imposer une polarisation en sortie de système. Cependant, il est difficile d'intégrer un tel dispositif dans un réseau de communication optique en raison du temps de réponse des cristaux photoréfractifs qui est très lent (de l'ordre de la seconde à la minute). De plus, l'inconvénient de ce polariseur est qu'il reste très sensible à la puissance des deux ondes initiales, et une légère fluctuation de puissance ou de polarisation en entrée du système peut fortement impacter sur le taux de repolarisation final. Or de telles fluctuations peuvent avoir lieu naturellement dans les fibres optiques.

En 2005, Boroditsky et al. ont mis en évidence les fluctuations possibles du SOP d'un signal Telecom qui peuvent se produire sur des lignes de transmission optiques (Figure I.9) : une ligne de 60 km dans une banlieue du New Jersey, et une deuxième de 10 km dans le centre urbain de New-York. Leurs tests, d'une durée d'un mois, leur ont permis de répertorier différents types de fluctuations ayant eu lieu : rapides, lentes, élastiques, inélastiques. Ces fluctuations de polarisation peuvent se transformer en fluctuations d'intensité.

Pour surmonter ces problèmes induits par cette nature aléatoire de la polarisation, des solutions ont été mises en œuvre dans les systèmes fibrés telles que [10]:

- Les fibres à maintien de polarisation (PMF) qui préservent un SOP linéaire le long de la ligne de transmission en introduisant une anisotropie dans le cœur de la fibre. Cependant elles ne sont pas utilisées dans les longues lignes de transmission car le taux d'extinction de polarisation diminue avec la longueur de la fibre (diminuant ainsi les performances du système), parce qu'elles ont des pertes relativement grandes comparées à celles d'une SMF, et également en raison de leur prix plus élevé que les fibres standards.
- Le contrôle continu du SOP du signal qui permet de traquer et de stabiliser le SOP via un système DSP (« digital signal processing ») [11].
- Les détecteurs à diversité de polarisation pour la détection cohérente basée sur la synchronisation du signal et d'un oscillateur local [12].

Ces stratégies fonctionnent bien et sont dès l'ores très employées dans les systèmes à détection cohérente pour traquer et stabiliser le SOP du signal pour des fluctuations de polarisation de l'ordre du Mrad/s [13]. Généralement, ces solutions reposent principalement sur une stratégie de correction/adaptation plutôt que sur une stratégie de prévention. C'est-à-dire que généralement, on compense et on corrige le résultat plutôt que de contrôler le SOP.

Le dispositif de la prochaine section propose de contrôler la polarisation d'un signal à travers un processus non-linéaire appelé « attraction de polarisation ». Celui-ci consiste à coupler le signal avec une pompe contrapropagative servant de SOP de référence pour le signal, dans la fibre optique. Cette configuration permet de tirer avantage du temps de réponse quasi-instantané de l'effet Kerr et ainsi développer un dispositif répondant quasiment aux critères du polariseur idéal.

1.3.2] Etat de l'art de l'attraction de polarisation

Cette partie a pour objectif de synthétiser les précédents travaux ayant permis de découvrir et de développer l'attraction de polarisation. Ce phénomène d'attraction a été anticipé il y a environ 40 ans maintenant et depuis il a été montré qu'il pouvait avoir lieu dans les fibres optiques. Plus précisément, ce phénomène peut intervenir dans n'importe quel processus non-linéaire ayant lieu dans la fibre optique du moment que celui-ci soit fortement dépendant de la polarisation tels que la diffusion Brillouin (SBS), la diffusion Raman (SRS), l'amplification paramétrique, ou le mélange à quatre ondes (FWM).

1.3.2.1) Attraction de polarisation avec gain : amplification Brillouin (SBS)

Zadok et al. firent l'expérience en 2008 de coupler dans une fibre optique une onde signal, de puissance faible et de fréquence ν_s , à une pompe contrapropagative, de forte puissance et de fréquence ν_p décalée de 10-11 GHz par rapport au signal afin d'induire une diffusion Brillouin stimulée (SBS, « stimulated brillouin scattering »). Si $\nu_s < \nu_p$, le signal est située à la même fréquence que l'onde Stokes générée par la Pompe, le signal est alors amplifié. Si maintenant, $\nu_s > \nu_p$, le signal est située à la même fréquence que l'onde anti-Stokes générée par la Pompe, le signal est alors atténué. La valeur du gain SBS dépend des polarisations initiales des deux ondes. L'interaction entre les deux ondes est plus forte lorsque leurs deux champs électriques sont alignés, c'est-à-dire lorsque leurs vecteurs de Stokes tracent des ellipses parallèles et dans le même sens de rotation. Dans le cas contraire, si leurs polarisations sont parallèles mais ont des sens de rotation opposés, alors l'interaction SBS sera quasiment nulle. Les auteurs ont démontré théoriquement que lorsque le signal est injecté avec une polarisation aléatoire dans une fibre biréfringente de 2,25 km, celle-ci est attirée vers le SOP où le gain SBS est maximal, c'est-à-dire autour du SOP de la pompe.

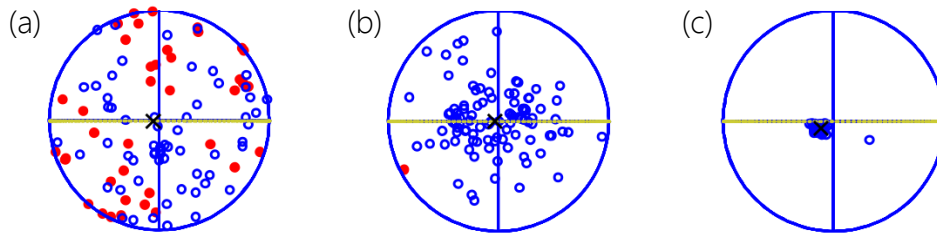


Figure I.11 : Démonstration théorique de l'attraction de polarisation par amplification Brillouin entre un signal initialement polarisé aléatoirement et une pompe contrapropagative polarisée (vecteur de Stokes initial $[0, 1, 0]$). Les puissances de la pompe sont (a) 5 mW, (b) 25 mW, et (c) 50 mW. L'axe horizontal représente l'axe S_1 , tandis que l'axe vertical représente l'axe S_3 . Les points rouges indiquent les SOPs avec une valeur S_2 positive, et les ronds bleus une valeur S_2 négative [14].

En effet, comme on peut le voir sur la Figure I.11, l'ensemble des SOP qui recouvraient initialement la sphère de Poincaré finissent par être tous attirés autour du SOP initial de la pompe, c'est-à-dire $[0, 1, 0]$, lorsque que la puissance de la pompe est suffisamment grande pour atteindre un gain SBS maximal. Ce résultat fut vérifié expérimentalement dans la référence [14]. D'autres travaux ont été réalisés sur l'emploi de la diffusion Brillouin pour l'attraction de polarisation [15]–[18].

I.3.2.2) Attraction de polarisation avec gain : amplification Raman (SRS)

Contrairement au cas de la diffusion Brillouin, le SOP d'une onde peut être contrôlée dans une configuration soit contrapropagative soit copropagative par amplification Raman. Ferreira et al. démontrèrent en 2011 la possibilité d'augmenter le DOP d'une onde dépolarisée par diffusion Raman stimulée (SRS, « stimulated Raman scattering »), en configuration copropagative, sur une large gamme de longueurs d'onde dans la cas où le gain Raman n'est pas saturé. Les puissances mises en jeu sont de 1 μ W pour le signal et jusqu'à 8 W pour la pompe. L'un des avantages de l'amplification Raman est qu'elle s'établit sur une large bande spectrale.

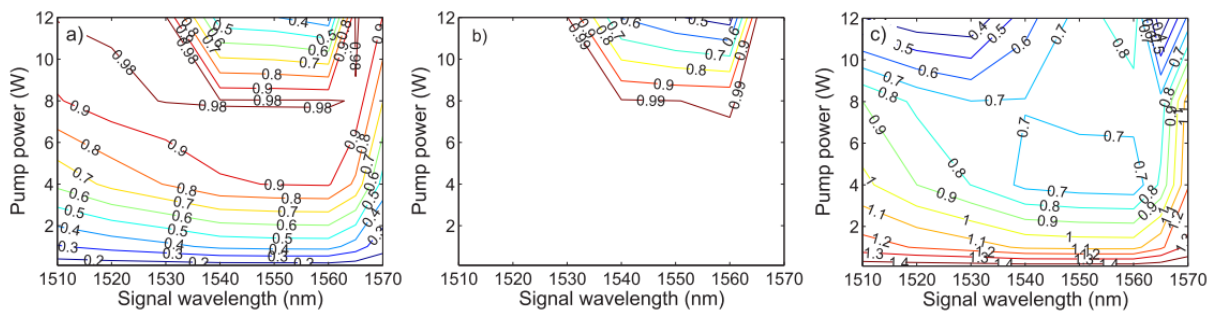


Figure I.12 : Démonstration théorique de l'attraction de polarisation par diffusion Raman stimulée (SRS) dans une fibre de 2 km. DOP initial du signal à 0. Puissance initiale du signal égale à 1 μ W. Longueur d'onde de la pompe choisie à 1450 nm. (a) Evolution du DOP du signal en fonction de la longueur d'onde du signal et de la puissance de la pompe. (b) Même étude que (a) mais pour la pompe. (c) Evolution de l'angle moyen (radian) entre le vecteur de Stokes du signal et celui de la pompe [19].

Les auteurs ont ainsi pu faire l'étude de l'évolution du DOP du signal (Figure I.12(a)) et de la pompe (Figure I.12(b)), et de la déviation entre les vecteurs Stokes du signal et de la pompe en fonction de la longueur d'onde du signal (Figure I.12(c)). Le résultat principal est qu'une attraction de polarisation quasi-totale peut être atteinte en ajustant la puissance de la pompe sur une plage de longueur d'onde signal de 60 nm. Le deuxième avantage de cette technique est qu'elle fonctionne dans n'importe quelle fibre étant donné que chaque fibre optique présente une diffusion Raman (suivant la puissance de l'onde). D'autres travaux théoriques et expérimentaux ont été réalisés sur l'emploi de la diffusion Raman pour l'attraction de polarisation [20]–[26].

I.3.2.3) Attraction de polarisation par amplification paramétrique

Utiliser l'amplification paramétrique comme moyen pour amplifier et repolariser un signal initialement dépolari  e f  t récemment prédit et analysé théoriquement [27], [28]. Etant donné qu'il s'agit d'un phénomène qui est fortement dépendant de la polarisation, il est instinctif de penser qu'il peut donner lieu à une attraction de polarisation.

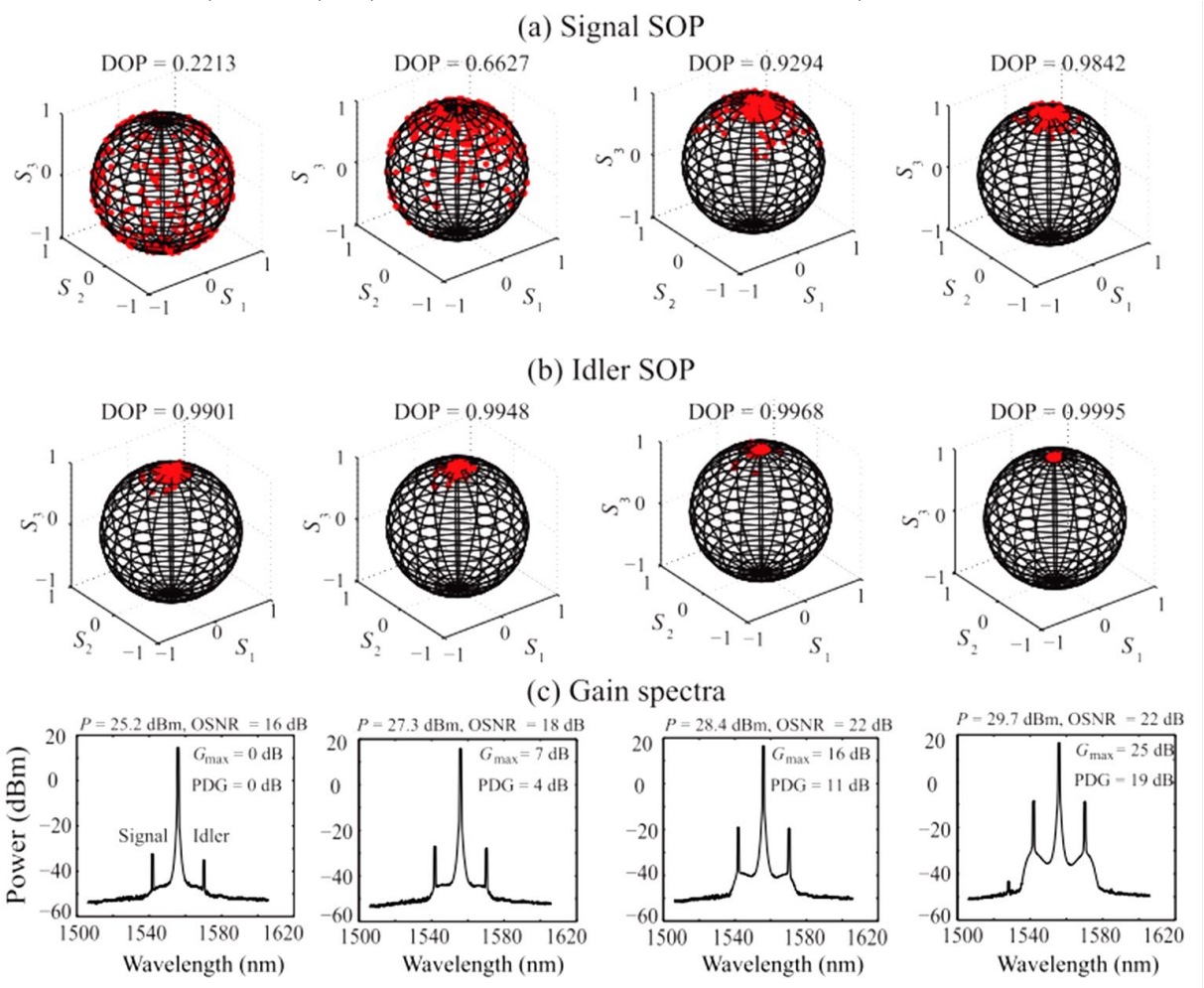


Figure I.13 : Démonstration expérimentale de l'attraction de polarisation par amplification paramétrique (a) du signal et (b) de l'idler, dans une fibre HNLF de 490 m (coefficient Kerr $\gamma = 11.2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$). (c) Spectre maximal et gain dépendant de la polarisation (PDG) maximale pour des puissances de pompe de 25.2 à 29.7 dBm (de gauche à droite) [29].

C'est ce qu'a démontré expérimentalement Stiller et al. en 2012. En effet, les auteurs réussirent à amplifier et à repolariser le signal et l'idler avec un gain de 25 dB et un DOP = 0.9842 (pour le signal, Figure I.13(a)) et 0.9995 (pour l'idler, Figure I.13(b)). Dans leur expérience, le signal (1546 nm) initialement dépolarisé (Figure I.13(a)) est couplé à une pompe (1556 nm) à haute puissance (entre 25.2 et 29.7 dBm). La Figure I.13 montre que le DOP augmente avec le gain paramétrique G . L'attraction est maximale lorsque $G = 25$ dB. L'inconvénient de ce système est encore une fois qu'il dépend fortement de la polarisation. Le gain et le DOP du signal et de l'idler dépendent de la polarisation initiale du signal et de la pompe. Toute fluctuation de polarisation des deux signaux peut ainsi engendrer des fluctuations d'intensité dans le domaine temporel.

Tous les phénomènes non-linéaires cités précédemment (SBS, SRS, amplification paramétrique) sont très fortement dépendant de la polarisation. Nous avons vu que chacun d'entre eux peut provoquer une attraction de polarisation, suivant une configuration particulière des puissances et des SOP initiaux des ondes. Cependant chacun de ces phénomènes implique toujours un échange d'énergie entre les deux ondes. La technique suivante repose sur un processus de mélange à quatre ondes particulier sans échange d'énergie entre les ondes.

I.3.2.4) *Attraction de polarisation par mélange à quatre ondes (FWM)*

En 1983, Kaplan montra que deux ondes contrapropagatives, dans un milieu Kerr non-linéaire isotrope, présentent quatre arrangements de polarisation qui peuvent être transmis en régime non-linéaire sans se déformer à travers le milieu. Chacun de ces états propres sont obtenus en couplant ces deux ondes, avec leurs polarisations : linéaires-parallèles, linéaires-orthogonales, circulaires-corotatives, ou circulaires-contrarotatives (Figure I.14) [30]. Ces polarisations propres correspondent à des solutions stationnaires des équations de propagation, ce qui signifie que l'état de polarisation de chaque onde reste figé dans l'espace. Wabnitz et al. démontrèrent par la suite que seulement deux de ces polarisations propres sont toujours stables spatialement, les polarisations linéaires-parallèles, et circulaires-corotatives [31], [32]. L'analyse de la stabilité temporelle des polarisations propres des deux ondes contrapropagatives a permis de montrer que les arrangements mutuels des polarisations linéaires-parallèles, qui sont spatialement stables, deviennent temporellement instables avec l'augmentation des fluctuations temporelles.

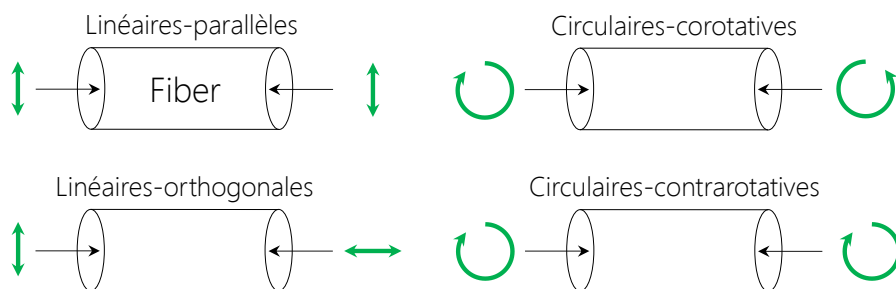


Figure I.14 : Solutions stationnaires des états de polarisation dans le cas de deux ondes contrapropagatives dans un milieu Kerr non linéaire isotrope.

Plus généralement, l'analyse de la stabilité linéaire des polarisations propres révèle que seules les polarisations circulaires-corotatives sont temporellement stables. Ce résultat fut démontré expérimentalement en 2000 par Pitois et al. [33]. Les auteurs ont également mis en évidence le fait que lorsque deux faisceaux se propagent de manière contrapropagative avec des polarisations linéaire et circulaire, bien que cela ne représente pas un état stationnaire de polarisation de la fibre, la polarisation d'entrée linéaire (SOP onde signal, Figure I.15(vert)), est transformée en polarisation circulaire au cours de la propagation grâce à l'interaction de polarisations croisées.

En effet, la polarisation circulaire de l'onde contrapropagative (SOP onde pompe, Figure I.15(bleu)) étant un état propre de polarisation dans la fibre isotrope, agit comme un attracteur dynamique pour l'état de polarisation du signal. Le signal qui se propage dans le sens opposé, ajuste sa polarisation pour former un état stable (indépendant du temps et du SOP d'entrée).

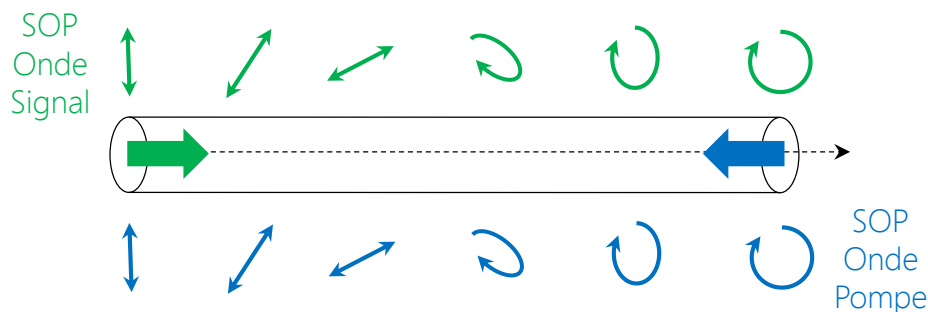


Figure I.15 : Attraction de polarisation de la pompe sur le signal. L'état de polarisation (SOP) de la pompe en entrée de fibre correspond à l'état stationnaire du système, c'est-à-dire circulaire. SOP : état de polarisation.

Ainsi, l'onde signal voit progressivement sa polarisation tendre asymptotiquement vers la polarisation initiale de l'onde pompe (circulaire) en sortie de fibre. Pour être plus précis, le processus d'attraction de polarisation présenté ici est associé à un transfert de fluctuations de polarisation entre les ondes contrapropagatives, c'est-à-dire que la repolarisation d'une onde signal prend place au détriment de la dépolarisation de l'onde pompe, et ce pour conserver l'entropie de polarisation du système Hamiltonien total [34], [35].

Ce résultat a été démontré pour la première fois par Pitois et al. en 2008 [36] en injectant dans une fibre hautement non linéaire (HNLF) de 2 m de long ($\gamma = 0.022 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$), un signal initialement brouillé en polarisation (Figure I.16(b)) et une pompe contrapropagative avec une polarisation circulaire droite fixe (Figure I.16(a)). Des précautions ont été prises pour que la fibre soit la plus isotrope possible (torsion, courbure). Les deux signaux ont la même puissance et sont générés par un laser nanoseconde (FWHM = 10ns) à une fréquence de répétition de 1 kHz à 1550 nm. Cette expérience fut ainsi la première à démontrer la faisabilité de l'attraction de polarisation à fonctionner aux longueurs d'onde des télécommunications (bande C). Après leur propagation dans la fibre, un polariseur convertit les fluctuations de polarisation en fluctuations d'intensité. Un paramètre important à considérer est le nombre total de longueurs non-linéaires parcourues dans la fibre $N = L/L_{\text{NL}}$ avec $L_{\text{NL}} = 1/\gamma P$. Si la puissance des deux signaux reste relativement faible

($P = 1$ W, $N = 0.04$, Figure I.16(a, b)), les ondes ne sont pas couplées, le système ne tend pas vers un état stationnaire, et par conséquent le signal sort de la fibre avec une polarisation toujours brouillée, les profils d'intensité restent inchangés.

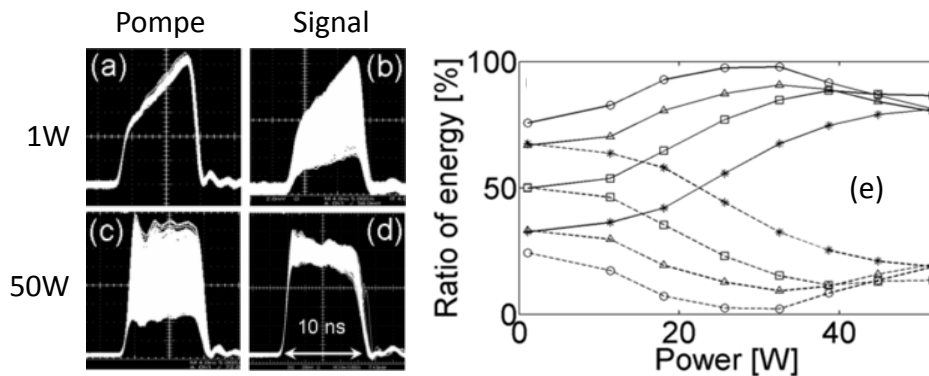


Figure I.16 : (a-d) Profils d'intensité démontrant expérimentalement le transfert de fluctuations de polarisation au cours du processus d'attraction de polarisation entre la pompe contrapropagative (a, c), et le signal (b, d) à leur sortie de fibre respective, pour une puissance crête $P = 1$ W (partie du haut) et $P = 45$ W (partie du bas). Le signal est initialement brouillé en polarisation, tandis que la pompe est injectée avec une polarisation circulaire droite. (e) Résultats expérimental de l'évolution du ratio d'énergie contenue dans la polarisation circulaire droite (ligne continue) et gauche (ligne pointillés) du signal de sortie en fonction de la puissance de la pompe et de 5 états de polarisation initiaux différents [36].

Lorsque leurs puissances atteignent une valeur importante ($P = 45$ W, $N = 2$, Figure I.16(c, d)), les deux ondes contrapropagatives interagissent grâce au couplage non-linéaire des deux ondes. Une attraction de polarisation efficace se manifeste lorsque le signal a parcouru plusieurs L_{NL} , c'est-à-dire lorsque $N \geq 1$. Le processus est d'autant plus efficace que N est grand. On peut ainsi observer Figure I.16(d) la régénération du profil d'intensité du signal derrière un polariseur, ce qui prouve la stabilisation de la polarisation en sortie de fibre. Les fluctuations initiales sont dorénavant présentes sur le profil d'intensité de la pompe, ce qui démontre le transfert des fluctuations de polarisation au cours du processus non-linéaire. De plus, cette expérience met en évidence la possibilité du processus à repolariser un signal initialement dépolarisé, et ce quel que soit le SOP de ce signal. En effet, la Figure I.16(e) présente l'évolution du ratio en énergie entre la composante circulaire droite (ligne continue) et gauche (ligne point-tillés) en fonction de la puissance de la pompe. Lorsque celle-ci dépasse les 40 W, on constate que la composante circulaire droite de chacun des cinq SOPs initiaux comprend environ 90% de l'énergie tandis que la composante circulaire gauche tend vers zéro. Les 5 SOPs initiaux sont ainsi attirés vers l'état de polarisation circulaire droit en sortie de fibre, c'est-à-dire le SOP de la pompe dans le cas présent.

Ces aspects ont fait l'objet de nombreuses simulations numériques. En 2007, Lagrange et al. a démontré numériquement ces résultats sur la sphère de Poincaré [37]. Un signal brouillé en polarisation en entrée de fibre (Figure I.17(a)) est attiré vers la polarisation de la pompe $J = [0, 0, 1]$ en sortie de fibre (Figure I.17(b)). Dans son modèle, il considère une fibre isotrope de 1,2 m et deux ondes contrapropagatives de même puissance (100 W). Tous les SOPs en entrée de fibre sont uniformément répartis sur la sphère de Poincaré. En

sortie de fibre, ils sont tous situés au point $s_3 = +1$ (pôle RCP). Il est à noter que dans ces simulations numériques, les enveloppes des champs adoptent, après une transition dynamique, un profil spatial stationnaire.

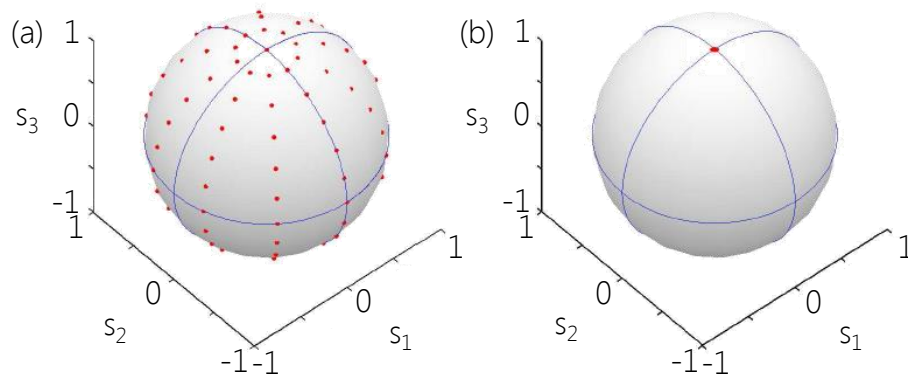


Figure I.17 : Simulations numériques illustrant l'attraction de polarisation sur la sphère de Poincaré. Fibre isotrope de 1,2 m de coefficient non-linéaire 0.025 W-1m-1 et deux ondes contrapropagatives de 100 W chacune. (a) Signal brouillé en polarisation en entrée de fibre. (b) Polarisation du signal en sortie de fibre. Polarisation de la pompe $J = [0, 0, 1]$ [37].

En 2010, Sugny et al. ont généralisé le processus d'attraction au cas où la pompe est quelconque et fixe dans une fibre isotrope [38]. Sous certaines conditions générales, pour des longueurs de fibre modérées, il est expliqué que les dynamiques spatio-temporelles des équations de propagation relaxent vers un état stationnaire. Les équations Hamiltoniennes correspondantes sont intégrables et une analyse géométrique complète de cet état stationnaire est obtenue. Dans leurs travaux, les auteurs montrent que l'état stationnaire est lié à l'existence d'un tore singulier qui joue le rôle d'attracteur pour les dynamiques spatio-temporelles. La propriété topologique de ce tore singulier permet le contrôle complet du processus de repolarisation [39].

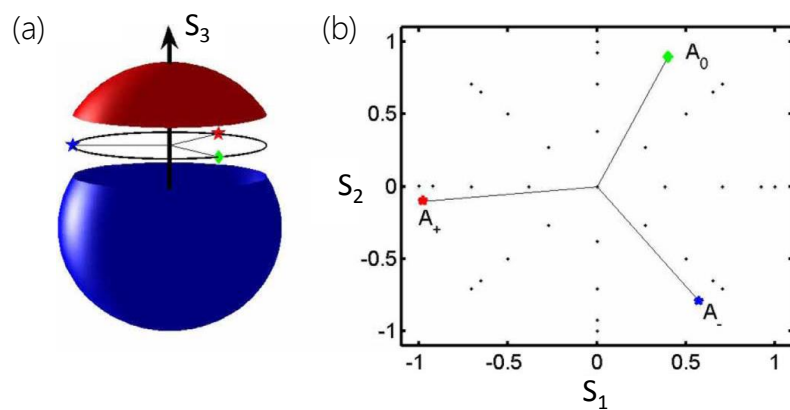


Figure I.18 : (a) Représentation schématique du processus d'attraction de polarisation pour une polarisation de la pompe non circulaire (rond rouge). Indépendamment de son SOP initial, le signal est attiré en sortie de fibre vers les états A_+ ou A_- (étoiles bleu et verte) dont l'ellipticité e_s est fixée par la pompe. Les bassins d'attraction du signal correspondent aux zones bleu et rouge sur la sphère de Poincaré (voir texte). (b) Illustration des résultats des simulations numériques des équations de propagation dans le plan (S_1, S_2) avec $S_3 = e_p$ [38].

Suivant la puissance relative entre le signal et la pompe, leur analyse révèle que le système est caractérisé par deux tores simplement pincés. Le pincement de ce tore représente la singularité Hamiltonienne responsable de l'attraction de polarisation. A travers cette analyse, les auteurs démontrèrent que, indépendamment du SOP initial du signal, l'ellipticité du signal e_s est identique à celle de la pompe e_p en $z = L$, c'est-à-dire qu'après attraction, le SOP du signal se trouve sur la même latitude de la sphère de Poincaré que celui de la pompe (point A_0). Si la pompe est initialement circulaire, le SOP du signal est également circulaire en $z = L$. Si le SOP de la pompe est quelconque, alors $e_s = e_p$ suivant deux états distincts : si le SOP du signal se trouve initialement dans le bassin d'attraction rouge (bleu), où $e_s > e_p$ ($e_s < e_p$), alors le signal est attiré vers le point A_+ (A_-) (Figure I.18(a)). Il est ainsi possible de régler la position du SOP du signal en jouant sur l'ellipticité de la pompe.

I.3.3] Equations de propagation non-linéaires couplées

I.3.3.1) Cas fibre isotrope

Le système décrit ci-dessus considère deux ondes contrapropagatives se propageant dans un milieu Kerr non-linéaire isotrope et peut être décrit dans la base des états de polarisation circulaire en utilisant les équations non linéaires couplées suivantes [33]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial u}{\partial z} = i \frac{2}{3} \gamma [(|u|^2 + 2|v|^2)u + 2(|\bar{u}|^2 + |\bar{v}|^2)u + 2\bar{u}\bar{v}^*v] \quad (I.34)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial v}{\partial z} = i \frac{2}{3} \gamma [(|v|^2 + 2|u|^2)v + 2(|\bar{u}|^2 + |\bar{v}|^2)v + 2\bar{u}^*\bar{v}u] \quad (I.35)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = i \frac{2}{3} \gamma [(|\bar{u}|^2 + 2|\bar{v}|^2)\bar{u} + 2(|u|^2 + |v|^2)\bar{u} + 2u\bar{v}^*v] \quad (I.36)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{c}{n} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = i \frac{2}{3} \gamma [(|\bar{v}|^2 + 2|\bar{u}|^2)\bar{v} + 2(|u|^2 + |v|^2)\bar{u} + 2u^*\bar{v}u] \quad (I.37)$$

Avec u et v les amplitudes des composantes circulaires gauche et droite de l'onde signal aller, et $\bar{u}$ et $\bar{v}$ les amplitudes des composantes circulaires gauche et droite de l'onde pompe retour, et γ le coefficient de non-linéarité de la fibre optique. Dans chacune des équations, le premier terme de droite décrit un effet d'auto-modulation de phase (SPM, « self-phase modulation »), alors que les trois termes suivant décrivent des effets d'inter-modulation de phase (XPM, « cross-phase modulation »). Le dernier terme correspond à un processus de mélange à quatre ondes (FWM, « four-wave mixing ») couplant les deux ondes non-linéaires contrapropagatives. Les quatre ondes en question correspondent aux deux axes orthogonaux des deux ondes contrapropagatives (Figure I.19).

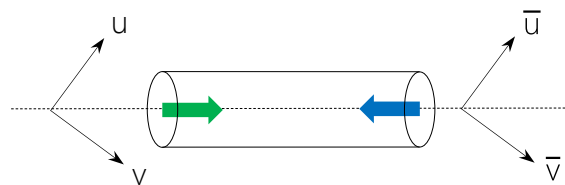


Figure I.19 : Représentation schématique des 4 ondes ($u-v$ & $\bar{u}-\bar{v}$) mises en jeu dans le processus non-linéaire de mélange à quatre ondes.

Ces termes jouent un rôle important dans le processus d'attraction de polarisation. En effet, ils illustrent l'échange d'énergie entre les composantes circulaires droite et gauche d'une même onde (u ($\bar{u}$) et v ($\bar{v}$)). Il n'y a pas d'échange d'énergie entre les deux ondes signal et pompe, ainsi l'énergie totale de chaque onde est conservée durant le processus d'interaction. Le processus non-linéaire repose ici sur un mélange à quatre ondes (FWM), cependant les quatre « ondes » mises en jeu ne sont pas réellement des ondes mais des composantes orthogonales d'état de polarisation (2 pour l'onde signal ($u-v$), et 2 pour l'onde pompe ($\bar{u}-\bar{v}$)). Il peut ainsi y avoir ambiguïté avec le processus de FWM conventionnel faisant intervenir quatre ondes réelles distinctes (ou 3 ondes, cas dégénéré). Dans le cas présent, l'attraction de polarisation peut être interprétée comme un processus de FWM "super-dégénéré" car il ne fait intervenir que deux ondes, et c'est pour cette raison qu'il est également appelé : processus d'interaction de polarisation croisée. Le couplage entre ces deux ondes implique qu'elles doivent constamment ajuster leur état de polarisation l'une par rapport à l'autre pour atteindre un état de polarisation d'équilibre mutuel. Dans le cas d'une fibre isotrope, il s'agit de la situation où les deux ondes ont toutes les deux une polarisation circulaire gauche ou droite. Cette propriété est au cœur de la stabilité de polarisation. Ce qu'il faut garder en tête c'est qu'un système d'ondes contrapropagatives, dans une fibre isotrope, cherchera spontanément à former des domaines le long de la fibre sur lesquels les polarisations des deux ondes seront circulaires et corotatives [40]. Cette notion de domaines de polarisation sera approfondie dans le chapitre III.

On utilise plus généralement le formalisme de Stokes pour décrire le phénomène d'attraction. Il offre une meilleure visualisation des états de polarisation des deux ondes. Pour cela, un vecteur de Stokes pour chaque onde (S et J) est défini dans la base circulaire comme étant :

$$S_1 = iu^*v + c.c. \quad (I.38)$$

$$S_2 = u^*v + c.c. \quad (I.39)$$

$$S_3 = |u|^2 - |v|^2 \quad (I.40)$$

Et :

$$J_1 = i\bar{u}^*\bar{v} + c.c. \quad (I.41)$$

$$J_2 = \bar{u}^*\bar{v} + c.c. \quad (I.42)$$

$$J_3 = |\vec{u}|^2 - |\vec{v}|^2 \quad (I.43)$$

Ainsi $\mathbf{S} = (S_1, S_2, S_3)$ le vecteur Stokes du signal, et $\mathbf{J} = (J_1, J_2, J_3)$ le vecteur Stokes de la pompe. Ce formalisme permet de réduire le nombre de paramètres à utiliser à six en éliminant les phases absolues des ondes. Comme les pertes sont négligées (en pratique < 1 dB), les puissances des ondes S_0 (signal) et J_0 (pompe) sont conservées au cours de la propagation. On peut définir les paramètres de Stokes normalisés variant entre -1 et 1 comme :

$$s_i = S_i / S_0 \quad (I.44)$$

$$j_i = J_i / J_0 \quad (I.45)$$

En posant le changement de variables suivant :

$$\xi = \frac{1}{2}(t + \beta_1 z), \text{ avec } \beta_1 = n/c \quad (I.46)$$

$$\eta = \frac{1}{2}(t - \beta_1 z) \quad (I.47)$$

et à partir du système d'équation (I.34)-(I.37), on peut décrire les évolutions des vecteurs de Stokes $\mathbf{S}$ et $\mathbf{J}$ avec le système d'équations de propagation couplées, dans une fibre isotrope, basé sur le formalisme de Stokes :

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \xi} = \frac{2}{3} \gamma \begin{pmatrix} -S_2 S_3 - 2S_2 J_3 \\ 2J_1 S_3 + 2S_1 J_3 \\ S_1 S_2 + 2J_1 S_2 \end{pmatrix} \quad (I.48)$$

$$\frac{\partial \mathbf{J}}{\partial \xi} = \frac{2}{3} \gamma \begin{pmatrix} -J_2 J_3 - 2J_2 S_3 \\ 2S_1 J_3 + 2J_1 S_3 \\ J_1 J_2 + 2S_1 J_2 \end{pmatrix} \quad (I.49)$$

De même, ce système peut s'écrire, dans le cas d'une fibre isotrope, sans perte, sous la forme matricielle suivante [33]:

$$\partial_\xi \mathbf{S} = \mathbf{S} \times \mathbf{M} \mathbf{S} + 2\mathbf{S} \times \mathbf{M} \mathbf{J} \quad (I.50)$$

$$\partial_\eta \mathbf{J} = \mathbf{J} \times \mathbf{M} \mathbf{J} + 2\mathbf{J} \times \mathbf{M} \mathbf{S} \quad (I.51)$$

Avec $\mathbf{M} = \gamma \cdot \text{diag}(-2/3, 0, -2/3)$.

I.3.3.2) Cas fibre biréfringente

Le modèle isotrope est fréquemment utilisé comme base de départ pour l'élaboration de modèles plus complexes, plus réalistes, auxquels on intègre successivement des paramètres de correction pour impliquer différents effets linéaires ou

non-linéaires dans la fibre optique, et/ou d'autres paramètres physiques caractérisant la fibre. Dans la base circulaire, il est généralement exprimé comme :

$$i \frac{\partial E_{x,y}}{\partial z} + i\beta_1 \frac{\partial E_{x,y}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{3} (|E_{x,y}|^2 + 2|E_{y,x}|^2) E_{x,y} \quad (I.52)$$

Avec β_1 l'inverse de la vitesse de groupe et γ le coefficient non-linéaire de la fibre. Les fibres utilisées pour cette thèse sont à faible biréfringence aléatoire. Dans de telles fibres, à cause des difficultés à réaliser des fibres parfaitement cylindriques, l'orientation des axes de biréfringence, de même que l'amplitude de la biréfringence modale $B_m = |n_x - n_y|$ (avec n_x et n_y les indices de réfraction respectifs des deux axes principaux de la fibre) varient aléatoirement le long de la fibre. Dans les modèles numériques il est possible de représenter ce type de fibre par une concaténation de tronçons de fibre à l'intérieur desquels l'orientation et la valeur de la biréfringence restent constantes, mais varient d'un tronçon à un autre (Figure I.20).

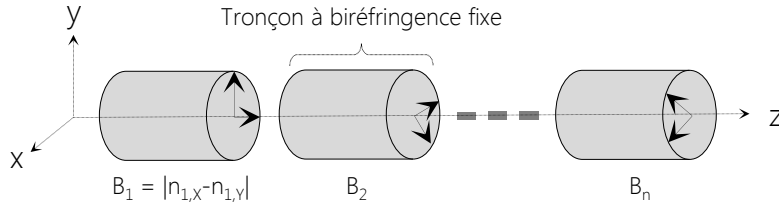


Figure I.20 : Représentation schématique d'une fibre télécom à biréfringence aléatoire. $B_i = |n_{i,x} - n_{i,y}|$: biréfringence modale considérée constante pour chaque tronçon de fibre constituant la concaténation. Les flèches présentes sur le profil transverse des tronçons représentent leurs axes principaux de propagation respectifs.

Le système d'équations (I.52) peut s'appliquer individuellement à chaque tronçon de fibre mais n'est cependant plus valable si l'on considère la fibre biréfringente sur toute sa longueur.

La variation de l'amplitude de la biréfringence modale crée une rotation du vecteur de Stokes autour des 3 axes de la sphère de Poincaré (S_1 , S_2 , et S_3), tandis que la variation de l'orientation des axes principaux le fait tourner autour de l'axe linéaire S_1 . L'effet combiné de ces rotations fait évoluer aléatoirement le vecteur de Stokes sur l'ensemble de la sphère de Poincaré. De ce fait, en 1974, Manakov a déterminé, en moyennant le système d'équations (1.53) sur toute la fibre, que les fibres à biréfringence variable étaient gouvernées par le système d'équations NLS couplées [41]:

$$i \frac{\partial E_{x,y}}{\partial z} + i\beta \frac{\partial E_{x,y}}{\partial t} = -\frac{8}{9} \gamma (|E_{x,y}|^2 + |E_{y,x}|^2) E_{x,y} \quad (I.53)$$

Dans lesquelles le coefficient non-linéaire se voit diminué d'un facteur 8/9, et le coefficient de modulation de phase croisée (CPM) réduit à 1.

Dans la base des vecteurs de Stokes, le modèle de Manakov (1.54) devient ainsi [42]:

$$\partial_\xi \mathbf{S} = \mathbf{S} \times \mathbf{D} \mathbf{J} - \alpha \mathbf{S} \quad (I.54)$$

$$\partial_\eta \mathbf{J} = \mathbf{J} \times \mathbf{DS} - \alpha \mathbf{J} \quad (\text{I.55})$$

Où $\mathbf{D} = \gamma \cdot \text{diag}(-8/9, 8/9, -8/9)$ est une matrice diagonale, γ est le coefficient Kerr non linéaire, et α les pertes de la fibre. Pour simplifier les notations, le système a été normalisé par rapport à la longueur non-linéaire, $L_{NL} = 1/(\gamma S_0)$, et au temps non-linéaire caractéristique, $\tau_0 = L_{NL}/v$, avec v la vitesse de groupe des ondes dans la fibre. En dépit de sa simplicité, ce système d'équations permet de bien caractériser les dynamiques de polarisation des deux ondes contrapropagatives. De plus, il est formulé en termes de vecteurs de Stokes, qui est préférable à l'utilisation des amplitudes des champs électriques, et permet d'analyser plus facilement les phénomènes de polarisation dans la fibre optique. Il est bon de noter ici que la dispersion chromatique a été négligée dans le modèle puisqu'elle est négligeable devant les effets non-linéaires.

I.3.4] L'auto-polarisation

L'attraction de polarisation représente un grand potentiel technologique pour les futurs réseaux de communication car elle permet de polariser un signal optique sans pertes dépendantes de la polarisation (PDL). Néanmoins, elle a aussi comme inconvénient, celui de dépendre d'une source pompe. Ainsi un tel dispositif ne pourrait pas fonctionner dans une configuration passive. Pour cela, il faudrait trouver le moyen de provoquer l'attraction de polarisation seulement avec le signal, et alors s'affranchir de la deuxième source. En conséquence, si on enlève la référence de polarisation de la pompe, le signal doit alors s'auto-polariser.

La pompe peut-elle être ainsi remplacée par le signal lui-même ? N'oublions pas que le dispositif d'attraction de polarisation doit absorber d'éventuelles fluctuations de polarisation pouvant être provoquées au cours de la propagation du signal, il est ainsi nécessaire de réfléchir autour d'un signal dont le SOP varie aléatoirement dans le temps sur la sphère de Poincaré.

Il s'agira dans le paragraphe suivant de répondre à ces questions en présentant une nouvelle configuration de l'attracteur de polarisation. Cette dernière va permettre de mieux comprendre le phénomène d'attraction car il met en jeu une pompe, qui est auto-générée par le signal, et dont l'intensité et le SOP peuvent être ajustés.

I.3.4.1) Schémas de principe

La majorité des expériences citées précédemment impliquent un signal et une pompe indépendante où la pompe est injectée avec un SOP précis (Figure I.21(a)). Cependant des travaux récents réalisés à Dijon ont démontré que le processus d'attraction de polarisation peut également avoir lieu en l'absence d'un SOP de référence [43], [44]. Le dispositif permettant la démonstration expérimentale de ce résultat a été appelé « Omnipolariseur ». Dans ce dernier, l'onde pompe correspond à la réplique contrapropagative du signal formée par une boucle de réinjection à la sortie de la fibre

(Figure I.21(b))). Un coupleur optique (par exemple 90/10) permet d'analyser une partie du signal en sortie du système et de reboucler une autre partie pour générer la pompe. Cette configuration est détaillée plus bas dans la section « Montage expérimental de l'Omnipolariseur ».

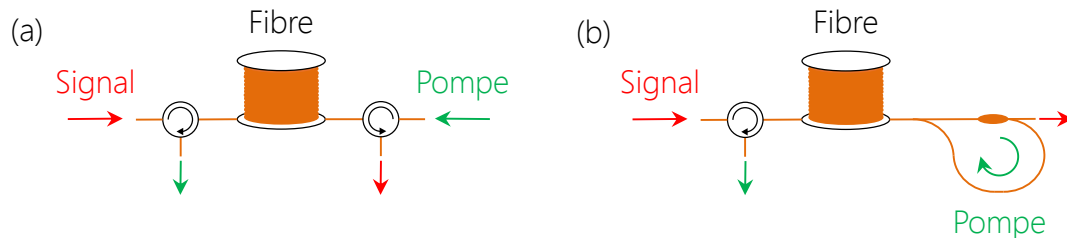


Figure I.21 : Schéma de principe des différentes configurations de l'attracteur de polarisation. (a) signal et pompe sont indépendants. (b) La pompe correspond à la réplique contrapropagative du signal injectée dans la fibre via une boucle de réinjection fibrée (Omnipolariseur).

I.3.4.2) Coefficient de réinjection (réflexion) et Matrice de rotation

Dans la situation où la pompe est une réplique du signal (Figure I.21(b)), la relation entre J et S en sortie de fibre ($z = L$) s'exprime :

$$J(z = L, t) = \rho R S(z = L, t) \quad (I.56)$$

$$\rho = \frac{|J(z = L, t)|}{|S(z = L, t)|} \quad (I.57)$$

Avec ρ le coefficient de réinjection du signal appliqué à la sortie de la fibre, et R la matrice de rotation des états de polarisation entre $S(z = L, t)$ et $J(z = L, t)$ imposée par le dispositif de réinjection. $R = R_1(\theta) R_2(\beta) R_3(\chi)$, où $R_{1,2,3}$ sont les 3 matrices de rotation standards et θ , β , et χ sont les angles de rotation correspondant autour des axes s_1 , s_2 , et s_3 . Dans le cas de l'Omnipolariseur, les paramètres $R_{1,2,3}$ sont ainsi fonction de la position du contrôleur de polarisation de la boucle de réinjection CP_2 (voir section « montage expérimental de l'Omnipolariseur », Figure I.25). Par exemple, la rotation autour de l'axe z est donné par :

$$R_3(\chi) = \begin{pmatrix} \cos \chi & \sin \chi & 0 \\ -\sin \chi & \cos \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (I.58)$$

Dans le cas de l'Omnipolariseur, ρ dépend de l'amplification de la boucle de réinjection et peut ainsi prendre n'importe quelle valeur, et R dépend de la position du CP_2 . Cette rotation R est inconnue dans le cas de l'Omnipolariseur à cause de la constitution de la boucle de réinjection. En effet, le SOP de l'onde parcourant la boucle devient très vite imprévisible en raison de la biréfringence de la fibre qui la constitue, ses courbures, les variations de température, les éléments optiques présents, comme l'amplificateur. Le chapitre II présente une configuration passive de l'Omnipolariseur qui consiste à placer un dispositif de réflexion (ex : FBG) en sortie de fibre tel que $R = 1$.

I.3.5] L'Omnipolariseur

Dans le cas présent, la pompe est une réplique contrapropagative du signal générée via une boucle de réinjection comprenant un contrôleur de polarisation et un amplificateur. Dans cette situation, le signal auto-organise sa polarisation, et l'emploi d'une deuxième source optique n'est plus nécessaire. Nous allons voir que cette configuration nous permet de déterminer les propriétés d'attraction lorsque la puissance et le SOP de la pompe varient en entrée de fibre ($z = L$).

De nombreux travaux théoriques et expérimentaux sur l'Omnipolariseur ont déjà été réalisés, en particulier à Dijon mais aussi à Brescia dans le groupe de Fatome et al. [36], [43], [45]–[49]. Il s'agit ici en partie de présenter une synthèse non-exhaustive des différents résultats obtenus avant le début de cette thèse.

I.3.5.1) Bistabilité optique de polarisation

Sur la base d'un modèle effectif de la fibre à biréfringence aléatoire (RBF) utilisée dans les expériences, une interprétation géométrique de la bistabilité optique de polarisation peut être fournie et peut aider à mieux comprendre la nature de la bistabilité dans les systèmes d'ondes contrapropagatives. Les simulations numériques des équations (I.54)–(I.55) révèlent que, indépendamment des conditions initiales, et dans des conditions relativement générales, la dynamique spatio-temporelle présente une relaxation vers un état stationnaire. Ceci peut se comprendre intuitivement en remarquant que la réflexion de la lumière sur le miroir introduit une condition supplémentaire pour les états de polarisation du signal et de la pompe : $\mathbf{J}(L, t) = \mathbf{S}(L, t)$. L'image physique que l'on peut avoir en tête est que le système va petit-à-petit étendre ce comportement stationnaire sur la totalité de la fibre. Ce processus de relaxation est possible grâce à la pompe, qui peut évacuer les fluctuations du signal à la condition libre aux bords à $\xi = 0$. De cette façon, les ondes contrapropagatives relaxent vers un état stationnaire inhomogène dans lequel leurs SOP gardent une valeur fixe indépendante du temps.

En raison des propriétés de symétrie des fibres à biréfringence aléatoire (RBFs), une description complète des états stationnaires peut être obtenue. Il est bon de noter que l'échelle temporelle des fluctuations de polarisation considérées dans les expériences qui vont suivre dans ce chapitre est suffisamment lente pour autoriser le système à relaxer à travers un état (quasi-)stationnaire. Cette observation valide les développements théoriques qui vont être présentés. Le système stationnaire sur lequel nous basons l'étude qui va suivre, est considéré sans perte et s'écrit donc sous la forme :

$$\partial_{\xi} \mathbf{S} = (\mathbf{D}\mathbf{J}) \times \mathbf{S}, \quad \partial_{\xi} \mathbf{J} = -(\mathbf{D}\mathbf{S}) \times \mathbf{J} \quad (\text{I.59})$$

Ces équations sont normalisées avec respect par rapport à la longueur non-linéaire $L_{NL} = 1/\gamma S_0$, avec γ le coefficient non-linéaire Kerr et S_0 la puissance du signal en $z = 0$. Ce système a une structure Hamiltonienne définie par $H = \mathbf{S} \cdot \mathbf{D}\mathbf{J}$ et admet trois autres constantes de mouvement données par les composantes du vecteur $\mathbf{K} = \mathbf{S} + \mathbf{D}\mathbf{J}$:

$K_x = S_x + J_x$, $K_y = S_y + J_y$, et $K_z = S_z - J_z$. De ce fait, le système a plus de constantes de mouvement que de degrés de liberté, le système est dit « super-intégrable ». Le jeu de solutions stationnaires compatibles avec chaque SOP donné du signal en entrée $s(\xi = 0)$ peut être étudié. Notons au passage que, dû à la symétrie de rotation du système stationnaire (I.59) autour de l'axe s_3 , chaque rotation du SOP initial du signal en $s(\xi = 0)$ induira la même rotation en sortie en $s(\xi = L)$. Il est ainsi possible de réduire l'étude du système aux composantes $s_3(\xi = 0)$ et $s_3(\xi = L)$. La valeur de la composante $s_3(\xi = L)$ peut être calculée à partir d'une valeur donnée de $s_3(\xi = 0) \in [-1, 1]$. La courbe représentant $s_3(\xi = L)$ en fonction de $s_3(\xi = 0)$ est une ligne droite, lorsque $L = 0$, c'est-à-dire lorsque la puissance du signal est trop faible pour induire des effets non-linéaires. Pour de faibles valeurs de L , la courbe est légèrement modifiée et montre toujours qu'il existe un unique SOP du signal $s_3(\xi = L)$ pour un SOP initial donné (Figure I.22(a)).

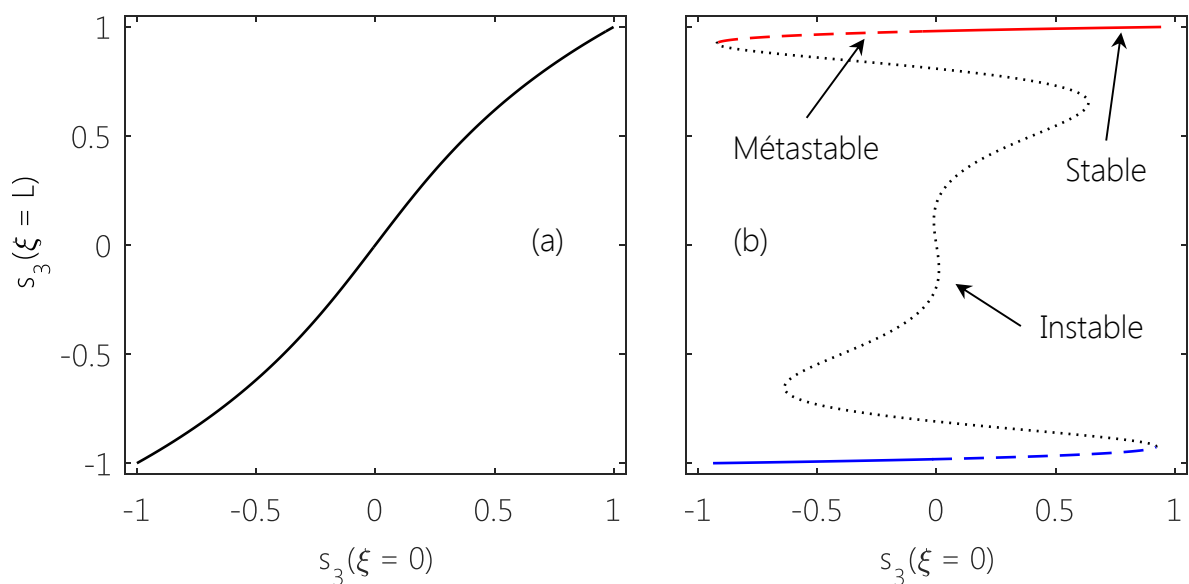


Figure I.22 : Résultats des simulations numériques. Courbes d'évolution du paramètre de Stokes $s_3(z = L)$ en fonction de $s_3(z = 0)$ lorsque (a) $|K| < \pi/(2L)$ et (b) $|K| > \pi/L$. (lignes rouge et bleu continues) Solutions stables, non-oscillantes. (lignes rouge et bleu en pointsillés) Solutions métastables. (ligne pointée noire) Solutions instables, oscillantes.

On rappelle que la longueur normalisée L peut être augmentée en augmentant la puissance du signal S_0 . Pour la longueur caractéristique $L_c = \pi/[2(1+\rho)]$, avec ρ le coefficient de réinjection de l'Omnipolariseur, la courbe présente une tangente verticale à $s_3(\xi = 0) = 0$, de telle manière que pour des valeurs de L légèrement supérieures à L_c , la courbe présente plusieurs valeurs $s_3(\xi = L)$ pour une valeur de $s_3(\xi = 0)$ donnée. Quand on augmente davantage L , on obtient plusieurs solutions stationnaires pour une valeur $s_3(\xi = 0)$ donnée. Ceci indique la possibilité d'une bistabilité du système. Des simulations numériques intensives des équations (I.59) ont montré que le système relaxe vers un type particulier de solutions stationnaires, appelées « non-oscillantes », contrairement aux solutions périodiques oscillantes de la référence [50]. Ainsi, il a été déterminé que, pour un état stationnaire donné, si la longueur de la fibre L est plus petite que $1/4$ de la période de la solution stationnaire non-oscillante, c'est-à-dire $|K| < \pi/(2L)$, alors la solution doit être

stable. Si L est plus grande que $1/2$ de la période, $|K| > \pi/L$, alors elle est instable. Dans le cas intermédiaire, la solution est dite « métastable », c'est-à-dire stable que pour de faibles perturbations. Ce critère de stabilité a déjà été discuté dans la référence [51].

La propriété de stabilité du système est illustrée Figure I.23, où les dynamiques spatio-temporelles du système d'équations (I.59) ont été calculées pour différentes solutions stationnaires initiales. En Figure I.23(à gauche), la condition initiale (lignes en pointillés périodiques) est une solution dont la période est au moins deux fois plus petite que la longueur de la fibre L .

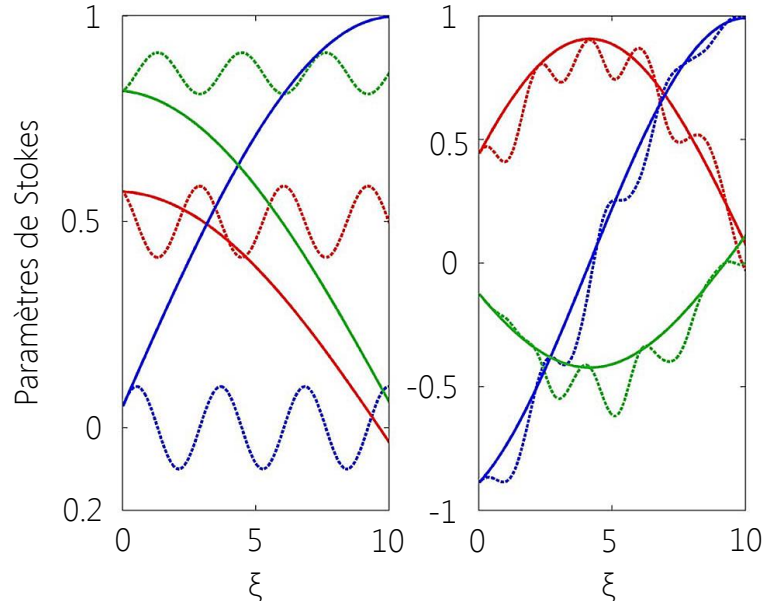


Figure I.23 : Illustration de la stabilité des solutions stationnaires : état de polarisation (lignes pointées) initial et (lignes continues) final du vecteur de Stokes du signal $\mathbf{S}(\xi)$ le long de la coordonnée spatiale ξ de la fibre, obtenus en intégrant numériquement les équations (1.60) par rapport à ξ et t . Les 3 composantes S_1 , S_2 , et S_3 sont représentées en rouge, bleu et vert, respectivement. La longueur normalisée de la fibre par rapport à la longueur non-linéaire est $L = 10$.

D'après les critères de stabilité, cette solution est donc instable, comme le confirme les simulations numériques : le système quitte son orbite et atteint, après transition, l'état stationnaire stable (lignes continues) dont la période est quatre fois plus grande que la longueur de la fibre, attirant alors le SOP du signal autour d'un état de polarisation circulaire avec $S_3(L) \approx \pm 1$. Inversement, si la condition initiale a une période plus grande que $4L$ comme illustré Figure I.23(à droite), le système ne quitte pas cette solution, même lorsque de faibles perturbations sont ajoutées à l'état initial (lignes en pointillés). Cette solution est donc stable et est en accord avec les critères de stabilité. La Figure I.24 montre une illustration du processus d'attraction ($1.2 > \rho > 2$). L'évolution de la composante S_3 du vecteur de Stokes $\mathbf{S}$ est représentée en traits continus le long de la fibre à trois moments consécutifs : $t_A < L/c$, $t_B > L/c$, et $t_C >> L/c$, où L/c définit le temps de propagation entre les deux extrémités de la fibre. Il est supposé ici que le signal d'entrée est constant dans le temps, ainsi $s(z = 0, t) \equiv s(z = 0)$.

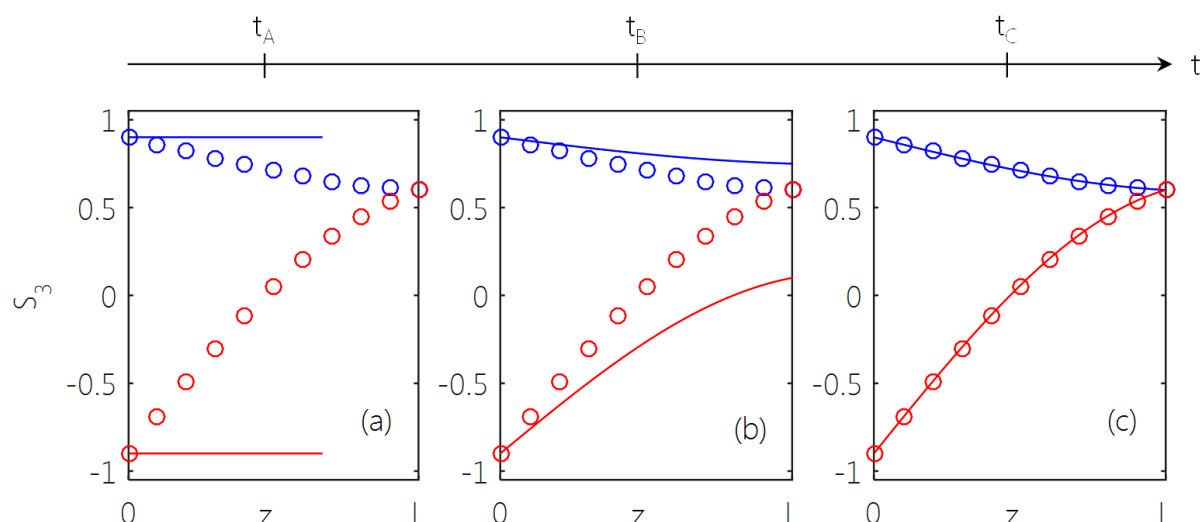


Figure I.24 : Evolution spatiale le long de la fibre de longueur L de la composante de Stokes S_3 (ligne continue). Trois instants consécutifs sont représentés : (a) $t_A < L/c$, (b) $t_B > L/v$, et (c) $t_C \gg L/v$, avec $v = c/n$, c la célérité de la lumière et n l'indice de réfraction du milieu. Les solutions stationnaires sont représentées en cercles. 2 cas sont représentés qui correspondent à 2 états de polarisation d'entrée différents, $S_3(z=0) = +0.9$ (ligne bleue), et $S_3(z=0) = -0.9$ (ligne rouge). Dans les deux cas, S_3 est attirée asymptotiquement dans le temps vers une unique solution stable. Ce comportement est général aux trois composantes du vecteur de Stokes S . Le système néglige les pertes optiques.

A $t_A < L/c$, la réplique contrapropagative n'a pas encore été générée, donc S n'est pas affectée par un couplage non-linéaire avec J et continue de se propager sans déformation. A $t_B > L/c$, la pompe J a été générée et interagit non-linéairement avec S , de manière à ce que S_3 converge asymptotiquement vers un état stable. L'attraction de polarisation devient de plus en plus efficace avec le temps, de sorte que pour $t_C > L/c$, S_3 coïncide avec l'état stationnaire. En général, t_C correspond au temps de propagation aller-retour dans la fibre.

L'état stationnaire stable dépend de p et du nombre total de longueurs non-linéaires parcourues $N = L/L_{NL}$ dans la fibre. Lorsque t_C est atteint, l'état stationnaire est presque indépendant de l'entrée $S(z=0)$. Pour cette raison, nous observons un unique état de polarisation d'attraction à la sortie de la fibre. L'exemple de la Figure I.24 considère uniquement deux SOPs d'entrée différents, néanmoins le résultat reste identique quel que soit la position de l'état d'entrée sur la sphère de Poincaré. Cependant, si la matrice M de la boucle de réinjection est modifiée, la position de l'état stationnaire est également modifiée ($\neq 0.55$ dans l'exemple de la Figure I.24).

I.3.5.2) Montage expérimental de l'Omnipolariseur

Le signal provient d'une source continue incohérente ASE (« amplified spontaneous emission ») polarisée puis filtrée à 1550 nm (F-1, largeur spectrale = 1 nm). La polarisation est ensuite brouillée à 500 Hz à l'aide du brouilleur de polarisation, discuté section I.1.5, générant des fluctuations de polarisation toutes les 2 ms. L'ensemble des SOPs générés recouvre uniformément la sphère de Poincaré (figure I.26(a)). Le signal est ensuite amplifié à 28 dBm via un amplificateur fibré dopé Erbium 30 dBm (EDFA-1). Un circulateur haute-

puissance est ensuite placée de manière à dériver tout signal se contrapropageant dans la fibre (pompe + rétrodiffusion du signal), ce qui permet d'une part d'analyser l'onde pompe et de protéger l'EDFA-1 du signal rétrodiffusé. Le signal est ensuite injecté dans une fibre télécom TrueWave Classic de 5 km de chez OFS dont le coefficient non-linéaire $\gamma = 1.7 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, la dispersion chromatique $D = -2.7 \text{ ps/km-nm}$ ($\text{PMD} < 0.1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$), et les pertes linéiques $\alpha = 0.19 \text{ dB/km}$. La sortie de la fibre est reliée à un coupleur 90/10 où la sortie à 10 % alimente la boucle de réinjection générant la pompe du système. La boucle est constituée d'un contrôleur de polarisation (CP_2) permettant d'ajuster les SOPs de l'onde contrapropagative, d'un amplificateur 30 dBm (EDFA-2) et d'un filtre centré à 1550 nm (F-2, largeur spectrale = 1 nm).

Cette réplique du signal est ensuite injectée de manière contrapropagative dans la fibre via un deuxième circulateur optique. La sortie 90% du coupleur en sortie de fibre permet l'analyse de la polarisation du signal via un polarimètre (Pola.), et de son profil d'intensité via un oscilloscope à échantillonnage électrique équipé d'une photodiode large bande passante (70 GHz, composant u^2t). Le filtre F-3 filtre le signal à 1550 nm (F-3, largeur spectrale = 1 nm) et permet de s'affranchir du bruit optique des EDFAs afin d'améliorer le rapport signal sur bruit (OSNR, « optical signal-noise ratio »). Il peut être légèrement décalé de manière à régénérer le profil d'intensité du signal de la même manière qu'un régénérateur Mamyshev.

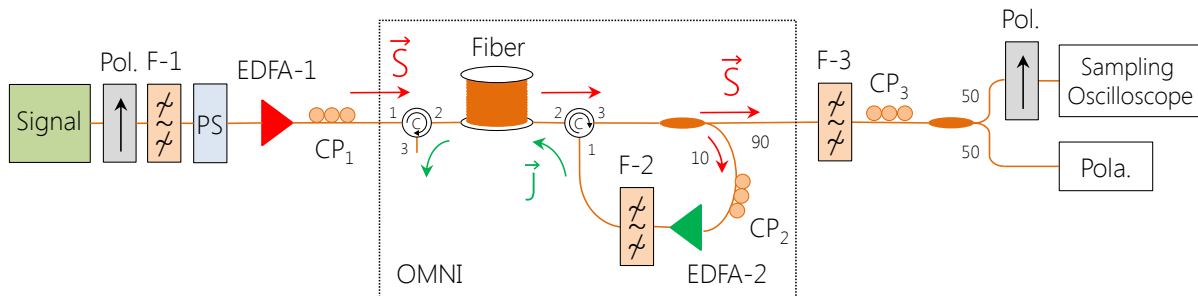


Figure I.25 : Montage expérimental de l'Omnipolariseur. Pol. : Polariseur, F : Filtre, PS : Brouilleur de polarisation (« Polarization Scrambler »), EDFA-i : Amplificateur optique à fibre dopée Erbium, CPi : Contrôleur de Polarisation, C : Circulateur, Pola. : Polarimètre., OMNI : Omnipolariseur. $\vec{S}$: signal, $\vec{J}$: pompe.

I.3.5.3) Démonstration expérimentale du processus d'attraction

Le brouilleur de polarisation (PS) génère périodiquement 500 SOPs successifs différents qui recouvrent uniformément la sphère de Poincaré (Figure I.26(a)) à une fréquence de 500 Hz (soit 2 ms/SOP). La puissance du signal est fixée à 28 dBm tandis que celle de la pompe évolue entre 24.5 et 30 dBm (avant 24.5 dBm on observe juste une légère rotation générale des SOPs). Dans ces conditions, le rapport de la longueur de fibre sur longueur non-linéaire N vaut précisément :

$$N = \frac{L}{L_{NL}} = 5.35, \quad \text{avec} \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_s} = 934 \text{ m} \quad (\text{I.60})$$

Les expériences menées au laboratoire ont montré que ce rapport devait être au moins compris entre 5 et 6 pour que l'efficacité du processus d'attraction de polarisation soit suffisante pour repolariser complètement le signal, pour des longueurs de fibre de moins de 10 km.

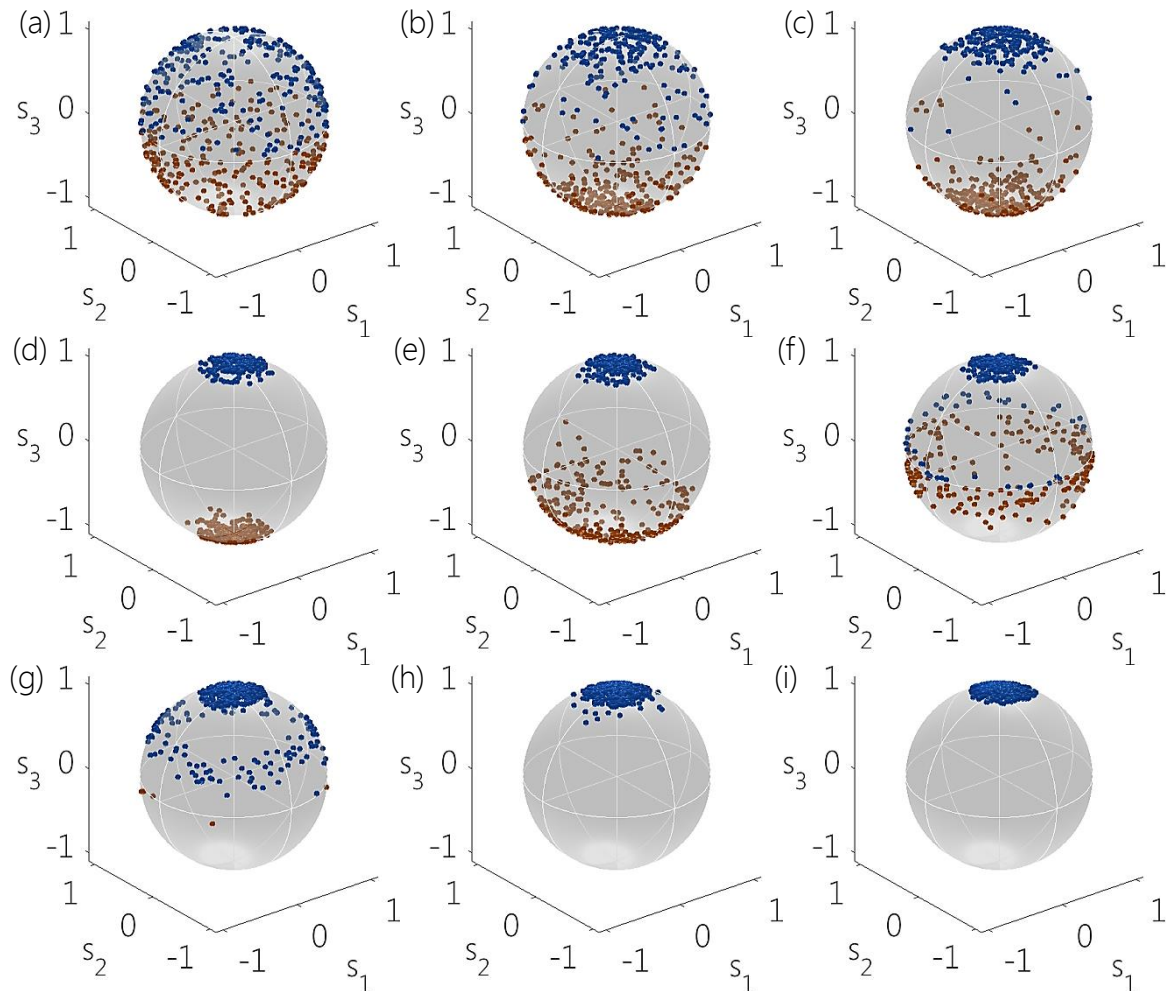


Figure I.26 : Démonstration expérimentale du processus d'attraction de polarisation dans une fibre optique de télécommunication de 5 km pour une puissance du signal de 28 dBm et une puissance Pompe de (a) 0 dBm ($\rho = 0$), (b) 24.5 dBm ($\rho = 0.44$), (c) 25.6 dBm ($\rho = 0.58$), (d) 28 dBm ($\rho = 1$), (e) 28.3 dBm ($\rho = 1.07$), (f) 28.6 dBm ($\rho = 1.15$), (g) 29 dBm ($\rho = 1.26$), (h) 29.5 dBm ($\rho = 1.41$) et (i) 30 dBm ($\rho = 1.6$). Résultats observés au polarimètre à la sortie du système. L'angle solide à 30 dBm est de 0.45 sr. Résultats refaits au cours de cette thèse et inspirés de la référence [44].

Suivant la puissance de l'onde contrapropagative (pompe), et donc du coefficient de réinjection ρ , on observe différentes dynamiques de polarisation du signal :

- ($\rho \ll 1$) Tant que la puissance de la pompe reste inférieure à celle du signal, l'attraction n'est pas suffisamment efficace pour faire migrer complètement les SOPs du signal autour d'un état unique, les SOPs subissent typiquement une légère rotation générale sur la sphère.

- ($p < 0.8$) Lorsque la puissance de la pompe se rapproche de celle du signal, on peut observer une déplétion au centre de la sphère, parallèle au plan (s_1 - s_2) qui augmente avec la puissance de pompe (Figure I.26(b-c)).
- ($0.8 < p < 1.2$) Lorsque les deux puissances sont identiques ($S_0 = J_0 = 28$ dBm), l'attraction est suffisamment importante pour faire migrer les SOPs jusqu'à un des deux états stationnaires du système, c'est-à-dire soit le SOP circulaire droit (RCP, pôle nord), soit le SOP circulaire gauche (LCP, pôle sud). Etant donné que les SOPs en entrée de fibre sont uniformément répartis sur la sphère, les SOPs sont équitablement localisés sur les deux pôles (49-51%). Cette situation confirme que le système présente une bistabilité de polarisation.
- ($p > 1.2$) Si la puissance de la pompe continue d'augmenter et dépasse celle du signal, un des deux pôles devient instable et le deuxième constitue l'unique état stationnaire du système. Ainsi, les SOPs qui étaient initialement attirés par le premier pôle commencent à migrer vers le deuxième (Figure I.26(e-h)). Cet effet n'est pas encore expliqué par une analyse théorique dans le cas de l'Omnipolariseur, mais a été expliqué dans le cas où les deux ondes contrapropagatives sont indépendantes par Wabnitz et al. dans la référence [51]. L'attraction atteint son efficacité maximale lorsque la puissance de la pompe atteint 30 dBm. C'est-à-dire lorsque le système impose un unique état stationnaire (pôle nord ou sud, Figure I.26(i)). La sélection du pôle attractif par le système dépend du SOP de la pompe en $z = L$ et donc de la position du CP_2 dans la boucle de réinjection. En effet, en ajustant la position de la pompe il est possible de choisir la position de l'état stationnaire du système (Figure I.27).

E. Assémat a confirmé numériquement ces résultats en se basant sur le modèle (1.60). L'outil le plus utilisé pour juger de la qualité de l'attraction de polarisation est le degré de polarisation (vu précédemment section I.1.5) qui représente le ratio entre l'énergie de lumière polarisée sur l'énergie totale.

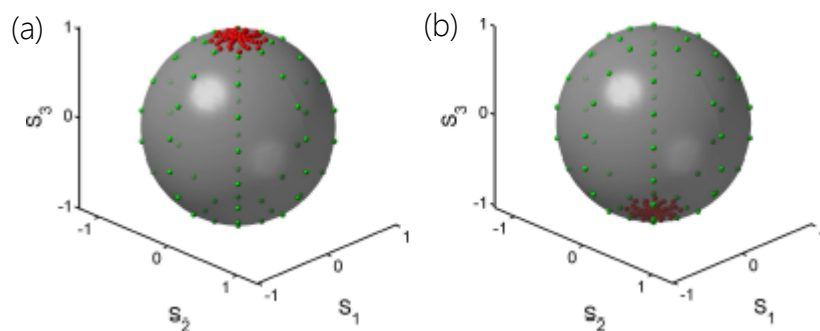


Figure I.27 : Simulations numériques d'un système d'onde contrapropagatives dans une fibre à biréfringence aléatoire. $p = 1.2$ et $R = \text{diag}(1, 1, 1)$. (Points verts) SOPs du signal en $z = 0$. (Points rouges) SOPs du signal en sortie de fibre $z = L$ [52].

Lorsque qu'il vaut 1, on considère la lumière totalement polarisée. La figure I.27 représente l'évolution du DOP en fonction du coefficient de réinjection p . Jusqu'à 28 dBm, le DOP est nul. Pour rappel, deux SOPs diamétralement opposés sur la sphère de

Poincaré sont orthogonaux. Or puisque les SOPs initiaux du signal sont en théorie uniformément répartis sur la sphère, chacun des SOPs a son opposé présent sur la sphère, ce qui mathématiquement annule le DOP. C'est pourquoi lorsque $S_0 = 28$ dBm, et qu'il y a attraction autour des deux pôles de la sphère, le DOP tend également vers 0, bien que le SOP se soit auto-organisé. Dans l'exemple de la Figure I.26, lorsque le pôle sud de la sphère migre progressivement vers le pôle nord, le DOP augmente également jusqu'à atteindre la valeur maximale de 0.97 dans le cas présent. Avec une fibre télécom standard de 5-6 km et avec les puissances mises en jeu, le DOP maximal généralement obtenu atteint 0.98, néanmoins cette valeur reste très satisfaisante expérimentalement car elle est suffisante pour restaurer un diagramme de l'œil au niveau du détecteur lorsque celui-ci est couplé à un polariseur.

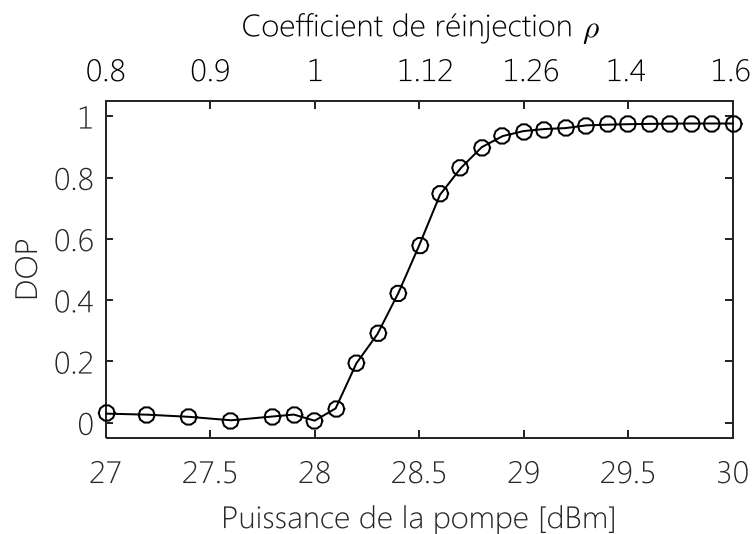


Figure I.28 : Evolution du degré de polarisation du signal en sortie de fibre $z = L$ ($S_0 = 28$ dBm) en fonction de la puissance de la pompe contrapropagative en $z = L$ et du coefficient de réinjection ρ .

Analysons maintenant l'évolution du DOP de la pompe. N'oublions pas que la pompe est la réplique contrapropagative du signal. Au début de l'expérience lorsque celui-ci atteint pour la première fois la sortie de la fibre et commence à générer la pompe, le signal est toujours brouillé en polarisation (DOP = 0). Une fois que la pompe a fini de parcourir la fibre en sens opposé, le signal se polarise de plus en plus ($DOP \rightarrow 1$).

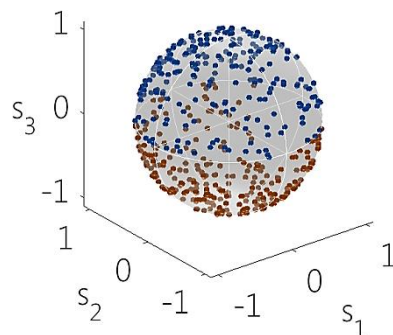


Figure I.29 : Sphère de Poincaré de la pompe à 30 dBm à la sortie de la fibre avec le signal à 28 dBm, cas où l'attraction de polarisation du signal est optimale (Figure I.26(i)).

Ainsi la condition initiale de l'onde contrapropagative tend également vers un état de plus en plus polarisé. Néanmoins, nous avons vu que le phénomène d'attraction repose sur un transfert de fluctuations de polarisation entre les deux ondes (Figure I.16).

Puisque le signal reste dépolarisé en entrée de fibre ($z = 0$), la pompe ressort également dépolarisée en sortie de fibre, $z = L$ (Figure I.29), ainsi l'entropie du système est conservée [34], [35].

En résumé, il a été démontré par mes prédécesseurs qu'il est possible de repolariser un signal dépolarisé en le faisant se propager avec sa réplique contrapropagative amplifiée et ce, quel que soit son état de polarisation, sans perte dépendante de la polarisation. Il est possible de contrôler la force d'attraction avec l'amplificateur EDFA-2, ainsi que la position du SOP final du signal avec le CP_2 de la boucle de réinjection. Nous allons maintenant rappeler que le processus d'attraction de polarisation a également été démontré lorsque le signal incident est un signal codé RZ à 40 Gbit/s.

I.3.5.4) *Transmission à 40 Gbit/s*

En 2012, Morin et al. ont réalisé l'attraction de polarisation d'un signal codé RZ (« return-to-zero ») 40 Gbit/s centré à 1564 nm. La largeur FWHM des impulsions étaient de 7 ps. Le montage expérimental est le même que présenté figure I.25. La fibre optique était une NZ-DSF de 6.2 km, dont le coefficient non-linéaire $\gamma = 1.7 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, la dispersion chromatique $D = -0.31 \text{ ps/km-nm}$, et la PMD = 0.05 ps/√km (à 1563 nm). Le signal initialement brouillé en polarisation (les SOPs recouvrent uniformément la sphère de Poincaré, Figure I.30(a)) est amplifié à 27 dBm en entrée de fibre. Le profil d'intensité du signal est obtenu via une photodiode (bande passante 70 GHz) couplée à un polariseur afin de convertir les fluctuations de polarisation en fluctuations d'intensité. La Figure I.30(c) présente le diagramme de l'œil du signal à la sortie de la fibre lorsque la pompe est éteinte. Puisque le signal est brouillé en polarisation, le diagramme de l'œil est complètement fermé, à cause des fluctuations de polarisation transférées dans le domaine temporel via le polariseur. Lorsque la puissance de la pompe atteint 28 dBm ($p \approx 1.2$), l'attraction de polarisation est optimale. Le SOP du signal est attiré autour d'un unique état fixe de polarisation situé au pôle Nord de la sphère de Poincaré (Figure I.30(b)). Le diagramme de l'œil du signal redevient alors complètement ouvert (Figure I.30(d)).

Les courbes du taux d'erreurs binaires sont représentées Figure I.30(e) et montrent, après attraction de polarisation, qu'une transmission sans erreur est obtenue derrière un polariseur en dépit du brouillage de polarisation initial. Une amélioration d'environ 1 dB par rapport à la courbe du back-to-back du système est même obtenue. Cette amélioration provient du fait que le régime fortement non-linéaire associé à l'attraction de polarisation régénère le signal initial polarisé (Figure I.30(b)) comme le ferait un régénérateur de Mamyshev de type 2R [53]–[55]. En effet ce dernier exploite l'élargissement spectral d'un signal se propageant dans une fibre non-linéaire pour nettoyer le signal à sa sortie.

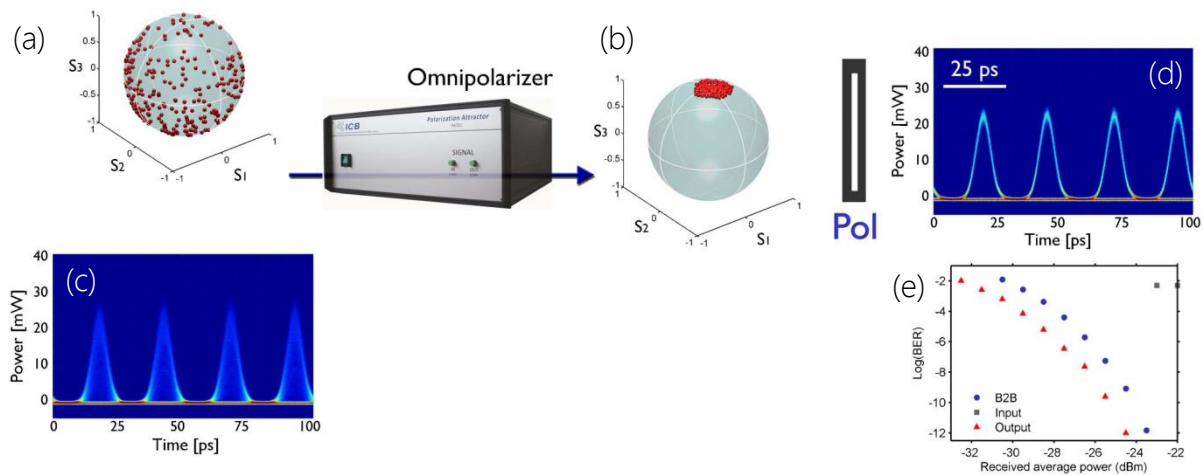


Figure I.30 : Attraction de polarisation d'un signal RZ 40 Gbit/s centré à 1564 nm. Sphère de Poincaré du signal (a) en entrée et (b) en sortie de fibre avec leur diagramme de l'œil respectif (c et d). (e) Taux d'erreurs binaires du signal avec (triangles) et sans (carrés) attraction de polarisation comparés au back-to-back (ronds). Voir texte pour les détails expérimentaux et la référence [56], [57].

I.4] Conclusion

Anticipée théoriquement il y a près de 40 ans, l'attraction de polarisation est aujourd'hui un phénomène réalisable expérimentalement, et voit son origine dans les systèmes dépendant de la polarisation qui exploitent des processus non-linéaires tels que l'amplification Brillouin, Raman, paramétrique (FWM). Le dernier repose sur un mélange à quatre ondes 'super-dégénéré' entre les composantes de polarisation circulaires des états de polarisation d'un signal et d'une pompe contrapropagative.

L'Omnipolariseur est un dispositif tout-optique mis au point en 2011 à Dijon qui propose une configuration où le signal auto-organise lui-même sa polarisation. Il a l'avantage de ne dépendre ni d'une deuxième source optique ni d'un SOP de référence. De plus il profite d'une facilité de mise en œuvre puisqu'il ne consiste qu'à l'assemblage d'une fibre optique standard de télécommunication d'environ 5 km et de deux amplificateurs 30 dBm, qui de nos jours, sont couramment employés dans les laboratoires d'optique. Dans ces conditions, il est possible de repolariser un signal dépolarisé de manière fixe et avec degré de polarisation proche de 1, sans perte dépendante de la polarisation. Il comprend de ce fait les caractéristiques requises d'un polariseur idéal adapté aux longueurs d'onde télécom (bande C). Des études ont montré que l'Omnipolariseur ne souffre pas de dépendance à la longueur d'onde ni à la largeur spectrale des signaux, permettant une grande flexibilité expérimentale. Suivant le rapport des puissances p entre les deux ondes contrapropagatives, le système valorisera un état particulier sur la sphère de Poincaré où aura lieu l'attraction. En réglant la position du contrôleur de polarisation dans la boucle de réinjection du signal, il est possible d'ajuster la zone d'attraction sur la sphère. De plus, nous avons sous-entendu précédemment que passée une certaine puissance de pompe, le système présente une légère instabilité de polarisation. L'attracteur présente ainsi

différents régimes de traitement de la polarisation. Suivant p , l'Omnipolariseur peut fonctionner suivant 3 régimes distincts :

- Si $0.8 < p < 1.2$, le système est bistable et peut agir comme un séparateur de faisceaux polarisés (PBS, « Polarization Beam Splitter ») : à partir d'un SOP d'entrée arbitraire, deux SOP fixes en sortie sont produits, correspondant aux états RCP et LCP (soit les deux pôles de la sphère). Le signe de l'ellipticité du signal en entrée de fibre détermine vers lequel des deux pôles le SOP du signal est attiré en sortie de fibre. On montrera dans le chapitre II.1 que ce résultat permet d'utiliser l'Omnipolariseur comme un PBS sans perte. Nous verrons également que le contrôle du SOP en entrée de fibre permet via ce résultat de développer un switch de polarisation pour la réalisation d'une mémoire optique à bascule et d'un routeur tout-optique de polarisation.
- Si $p > 1.2$, l'une des deux solutions attractrices du régime précédent devient instable, de sorte que les SOPs du signal migrent soit vers l'état RCP soit vers l'état LCP. Le résultat dépend des conditions initiales du signal et de la pompe. Il peut être ajusté avec la position du contrôleur de polarisation (Figure I.25 – CP₂) de la boucle de réinjection. Cette configuration est représentée Figure I.26(e-i).
- Si $p \gg 1.2$, le dispositif n'agit plus comme un attracteur puisqu'il n'y a plus d'état stationnaire vers lequel le système peut relaxer. Sous certaines conditions, la polarisation devient alors chaotique permettant ainsi la réalisation d'un brouilleur tout-optique de polarisation (chapitre II.2).

Il est ainsi question dans le prochain chapitre de présenter les applications que j'ai développé au cours de ma thèse et qui consistent en la réalisation d'une mémoire optique à bascule, d'un brouilleur de polarisation chaotique, ainsi que la mise au point d'opérations de copie et de dissimulation de données optiques dans une ligne de transmission fibrée. L'objectif du chapitre II est alors de démontrer la faisabilité expérimentale de ces applications et démontrer leur possibilité à intégrer un système de transmission optique aux longueurs d'onde des télécommunications.

Chapitre II Développement d'applications tout-optiques basées sur l'Omnipolariseur

II.1] Introduction

Ce chapitre est destiné à présenter trois applications basées sur l'Omnipolariseur développé dans le chapitre I.2, mettant en avant sa capacité à intégrer des applications Telecom. De plus, les applications développées ici permettent une compréhension approfondie de son principe physique de fonctionnement.

Ainsi, une première partie exploite la bistabilité du processus non-linéaire d'attraction de polarisation pour établir une mémoire optique à bascule, où les deux états de basculement correspondent aux états bistables du processus. Une seconde partie présente l'Omnipolariseur comme un brouilleur de polarisation en imposant un grand écart de puissance entre les deux ondes contrapropagatives. Enfin, une troisième partie rassemble l'attraction et le brouillage de polarisation dans une même expérience pour réaliser des opérations de copie ou de dissimulation de données codées.

II.2] Mémoire à bascule et routeur tout-optiques basés sur les phénomènes de bistabilité et d'hystérésis du processus d'attraction de polarisation

Cette partie est destinée à présenter une configuration passive de l'Omnipolariseur produisant une double attraction de polarisation aux pôles RCP et LCP de la sphère de Poincaré. Cette caractéristique fait de l'Omnipolariseur un candidat idéal pour réaliser un séparateur de faisceaux polarisés (PBS, « polarizing beamsplitter ») sans pertes et sans RIN (« Relative Intensity Noise »). De plus, le processus d'attraction de polarisation développé dans cette partie présente des phénomènes de bistabilité et d'hystérésis qui s'avèreront utiles à la réalisation d'une mémoire à bascule de polarisation tout-optique ainsi que d'un routeur de polarisation [58].

II.2.1] Introduction

La mémoire optique est un élément clé pour les futurs réseaux tout-optiques. Depuis plus d'une décennie, les laboratoires de photonique tentent de trouver le moyen de piéger localement la lumière. Certains groupes, comme celui de Halfmann et al. en 2013, sont d'ores-et-déjà parvenu à ralentir considérablement la lumière à l'intérieur d'un cristal (de 3.10^8 m/s à 17 m/s) puis ont réussi à la stopper complètement durant une minute entière [59]. Ainsi, même si les scientifiques touchent au but, stocker une information lumineuse dans un espace précis et durant une durée indéterminée reste toujours un défi scientifique majeur.

Néanmoins, la recherche sur les mémoires optiques tampon (RAM, « random access memory ») a été beaucoup plus fructueuse. En effet, à défaut d'immobiliser la lumière, l'utiliser pour charger ou décharger temporairement une mémoire semble réalisable. Le développement des commutateurs (« switches ») d'intensité, de phase, voire même de polarisation, a permis d'imposer à la lumière de conserver un de ses paramètres fixe durant un laps de temps précis à travers des dispositifs plus ou moins complexes tels que des architectures opto-électroniques [60], des nanocavités optiques [61], des puces à cristaux photoniques [62], une série de lasers interconnectés [63], des cellules de mémoires optiques basées sur des fibres dopées Erbium et des lignes à retard fibrée (FDL) [64], des architectures fibrées hybrides basées sur des interféromètres Mach-Zehnder [65], [66], des switches de polarisation [67], des (micro-)résonateurs en anneaux [68], [69], etc. Certaines applications tirent également avantage du caractère bistable de la lumière [70], comme par exemple dans les effets Kerr et thermo-optiques [71], les VCSEL [72], etc.

La technique développée ici est basée sur la bistabilité du phénomène d'attraction de polarisation présenté dans le chapitre I.3 précédent. Ce processus non-linéaire de type mélange à quatre ondes, permet au signal de conserver son état de polarisation fixe en sortie de fibre, indépendamment de son état de polarisation en entrée, et le conserve jusqu'à ce que l'état stationnaire du système soit modifié. Une mémoire optique de polarisation peut ainsi être chargée ou déchargée suivant l'état de polarisation du signal à la sortie de la fibre.

II.2.2] Schéma de principe

La configuration de l'Omnipolariseur développée ici est dite passive car le dispositif générant la pompe à la sortie de la fibre ne génère plus de gain comme avec l'amplificateur haute-puissance. En effet, il consiste dorénavant en un réseau de Bragg fibré (FBG, « Fiber Bragg Grating ») qui génère la pompe contrapropagative en $z = L$, tel que $J(z = L) = S(z = L)$. Dans ce cas $p = 1$ (coefficient de réflexion) et $M = 1$ (§ I.3.4.2). Dans ces conditions, le système présente une bistabilité optique de polarisation, c'est-à-dire qu'il existe deux états stationnaires orthogonaux vers lesquels la polarisation va être attirée à la sortie de la fibre.

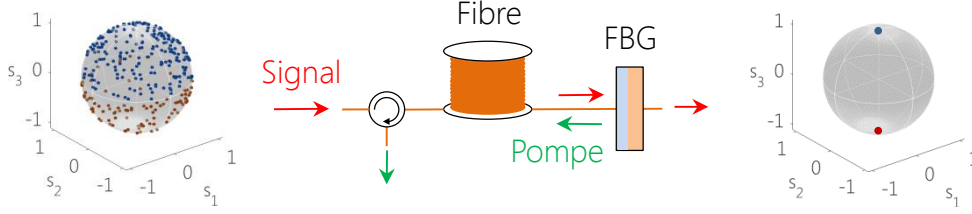


Figure II.1 : Schéma de principe de l'attracteur de polarisation passif. FBG : réseau de Bragg fibré.

Dans le cas présent, il s'agit des états de polarisation circulaire droite (RCP, pôle Nord) et gauche (LCP, pôle Sud). Une particularité du système est que si le SOP initial est situé dans l'hémisphère Nord (Sud) de la sphère de Poincaré, il sera attiré au pôle Nord (Sud) en $z = L$ (Figure II.1). Dans cette configuration le système présente une bistabilité autour des pôles nord et sud de la sphère de Poincaré et impose ainsi au signal de sortir de la fibre avec une polarisation circulaire (gauche ou droite). Le paragraphe suivant traite de l'origine de cette bistabilité.

II.2.3] Etats stationnaires

Comme pour l'Omnipolariseur actif (§ I.3.5.2), il a été trouvé que dans le cas de la bistabilité, les états stationnaires sont caractérisés par un comportement non-oscillant le long de la fibre. La Figure II.2 montre une illustration du processus d'attraction ($0.8 < \rho < 1.2$), où l'évolution de la composante S_3 du vecteur de Stokes $\mathbf{S}$ est représentée en traits continus le long de la fibre à trois moments consécutifs : $t_A < L/c$, $t_B > L/c$, et $t_C \gg L/c$, avec L/c défini comme étant le temps de propagation entre les deux extrémités de la fibre. Il est assumé ici que le signal d'entrée est constant dans le temps, ainsi $s(z=0, t) \equiv s(z=0)$.

A $t_A < L/c$, la réplique contrapropagative n'a pas encore été générée, donc $\mathbf{S}$ n'est pas affecté par un couplage non-linéaire avec $\mathbf{J}$, et continu de se propager sans déformation. A $t_B > L/c$, la pompe $\mathbf{J}$ a été générée et interagit non-linéairement avec $\mathbf{S}$, de manière à ce que S_3 converge asymptotiquement vers un état stable (cercles). L'attraction de polarisation devient de plus en plus efficace avec le temps, de sorte que pour $t_C \gg L/c$, S_3 coïncide avec l'état stationnaire. En général, t_C correspond au temps de propagation aller-retour dans la fibre (soit $50 \mu s$ dans une fibre de longueur $L = 5 \text{ km}$). L'état stationnaire stable dépend du coefficient de réinjection ρ et du nombre de longueurs non-linéaires $N = L/L_{NL}$. Lorsque t_C est atteint, l'état stationnaire est presque indépendant de l'entrée $\mathbf{S}(z=0)$. Pour cette raison, nous observons un unique état de polarisation d'attraction à la sortie de la fibre suivant le signe de l'ellipticité du SOP initial. L'exemple de la Figure II.2 considère uniquement deux SOPs d'entrée différents, néanmoins le résultat reste identique quel que soit la position de l'état d'entrée sur la sphère de Poincaré : si $s_3(z=0) < 0$ (> 0), il sera attiré vers $s_3(z=L) = -1$ ($+1$).

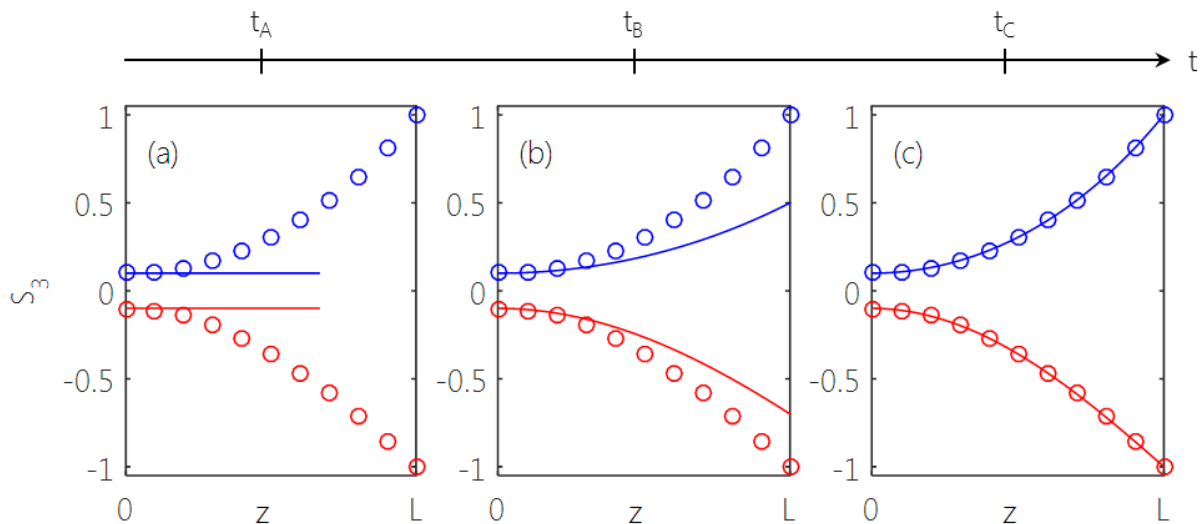


Figure II.2 : Evolution spatiale le long de la fibre de longueur L de la composante de Stokes S_3 (ligne continue). Trois instants consécutifs sont représentés : (a) $t_A < L/c$, (b) $t_B > L/c$, et (c) $t_C \gg L/c$, avec c la célérité de la lumière. Les solutions stationnaires sont représentées en cercles. 2 cas sont représentés qui correspondent à 2 états de polarisation d'entrée différents, $S_3(z = 0) = +0.1$ (ligne bleue), et $S_3(z = 0) = -0.1$ (ligne rouge). S_3 est attirée asymptotiquement dans le temps à travers une solution stable dépendante de son ellipticité initiale. Ce comportement est général aux trois composantes du vecteur de Stokes $\mathbf{S}$. Le système néglige les pertes optiques. Résultats numériques réalisés par M. Guasoni.

II.2.4] Démonstration expérimentale du phénomène de bistabilité de polarisation

II.2.4.1) Montage expérimental

Comme pour le montage expérimental de la Figure I.25, le signal ici est une source incohérente ASE de 40 nm de largeur spectrale, polarisée (Pol.) et filtrée (F-1) à 100 GHz autour de 1550 nm. La largeur spectrale du filtre est choisie suffisamment large de manière à s'affranchir de la rétrodiffusion Brillouin. La polarisation du signal est ensuite rendue aléatoire via un brouilleur de polarisation (PS) industriel (Agilent N7788B): 500 SOPs sont générés à raison de 2 ms/SOP. Un amplificateur fibré dopé erbium (EDFA) de 30 dBm permet d'ajuster la puissance du signal en entrée de fibre. Un contrôleur de polarisation (CP) permet de modifier le SOP du signal en entrée de fibre dans le cas où le PS fonctionne en mode manuel. Un circulateur haute puissance (C) sépare ensuite l'onde signal de l'onde pompe contrapropagative afin, de protéger l'EDFA de la puissance contrapropagative, et de permettre la lecture de la polarisation de la pompe. De plus cette sortie est nécessaire pour éliminer les fluctuations de polarisation et permettre au système d'atteindre une solution stationnaire. La fibre utilisée ici provient de chez DRACA et est à zéro de dispersion décalée (NZ-DSF) de 4 km avec comme caractéristiques une dispersion chromatique $D = -1.16 \text{ ps/nm-km}$ (1550 nm), une $\text{PMD} = 0.05 \text{ ps/km}^{1/2}$ (1550 nm), un coefficient non-linéaire $\gamma = 1.7 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, et des pertes de propagation $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$.

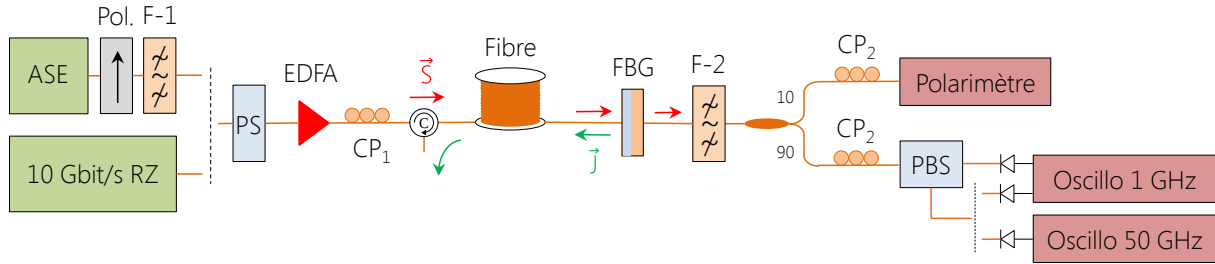


Figure II.3 : Montage expérimental de l'attracteur de polarisation en configuration passive. Pol. : polariseur ; F-i : filtre à bande passante optique (OBPF) ; PS : brouilleur de polarisation ; EDFA : amplificateur optique dopé erbium ; CP : contrôleur de polarisation ; C : circulateur optique haute puissance ; FBG : réseau de Bragg fibré. $\vec{S}$: vecteur de Stokes du signal, $\vec{J}$: vecteur de Stokes de la pompe.

La pompe générée est la réplique contrapropagative du signal réfléchi à 98% par un réseau de Bragg fibré (FBG) à la sortie de la fibre. La longueur d'onde du signal doit nécessairement être comprise dans la fenêtre de réflexion du FBG, c'est-à-dire entre 1545 et 1555 nm (Figure II.4) afin d'avoir un coefficient de réflexion ρ le plus proche de 1 possible. Les 2% du signal restant correspondent au signal de sortie qui est analysé. Avec ces paramètres expérimentaux, le temps de propagation du faisceau optique dans la fibre est d'environ 20 μ s. La microseconde correspond également au temps caractéristique non-linéaire $\tau_{NL} = 1/(\nu\gamma S_0)$, avec ν la vitesse de l'onde dans la fibre optique. $\tau_{NL} \approx 5 \mu$ s et la longueur non-linéaire $L_{NL} = 1.03$ km. Le temps de corrélation des fluctuations de polarisation en entrée est environ 3 à 4 fois plus grand que τ_{NL} . Ainsi, les fluctuations de polarisation sont suffisamment lentes pour autoriser le système à relaxer vers un état stationnaire, qui alors suit, de manière adiabatique, les variations lentes de l'état de polarisation imposé à l'entrée de la fibre.

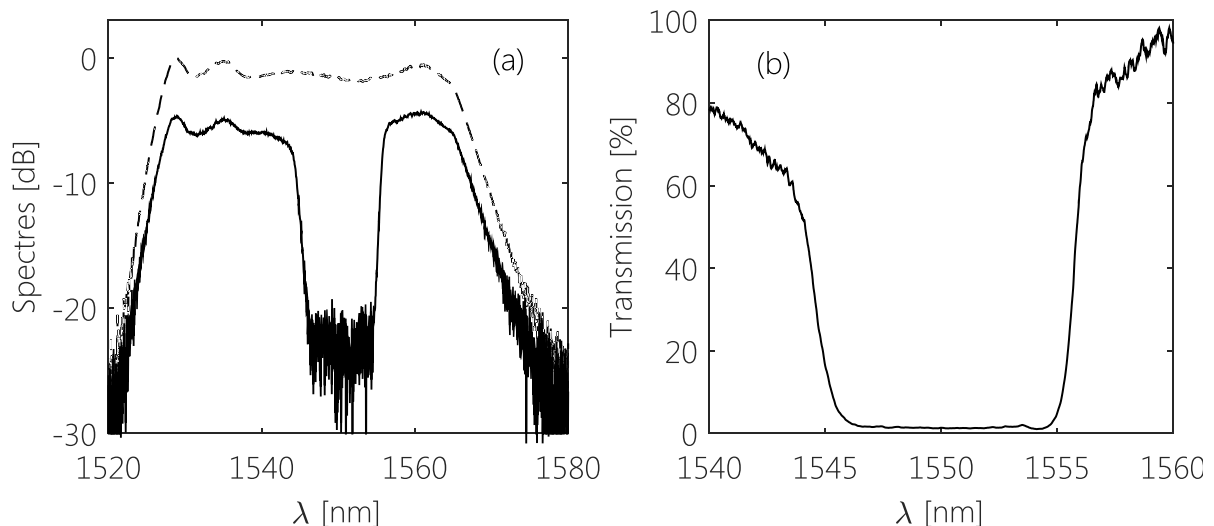


Figure II.4 : (a) (Points tillés) Spectres de la source ASE. (Ligne continue) Spectre de transmission du FBG. (b) Courbe de transmission du FBG en fonction de la longueur d'onde. Le taux de transmission à 1550 nm est de 1.4%.

II.2.4.2) Mise en évidence du phénomène de bistabilité optique de polarisation

Le processus d'attraction agit comme un PBS digitale qui organise la polarisation aléatoire d'un signal autour de deux états de polarisation circulaires orthogonaux. Ce phénomène est illustré Figure II.5 où l'évolution de la répartition des états de polarisation du signal dépolarisé est représentée en fonction de la puissance du signal S_0 en $z = 0$. Lorsque $S_0 = 10$ mW, la longueur non-linéaire $L_{NL} = 58$ km et le rapport de la longueur de la fibre sur la longueur non-linéaire $N = 0.07$ (Table II.1). Le système fonctionne en régime linéaire. On peut constater Figure II.5(c) que les SOPs commencent à migrer vers les deux pôles s_3 lorsque S_0 avoisine les 300 mW ($N = 2$). On peut dès l'ores constater que le système semble favoriser deux états stationnaires localisés aux pôles RCP et LCP. Ce résultat est d'autant plus marqué lorsque S_0 atteint 1 W. A ce stade, le signal a parcouru presque $7 L_{NL}$ et l'efficacité du processus d'attraction est quasiment maximale (Figure II.5(e)). En effet, lorsque S_0 est presque doublée (1.8 W, Figure II.5(f)), la surface d'attraction n'a presque pas diminuée. Ainsi comme pour le cas actif de l'Omnipolariseur vu chapitre I.3, le processus d'attraction de polarisation est efficace passées environ $6 L_{NL}$. En effet dans un premier temps, la figure II.6(a) représente la nature aléatoire du SOP du signal en entrée de fibre clairement représenté par une sphère de Poincaré uniformément recouverte par les 500 SOPs.

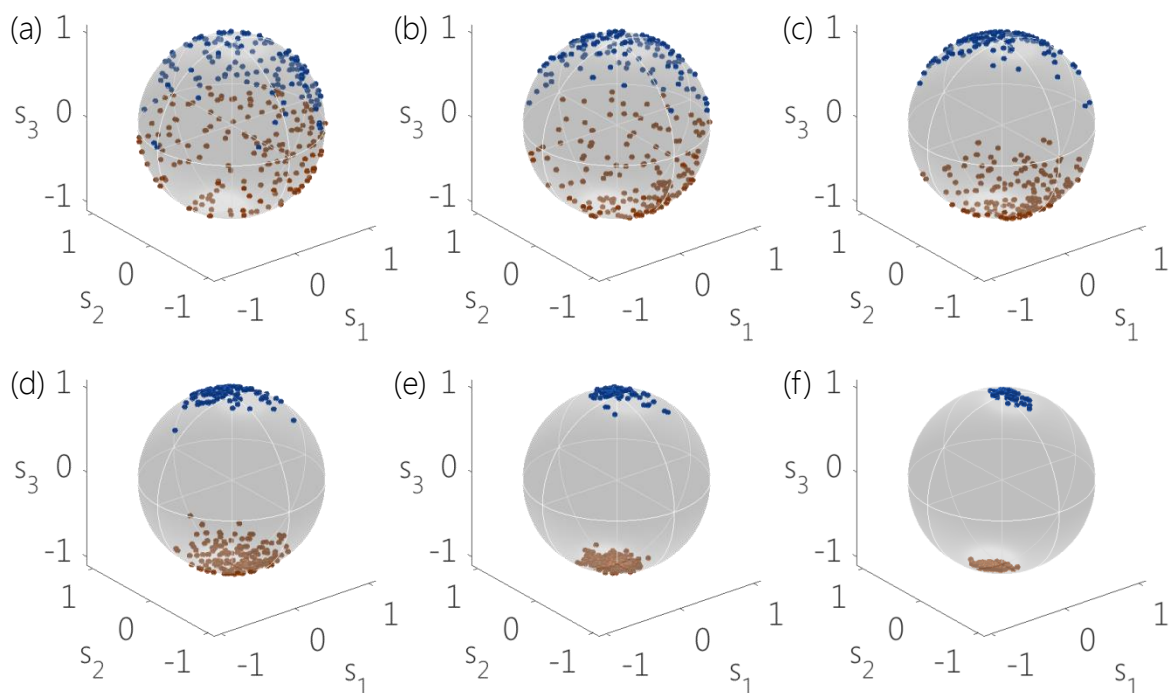


Figure II.5 : Processus d'attraction de polarisation de l'Omnipolariseur passif lorsque la puissance du signal S_0 = (a) 10, (b) 200, (c) 300, (d) 500, (e) 1000, et (f) 1800 mW en $z = 0$. Le signal dépolarisé incident est constitué de 500 SOPs, uniformément répartis sur la sphère de Poincaré en régime linéaire (a).

Dans un second temps, lorsque le signal polarisé aléatoirement est injecté dans la fibre avec une puissance moyenne de 570 mW et interagit de manière non-linéaire avec sa réplique contrapropagative, on peut alors facilement distinguer Figure II.5(c) l'apparence

spontanée des deux zones d'attraction localisées aux pôles s_3 de la sphère. En effet, suivant son ellipticité initiale, c'est-à-dire si $s_3 > 0$ ou < 0 , le SOP d'entrée converge soit vers l'état circulaire droite (RCP), soit vers l'état circulaire gauche (LCP). Ce comportement est d'autant plus flagrant dans le domaine temporel, comme illustré Figure II.6(b, d). A l'entrée du système, puisque le PS brouille la polarisation du signal, tous les paramètres de Stokes fluctuent de manière aléatoire en fonction du temps (Figure II.6(b)). A la sortie de la fibre, derrière le FBG, le paramètre de Stokes s_3 est ensuite échantillonné entre les valeurs ± 1 , puisque les valeurs de s_1 et s_2 tendent vers 0 (Figure II.6(d)).

S_0 [mW]	L_{NL} [km]	N
10	59	0.07
200	3	1.4
300	2	2
500	1.2	3.4
1000	0.6	6.8
1800	0.3	12.3

Table II.1 : Calcul des longueurs non-linéaires L_{NL} et du rapport $N = L/L_{NL}$ (avec $L = 4$ km) en fonction de la puissance du signal S_0 en $z = 0$.

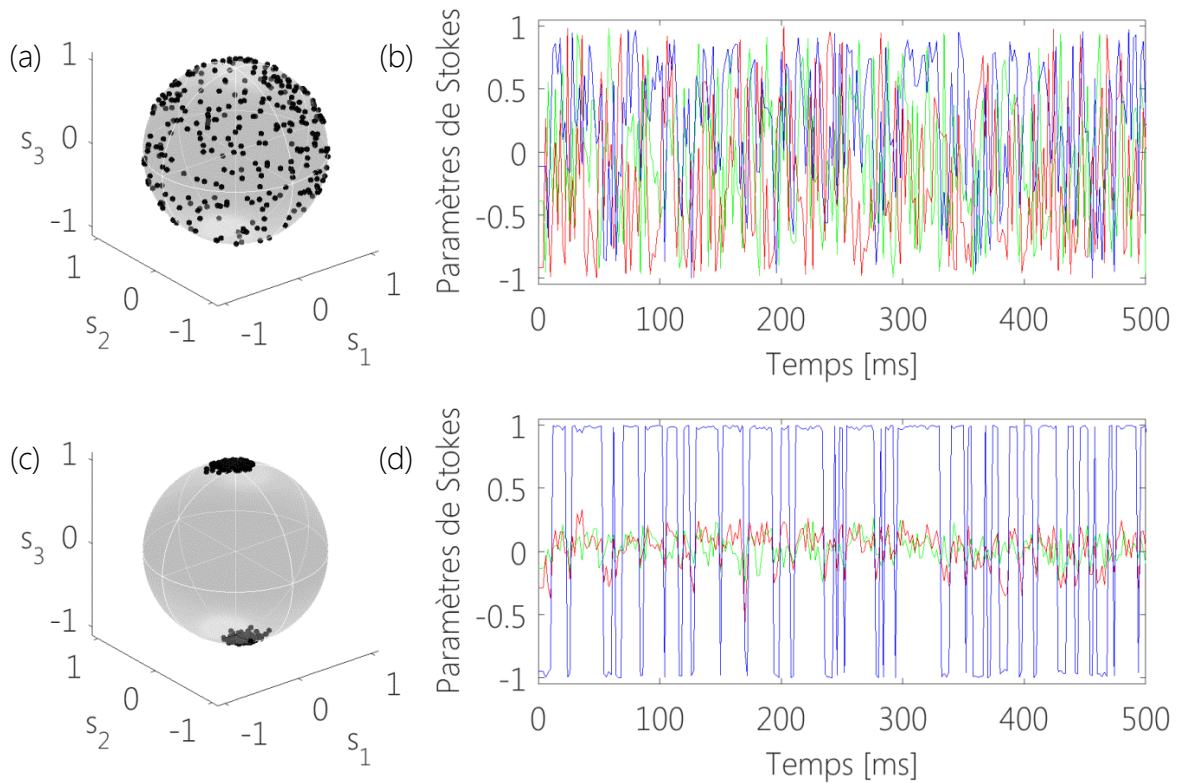


Figure II.6 : Sphères de Poincaré et évolutions temporelles des paramètres de Stokes du signal (a, b) en entrée de fibre et (c, d) en sortie de fibre après attraction de polarisation. La puissance du signal est (a) 10 mW, et (b) 570 mW.

II.2.5] Omnipolariseur passif vs PBS

Un PBS est un composant optique passif permettant de distribuer l'énergie d'un signal incident polarisé aléatoirement sur deux ports indépendants, polarisés orthogonalement. Il est d'usage d'employer des PBS dans les systèmes optiques pour analyser/traiter séparément les deux états de polarisation orthogonaux constituant un signal optique, voire également de séparer deux faisceaux optiques se propageant avec des polarisations orthogonales. Dans les deux cas, il est préférable d'aligner au préalable les états de polarisation du signal incident sur les axes propres du PBS. Dans le cas contraire, chacun des deux états du signal sera en partie projeté sur les deux axes propres du PBS.

La Figure II.7 confronte les modes de fonctionnement d'un PBS classique et de l'Omnipolariseur passif. Dans les deux cas on injecte trois impulsions polarisées linéairement à 0° (bleue), 45° (verte), et 90° (rouge), par rapport à l'axe x. Dans le cas du PBS conventionnel, les polarisations des impulsions rouge et bleue sont parfaitement alignées aux axes propres du PBS, les énergies des deux impulsions sont parfaitement séparées sur les deux ports en sortie. L'impulsion verte étant polarisée à 45° des axes du PBS, son énergie est équitablement divisée sur les deux axes x et y, et une impulsion verte de moitié d'énergie est formée sur chacun des canaux du PBS en sortie. Pour les systèmes de transmission, les impulsions qui ne sont pas alignées aux axes du PBS, comme l'impulsion verte, sont fortement indésirables puisqu'elles augmentent drastiquement le coefficient RIN (« relative-intensity noise »). En effet, l'énergie de l'impulsion verte contenue sur chaque port du PBS est plus faible que celles des impulsions bleue et rouge, ce qui résulte au niveau du détecteur à des fluctuations d'intensité qui dégradent fortement le diagramme de l'œil.

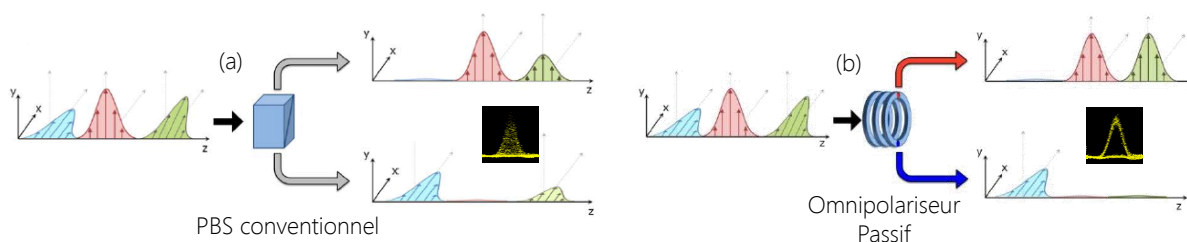


Figure II.7 : Comparaison du mode PBS de l'Omnipolariseur passif (b) avec un PBS conventionnel (a), lorsque 3 impulsions arrivent avec des polarisations différentes (bleue : 0° des axes du PBS, rouge : 90° , et verte : 45°).

Rappelons que deux états de polarisation diamétralement opposés sur la sphère de Poincaré sont orthogonaux. Par conséquent, les deux pôles RCP (Nord) et LCP (Sud) sont évidemment orthogonaux. Ainsi, dans le cas de l'Omnipolariseur passif, indépendamment de la polarisation du signal en entrée de fibre, celle-ci sera attiré soit vers l'état RCP, soit vers l'état LCP en sortie de fibre, grâce à l'attraction de polarisation. Cette configuration permet d'organiser la polarisation des impulsions suivant deux polarisations orthogonales fixes, sans perte d'énergie et sans ajouter de RIN au signal. La seule différence avec un PBS classique est qu'il ne permet pas de séparer les impulsions dans deux canaux distincts.

C'est pourquoi la sortie de l'Omnipolariseur passif est couplée à un PBS (Figure II.3). Le seul inconvénient de ce système est que si une fluctuation de polarisation venait à inverser l'ellipticité du SOP du signal, alors le signal serait dirigé vers le mauvais port du PBS.

II.2.6] Mise en évidence expérimentale du phénomène d'hystérésis de polarisation

La Figure II.8 représente (a) les trajectoires des SOPs sur la sphère de Poincaré, (b) l'évolution temporelle de la composante de Stokes s_3 , et (c) l'évolution des s_3 à la sortie du FBG (« $s_{3,\text{sortie}}$ ») lorsque $S_0 = (i = 1) 10, (2) 300, (3) 400, (4) 1000, \text{ et } (5) 1800 \text{ mW}$, en fonction des $s_{3,\text{réf}}$. De manière à mettre en évidence et à contrôler l'hystérésis associé à la bistabilité de polarisation du processus d'attraction de polarisation, une transition de polarisation adiabatique est soigneusement générée telle que l'ellipticité s_3 varie de $+1$ à -1 , puis de retour à $+1$. Les SOPs font alors l'aller-retour sur un arc de cercle reliant les deux pôles s_3 de la sphère de Poincaré (Figure II.8(a1)). Le temps de montée de la transition est de 200 ms, soit quatre ordres de grandeur de plus que τ_{NL} . L'évolution de la trajectoire de s_3 lorsque $S_0 = 10 \text{ mW}$ est ensuite enregistrée en fonction du temps (Figure II.8(b1)).

Toutes les sphères de Poincaré représentées dans les panels(a) illustrent les SOPs des 2% du signal sortant du FBG. Aussi, lorsque $S_0 = 10 \text{ mW}$, le système est toujours en régime linéaire ($L_{\text{NL}} = 58 \text{ km}$, $N = 0.07$), les distorsions induites sur la trajectoire des SOPs au cours de la propagation du signal sont négligeables. On considère alors que l'allure de la trajectoire derrière le FBG est identique à celle générée par le brouilleur de polarisation opto-électronique (PS) en $z = 0$. Le CP_1 permet d'ajuster la trajectoire de manière à ce que ses extrémités soient localisées aux pôles $s_3 = \pm 1$, car le tronçon de fibre entre le PS et le polarimètre induit une rotation des SOPs. Nous appelons par la suite « $s_{3,\text{réf}}$ » les s_3 des SOPs lorsque $S_0 = 10 \text{ mW}$ correspondant alors aux valeurs s_3 de référence pour tracer l'hystérésis. La Figure II.8(c1) représente évidemment une droite puisque dans le cas présent $s_{3,\text{sortie}} = s_{3,\text{réf}}$. Cette droite souligne le fait que le système est toujours en régime linéaire. Lorsque S_0 augmente entre 100 et 200 mW, le système quitte le régime linéaire, et un point d'inflexion apparaît en $s_{3,\text{réf}} = s_{3,\text{sortie}} = 0$ sur la courbe de la Figure II.8(c). Lorsque S_0 atteint 300 mW, on constate Figure II.8(c2) qu'il existe plusieurs valeurs $s_{3,\text{sortie}}$ lorsque $s_{3,\text{réf}} = 0$, le comportement de l'évolution des $s_{3,\text{sortie}}$ se caractérise alors sous la forme d'un cycle d'hystérésis. Une manifestation directe de l'hystérésis est la brisure de la trajectoire des SOPs sur la sphère de Poincaré au niveau de l'équateur où $s_3 = 0$ (Figure II.8(a2)).

Si la puissance S_0 du signal continue d'augmenter, jusqu'à 1 W, l'hystérésis s'ouvre de plus en plus au niveau des $s_{3,\text{réf}} = 0$ jusqu'à former deux paliers horizontaux localisés à $s_{3,\text{sortie}} = \pm 1$. La symétrie de l'hystérésis autour de $s_{3,\text{réf}} = 0$ peut être ajustée en réglant la position de la trajectoire de la Figure II.8(a1) à l'aide du CP_1 . Dans le cas où $S_0 \geq 300 \text{ mW}$, le basculement de l'ellipticité entre les deux branches de l'hystérésis est clairement visible. Plus précisément, dans l'exemple de la Figure II.8(c4), si $s_{3,\text{réf}}$ évolue entre -1 et 0.4 , la

valeur $s_{3,\text{sortie}}$ maintient constamment sa valeur à -1. Passé $s_{3,\text{réf}} = +0.4$, la valeur $s_{3,\text{sortie}}$ bascule de la valeur -1 à la valeur +1 et conserve cette valeur même si $s_{3,\text{réf}}$ continue d'augmenter jusqu'à +1. Réciproquement, si $s_{3,\text{réf}}$ évolue de +1 à -0.5 (presque symétrique à la valeur +0.4), $s_{3,\text{sortie}}$ conserve sa valeur à +1, si $s_{3,\text{réf}}$ dépasse la valeur -0.5, $s_{3,\text{sortie}}$ bascule vers la valeur -1, et ce même si $s_{3,\text{réf}}$ continue de diminuer jusqu'à -1.

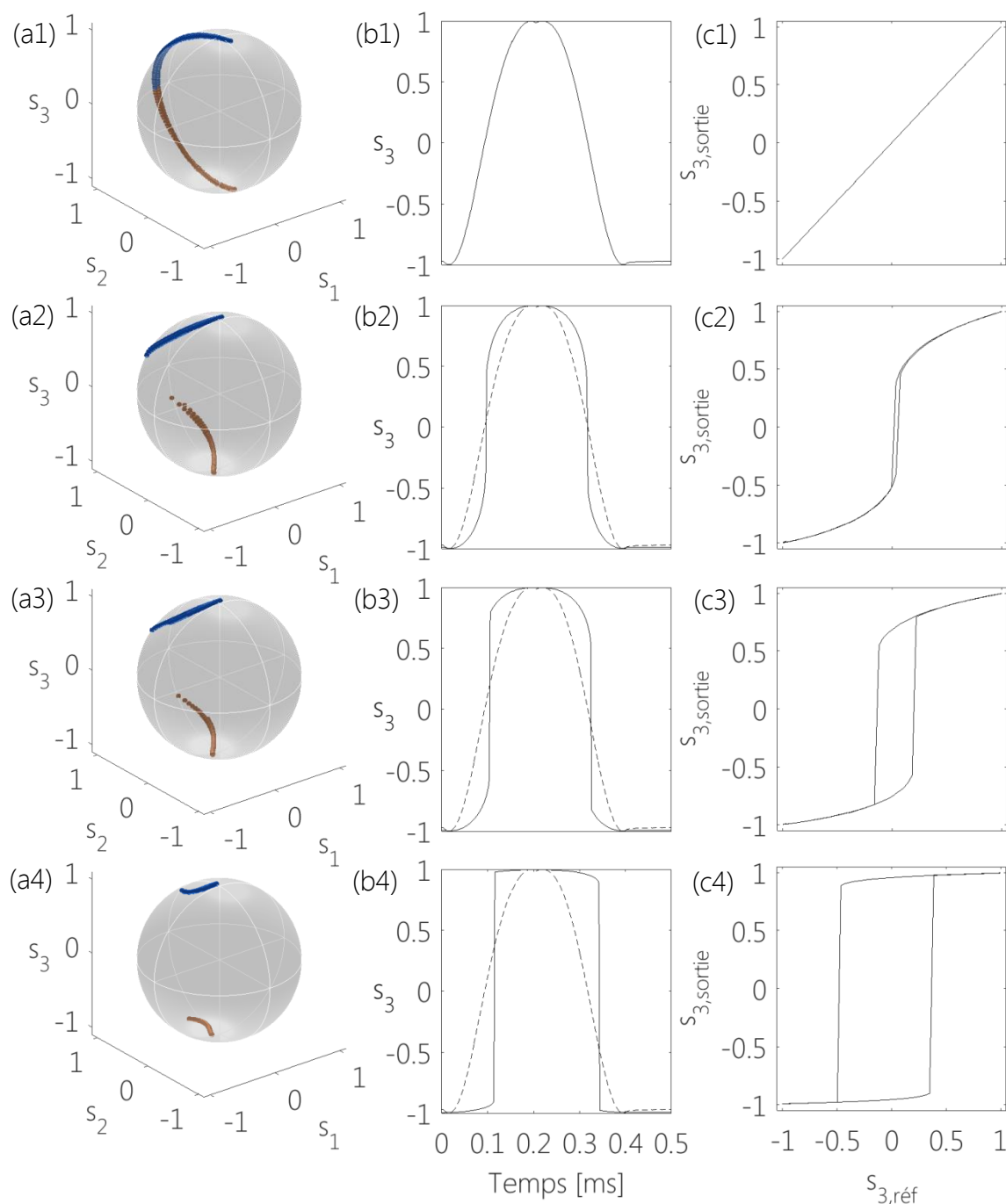


Figure II.8 : (ai) Sphère de Poincaré, (bi) Evolution temporelle du paramètre de Stokes s_3 (point tillés) en entrée et, (continu) en sortie de fibre, et (ci) Hystérésis des s_3 en sortie du FBG ($s_{3,\text{sortie}}$) par rapport aux s_3 de référence ($s_{3,\text{réf}}$), lorsque $S_0 = (i=1) 10, (2) 300, (3) 400, \text{ et } (4) 1000 \text{ mW}$.

II.2.7] Mémoire optique à bascule de polarisation

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que, grâce au phénomène de bistabilité et du cycle d'hystérésis de polarisation associé, le système conserve l'ellipticité de la polarisation du signal de manière constante en $z = L$, alors même que celle-ci, sous certaines conditions, continue d'évoluer en $z = 0$.

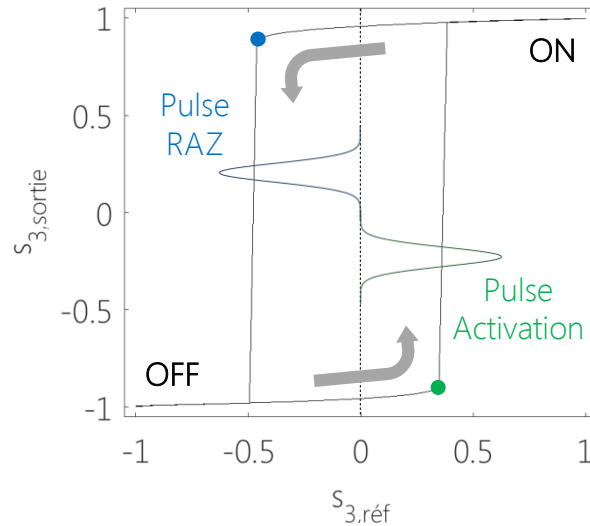


Figure II.9 : Illustration du mode de fonctionnement de l'hystérésis des s_3 pour la réalisation de la mémoire à bascule de polarisation optique.

Une application directe de ce résultat est la possibilité d'activer ou de remettre à zéro un état particulier de polarisation sur le système (ON ou OFF) et de maintenir cet état de manière permanente, même si la cause du basculement n'est plus appliquée, et ainsi de réaliser une mémoire optique à bascule de polarisation à deux états. Nous considérons par la suite que, lorsque $s_{3,sortie} = +1$, le système est dans l'état ON, et réciproquement, lorsque $s_{3,sortie} = -1$, il est dans l'état OFF. La mémoire à bascule de polarisation réalisée ici est basée sur l'hystérésis obtenue lorsque $S_0 = 1$ W (Figure II.8(c4)).

Le principe de fonctionnement de la mémoire à bascule est illustré Figure II.9Figure II.10. Une séquence précise d'états de polarisation est soigneusement générée en $z = 0$ par le brouilleur de polarisation opto-électronique. Elle consiste en une séquence temporelle de variations de polarisation de 2 ms sous forme de pulses $s_{3,réf}$ avec un temps de montée de 2 μ s (Figure II.10(a, b)). Les pics $s_{3,réf}$ représentent les commandes dans le temps du chargement (état ON) et du déchargement (état OFF) de la future mémoire optique. Pour que le système bascule de l'état OFF à l'état ON, la valeur de $s_{3,réf}$ doit atteindre la valeur +0.4 imposée par l'hystérésis (point vert). De la même manière, pour que le système rebasculé à l'état OFF, $s_{3,réf}$ doit redescendre en dessous de -0.5 (point bleu). Ces deux valeurs limites de l'hystérésis dépendent de la trajectoire initiale des SOPs sur la sphère de Poincaré (Figure II.8(a1)) et de la puissance du signal S_0 , ils peuvent ainsi être ajustés manuellement. Dans le cas présent, le temps nécessaire pour parcourir entièrement le cycle de l'hystérésis est d'environ 100 μ s.

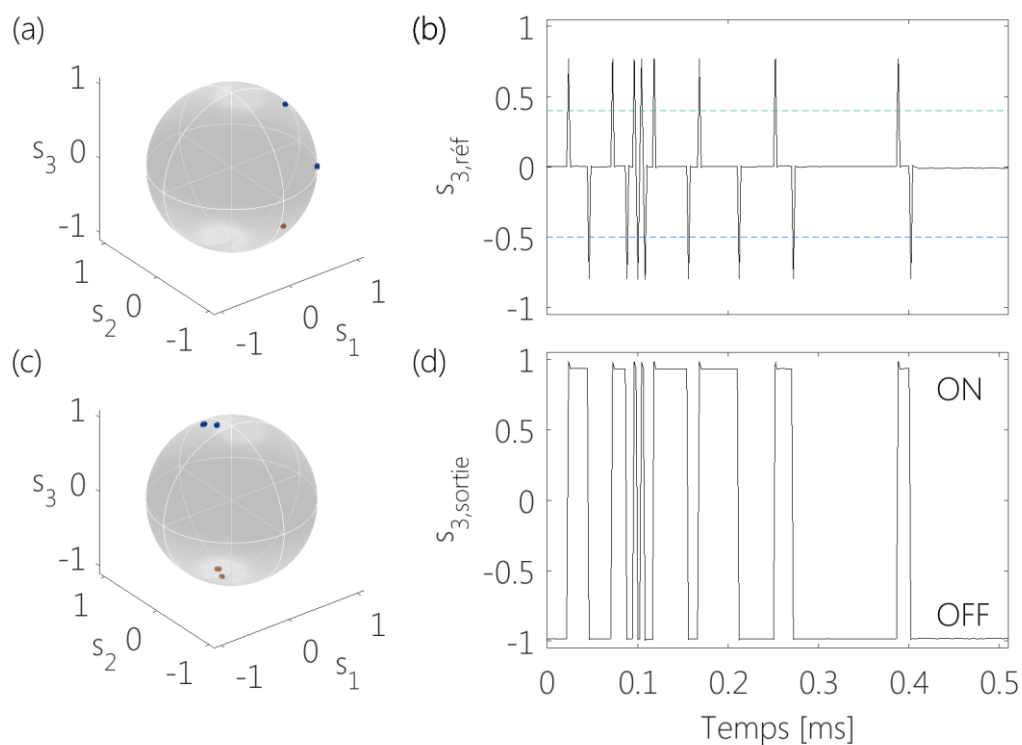


Figure II.10 : Séquences de pics de $s_{3,ref}$ pour l'activation et la remise à zéro de la mémoire optique sur (a) la sphère de Poincaré et (b) dans le temps en $z = 0$. (c) Sphère de Poincaré et (d) traces temporelles résultantes manifestant la conservation de l'ellipticité $s_{3,sortie}$ en $z = L$ entre deux commandes $s_{3,ref}$ opposées.

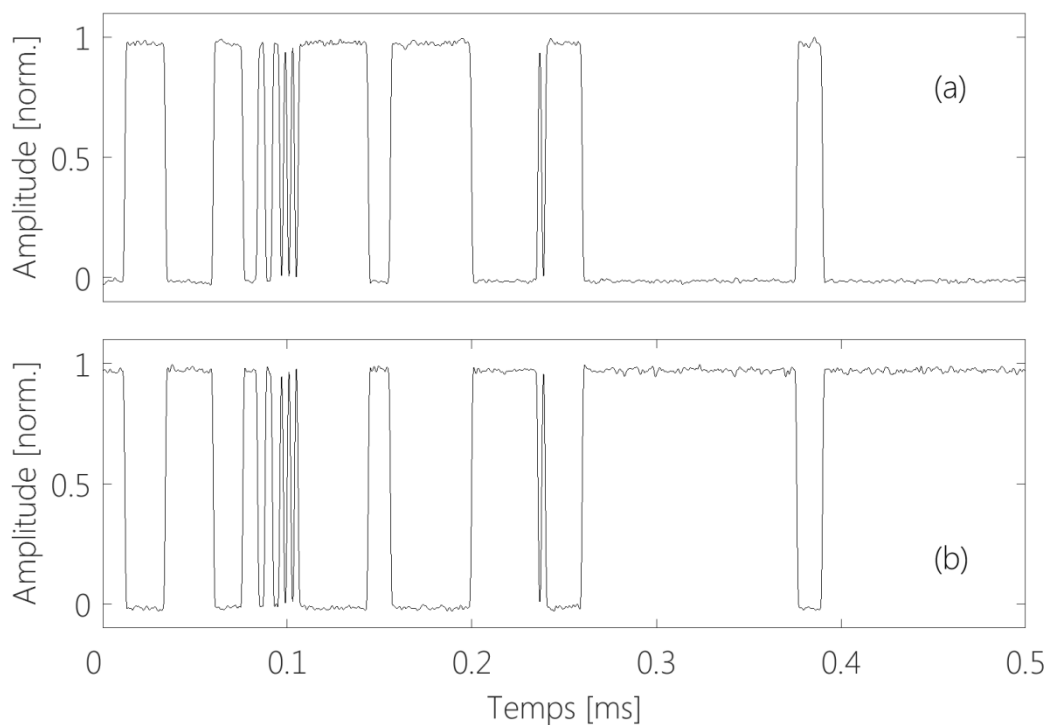


Figure II.11 : Profils d'intensité du signal à la sortie du système derrière un PBS. Les états stationnaires du système étant orthogonaux, on observe une forte complémentarité des profils sur les ports (a) #1 et (b) #2 du PBS.

La Figure II.10(d) représente la mémoire optique à bascule de polarisation résultante. On peut observer que l'état du système est conservé jusqu'à ce qu'une commande $S_{3,\text{réf}}$ opposée soit appliquée. Finalement, la Figure II.11(a, b) représente les profils d'intensité correspondant en fonction du temps obtenus à la sortie du système derrière un PBS. Nous pouvons voir la transition et le stockage de l'état du système sur chacun des axes complémentaires orthogonaux du PBS, de même qu'un diagramme bien ouvert des transitions temporelles à la sortie du port #1 du PBS, obtenu sur un oscilloscope en mode persistance, qui démontre l'efficacité et la fiabilité du processus de stockage de données (Figure II.12).

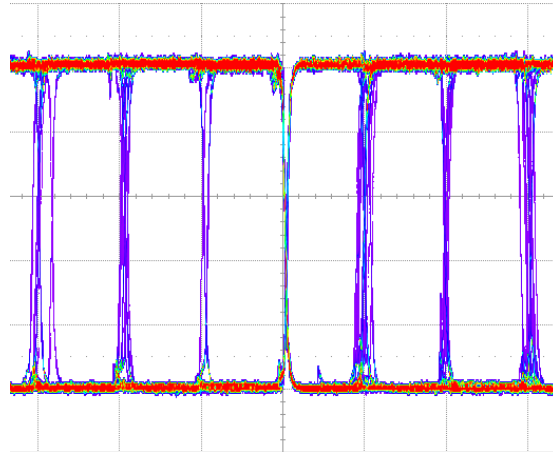


Figure II.12 : Diagramme des transitions temporelles du signal à la sortie du port #1 du PBS obtenu à l'oscilloscope en mode persistance. Echelles : 2 ms/div et 2 mV/div.

II.2.8] Routeur optique de polarisation

Dans un environnement télécom, les propriétés de l'hystérésis du processus d'auto-polarisation peuvent aussi être utilisées pour réaliser des opérations de contrôle optimal tout-optique tels que des commutateurs ou des routeurs de paquets de données. Il s'agit dans cette partie de montrer que l'attracteur passif peut réaliser ces opérations. La source incohérente ASE est dorénavant remplacée par un signal 10 Gbit/s RZ. Le flux de données est généré depuis un laser fibré à blocage de mode (MLFL) à 10 GHz, délivrant des impulsions de 2.5 ps à 1555 nm. Un filtre optique à cristaux liquide programmable permet ensuite d'élargir temporellement les impulsions initiales de manière à obtenir des impulsions gaussiennes de 25 ps. Le train d'impulsions résultant est finalement modulé en intensité via un modulateur d'intensité LiNbO₃ à travers une séquence PRBS de 2^7-1 bits. Comme pour le paragraphe précédent, une séquence arbitraire de pulses de polarisation de 2 ms est imprimée sur le signal 10 Gbit/s au moyen du brouilleur de polarisation (PS).

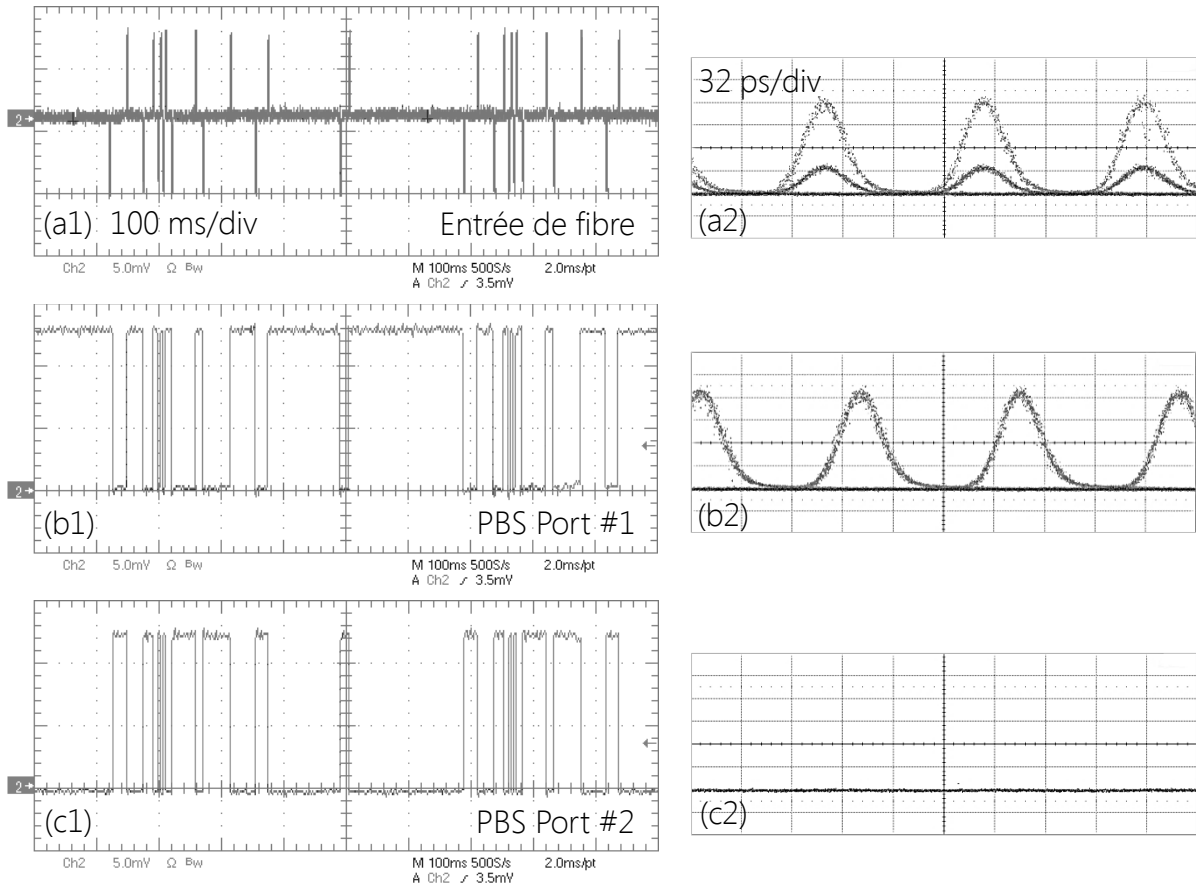


Figure II.13 : (a1) Evolution temporelle du profil d'intensité à la sortie du système détecté à travers un PBS en régime linéaire ($S_0 = 10 \text{ mW}$). (b1) A forte puissance sur l'axe 1 du PBS ($S_0 = 1 \text{ W}$). (c1) Pareil que (b1) mais sur l'axe 2 du PBS. (a2, b2, c2) Diagrammes de l'œil à 10 Gbit/s correspondants.

A la sortie du système, le signal résultant est observé à travers les deux axes de polarisation d'un PBS. Le transfert des paquets de données est détecté avec un oscilloscope 1 GHz tandis que les diagrammes de l'œil sont observés via un oscilloscope à échantillonnage à 50 GHz.

La Figure II.13(a1, a2) représente respectivement le profils d'intensité de la séquence des fluctuations de polarisation et le diagramme de l'œil du signal sur le port #1 du PBS lorsque $S_0 = 10 \text{ mW}$. Puisque le système agit en régime linéaire, il n'y a pas d'interaction entre les deux signaux contrapropagatifs, on retrouve par conséquent la séquence des fluctuations de polarisation initialement délivrée par le PS ainsi qu'un diagramme de l'œil qui présente une combinaison des deux axes de polarisation du PBS. Quand la puissance moyenne du signal atteint 1 W, comme pour la mémoire optique, le phénomène d'hystérésis est suffisamment efficace et la polarisation de sortie ne dépend plus de celle d'entrée mais seulement de sa condition initiale (ellipticité positive ou négative). Par conséquent, le contrôle initial de la polarisation permet dorénavant le contrôle de la commutation de l'ensemble des données d'un axe du PBS à un autre. Le flux de données 10 Gbit/s continue de se propager sur un axe du PBS jusqu'à ce qu'une commande de remise-à-zéro (RAZ) soit appliquée au niveau des $s_{3,\text{réf}}$ comme pour le cas de la mémoire optique. On peut ainsi observer sur les deux axes du PBS, Figure II.13(b1, c1), la

conjugaison des paquets de données sur l'oscilloscope à 1 GHz, prouvant la capacité du système à commuter ou à diviser des données optiques à travers deux canaux de polarisation de manière robuste, simplement en contrôlant les fluctuations de polarisation en entrée et les propriétés du cycle d'hystérésis du système. Finalement, au moyen de l'oscilloscope à échantillonnage à 50 GHz, les diagrammes de l'œil correspondant ont été relevés Figure II.13(b2, c2), et présentent un haut taux d'extinction de 20 dB entre les deux canaux orthogonaux du PBS, mesuré en mode statique par détection de la puissance moyenne.

II.2.9] Conclusion

Il a été question dans cette partie d'observer les phénomènes de bistabilité et d'hystérésis de polarisation associés au processus d'auto-polarisation de la lumière dans une fibre optique télécom de 4 km. Le processus repose sur une interaction non-linéaire entre un signal et sa réplique contrapropagative générée en sortie de fibre par un réseau de Bragg fibré. La bistabilité de polarisation du système est localisée aux pôles orthogonaux RCP et LCP de la sphère de Poincaré, permettant ainsi de digitaliser les fluctuations de polarisation en sortie du système. Ce résultat permet la réalisation d'une mémoire optique à bascule de polarisation basée sur le contrôle initial de l'ellipticité du signal à travers un contrôleur de polarisation opto-électronique. De plus, lorsque le système est couplé et aligné à la sortie à un PBS linéaire, il opère des opérations de commutation du signal entre les deux axes orthogonaux du PBS. Ainsi, lorsque le signal incident est codé, les paquets de données sont dirigés sur le premier ou deuxième axe du PBS suivant la commande de permutation imprimée sur la polarisation. Il est bon de noter, qu'étant donné que l'attraction de polarisation a été démontrée possible sur toute la bande C, un ajustement de la fenêtre de transmission du FBG permettrait également de réaliser ces opérations sur toute la gamme de longueurs d'onde des télécommunications. Basée sur cette configuration contrapropagative, la bistabilité de l'état de polarisation peut également ouvrir la voie à d'autres applications en photonique, telles que le développement de communications à polarisation chaotique, la génération de bits aléatoires, ou un brouilleur de polarisation tout-optique. Ce dernier exemple sera d'ailleurs le sujet de la prochaine partie.

II.3] Brouilleur de polarisation tout-optique

Il s'agira dans cette partie de présenter un nouveau mode de fonctionnement de l'Omnipolariseur permettant non plus l'attraction mais le brouillage de l'état de polarisation du signal [73]–[75].

II.3.1] Introduction

La capacité de brouiller aléatoirement l'état de polarisation de la lumière est un enjeu important qui concerne un bon nombre d'applications dans le domaine de la Photonique. Le brouillage de la polarisation est en effet principalement utilisé pour assurer une diversité de polarisation dans les systèmes de télécommunication optiques de manière à combattre les effets de polarisation néfastes et fournir une amélioration de la PMD et PDL [76]. Par exemple, il a été utilisé pour réduire la saturation du gain des amplificateurs fibrés dopés Erbium (PHB, « polarization hole burning »), permettant ainsi d'augmenter le OSNR du signal [77], [78]. En effet, si la vitesse de brouillage est plus rapide que le temps de réponse de l'amplificateur, les effets PHB sont éliminés, mais une modulation d'amplitude (AM) indésirable est ajoutée au signal à cause de la PDL du système. Néanmoins, si la vitesse de brouillage est plus rapide que la bande passante du récepteur, l'AM est filtrée et n'affecte pas défavorablement le BER [79]. Il a également été démontré que le brouillage de la polarisation permet la suppression des pics de polarisation induits par la PMD (« bursts ») au sein d'un système de correction d'erreurs [80]. De plus, le brouillage de la polarisation est une procédure obligatoire au cours des tests des systèmes fibrés sensibles à la polarisation ou des composants optiques. Dans cet exemple, le taux des fluctuations du SOP (c'est-à-dire la vitesse de brouillage) induit par le brouilleur doit être de l'ordre de quelques centaines de Krad/s de manière à ce que la vitesse des fluctuations de polarisation soit du même ordre de grandeur que celle rencontrées naturellement dans les systèmes fibrés [81].

Les technologies des brouilleurs de polarisation (PS, « polarization scrambling ») reposent généralement sur une cascade de bobines fibrées résonnantes, une rotation de lames quart- et demi-onde, sur des torseurs de fibre (« squeezers »), ou alors sur des éléments opto-électroniques basés sur du LiNbO_3 [82]–[91]. Le point commun avec ces exemples est qu'ils nécessitent l'application d'une tension externe qui pilote : la rotation des lames, la torsion de la fibre, ou la dilatation des bobines piézo-électriques, de sorte que les performances de brouillage soient directement contrôlées par le pilotage de la tension. Ces technologies ont été parfaitement implantées dans des appareils disponibles commercialement capables de fournir des records de vitesse de brouillage atteignant plusieurs Mrad/s [87]–[90] avec des coûts modérés et des faibles consommations d'énergie. D'un autre côté, de nouvelles technologies ont vu le jour ces dernières années, exploitant la possibilité de brouiller aléatoirement le SOP d'un signal incident de manière tout-optique [91]–[93]. Cette partie du chapitre a pour objectif d'apporter une alternative aux solutions opto-électroniques basées également sur une technique tout-optique. Plus précisément, il s'agit ici de présenter un brouilleur tout-optique de polarisation basé sur la non-linéarité Kerr ayant lieu dans les fibres optiques. Cet appareil présente une dynamique chaotique et ouvre ainsi la voie vers une technologie de brouillage basée sur le chaos encore aujourd'hui inexplorée.

II.3.2] Schéma de principe

Le principe de l'opération de notre brouilleur de polarisation tout-optique est illustré Figure II.14. Il repose sur le même montage expérimental que celui de l'Omnipolariseur actif (Figure I.25) : un signal incident interagit non-linéairement avec sa réplique contrapropagative amplifiée générée à la sortie de la fibre par une boucle de réinjection. Les paramètres qui changent dans le cas présent sont les puissances moyennes du signal et de la pompe. En effet, dans le cas de l'attraction de polarisation, le signal et la pompe avoisinaient les 28-30 dBm. Dans le cas de notre brouilleur, le signal ne dépasse pas les 22 dBm tandis que la pompe peut atteindre les 36 dBm. Des travaux ont mis en évidence qu'un tel écart de puissance peut conduire à des dynamiques de polarisation chaotiques pour le signal et la pompe [94], [95]. La dépolarisation du signal induite par interaction non-linéaire entre les deux signaux peut être ajustée via le contrôleur de polarisation intégré dans la boucle de réinjection (CP₂). La fibre optique utilisée pour les résultats expérimentaux est une fibre télécom de quelques kilomètres (maximum 10 km). Ainsi, le dispositif peut être considéré comme « fait maison » puisqu'il fait essentiellement intervenir des composants standards pouvant habituellement être trouvés dans un laboratoire ayant pour thématique l'optique non-linéaire et les communications optiques.

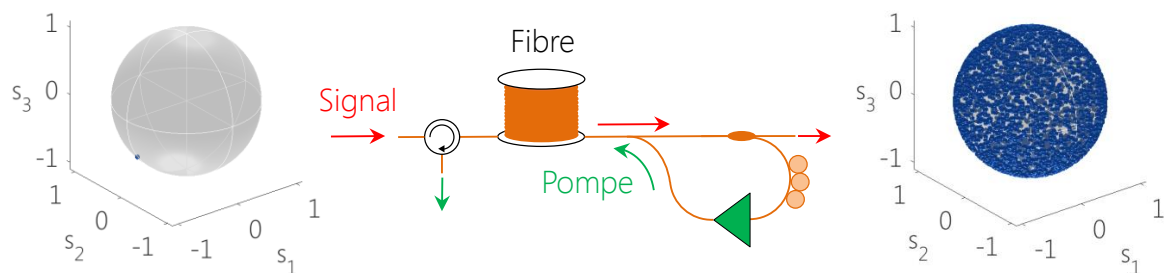


Figure II.14 : Schéma de principe du brouilleur de polarisation. Un signal incident polarisé de faible puissance se dépolarise au cours de sa propagation dans la fibre de quelques kilomètres suite à l'interaction non-linéaire avec une pompe contrapropagative de forte puissance.

II.3.3] Etats stationnaires

Nous avons pu voir au chapitre I, dans le cas de l'attraction de polarisation, que les états stationnaires stables du système jouent un rôle naturel d'attracteur de polarisation pour les signaux en sortie de fibre. Généralement, ces états stationnaires S_{stat} et J_{stat} sont calculés en fonction des paramètres du système tels que les puissances moyennes du signal et de la pompe, et la longueur L de la fibre.

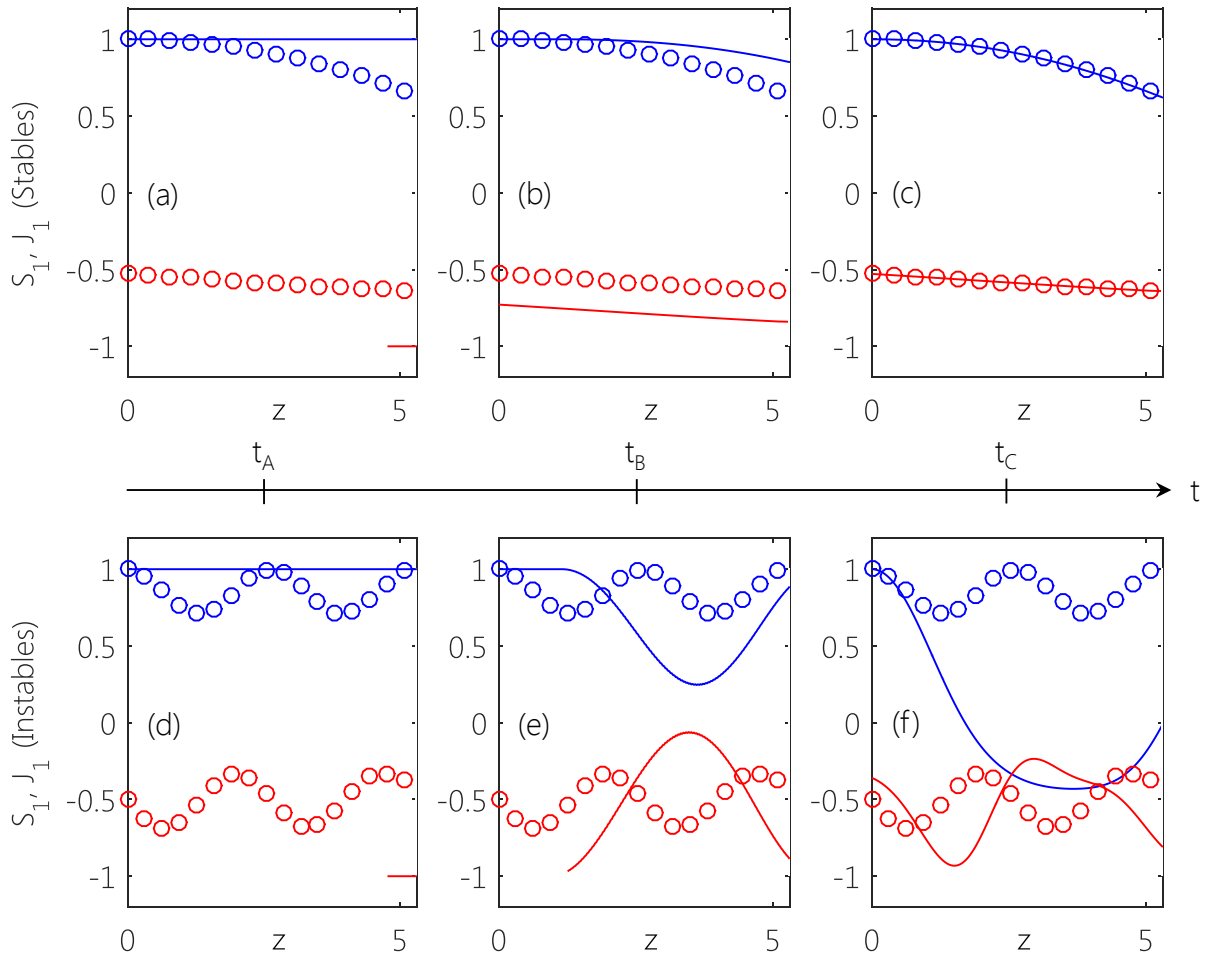


Figure II.15 : Evolutions spatiales des paramètres de Stokes S_1 (ligne bleue continue) et J_1 (ligne rouge continue) le long de la fibre à trois instants $t_A < L/c$, $t_B > L/c$, et $t_C \gg L/c$. (a-c) Situation où $S_{1,stat}$ et $J_{1,stat}$ sont stables ($p < 2$), cas de l'attraction de polarisation. (d-f) Situation où $S_{1,stat}$ et $J_{1,stat}$ sont instables ($p \gg 1$), le SOP du signal fluctue alors constamment à la sortie de la fibre.

Les panels (a-c) de la Figure II.15 illustrent le processus d'attraction subit par les deux ondes contrapropagatives pour des puissances presque égales. Plus précisément, seulement une composante de Stokes est représentée pour $\mathbf{S}$ et $\mathbf{J}$, dans le cas présent S_1 (lignes continues bleue) et J_1 (lignes continues rouge), de même que pour $\mathbf{S}_{stat}$ et $\mathbf{J}_{stat}$, $S_{1,stat}$ (cercles bleus) et $J_{1,stat}$ (cercles rouges). De la même manière que la Figure I.24, les trois panels représentent les évolutions spatiales de S_1 et J_1 le long de la fibre à trois moments consécutifs : $t_A < L/c$, $t_B > L/c$, et $t_C \gg L/c$, où L/c définit le temps de propagation entre les deux extrémités de la fibre. Lorsque t_C est atteint, la composante de Stokes converge vers la solution stationnaire stable imposée par le système. Ainsi, on peut observer Figure II.15(c) que S_1 et J_1 convergent vers leur état stationnaire respectif $S_{1,stat}$ et $J_{1,stat}$. Cette situation est possible tant que la solution stationnaire n'est pas une fonction oscillante avec une période T de l'ordre de la longueur de la fibre (critère de stabilité $T > 4L$ étudié section I.3.5.1).

Lorsque l'écart des puissances entre signal et pompe est conséquent ($p \gg 1$), la solution stationnaire est périodique et instable. En effet, comme le montrent les panels (d-f) de la

Figure II.15, le signal et la pompe ne sont plus attirés vers une solution stationnaire : les deux ondes oscillent dans le temps sans atteindre un état fixe. Ce résultat implique que la polarisation du signal à la sortie de la fibre varie sans cesse dans le temps et devient ainsi temporellement brouillé sur toute la surface de la sphère de Poincaré.

II.3.4] Montage expérimental

Le montage expérimental du brouilleur de polarisation est illustré Figure II.16 et correspond à celui utilisé pour l'Omnipolariseur dans le cas de l'attraction de polarisation. Dans un premier temps, pour une étude fondamentale du phénomène de brouillage de polarisation, le signal initial consiste en une onde continue partiellement incohérente de 100 GHz, générée à partir d'une source de bruit spontanée amplifiée (ASE), polarisée puis filtrée par un filtre optique passe-bande (F-1) à 1550 nm. La largeur spectrale du signal est choisie large de manière à limiter la rétrodiffusion Brillouin dans la fibre.

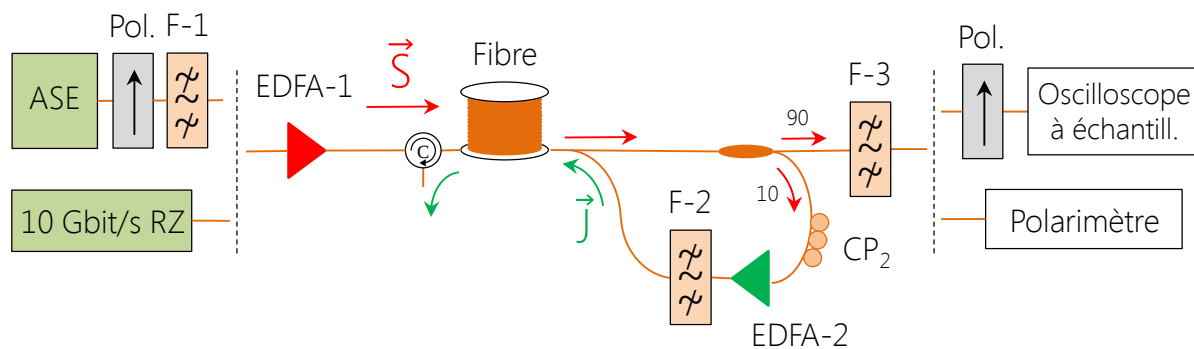


Figure II.16 : Montage expérimental du brouilleur de polarisation non-linéaire. ASE : source incohérente à émission spontanée amplifiée ; Pol. : polariseur ; F-i : filtre optique passe-bande (OBPF) ; EDFA : amplificateur fibré dopé Erbium ; S : signal ; J : réplique contrapropagative (pompe).

Dans un second temps, de manière à évaluer les performances du brouilleur de polarisation pour des applications Telecom, l'onde continue incohérente est remplacée par un signal OOK de type RZ (« Return-to-Zero ») de 10 Gbit/s à 1550 nm. Le signal provient d'un laser 10 GHz fibré à blocage de mode délivrant des impulsions de 2.5 ps à 1550 nm. Le spectre initial du signal est modifié grâce à un filtre optique à cristaux liquides de manière à élargir temporellement les impulsions jusqu'à 20 ps. Le train d'impulsions 10 Gbit/s est ensuite modulé en intensité via un modulateur Mach-Zender au LiNbO_3 piloté par un générateur de séquences RF.

Le signal d'entrée est ensuite amplifié au moyen d'un amplificateur fibré dopé Erbium (EDFA-1) avant injection dans la fibre grâce à un circulateur optique haute-puissance. Ce dernier est principalement utilisé pour évacuer la réplique contrapropagative résiduelle du signal. De manière à caractériser les dynamiques du brouilleur de polarisation, deux fibres ont été testées :

- La fibre 1 est une fibre à dispersion décalée non-nulle (NZ-DSF) de 5.3 km ayant une dispersion chromatique $D = -1$ ps/km-nm à 1550 nm, un coefficient non-linéaire $\gamma = 1.7$ W⁻¹km⁻¹ et des pertes linéiques $\alpha = 0.24$ dB/km.
- La fibre 2 est une fibre Telecom à pente de dispersion réduite (TW-SRS) de chez OFS de 10 km caractérisée par $D = -2.8$ ps/km-nm, $\gamma = 1.7$ W⁻¹km⁻¹ et $\alpha = 0.2$ dB/km.

Comme pour l'Omnipolariseur actif (chapitre I), la boucle de réinjection à la sortie de la fibre permet de générer la pompe contrapropagative. Elle est constituée d'un contrôleur de polarisation CP₂ permettant d'ajuster la condition initiale de la pompe en $z = L$, d'un amplificateur fibré dopé Erbium (EDFA-2) qui ajuste l'écart des puissances entre la pompe et le signal, et d'un filtre passe-bande (F-2) centré en 1550 nm (bande passante 100 GHz) pour supprimer l'excès d'ASE autour de la bande passante du signal.

Un circulateur optique haute-puissance en sortie de fibre permet de réinjecter dans la fibre de manière contrapropagative la pompe, et un coupleur 90/10 envoie 90% du signal brouillé résultant aux appareils de mesure pour analyse (Oscilloscope, Polarimètre).

II.3.5] Dynamiques du système

Rappelons que les variables $\mathbf{S}$ et $\mathbf{J}$ représentent les vecteurs de Stokes de l'onde signal et de l'onde pompe respectivement tels que $\mathbf{S} = [S_1, S_2, S_3]$ et $\mathbf{J} = [J_1, J_2, J_3]$.

Les dynamiques du système sont principalement pilotées par le facteur d'amplification ρ de la boucle de réinjection, contrôlé par l'EDFA-2, et défini comme étant le rapport entre la puissance moyenne de la pompe sur celle du signal à la sortie de la fibre en $z = L$, $\rho = |J(z=L, t)| / |S(z=L, t)|$, où z indique la longueur de propagation le long de la fibre.

Il a été découvert que le brouilleur de polarisation actuel présente 3 régimes de fonctionnement différents délimités par deux valeurs seuil du gain ρ , définies par ρ_A et ρ_C ($> \rho_A$). On nommera ces 3 régimes : régime d'attraction ($\rho < \rho_A$), transitoire ($\rho_A < \rho < \rho_C$), et chaotique ($\rho > \rho_C$).

Les évolutions de $\mathbf{S}$ et $\mathbf{J}$ le long de la fibre sont gouvernées par le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} v^{-1} \partial_t \mathbf{S} + \partial_z \mathbf{S} &= \mathbf{S} \times \mathbf{D} \mathbf{J} - \alpha \mathbf{S} \\ v^{-1} \partial_t \mathbf{J} + \partial_z \mathbf{J} &= \mathbf{J} \times \mathbf{D} \mathbf{S} - \alpha \mathbf{J} \end{aligned} \quad (\text{II.1})$$

Avec $\mathbf{D} = \gamma \text{diag}(-8/9, -8/9, 8/9)$ une matrice diagonale, $v = c/n$ la vitesse de la lumière dans la fibre, c la célérité de la lumière, et n l'indice de réfraction du milieu. Suivant le système d'équations (II.1), les puissances moyennes $P_S(z) = \langle |\mathbf{S}(z, t)|^2 \rangle$ et $P_J(z) = \langle |\mathbf{J}(z, t)|^2 \rangle$ sont des quantités individuelles conservées, sauf lorsqu'il y a des pertes de propagation α , dans ce cas $P_S(z) = P_S(0) \cdot \exp(-\alpha z)$ et $P_J(z) = P_J(L) \cdot \exp(\alpha(z-L))$. Les conditions aux limites du système sont $\mathbf{J}(z=L, t) = \rho \mathbf{R} \mathbf{S}(z=L, t)$ où $\mathbf{R}$ est une matrice 3x3 modélisant la rotation de la polarisation dans la boucle de réinjection du système, imposée par le circulateur et ajustée par le contrôleur de polarisation CP₂.

Dans la configuration actuelle, les dynamiques de $\mathbf{S}$ et $\mathbf{J}$ sont liées à la stabilité des états stationnaires, solutions du système d'équations (II.1) dans la limite de l'onde continue, c'est-à-dire lorsque les dérivées temporelles sont nulles. Dans la limite où les pertes sont négligées les états stationnaires de (II.1) sont [73]:

$$\mathbf{S}(z) = \left[\mathbf{S}(0) - \Omega \cdot \frac{\mathbf{S}(0)\Omega}{|\Omega|^2} \right] \cos(|\Omega|z) + \Omega \cdot \frac{\mathbf{S}(0)\Omega}{|\Omega|^2} + \left[\Omega \times \frac{\mathbf{S}(0)}{|\Omega|} \right] \sin(|\Omega|z) \quad (\text{II.2})$$

Où $\cdot$ indique le produit scalaire et $\Omega = \mathbf{S} - \mathbf{DJ}$, un invariant tout au long de la fibre. Il a été rapporté dans la référence [51] que l'alignement de la polarisation d'entrée $\mu = \mathbf{K}^{-1}[-\mathbf{DJ}(L)] \cdot \mathbf{S}(0)$ est rattaché à l'alignement de la polarisation de sortie $\eta = \mathbf{K}^{-1}[-\mathbf{DJ}(L)] \cdot \mathbf{S}(L)$, avec $\mathbf{K} = |\mathbf{DJ}||\mathbf{S}|$ un invariant du système, tel que [73]:

$$\mu = \frac{(|\mathbf{DJ}|\eta + |\mathbf{S}|)(|\mathbf{S}|\eta + |\mathbf{DJ}|)(1 - \cos(|\Omega|L))}{|\mathbf{DJ}|^2 + |\mathbf{S}|^2 + 2\mathbf{K}\eta} + \eta \cos(|\Omega|L) \quad (\text{II.3})$$

De plus, puisque $|\mathbf{DJ}| \equiv \gamma(8/9)|\mathbf{J}| \equiv \gamma(8/9)|\rho\mathbf{RS}| \equiv \gamma(8/9)\rho|\mathbf{S}|$, et dans la limite où $\rho \gg 1$, l'équation (II.3) donne $\mu = \eta$, ce qui implique que :

$$\mathbf{s}(L) \cdot \mathbf{D} \mathbf{R} \mathbf{s}(L) = \mathbf{s}(0) \cdot \mathbf{D} \mathbf{R} \mathbf{s}(L) \quad (\text{II.4})$$

L'ensemble des états de polarisation stationnaires $\mathbf{s}(L)$ solutions de (II.4) décrit une ligne fermée sur la sphère de Poincaré, appelée « Line of Stationary Output SOPs » (LSOS) et dont la forme dépend de l'entrée $\mathbf{s}(0)$ et de la matrice de rotation $\mathbf{R}$. Une règle générale de la stabilité de ces solutions stationnaires a été apportée dans la référence [39] indiquant qu'une solution stationnaire est stable que si elle présente une évolution non-oscillante tout au long de la fibre.

Le vecteur $\mathbf{S}(z)$ donné dans l'équation (II.2) est formé par les 3 composantes orthogonales $\Omega \cdot \mathbf{S}(0)\Omega/|\Omega|^2$, $[\mathbf{S}(0) - \Omega \cdot \mathbf{S}(0)\Omega/|\Omega|^2] \cos(|\Omega|z)$, et $[\Omega \times \mathbf{S}(0)/|\Omega|] \sin(|\Omega|z)$, qui sont toutes monotoniques en z si $|\Omega|L < \pi/2$. Considérant que $\rho \gg 1$ lorsque $|\Omega| \equiv |\mathbf{S} - \mathbf{DJ}| \approx |\mathbf{DJ}| \equiv \gamma(8/9)\rho|\mathbf{S}|$, on obtient que l'état stationnaire est stable seulement si la condition $\gamma\rho|\mathbf{S}|L < 9\pi/16$ est satisfaite, et que les pertes sont négligées. Néanmoins les simulations numériques ont montré que cette condition tient toujours dans le cas où les pertes restent faibles (de l'ordre de 0.2 dB/km) après substitution de $|\mathbf{S}|$ par $|\mathbf{S}(L)| \equiv P_S(L)$. A vrai dire, si $\gamma\rho P_S(L) < 9\pi/16$, ou de manière équivalente $\rho < 9\pi/(16.L.P_S(L).\gamma)$, alors les états stationnaires localisés sur la LSOS sont stables et représentent un point d'attraction sur la sphère de Poincaré. Ainsi la présence d'un régime d'attraction est confirmée, caractérisé par un seuil supérieur ρ_A estimé par la relation :

$$\rho_A < 9\pi/(16.L.P_S(L).\gamma) \quad (\text{II.5})$$

Dans ce régime, si le SOP d'une onde continue est injecté dans la fibre tel que $\mathbf{s}(0,t) = \mathbf{s}(0)$, le SOP correspondant $\mathbf{s}(L,t)$ convergera toujours dans le temps vers un point situé sur la LSOS. Ce processus est analogue à celui subit par $S_1(L,t)$ illustré Figure II.17(a-c). La

position du point sur la LSOS dépend de $|\Omega|L$, et donc du produit $\gamma\rho P_S(L)$. Ceci implique qu'en ajustant la valeur du facteur d'amplification ρ , il est possible de modifier la position du SOP sur la LSOS.

Maintenant, si $\rho > \rho_A$, le système n'opère plus dans le régime d'attraction. Plus précisément, un deuxième seuil supérieur ρ_C est trouvé tel que si $\rho_A < \rho < \rho_C$, le système est dans un régime transitoire dans lequel le SOP de sortie peut avoir une évolution temporelle constante, périodique, voire semi-chaotique. Ces différents cas de figure peuvent être observés alternativement en ajustant le SOP à l'entrée de la fibre, et la matrice de rotation R .

Enfin, si $\rho > \rho_C$, le régime chaotique est atteint pour lequel la trajectoire du SOP de sortie est apériodique et indépendante du SOP en entrée et de R . Ce comportement apériodique favorise la couverture des SOPs sur toute la sphère de Poincaré et permet de brouiller efficacement l'état de polarisation de sortie. Le principe de fonctionnement du brouilleur de polarisation présenté ici repose sur ce régime de fonctionnement.

Les simulations numériques montrent que le gain de seuil ρ_C au-delà duquel le régime chaotique est atteint vaut typiquement 5-10 ρ_A . Par conséquent, ρ_A et ρ_C sont donc proportionnels à $(L \cdot P_S(L))^{-1} \equiv (L \cdot P_S(0) \cdot \exp(-\alpha L))^{-1}$. De plus, pour des pertes de propagation autour de 0.2 dB/km, et une longueur de fibre maximale de 20 km, ces seuils peuvent être réduits en augmentant la longueur de la fibre.

Les dynamiques générales du système peuvent être mises en évidence par les simulations numériques en considérant les paramètres expérimentaux de la fibre 1, comme illustré Figure II.17. La puissance d'injection du signal dans la fibre 1 est $P_S(0) = 15$ dBm. Pour cette fibre, $P_S(L) = 13.8$ dBm, on peut alors estimer avec l'équation (2.6) que $\rho_A \approx 8$ et $\rho_C \approx 5\rho_A = 40$. Pour cette série de simulations, le SOP du signal en $z = L$ est aligné sur l'axe s_1 de la sphère de Poincaré, c'est-à-dire $\mathbf{s}(0,t) = \mathbf{s}(0) = (1, 0, 0)$, et $R = [(0, 1, 0); (-1, 0, 0); (0, 0, 1)]$. Dans ce cas l'équation (II.5) devient $2s_{L1}s_{L2} + s_{L3}^2 = s_{L2}$, avec $s_{L2,3}$ les composantes de $\mathbf{s}(L)$ obéissant à la condition $s(L) \equiv s_{L1}^2 + s_{L2}^2 + s_{L3}^2 = 1$. La LSOS correspondante forment deux courbes fermées distinctes sur la sphère de Poincaré (Figure II.17(a, d)) : la ligne noire en continue représente la partie stable de la LSOS tandis que la ligne en pointillés bleue représente sa partie instable.

Le panel (a) de la Figure II.17 illustre le régime d'attraction, $\rho < \rho_A$, et représente les points fixes atteints par le SOP du signal en sortie de fibre lorsque $\rho = 2$ (point noir), 4 (rouge), 6 (vert), et 8 (cyan). Ce résultat confirme ainsi les prédictions théoriques : un point unique est atteint pour chaque valeur de ρ ; de plus, ce point se trouve sur la partie stable de la LSOS.

Les panels (b-e) illustrent le régime transitoire, c'est-à-dire lorsque $\rho_A < \rho < \rho_C$. Dans ce cas, comme expliqué précédemment, des trajectoires périodiques complexes peuvent être observées dans ce régime comme par exemple, dans le panel (b) pour $\rho = 12$ et (c) $\rho = 16$, de même que des points fixes instables (panel (d), $\rho = 25$)).

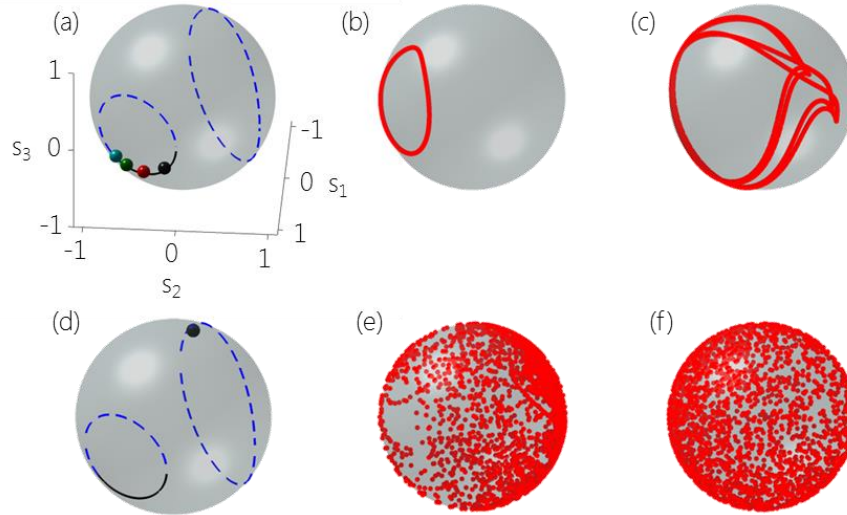


Figure II.17 : Simulations numériques de la distribution des SOPs du signal à la sortie de la fibre $\mathbf{s}(L,t)$ sur la sphère de Poincaré en fonction du gain ρ . La puissance d'entrée est $P_S(0) = 15$ dBm, la fibre choisie est la fibre 1 ($L = 5.3$ km, $\alpha = 0.24$ dB/km, $\gamma = 1.7$ W⁻¹km⁻¹). (a) Points stables fixes atteints par $\mathbf{s}(L,t)$ lorsque $\rho = 2$ (point noir), $\rho = 4$ (rouge), $\rho = 6$ (vert), et $\rho = 8$ (cyan). (b-c) Trajectoires périodiques correspondantes à $\rho = 12$ et $\rho = 16$ respectivement. (d) Point fixe instable atteint par $\mathbf{s}(L,t)$ lorsque $\rho = 25$. (e) Trajectoire semi-chaotique correspondante à $\rho = 28$. (f) Trajectoire chaotique correspondante à $\rho = 50$. Les trajectoires fermées des panels (a, d) forment une ligne d'états de polarisation en sortie stationnaires (LSOS), laquelle étant définie par les équations déterminées en résolvant analytiquement l'équation (2.5) $\{2s_1s_2 + s_3^2 = s_2; s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1\}$. La ligne solide noire correspond à la partie stable de la LSOS (solutions stationnaires oscillantes), et la ligne en pointillés bleus correspond à la partie instable de la LSOS.

En effet, les simulations numériques révèlent que si un point fixe est atteint dans le régime transitoire, il est toujours localisé sur la partie instable de la LSOS. Pour cette raison, même une faible perturbation des paramètres du système (ρ, R) peut provoquer une modification radicale de la dynamique de $\mathbf{s}(L,t)$, qui peut alors évoluer à travers des trajectoires périodiques complexes voire semi-chaotiques. Cette caractéristique peut être facilement observée entre les panels (d, e) qui correspondent à une variation du facteur d'amplification de $\rho = 25$ à $\rho = 28$. La trajectoire semi-chaotique du panel (e) est la signature de la transition du régime transitoire vers le régime chaotique : le chemin prit par $\mathbf{s}(L,t)$ sur la sphère de Poincaré présente une évolution aléatoire, cependant il ne remplit qu'une partie de la sphère.

Le panel (f) illustre le régime chaotique, $\rho > \rho_c$, pour lequel la trajectoire de $\mathbf{s}(L,t)$ est distribuée sur la totalité de la sphère de Poincaré, de telle sorte qu'un brouillage efficace et non déterministe de la polarisation soit réalisé, en accord avec les prédictions théoriques. C'est évidemment le régime de fonctionnement idéal pour notre brouilleur de polarisation non-linéaire.

II.3.6] Démonstration expérimentale du phénomène de dépolarisation

Afin de confirmer les prédictions théoriques précédentes, une série d'expériences a été effectuée sur la fibre 1. Le signal injecté dans la fibre est un signal incohérent de 100 GHz avec un SOP arbitraire fixe et une puissance moyenne $P_S(0) = 15$ dBm. Les performances du brouilleur sont tout d'abord caractérisées par le degré de polarisation (DOP) en fonction du coefficient d'amplification ρ . Le DOP, calculé à partir de la formule (I.32), permet ici de quantifier l'efficacité du brouillage de la polarisation du signal $s(L,t)$ sur la sphère de Poincaré. Comme le montre la Figure II.18 suivante, lorsque le système est dans le régime d'attraction, $\rho < \rho_A$, le DOP du signal en sortie de fibre très proche de 1, ce qui correspond à un SOP de sortie constant dans le temps, et donc à un signal polarisé. Le DOP commence à diminuer lorsque $\rho \approx 8$, en parfait accord avec les prédictions théoriques pour ρ_A . Quand $\rho > 8$, le système entre dans le régime transitoire. Dans ce régime, de petites variations de ρ peuvent entraîner des trajectoires temporelles du SOP de sortie qui peuvent recouvrir partiellement (Figure II.17(b)) ou presque complètement (Figure II.17(e)) la sphère de Poincaré. Pour cette raison, une évolution inhomogène de la courbe de DOP peut être observée Figure II.18.

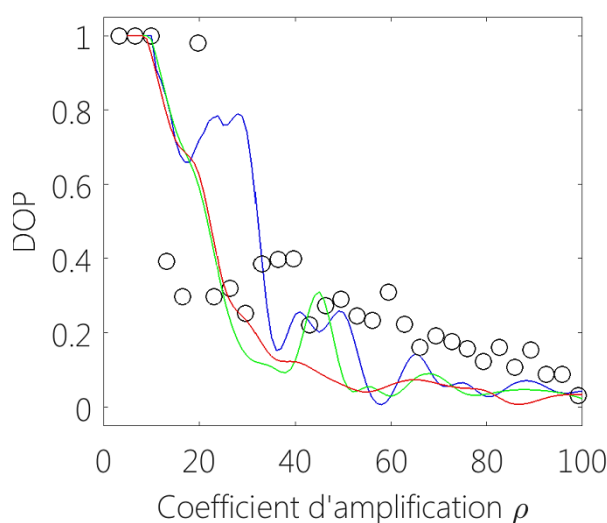


Figure II.18 : Courbes de DOP en fonction du coefficient d'amplification ρ . (cercles noirs) valeurs expérimentales. (lignes continues colorées) 3 solutions numériques du système d'équations (2.2) pour 3 $s(0,t)$ et une matrice de rotation R aléatoires. Résultats obtenus avec la fibre 1 et un signal continu polarisé aléatoirement de puissance moyenne $P_S(L) = 13.9$ dBm. Simulations numériques réalisées par M. Guasoni.

Pour des valeurs plus grandes de ρ , typiquement plus grandes de $\rho_C = 5\rho_A = 40$, le système entre dans un régime de brouillage chaotique de polarisation. Les valeurs expérimentales du DOP restent inférieures à 0.3 qui est la valeur en dessous de laquelle le brouillage est efficace et permet de recouvrir intégralement la sphère de Poincaré.

En particulier, chaque séquence s_1 , s_2 , et s_3 , est caractérisée par des autocorrélations qui tendent rapidement vers 0, indiquant qu'elle ne présente pas de séquences répétitives et

déterministes, en accord avec les prédictions théoriques. Il est important de noter que, contrairement au régime transitoire, dans le régime chaotique la dynamique du $\mathbf{s}(L, t)$ ne dépend plus ni du $\mathbf{s}(0, t)$, ni de la matrice de rotation R . En effet, une variation de ces deux paramètres produit simplement une trajectoire apériodique différente du $\mathbf{s}(L, t)$. C'est pour cette raison, que les courbes numériques du DOP (lignes continues) ne présentent pas de différences majeures lorsque $\rho > \rho_C$.

Le système devient également indépendant de la puissance moyenne d'entrée, mais en pratique nous avons observé que plus la puissance d'entrée est grande (20-25 dBm) et plus il devient facile de faire basculer le système dans le régime chaotique. En effet, quand le système fonctionne avec des puissances d'entrée aux alentours de 0-10 dBm, il devient nécessaire d'ajuster le contrôleur de polarisation CP_2 pour forcer le système à basculer dans une région chaotique instable.

De plus, nous avons également observé que, pour des valeurs typiques de la puissance utilisées dans nos expériences, le phénomène de dépolarisation ne se produit pas si la pompe contrapropagative est une onde externe générée indépendamment du signal incident à la fibre optique. Ceci indique clairement que l'instabilité du système est fondamentalement reliée à l'effet de retour imposée par la boucle de réinjection du système.

Les dynamiques du système sont encore plus flagrantes lorsqu'elles sont caractérisées dans le domaine spectral. Pour cela, nous avons calculé les transformées de Fourier des séquences temporelles des paramètres de Stokes du $\mathbf{s}(L, t)$. Les panels (b) de la Figure II.19 représentent les spectres fréquentiels obtenus avec des coefficients d'amplification $\rho = 0, 8, 16, 24, 40$, et 160 , permettant d'observer distinctement les 3 régimes de fonctionnement du brouilleur de polarisation, avec leur sphère de Poincaré correspondante panels (a) :

- Si $P_J(L) < 23$ dBm ($\rho < \rho_A = 8$), le système est dans le régime d'attraction, le spectre présente ainsi toujours un seul pic centré à $f = 0$ kHz (DOP = 1), correspondant à une valeur constante dans le temps et donc à un SOP de sortie constant (panel (b1)).
- Si 23 dBm $< P_J(L) < 30$ dBm ($\rho_A < \rho < \rho_C$), le régime transitoire est atteint et comme cité précédemment, 3 dynamiques différentes peuvent se manifester : soit une attraction à travers un point stationnaire instable (illustré uniquement Figure II.17(d) pour ne pas encombrer davantage la Figure II.19), soit une trajectoire périodique (panels (b2, b3)) qui correspond à des pics fins également espacés dans le spectre, soit une trajectoire semi-chaotique pour laquelle le spectre commence à s'élargir (panel b4)).
- Si $P_J(L) > 30$ dBm ($\rho > \rho_C = 40$), le spectre s'élargit de plus en plus jusqu'à former un continuum de fréquences et ne présente plus de composante discrète. Cet élargissement est la signature du comportement chaotique de la polarisation du signal (panels (b5, b6)).

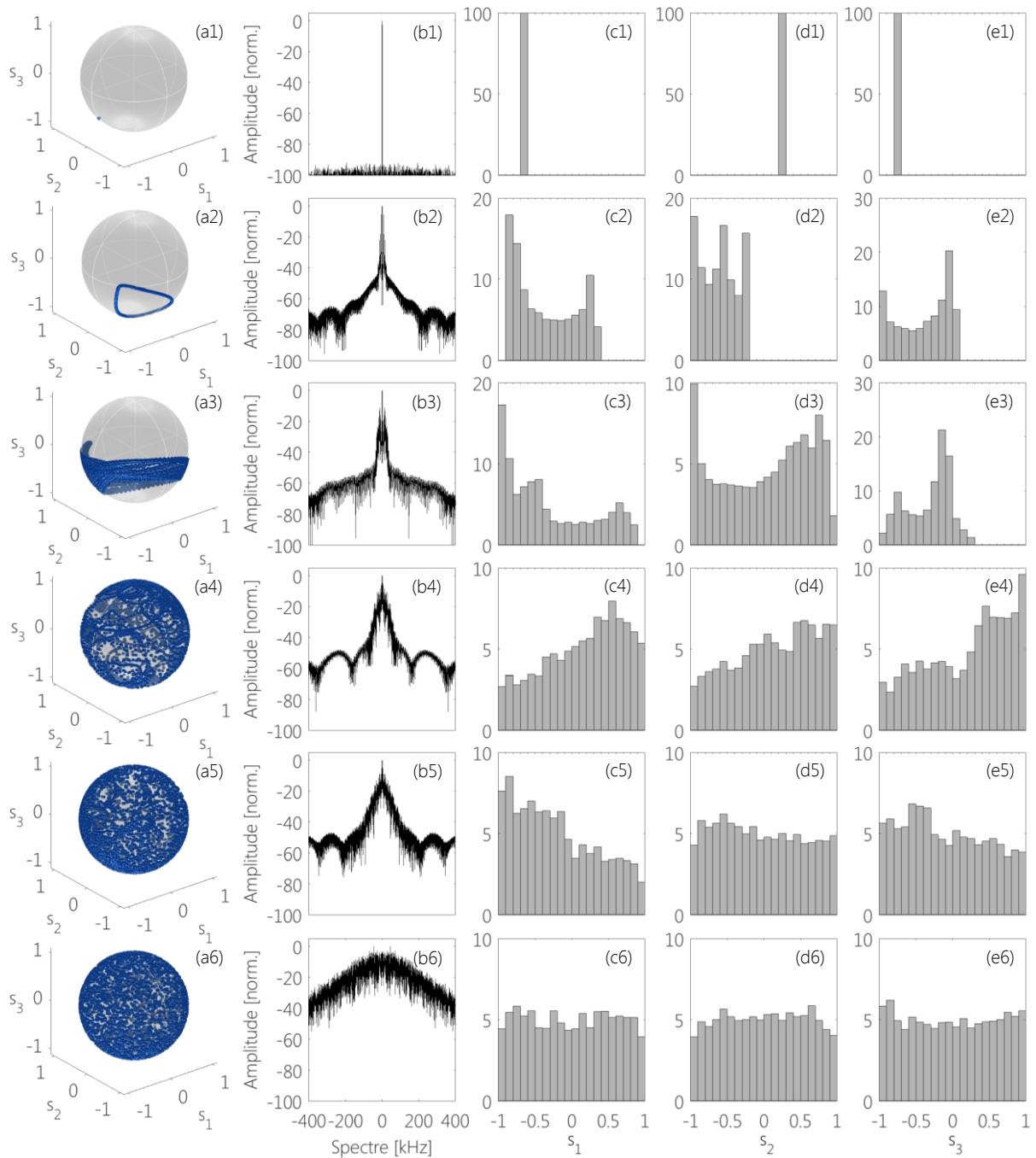


Figure II.19 : Phénomène de dépolarisation du signal $s(L, t)$ observé (a) sur la sphère de Poincaré, (b) dans le domaine spectral, et à travers les fonctions des densités de probabilité (PDF) des paramètres de Stokes (c) s_1 , (d) s_2 , et (e) s_3 , avec un coefficient d'amplification $p = (1) 0, (2) 8, (3) 16, (4) 24, (5) 40$, et (6) 160.

Des résultats similaires peuvent être observés dans la référence [96], où le brouilleur de polarisation consistait en un contrôleur de polarisation à boucles de Lefèvre implanté dans une boucle et permettant un brouillage de la polarisation d'un signal modulé d'environ 100 kHz.

Les panels (c, d, e, 1-6) représentent les densités de probabilité (PDF, « probability density function ») des trois composantes de Stokes normalisées s_1 , s_2 , et s_3 de $s(L, t)$. On peut observer que lorsque le système est dans le régime chaotique, les trois composantes

présentent une PDF quasiment uniforme (autour des 5%, panels c6, d6, e6), apportant une preuve supplémentaire que la polarisation du signal évolue bien à travers tous les états de polarisation sur la sphère de Poincaré. Une répartition parfaitement uniforme de la PDF correspond à un DOP = 0, néanmoins dans notre cas le DOP > 0, mais reste < 0.2 pour des valeurs élevées de ρ .

II.3.7] Analyse des performances du brouilleur de polarisation

Deux paramètres importants à prendre en compte pour caractériser notre brouilleur de polarisation sont la vitesse des fluctuations de la polarisation, autrement dit la vitesse de brouillage de la polarisation V_B , et le temps de cohérence τ_{coh} . V_B représente l'angle moyen parcouru sur la sphère de Poincaré en 1 seconde, et peut être défini comme :

$$V_B = \lim_{\partial t \rightarrow 0} \langle |\partial \mathbf{s}| / \partial t \rangle = \frac{\langle \sqrt{\text{grad}(s_1)^2 + \text{grad}(s_2)^2 + \text{grad}(s_3)^2} \rangle}{\partial t} \quad [\text{rad/s}] \quad (\text{II.6})$$

Où, dans la limite où $\partial t \rightarrow 0$, la quantité sans dimension $|\partial \mathbf{s}| = |\mathbf{s}(t+\partial t) - \mathbf{s}(t)|$ représente l'angle entre les deux vecteurs $|\mathbf{s}(t+\partial t)|$ et $|\mathbf{s}(t)|$ sur la sphère de Poincaré (de rayon 1). La Figure II.20 représente l'évolution du DOP et de V_B en fonction du coefficient d'amplification pour une puissance de pompe allant jusqu'à 4 W ($\rho = 160$).

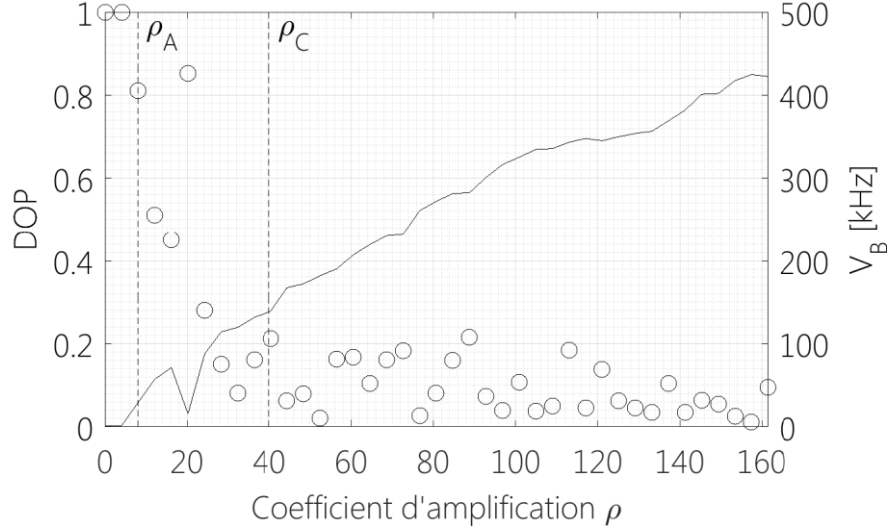


Figure II.20 : (cercles) DOP et (ligne continue) Vitesse de brouillage de la polarisation V_B en fonction du coefficient d'amplification ρ . L'étude est menée jusqu'à une puissance pompe $P_J(L) = 4$ W ($\rho = 160$).

On peut constater que la vitesse de brouillage V_B augmente linéairement avec l'augmentation de la puissance de la pompe. Ainsi, pour $\rho > \rho_C$, la vitesse de brouillage de la polarisation du signal peut être modifiée simplement en ajustant la puissance moyenne de la pompe $P_J(L)$. Le temps de cohérence de sortie est défini comme :

$$T_{coh} = (t_{c1} + t_{c2} + t_{c3})/3 \quad (II.7)$$

Avec t_{ci} ($i = \{1, 2, 3\}$) le temps de cohérence liée à la composante s_{Li} , c'est-à-dire la zone associée à la fonction d'autocorrélation :

$$t_{ci} = \int_{t=-\infty}^{\infty} \langle s_{Li}(t+\tau) \cdot s_{Li}(t) \rangle \quad (II.8)$$

Ce paramètre révèle à quelle vitesse les fluctuations de polarisation du SOP en sortie deviennent décorréliées et est par conséquent un indice quantitatif important pour évaluer la rapidité avec laquelle le processus de dépolarisation intervient.

De manière à pouvoir prédire le comportement du brouilleur de polarisation en fonction des paramètres du système, un fit des résultats numériques précédents a été calculé au moyen d'une interpolation des moindres carrés en partant d'une fonction modèle :

$$v_m = k_1 \gamma p P_S(0) \exp(-k_2 \alpha L) \quad (II.9)$$

Le meilleur fit a été obtenu avec $k_1 = 4c_0/9$, avec c_0 la célérité de la lumière, et $k_2 = 5/3$. De plus, il a été trouvé que le temps de cohérence en sortie peut être bien interpolé par $1/v$, ce qui conduit aux estimations :

$$v = (4/9)c_0 \gamma p P_S(0) \exp(-5\alpha z/3) \quad (II.10)$$

$$T_{coh} = (9/4) (c_0 \gamma p P_S(0))^{-1} \exp(5\alpha z/3) \quad (II.11)$$

La validation de ces estimations est illustrée Figure II.21, où la vitesse de brouillage V_B et le temps de cohérence sont calculés au moyen des équations (II.10)-(II.11). Les estimations sont en bon accord avec les mesures expérimentales obtenues avec les fibres 1 et 2, avec un signal incohérent de 100 GHz et une puissance moyenne d'entrée de 15 et 22 dBm. Les équations (II.10)-(II.11) et les résultats Figure II.21 confirment que, dans le cas du régime chaotique, la vitesse de brouillage V_B augmente linéairement avec p . Ce qui confirme que p est le paramètre clé pour contrôler les fluctuations temporelles de la polarisation du signal en sortie de fibre. Même si la vitesse de brouillage de notre brouilleur atteint plusieurs centaines de krad/s, elle reste inférieure à celle atteinte par les dispositifs commerciaux disponibles. Néanmoins, notre brouilleur de polarisation chaotique reste d'un intérêt pratique pour tester des systèmes fibrés. Il est bon de noter ici que p_A et p_C peuvent être diminués en augmentant la longueur de la fibre. Cependant, l'inconvénient de cette solution est que les pertes de propagation seraient augmentées, ce qui dégraderait les performances du brouilleur.

Un compromis doit donc être choisi entre les performances du brouilleur et la longueur maximale de la fibre. Pour vérifier si notre brouilleur de polarisation peut être intégré dans une application Telecom, nous avons caractérisé la dégradation du signal due au régime non-linéaire ayant lieu au cours de la propagation. Le signal incohérent initial a ainsi été remplacé par un signal 10 Gbit/s RZ (OOK) centré à 1550 nm.

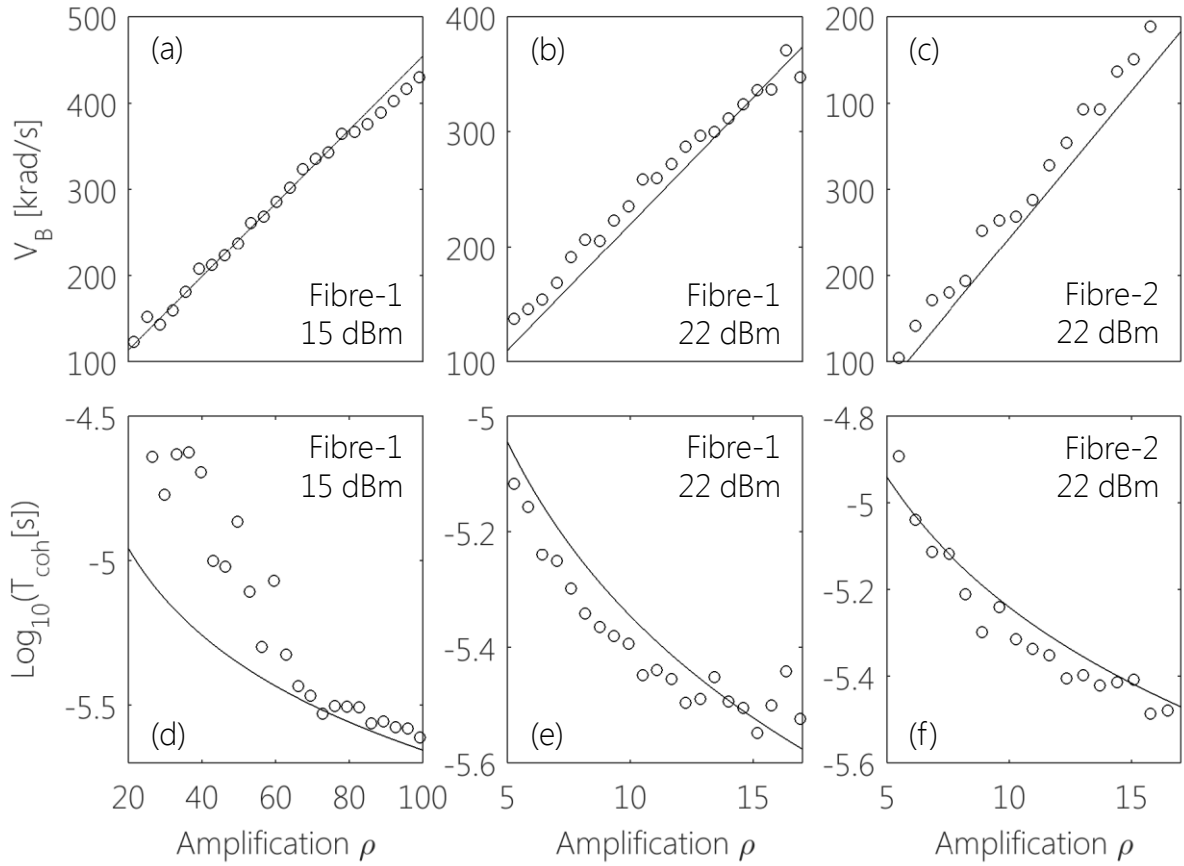


Figure II.21 : Mesures expérimentales (cercles) et estimations numériques (ligne) de la vitesse de brouillage V_B et du temps de cohérence T_{coh} (échelle log). Deux fibre testées : Fibre-1 ($L = 5.3$ km, $\gamma = 1.7 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\alpha = 0.24$ dB/km) et Fibre-2 ($L = 10$ km, $\gamma = 1.7 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\alpha = 0.2$ dB/km). Deux puissances moyennes d'entrée ont été utilisées, $P_S(0) = 15$ et 22 dBm. Panels (a, d) : cas Fibre-1, $P_S(0) = 15$ dBm ($\rho_C \approx 40$). Panels (b, e) : cas Fibre-1, $P_S(0) = 22$ dBm ($\rho_C \approx 8$). Panels (c, f) : cas Fibre-2, $P_S(0) = 22$ dBm ($\rho_C \approx 6$).

Le SOP d'entrée dans la fibre est gardé constant et la puissance moyenne d'injection est maintenue à $P_S(0) = 15$ dBm. La Figure II.22(a) présente la sphère de Poincaré du signal 10 Gbit/s à la sortie de la fibre pour une puissance pompe de 30 dBm ($\rho \approx 40$). Cette configuration permet d'obtenir un brouillage de la polarisation autour de 107 krad/s et permet ainsi de confirmer qu'un processus de brouillage efficace de la polarisation peut être réalisé même avec un signal modulé avec un fort taux de répétition. De plus, le diagramme de l'œil bien ouvert de la Figure II.22(b) montre que le processus ne détériore quasiment pas la forme des signaux. Le dispositif est alors compatible pour des applications Telecom basées sur des signaux modulés de type RZ. Dû à son principe intrinsèque, la principale limitation du système est la forte rétrodiffusion Rayleigh générée par la forte puissance contrapropagative de la pompe.

En effet, l'émission Rayleigh augmente le niveau de bruit présent sur le signal, ce qui a (c) où la puissance pompe est augmentée à 35 dBm ($\rho \approx 120$). Le diagramme de l'œil correspondant finit par se fermer et présente une forte gigue d'amplitude. Par conséquent, cet effet limite la puissance maximale de la pompe pouvant interagir avec le signal dans la fibre, et ainsi la vitesse de brouillage V_B maximale. Une solution pratique pour limiter cet inconvénient serait d'utiliser une pompe décalée en fréquence par rapport

au signal, cependant puisqu'elle doit provenir du signal initial pour que la dépolarisation puisse avoir lieu, le spectre du signal doit être initialement plus large. Cette technique est utilisée dans la prochaine partie.

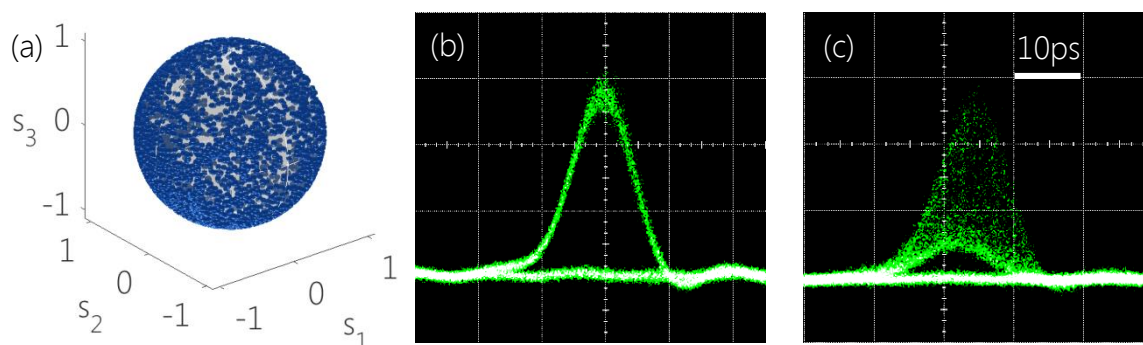


Figure II.22 : (a) Sphère de Poincaré et (b) diagramme de l'œil du signal à 10 Gbit/s enregistré à la sortie de la fibre 1 ($L = 5.3$ km, $\gamma = 1.7$ W⁻¹km⁻¹, $\alpha = 0.2$ dB/km) pour une puissance moyenne d'entrée $P_S(0) = 15$ dBm et une puissance de retour $P_j(L) = 30$ dBm. (c) diagramme de l'œil pour $P_j(L) = 35$ dBm (3 W).

II.3.8] Configuration WDM

Dans cette partie nous allons caractériser expérimentalement notre brouilleur tout-optique de polarisation dans le contexte d'une transmission WDM (« wavelength division multiplexing »). Pour cela, le montage expérimental est dorénavant celui illustré Figure II.23.

Le signal initial consiste tout d'abord en un train d'impulsions à 10 GHz générées depuis un laser fibré à blocage de mode (MLFL, « mode-locked fiber laser ») à 1551 nm avec une largeur à mi-hauteur FWHM = 2 ps. Les impulsions sont ensuite encodées à 10 Gbit/s dans le format de modulation OOK (« On/Off Keying ») avec une séquence binaire pseudo-aléatoire (PRBS) de $2^{31}-1$ bits. Le signal résultant est amplifié à 30 dBm au moyen d'un EDFA et injecté dans une fibre hautement non-linéaire à dispersion aplatie (DF-HNLF de chez OFS) de 500 m de manière à élargir le spectre via les phénomènes d'auto-modulation de phase et wave-breaking [97]. La fibre DF-HNLF est caractérisée par $D = -1$ ps/km-nm à 1550 nm, $S = 0.006$ ps²/km-nm, $\alpha = 0.6$ dB/km, et $\gamma = 10.5$ W⁻¹km⁻¹. Le continuum résultant est ensuite découpé en 6 canaux WDM modulés à 10 Gbit/s au format OOK au moyen d'un filtre optique programmable (F-2, waveshaper).

Les 5 premiers canaux forment les signaux à dépolariser, tandis que le sixième est utilisé pour générer la pompe. La Figure II.24, illustre le continuum expérimental généré à la sortie de la fibre DF-HNLF avec une puissance d'injection de 30 dBm, ainsi que la grille spectrale résultante. Le signal WDM final consiste alors en 5 canaux à 10 Gbit/s, avec chacun une largeur spectrale 12 GHz, centrés respectivement à 1540.2 (C1), 1542 (C2), 1543.45 (C3), 1545 (C4), et 1546.2 nm (C5), et un canal pompe centré à 1550 nm.

Tous les canaux WDM sont décorrélés dans le temps et en polarisation au moyen d'une combinaison de deux multiplexeur/démultiplexeur reliés par des jarretières fibrées de

différentes longueurs, imposant ainsi un chemin optique et une rotation de polarisation différent entre chaque canal avant injection dans le brouilleur de polarisation.

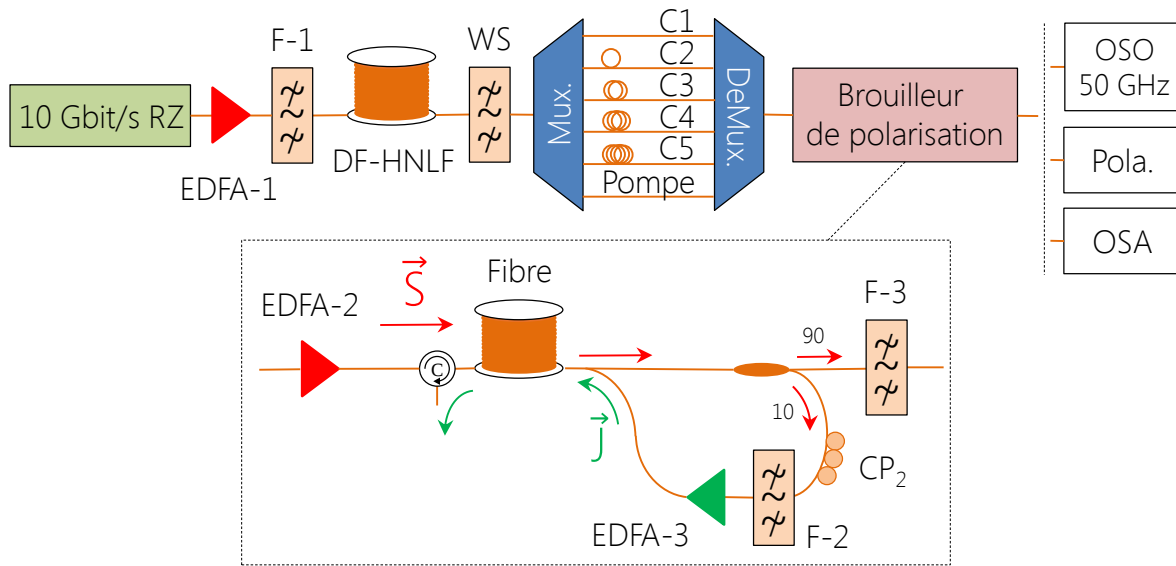


Figure II.23 : Montage expérimental pour la génération de la source multiplexée en longueurs d'onde sur 6 canaux (5 pour le signal à brouiller (Ci), et 1 pour générer la pompe). F : filtre optique passe-bande ; WS : filtre optique programmable (wavershaper) ; Mux. : multiplexeur ; Demux. : démultiplexeur ; OSO : oscilloscope à échantillonnage optique ; Pola. : polarimètre commercial. DF-HNLF : fibre hautement non-linéaire à dispersion plate.

Comme dans l'expérience précédente où le signal était un seul canal à 1550 nm, les signaux WDM à 10 Gbit/s sont ensuite injectés dans le système avec une puissance moyenne de 15 dBm (soit 7 dB/canal). Il est important de noter ici que le filtre passe-bande F-2 dans la boucle de réinjection est dorénavant placé avant l'EDFA-2 de manière à ne réinjecter que le canal prévu pour la pompe, c'est-à-dire celui à 1550 nm, tandis que les 5 autres canaux sont caractérisés à la sortie du système.

Le rôle de cette manipulation est double : tout d'abord, elle permet d'assurer un unique SOP pour la pompe (au lieu des 6 SOPs cumulés des canaux) de manière à maximiser l'efficacité du processus de brouillage pour tous les canaux transmis ; ensuite, elle limite l'impact néfaste de la diffusion Rayleigh sur les 5 autres canaux, en effet, la pompe est éloignée de presque 4 nm du dernier canal (C5) de manière à ce que la diffusion Rayleigh qu'elle génère (à des longueurs d'onde autour de celle de la pompe) ne recouvre pas les longueurs d'onde des canaux.

A la sortie du système, les 5 canaux WDM sont démultiplexés et caractérisés individuellement en polarisation et dans le domaine temporel au moyen des enregistrements des diagrammes de l'œil et des mesures de taux d'erreurs binaires. La figure II.27(a-c) représente les sphères de Poincaré des 3 canaux WDM C1 : 1540.2 nm, C3 : 1543.45 nm et C5 : 1546.2 nm à la sortie du brouilleur tout-optique de polarisation (les deux autres canaux présentent des performances similaires et ne sont pas affichés pour ne pas alourdir la lecture). Pour cette série de mesures, la puissance d'injection totale est gardée constante à 15 dBm.

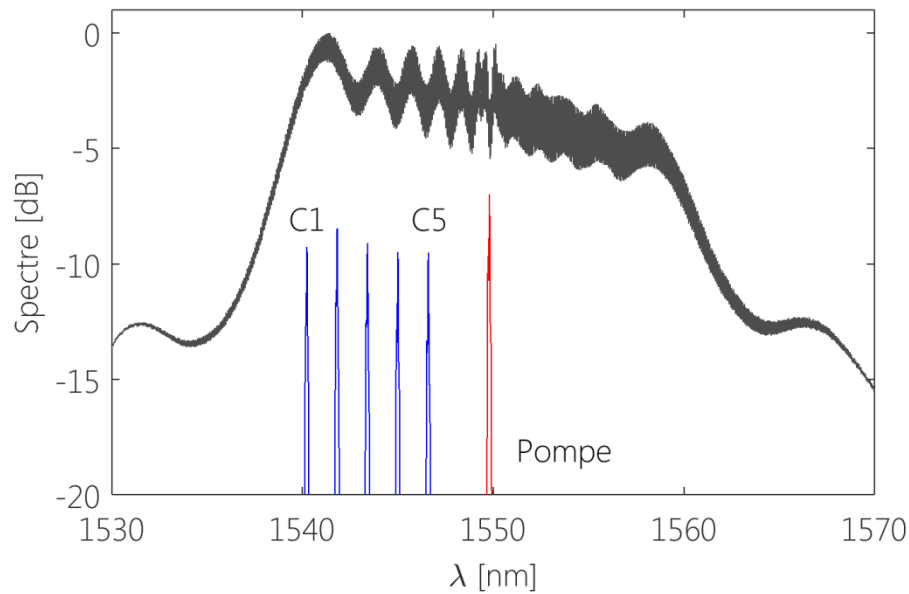


Figure II.24 : (noir) Continuum de fréquences expérimental enregistré à la sortie de la fibre DF-HNLF pour une puissance d'injection de 30 dBm. (bleu) Les 5 canaux WDM à 10 Gbit/s constituant le signal à dépolariser. (rouge) Sixième canal utilisé pour générer la pompe.

A la sortie de la fibre, la partie du signal envoyée dans la boucle de réinjection est filtrée de manière à ne garder que le sixième canal à 1550 nm puis amplifiée à 29 dBm pour former la pompe contrapropagative du système. Il est important de noter ici que, malgré le fait que les 5 canaux initiaux soient décorrélés, le dispositif est capable de brouiller toute la grille WDM. En effet, Figure II.25, on constate que la polarisation de chaque canal recouvre intégralement la sphère de Poincaré et est caractérisée par une faible valeur de DOP inférieure à 0.2 pour chaque canal : $DOP_{C1} = 0.05$, $DOP_{C3} = 0.18$, et $DOP_{C5} = 0.12$. Il est intéressant de noter qu'à la sortie du brouilleur, toutes les trajectoires subit par les 5 canaux du signal sont en fait corrélées dans le temps et sont caractérisées par la même vitesse de brouillage V_B , proche de 130 krad/s (Table II.2), en bon accord avec les simulations numériques.

Canal [nm]	C1 1540.2	C2 1542	C3 1543.45	C4 1545	C5 1546.2
V_B numérique [krad/s]	143	142	139	112	114
V_B expérimental [krad/s]	156	120	132	143	144

Table II.2 : Vitesse de brouillage V_B numériques et expérimentales des 5 canaux WDM

On peut également remarquer que les vitesses de brouillage dans le cas où le signal est monocanal et le cas WDM sont très similaires (107 vs 130 krad/s). En effet le brouilleur chaotique est principalement sensible à la puissance moyenne des faisceaux contrapropagatifs. Ainsi la configuration WDM permet d'obtenir la même vitesse de brouillage que dans le cas monocanal, sans à avoir à augmenter la puissance moyenne

totale injectée dans la fibre, et permet alors de limiter les impacts néfastes de l'auto-modulation de phase (SPM) et de l'inter-modulation de phase (XPM).

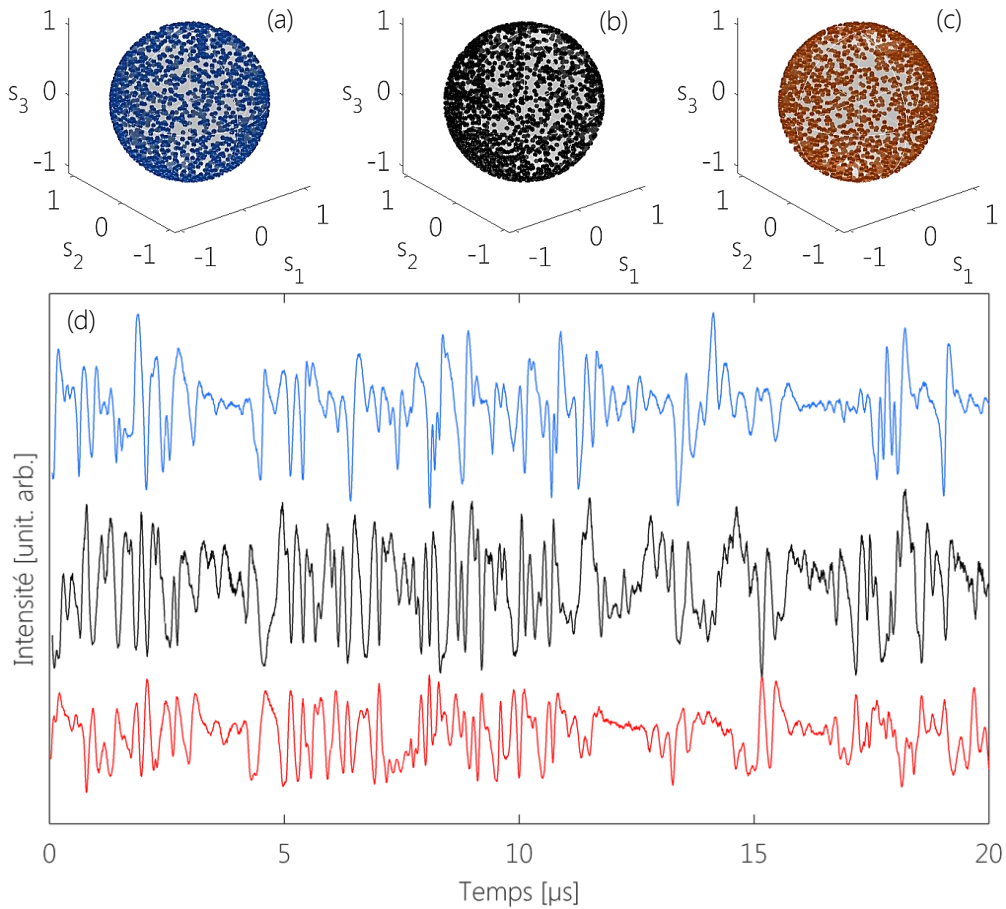


Figure II.25 : (a-c) Sphère de Poincaré des canaux WDM C1, C3, et C5 respectivement. La puissance moyenne totale d'injection est fixée à 15 dBm tandis que le canal pompe contrapropagatif est amplifié à 29 dBm. (d) Intensité des 3 canaux C1 (bleu), C3 (noir) et C5 (rouge) enregistrées derrière un polariseur au moyen d'une photodiode et d'un oscilloscope à faible bande-passante.

La corrélation temporelle des états de polarisation des canaux peut être observée Figure II.25(d) dans laquelle les profils d'intensité des 3 canaux WDM démultiplexés C1, C3 et C5 sont enregistrés de manière synchronisée derrière un polariseur au moyen d'une photodiode et d'un oscilloscope à faible bande-passante (1 GHz). On peut clairement remarquer les corrélations temporelles des fluctuations de polarisation entre les différents canaux. Ce comportement inattendu peut s'interpréter intuitivement en considérant le fait qu'un seul canal pompe est réinjecté dans la fibre. De plus, ce canal pompe impose une évolution aléatoire de la polarisation sur la sphère de Poincaré pour tous les autres canaux. L'impact du processus non-linéaire du brouillage de la polarisation sur les profils temporels des signaux à 10 Gbit/s est illustré Figure II.26(b-d) toujours pour les 3 canaux C1, C3 et C5. Les deux autres canaux ont des comportements similaires et n'ont donc pas été ajoutés afin de ne pas alourdir davantage la lecture des figures. Malgré la bonne qualité des diagrammes de l'œil enregistrés lorsque la pompe est allumée, il est possible d'observer une légère dégradation des profils temporels avec une augmentation de la

gigue d'amplitude par rapport au cas où la pompe est éteinte. Cette dégradation est principalement due à la rétrodiffusion Rayleigh fournie par l'élargissement spectral de la pompe contrapropagative, et de l'effet de la faible déplétion de la pompe sur le signal induite par le Raman.

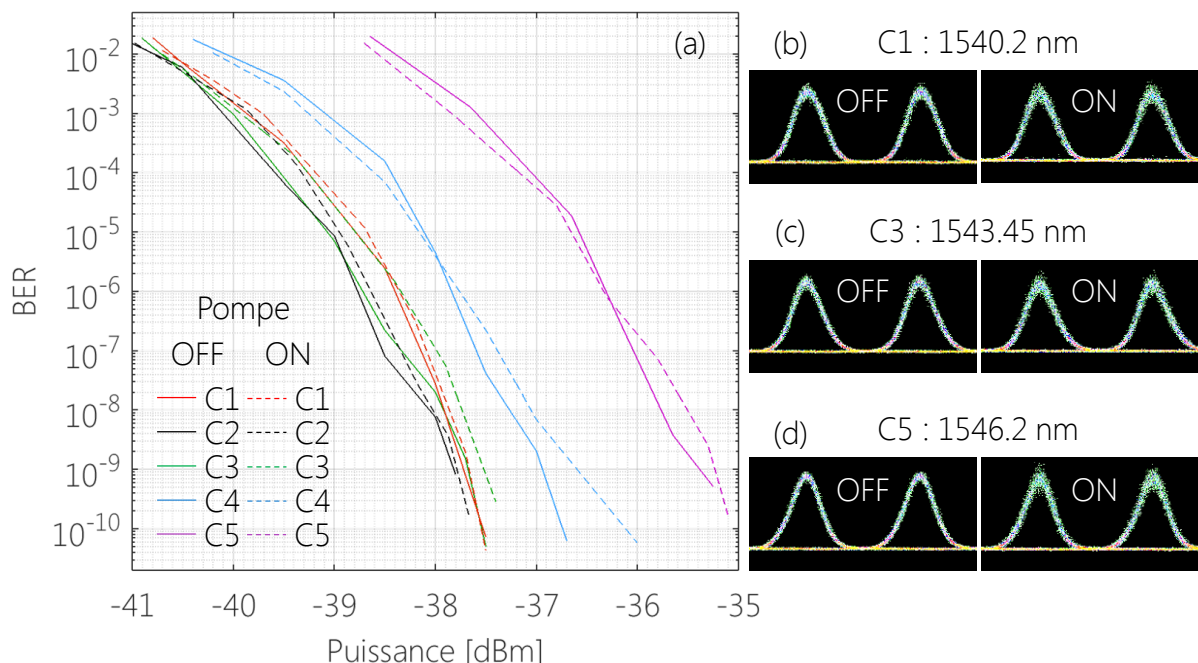


Figure II.26 : (a) Mesures du taux d'erreurs binaires pour les 5 canaux enregistrés à la sortie du brouilleur de polarisation non-linéaire, en configuration passive (pompe éteinte, traits continus), et en configuration active (pompe allumée, traits en pointillés). La puissance moyenne d'entrée est fixée à 15 dBm et la puissance de la pompe à 29 dBm. (b-d) Diagrammes de l'œil des canaux WDM C1, C3 et C5 en configuration passive (pompe OFF) et active (pompe ON).

La dégradation totale induite a été quantifiée au moyen des mesures systématiques du taux d'erreurs binaires (BER) en fonction de la puissance reçue au niveau du détecteur (Figure II.26(a)) dans les configurations passive (pompe OFF) et active (pompe ON). Dans le contexte actuel, et plus particulièrement pour mieux quantifier la dégradation induite par la rétrodiffusion Rayleigh sur le signal transmis, la mesure du BER en fonction du rapport signal-sur-bruit (OSNR) aurait été plus rigoureuse qu'en fonction de la puissance reçue. Et spécialement parce que le spectre de la grille WDM s'étend sur 6 nm, le niveau de bruit introduit par l'amplificateur haute puissance (EDFA-3, Figure II.23) n'est pas identique pour chacun des canaux et provoque ainsi des pénalités différentes sur chaque canal. Néanmoins, les mesures présentées Figure II.26(a) suffisent à prouver que le brouilleur tout-optique ne dégrade pas significativement le signal transmis. En effet, les pénalités observées en comparant les deux configurations sont faibles. Plus précisément, une pénalité de puissance de 0.2 dB sur l'ensemble des canaux a été mesurée en moyenne à une valeur de BER de 10^{-9} .

II.3.9] Conclusion

Il a été présenté dans cette partie une description numérique et expérimentale d'un brouilleur tout-optique et chaotique de polarisation. Son principe de fonctionnement est basé sur l'interaction non-linéaire de polarisations croisées dans une fibre optique standard entre un signal et sa réplique contrapropagative haute puissance, générée et amplifiée par un facteur ρ à la sortie de la fibre au moyen d'une boucle de réinjection. Le système est en fait une extension de l'Omnipolariseur actif présenté dans le chapitre I à un nouveau régime de fonctionnement chaotique.

Sur la base de nombreuses simulations numériques, des expressions décrivant le comportement du brouilleur en fonction des paramètres du système ont pu être déterminées, ainsi que des expressions pour les deux coefficients d'amplification seuils ρ_A et ρ_C qui régissent la transition entre les différents régimes de fonctionnement du brouilleur. Ces estimations ont été validées par les résultats expérimentaux. Nous avons pu voir à travers ces mesures expérimentales que les performances du brouilleur sont limitées par différents facteurs. En particulier, dans un contexte Telecom, lorsque le signal est codé 10 Gbit/s au format OOK, le brouilleur est principalement limité par les pertes de propagation et la rétrodiffusion Rayleigh lorsque ρ atteint des valeurs importantes. Ces effets limitent la vitesse de brouillage de la polarisation de notre brouilleur autour de 500 krad/s. Une configuration WDM a également été testée avec succès avec un même signal 10 Gbit/s OOK, et il a été montré expérimentalement que le dispositif est capable de brouiller simultanément la polarisation de 5 canaux WDM. De plus, en dépit de sa nature chaotique, les états de polarisation des canaux sont mutuellement corrélés dans le temps, malgré leurs comportements aléatoires sur la sphère de Poincaré, et présentent des vitesses de brouillage autour des 130 krad/s.

Il semble difficile de comparer les performances des dispositifs commerciaux déjà disponibles et les résultats présentés ici obtenus dans une première étape de recherche fondamentale. Il s'agit uniquement ici de mettre en avant les avantages et inconvénients d'un brouilleur tout-optique par rapport aux solutions existantes, et de proposer les possibilités d'amélioration du dispositif. Tout d'abord, les dispositifs commerciaux sont clairement moins chers que le dispositif présenté qui comprend au moins deux amplificateurs haute-puissance une fibre optique de quelques kilomètres, un filtre et deux circulateurs optiques. De plus, le comportement des solutions commerciales est déterministe, ce qui signifie que le degré de polarisation ainsi que la distribution statistique de l'état de polarisation de sortie peuvent être simplement contrôlés en appliquant un courant approprié (même chaotique), qui autorise la génération de vitesses de brouillage plus grandes ainsi des valeurs de DOP plus basses [88]–[90]. Dans le cas présent, le brouilleur est chaotique et seule la vitesse de brouillage peut être ajustée au moyen de la pompe contrapropagative. Néanmoins, cette première démonstration expérimentale a le bénéfice de proposer une approche alternative, tout-optique, qui pourrait être d'un grand intérêt pour les futurs réseaux transparents. De plus, la vitesse de brouillage et la compacité pourraient être fortement améliorés en utilisant des matériaux hautement non-linéaires et des guides d'onde à haut confinement tels que les fibres optiques

microstructurées à verres de chalcogénures, tellurites [98]–[100], ou des guides d'onde silicone intégrés dans une puce compatible CMOS [101], [102]. Pour conclure, ce dispositif fait-maison, essentiellement basé sur des composants standards disponibles dans n'importe quel laboratoire travaillant dans le domaine de l'optique non-linéaire ou les communications optiques, ouvre la porte à des brouilleurs rapides, chaotiques, et tout-optiques de la polarisation.

II.4] Opérations de copie et de dissimulation de données codées 10 Gbit/s

Nous nous proposons dans cette partie de coupler l'Omnipolariseur (chapitre I.3) au brouilleur chaotique de polarisation (chapitre II.3) au sein d'une même expérience afin de réaliser des opérations tout-optiques de copie et de dissimulation de paquets de données à 10 Gbit/s [103], [104].

Des travaux récents se sont focalisés sur la capacité de manipuler la lumière de manière à cacher un événement sur un intervalle de temps fini ou un endroit dans l'espace. L'idée étant de créer un trou dans l'espace ou le temps dans lequel un objet reste caché pendant un moment pour ensuite être restauré. Des chercheurs ont récemment élargi ce concept au domaine des télécommunications et ont démontré la possibilité de dissimuler des données transmises dans une fibre optique [105], [106]. Dans cette optique il s'agira ici pour la première fois de réaliser expérimentalement des opérations de dissimulation et de copie de données optiques à 10 Gbit/s dans une ligne de transmission basées sur le phénomène d'amplification paramétrique optique dans les fibres (FOPA).

II.4.1] Introduction

Dissimuler un objet, une personne ou un événement temporel est depuis longtemps un fantasme scientifique que seule la science-fiction était capable de réaliser. Depuis un peu moins de 10 ans maintenant, les scientifiques s'efforcent de le rendre réalité dans leur laboratoire [105]–[122]. Il existe même des appareils de dissimulation qui peuvent être achetés pour seulement 150 \$. En effet, l'invisibilité n'est plus un rêve lointain et des résultats récemment publiés permettent clairement de considérer la possibilité de réaliser des applications pratiques dans un futur proche. En particulier, des résultats remarquables ont été réalisés pour cacher des objets [110]–[116], ou différents types d'ondes dans la nature, par exemple, des ondes acoustiques [117], [118], élastiques [119], ou hydrodynamiques (water waves) [120], de même que des flux de chaleur, des événements temporels ou des données transmises [106], [109]–[119], [121]. Dans ce dernier cas, inspiré par une technique originale de dissimulation spatio-temporelle introduite référence [109] par McCall et al., le concept de dualité espace-temps entre la diffraction et la dispersion a permis à Gaeta et al. [105] de démontrer avec succès la dissimulation temporelle d'un événement isolé sur 10 ps, de même qu'à Weiner et al. de cacher un

faisceau de données RZ à 12.7 Gbit/s dans les fibres optiques au moyen d'une fenêtre temporelle de dissimulation de 46 % [106]. Dans ces précédentes démonstrations [105], [106], pour lesquelles les rôles de l'espace et du temps étaient analysés, un événement temporel était révélé ou caché d'un observateur grâce à des modifications spectrales d'une onde pompe continue.

Dans une perspective différente, le dispositif que nous proposons dans cette partie introduit un degré de liberté supplémentaire, l'état de polarisation (SOP) de la lumière. Un scénario différent est considéré ici dans lequel une sonde est utilisée par un observateur indiscret pour copier un flux de données optiques incident. Toujours sur la base du processus non-linéaire réversible, l'attraction de polarisation, menant à une auto-organisation du SOP dans les fibres optiques (présenté chapitre I.3), il est montré dans cette partie qu'une opération de copie peut être réalisée dans une fenêtre temporelle arbitraire, ou alternativement, que les données peuvent être continuellement cachées dans une fibre optique. Nous analysons les performances de notre système en copiant et en dissimulant un signal RZ à 10 Gbit/s menacé par une tentative de copie des données par conversion de longueur d'onde, impliquant une interaction de type mélange à quatre ondes entre un signal et une pompe [105]. Nous montrons expérimentalement qu'une lecture sans erreur du signal (mode copie) peut être réalisée à n'importe quel moment et en continu, indépendamment du SOP du signal incident ou alternativement, que le dispositif de copie présenté peut être rendu transparent pour le signal transmis (mode dissimulation).

II.4.2] Principe d'opération

Le principe de l'opération est illustré Figure II.27. Un signal optique incident, comprenant les données à transmettre, voyage le long du réseau fibré. Dû à des contraintes extérieures (variations de température, courbures, stress mécanique, ou biréfringence aléatoire résiduelle), le signal transmis acquiert un état de polarisation aléatoire variant temporellement et devient imprévisible.

Un dispositif d'espionnage entièrement fibré est ensuite branché dans le système par un observateur indiscret de manière à extraire des données qui se propagent. Cette opération de copie est rendue possible par le processus non-linéaire de conversion de longueur d'onde le plus typique impliqué dans un grand nombre d'applications en Photonique, le mélange à quatre ondes (FWM) [123]–[127] se produisant dans un amplificateur paramétrique optique fibré (FOPA). Plus précisément, une interaction FWM dégénérée entre une onde pompe intense et le signal incident prend place dans une fibre hautement non-linéaire (HNLF), et est exploitée pour transférer les données transmises dans une réplique décalée en longueur d'onde, c'est-à-dire l'idler. Le processus paramétrique dans les fibres optiques est connu pour être fortement dépendant de la polarisation, l'efficacité de conversion vers l'onde de copie (Idler) reste très sensible à l'état de polarisation du signal incident. Dans les situations les plus communes, sans précautions particulières ou configuration à deux pompes [126], [127], puisque le SOP du signal

incident fluctue aléatoirement le long de la ligne et à travers le temps, l'efficacité du processus FOPA varie.

Ici, notre objectif est de fournir une preuve de principe expérimentale que, en dépit de la nature aléatoire du SOP du signal d'entrée dans le système, un processus efficace de conversion en longueur d'onde peut être réalisé à tout moment et en continu de manière à ce que les données puissent être lues sans cesse grâce à la génération de l'onde Idler. Alternativement, nous avons également démontré que cette opération d'espionnage peut être évitée en dissimulant les données transmises.

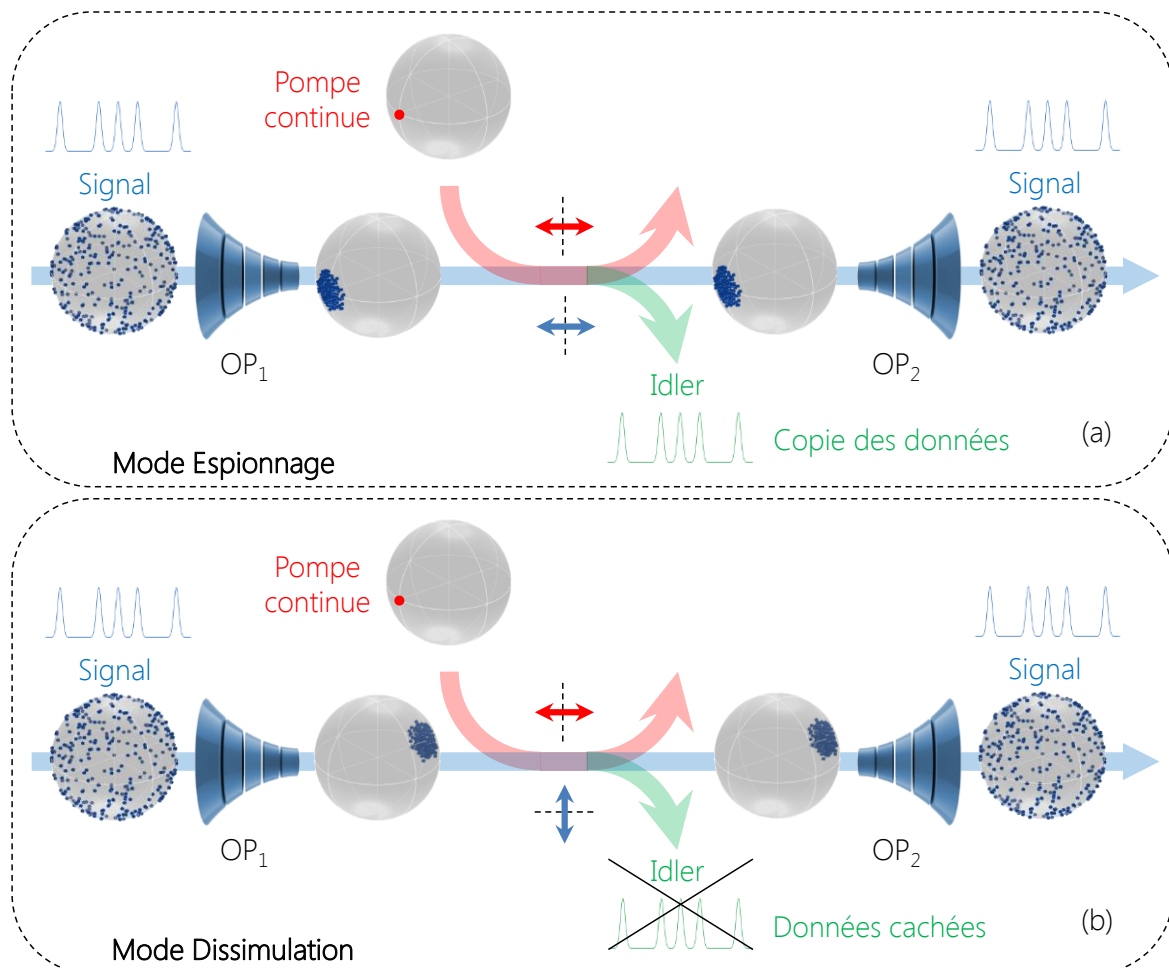


Figure II.27 : Principe de fonctionnement des opérations de copie et de dissimulation temporelles basées sur la polarisation. Le premier Omnipolariseur (OP_1) est utilisé pour organiser le SOP du signal autour d'un des deux états fixes du système (ici réglés pour être les pôles linéaires vertical et horizontal), tandis que l' OP_2 agit de manière inverse et désordonne le SOP du signal. Les doubles flèches bleues et rouges indiquent les états de polarisation particuliers des ondes signal (bleue) et pompe (rouge) tandis que les sphères de Poincaré bleues représentent l'évolution du SOP du signal au cours des opérations.

Pour réaliser cette démonstration, les opérations de copie et de dissimulation peuvent être effectuées grâce à l'attraction de polarisation dans lequel le signal dépolarisé injecté peut être repolarisé vers n'importe quel état de polarisation à l'entrée du FOPA, indépendamment du SOP initial, de sorte à maximiser ou annihiler la génération de l'onde Idler. L' OP_1 n'est autre ici que l'Omnipolariseur présenté dans le chapitre I.3 pour lequel le

rapport des puissances entre la réplique contrapropagative et le signal est légèrement supérieur à 1 ($\rho \approx 1.2$).

Par conséquent, si un observateur indiscret branche un OP_1 au point de copie de la ligne de transmission des données de manière à auto-aligner le SOP du signal incident parallèlement au SOP de sa pompe (figure II.29(a)), une composante idler est générée en continue et le signal transmis est en permanence copié. Deuxième possibilité, dans le cas où c'est l'utilisateur lui-même (propriétaire des données) qui introduit l' OP_1 , et à condition qu'il soit capable de déterminer le SOP de la pompe de l'observateur indiscret ou d'observer l'état de l'idler, il pourrait en permanence modifier le SOP du signal de sorte à ce qu'il soit orthogonal à celui de la pompe. Le gain paramétrique caractérisant le FOPA serait ainsi quasiment nul et n'existerait plus. Le système de copie serait ainsi sabordé.

Pour garder ces opérations transparentes pour l'utilisateur, le caractère aléatoire de la polarisation du signal qui se propage doit être restauré après le FOPA. Pour cela, un deuxième Omnipolariseur OP_2 est branché à la sortie du FOPA et agit à l'inverse de l' OP_1 . Il s'agit en réalité du brouilleur de polarisation développé chapitre II.3. Celui-ci est ainsi caractérisé par un fort écart de puissance entre le signal et sa réplique contrapropagative. Typiquement, le rapport des puissances entre l'onde contrapropagative et le signal devrait être $\rho \approx 40$. Comme nous l'avons vu chapitre II.3, dans ce régime, tous les états stationnaires sont instables et le SOP du signal ne converge plus vers un attracteur unique de polarisation, mais présente plutôt une trajectoire chaotique complexe sur la surface de la sphère de Poincaré. Ce mode d'opération conduit à une dynamique chaotique du système et permet à l' OP_2 de brouiller efficacement l'état de polarisation du signal de manière tout-optique. La vitesse de brouillage peut atteindre plusieurs krad/s et peut être ajustée en modifiant la puissance de l'onde contrapropagative, et plus précisément p .

II.4.3] Montage expérimental

Le montage expérimental permettant de réaliser ces opérations est illustré Figure II.28. Le signal initial a été généré au moyen d'un laser fibré mode-locké à 10 GHz délivrant des impulsions de 2.5 ps à 1554.1 nm. Le spectre du train d'impulsions initial a été réduit au moyen d'un filtre optique à cristaux liquide programmable (wavelength shaper) de manière à former des impulsions gaussiennes de 25 ps. Le train d'impulsions à 10 GHz résultant a ensuite été modulé en intensité via un modulateur au $LiNbO_3$ à travers une séquence de $2^{31}-1$ bits pseudo-aléatoire (PRBS). Un brouilleur de polarisation permet ensuite d'introduire des fluctuations de polarisation à un taux de 0.5 kHz. Le signal résultant a ensuite été injecté dans le dispositif constitué de trois parties successives:

- L' OP_1 est constitué d'un EDFA (EDFA-1) suivi d'un circulateur optique haute puissance, d'une fibre standard NZ-DSF de 6.2 km ($D = -1.5$ ps/km-nm à 1550 nm, $S = 0.04$ ps²/km-nm, $PMD = 0.05$ ps/√km, $\gamma = 1.7$ W⁻¹km⁻¹, $\alpha = 0.2$ dB/km) dans laquelle le signal d'entrée amplifié à 26.1 dBm interagit non-linéairement avec sa réplique contrapropagative générée à la sortie de la fibre à 27.2 dBm au moyen d'une boucle de réinjection. Celle-ci est constituée d'un deuxième circulateur haute

puissance, d'un coupleur 90/10, d'un contrôleur de polarisation (CP₂) qui permet d'ajuster la position sur la sphère de Poincaré du SOP attiré du signal, et d'un deuxième EDFA (EDFA-2). A la sortie de l'OP₁, le signal est filtré par un filtre optique passe-bande de 45 GHz avant l'injection dans le FOPA.

- le FOPA, qui permet de simuler les tentatives de copie, comprend un coupleur 90/10 permettant d'introduire la pompe, et d'une fibre HNLF de 1 km à faible dispersion anormale ($D = 0.69 \text{ ps/km-nm}$ à 1550 nm , $S = 0.007 \text{ ps}^2/\text{km-nm}$, $\gamma = 10.5 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\alpha = 0.6 \text{ dB/km}$). L'onde pompe continue est émise par une diode laser à cavité externe à 1550.55 nm et modulée en phase à 100 MHz afin d'élargir son spectre et éviter la rétrodiffusion Brillouin. Un EDFA permet ensuite d'augmenter sa puissance moyenne à 26 dBm , qui est suffisante pour produire un bon processus de conversion de longueur d'onde dans le FOPA (gain de 13 dB , figure II.29(j)). Le signal sortant de l'OP₁ est atténué à 1 dBm puis couplé avec la pompe via le coupleur 90/10 de manière à générer l'idler à la sortie du FOPA. Le mélange à quatre ondes dégénérées dans le FOPA permet de générer à la sortie un idler à 1547 nm . A la sortie du FOPA, l'idler résultant du mélange à quatre ondes dégénérées est filtré à 1547 nm par un filtre optique passe-bande de 100 GHz (F-2).
- L'OP₂ est une réplique de l'OP₁ sauf que la fibre utilisée est une NZ-DSF de 5 km . Il permet ici de retrouver le critère dépolarisé du signal initial. En effet, pour garder le processus réversible, le caractère aléatoire du SOP du signal doit être restauré. Pour cela, après le processus d'espionnage/dissimulation du FOPA, le signal est injecté à 13 dBm tandis que sa réplique contrapropagative est amplifiée à 28 dBm afin que le processus de dépolarisation soit efficace.

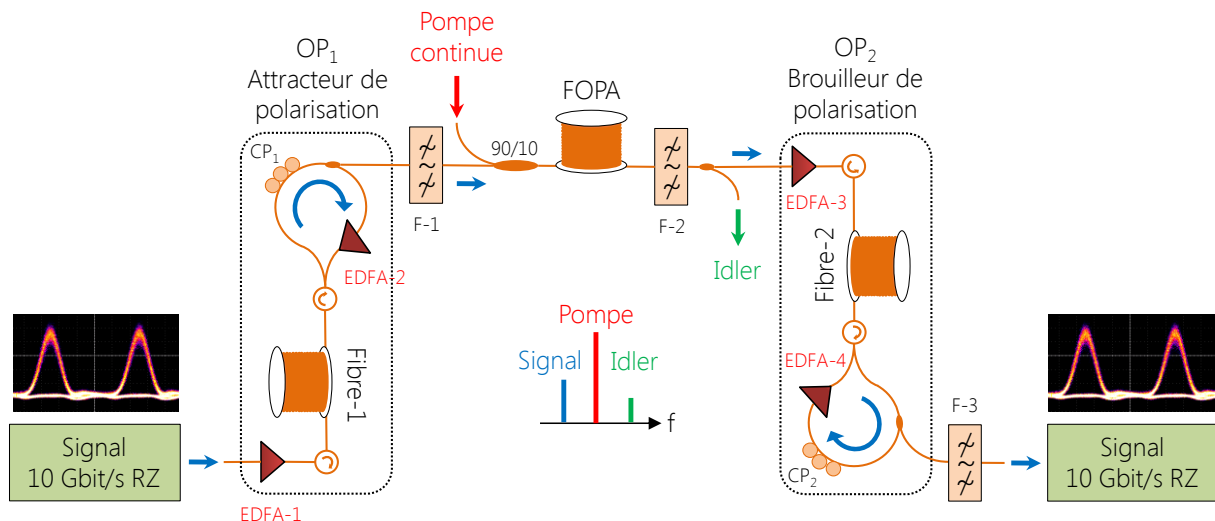


Figure II.28 : Montage expérimental. OP : Omnipolariseur. EDFA : amplificateur fibré dopé erbium. CP : contrôleur de polarisation. F : filtre optique passe bande. FOPA : amplificateur paramétrique optique fibré.

II.4.4] Résultats expérimentaux

La Figure II.29 résume les résultats expérimentaux des deux modes d'opération espionnage/dissimulation. Dans un premier temps, le processus de copie du signal incident est analysé dans le cas où les deux Omnipolariseurs sont éteints (OFF). Le signal incident est brouillé en polarisation tel que son SOP passe par tous les états de la sphère de Poincaré (panel(a)). Par conséquent, lorsque le signal à 10 Gbit/s, atténué à 1 dBm, est couplé aux 26 dBm de l'onde pompe continue dans le FOPA, toutes les fluctuations de polarisation sont transférées dans le domaine temporel sur l'onde idler, et ce à cause de la forte dépendance en polarisation du processus paramétrique. C'est pourquoi, après avoir filtré l'idler à 1547 nm, le diagramme de l'œil correspondant est complètement fermé (panel(b)), et témoigne une incapacité à récupérer les données contenues dans le signal.

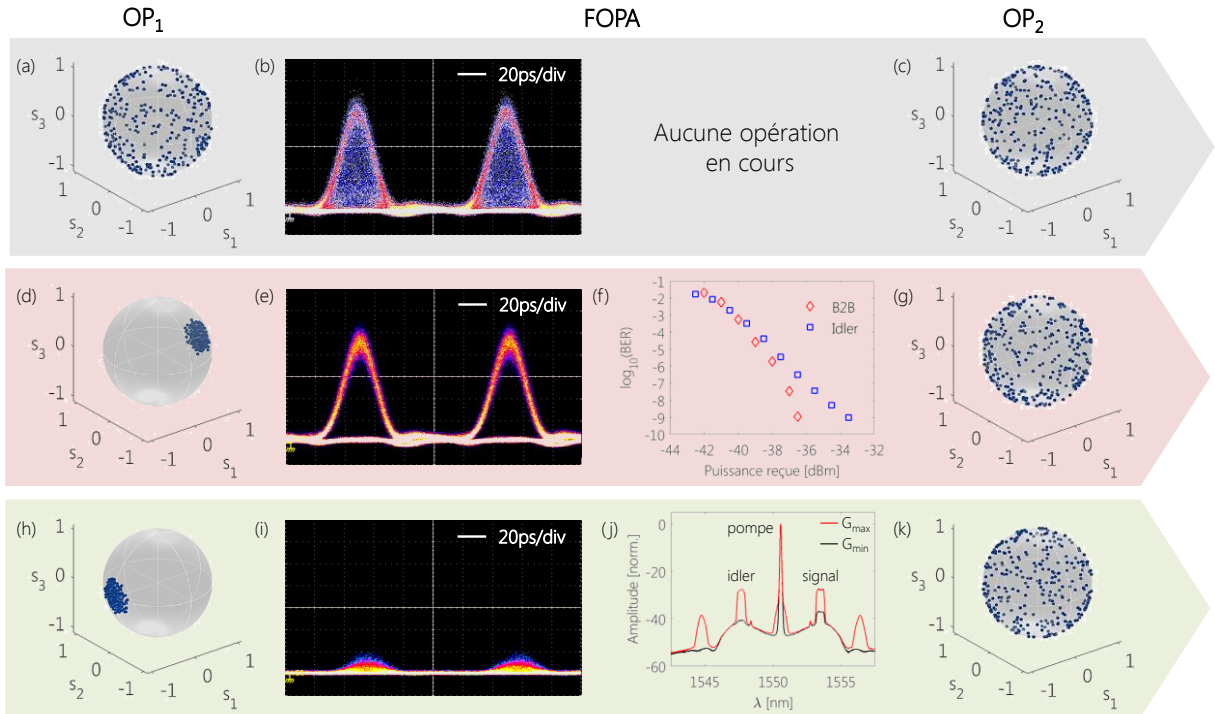


Figure II.29 : Résultats expérimentaux des opérations d'espionnage et de dissimulation. Omnipolariseurs éteints : (a) sphère de Poincaré du signal incident, (b) diagramme de l'œil à 10 Gbit/s de l'idler à la sortie du FOPA, et (c) sphère de Poincaré du signal à la sortie du dispositif avec une puissance contrapropagative de 28 dBm. Les panels (d-k) sont détaillés dans le texte.

Mode Copie

Lorsque l'OP₁ est opérationnel, c'est-à-dire lorsque l'attraction de polarisation est effectuée, le signal incident est spontanément attiré vers un SOP réglé ici par l'utilisateur de manière à ce qu'il soit parallèle ou orthogonal à celui de la pompe. Ici il est choisi parallèle de manière à ce que le gain paramétrique du FOPA soit maximal, et donc que l'idler soit généré avec une amplitude maximale, et ce, indépendamment du SOP initial entrée de l'OP₁. De plus, la sphère de Poincaré enregistrée à la sortie de l'OP₁ est

caractérisée par une forte réduction des fluctuations de polarisation illustrée par une attraction des SOPs sur une zone réduite sur la sphère de Poincaré (panel(d)). Pour mieux caractériser cette attraction, le DOP est mesuré en fonction de ρ , le coefficient de réinjection (chapitre I.3). Les résultats sont représentés figure II.30 avec une puissance moyenne de pompe 26.1 dBm. Une attraction efficace a lieu dès l'ores que $\rho \geq 1.2$ (DOP = 1), valeur à partir de laquelle le SOP du signal est attiré vers un état fixe sur la sphère de Poincaré. Pour que les deux modes de fonctionnement opèrent dans des conditions optimales, ρ doit idéalement être compris entre 1.6 et 1.8. Le phénomène d'attraction de polarisation est encore plus remarquable dans le domaine temporel. En effet, panel(e), le diagramme de l'œil de l'idler est dorénavant ouvert. Ce résultat implique que le processus paramétrique opère une conversion de longueur d'onde avec un gain maximal et que le signal est en train d'être efficacement copié à travers l'idler. Ainsi, les mesures de taux d'erreur binaire (BER) réalisées sur l'Idler, présentées panel(f), confirme qu'une détection sans erreur du signal espionné est continuellement effectuée dans le temps avec une faible pénalité comparée à l'émission du signal (B2B, « Back-to-Back », panel(f)). Finalement, pour garantir que l'opération d'espionnage est transparente aux yeux de l'utilisateur, l'OP₂ est allumé et brouille à nouveau l'état de polarisation du signal comme représenté panel(g) par la sphère de Poincaré correspondante mesuré à la sortie de l'OP₂.

Mode Dissimulation

Dans le cas présent, le SOP du signal est choisi orthogonal à celui de la pompe (panel(h)) de manière à minimiser le gain paramétrique du FOPA et ainsi la génération de l'idler. Ce résultat est confirmé par le diagramme de l'œil de l'idler (panel(i)) gardé en dessous du niveau de bruit de détection et ne présente plus de signal utilisable. En effet, la puissance de l'idler a été réduite de plus d'un ordre de grandeur, plus précisément, comme on peut le voir sur le spectre de l'idler panel(j) le gain paramétrique a été réduit de 13 dB, et n'est plus suffisant pour effectuer une copie efficace des données. En effet, on peut voir panel(i) que la puissance de l'idler est quasiment aussi faible que le niveau de bruit limite de détection.

Il est bon de noter ici que, comme pour le mode espionnage, le signal à la sortie du FOPA est de nouveau brouillé en polarisation de manière tout-optique grâce à l'OP₂ comme représenté sur la sphère de Poincaré panel(k). La dynamique du brouilleur non-linéaire identique à celui développé chapitre II.3 et est représenté Figure II.30(b) à travers l'évolution du DOP en fonction du coefficient de réinjection ρ lorsque la puissance moyenne du signal à la sortie du FOPA est de 13 dBm. On peut observer que le DOP du signal sortant reste proche de 1 pour des puissances réfléchies plus petites que $P_J = 25$ dBm ($\rho \approx 20$). Par contre, passé ce seuil, l'OP₂ entre dans le régime chaotique et le DOP décroît rapidement vers 0 pour des puissances réfléchies élevées au-delà $P_J = 28$ dBm ($\rho \approx 40$). Ces résultats sont en accord avec les simulations numériques représentées en ligne bleue continue.

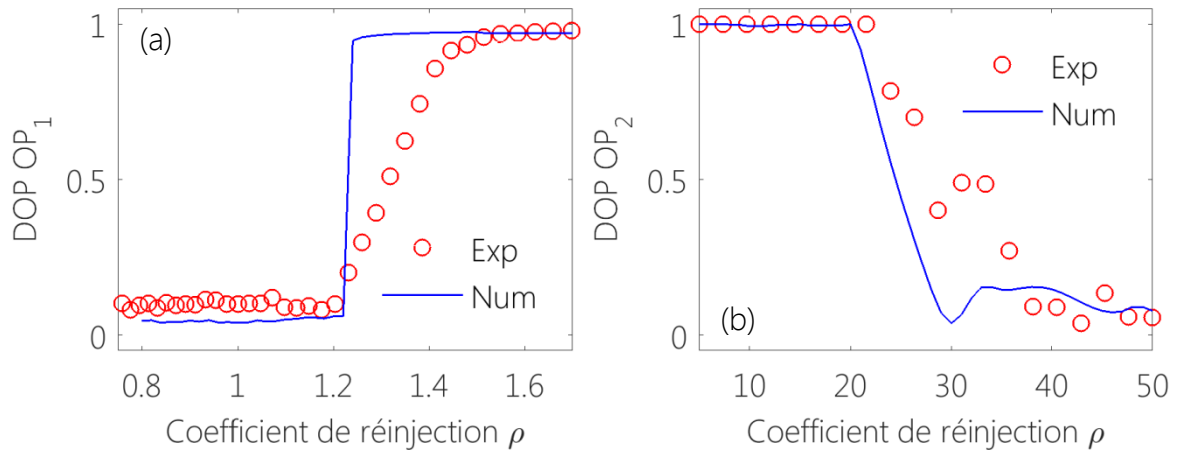


Figure II.30 : Efficacité des processus d'attraction et de dépolarisation dans les Omnipolariseur Op_1 et Op_2 respectivement. (a) Attraction de polarisation. DOP du signal à 10 Gbit/s à la sortie de l' OP_1 en fonction du coefficient de réinjection ρ . La puissance d'entrée du signal est fixée à 26.1 dBm. (b) Brouillage de polarisation. DOP du signal à 10 Gbit/s à la sortie de l' OP_2 en fonction du coefficient de réinjection ρ . La puissance d'entrée du signal est fixée à 13 dBm. Pour les deux cas, les résultats expérimentaux (cercles rouges) sont comparés aux simulations numériques réalisées par M. Guasoni (ligne bleue).

Par conséquent, une puissance contrapropagative d'au moins 28 dBm est nécessaire pour assurer un degré de dépolarisation élevé, ce qui est confirmé par la sphère de Poincaré uniformément recouverte par le SOP du signal à la sortie de l' OP_2 (panel(k)). La vitesse du processus de dépolarisation, qui est directement proportionnelle au coefficient de réinjection ρ , a été mesurée autour de 80 rad/s à partir de la formule (2.7). Enfin, il est important de remarquer que le comportement chaotique du SOP du signal à la sortie de l' OP_2 , la qualité du profil temporel d'intensité du signal à 10 Gbit/s est préservée, comme le montre le panel de la Figure II.30(b). En effet, comme nous pouvions déjà le voir sur les courbes de BER de la Figure II.26, le phénomène de dépolarisation n'affecte presque pas la qualité du signal transmis. De plus, les opérations de copie et de transparence développées dans cette partie peuvent fonctionner sans affecter l'information portée par le signal incident.

II.4.5] Conclusion

Il a été réalisé dans cette partie une démonstration expérimentale des opérations d'espionnage et de dissimulation temporelle d'un flux de données à 10 Gbit/s, sans restriction de fenêtre temporelle précise, et basées sur le contrôle de la polarisation dans une fibre optique standard Telecom. En analogie avec le domaine spatial [107], [108], dans lequel un rayon lumineux déviait sa trajectoire autour d'un objet de manière à le rendre indétectable, l'exemple présenté dans cette partie est basé uniquement sur la capacité de la lumière à auto-organiser son état de polarisation au sein du système. C'est-à-dire que son état de polarisation peut être tourné, auto-attiré ou auto-brouillé de manière réversible afin de maximiser ou à rendre aveugle un processus de copie par conversion de longueur d'onde. En plus des précédents résultats sur la dissimulation

temporelle des références [105], [106], dans lesquels les rôles de l'espace et du temps ont été analysés, la technique actuelle introduit un nouveau degré de liberté pour copier ou dissimuler des opérations basées sur la manipulation de l'état de polarisation des données transmises. Contrairement aux précédentes démonstrations d'invisibilité temporelle, cette nouvelle technique opère sur une fenêtre temporelle arbitrairement longue et ne requière pas la création d'un gap d'intensité pour l'onde pompe continue. Le processus de copie est ici localisé dans l'espace le long de la fibre et peut être réalisé aussi longtemps que l'observateur le décide, sans que l'utilisateur ne s'en rende compte.

Il est important de noter que la technique actuelle n'est pas limitée au format de modulation RZ contrairement aux précédentes démonstrations [106]. En effet, plusieurs formats de modulation ainsi que des débits plus grands pourraient être lus ou dissimulés de la même manière, incluant les formats ON/OFF ou de modulation de phase, à condition que les dégradations combinées des effets non-linéaires et dispersifs soient convenablement gérés.

Il est également important de noter que le dispositif non-linéaire actuel pourrait être automatisé simplement en pilotant le contrôleur de polarisation de la boucle de réinjection de l'OP₁, grâce à une boucle de contrôle électronique calibrée sur la puissance de l'Idler. De cette manière, le système serait robuste et efficace pour n'importe quel état de polarisation du signal d'entrée ou de la pompe, ou pour d'éventuelles fluctuations environnementales.

II.5] Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu qu'il est possible d'exploiter le potentiel technologique de l'Omnipolariseur et de tirer parti de l'auto-organisation de la polarisation d'un signal lorsque celui-ci interagit non-linéairement avec sa réplique contrapropagative, pour développer des applications qui fonctionnalisent la polarisation du signal. Ce phénomène peut être simplement contrôlé par deux amplificateurs haute-puissance, et un contrôleur de polarisation, et fonctionne avec tous les formats de codage et au moins sur toute la bande C des télécommunications. Ce qui lui confère un très fort potentiel d'intégration dans les réseaux télécoms tout-optiques.

Grâce à ce dispositif il a ainsi été possible de réaliser :

- ✓ un switch de polarisation pour le développement d'une mémoire à bascule et d'un routeur tout-optiques dans une fibre standard Telecom d'environ 5 km. Cette opération est réalisée en appliquant une séquence précise d'états de polarisation au signal sur la sphère de Poincaré lorsque le système opère une attraction de polarisation efficace, c'est-à-dire lorsque la puissance moyenne du signal est d'environ 28 dBm et que celle de la pompe est d'environ 30 dBm.
- ✓ Un brouilleur chaotique de polarisation tout-optique dont le principe de fonctionnement est identique à celui de l'Omnipolariseur mais avec des puissances

moyennes différentes. En effet, dans cette situation, la puissance moyenne du signal ne dépasse généralement pas les 25 dBm tandis que celle de la pompe peut atteindre 3-4 W. En réalité, on limite la puissance de la pompe suivant les effets dégradants des diffusions Rayleigh, Brillouin et Raman sur le profil d'intensité du signal.

- ✓ Des opérations de copie et de dissimulation d'un signal codé RZ à 10 Gbit/s couplant attraction de polarisation, amplification paramétrique, et dépolarisation dans une même expérience. Ainsi un signal codé RZ à 10 Gbit/s, initialement dépolarisé, pourra être copié subtilement dans un FOPA à travers un idler, si son SOP est stabilisé puis rendu parallèle à celui de la pompe. Alternativement, si son SOP est volontairement rendu orthogonal à celui de la pompe, le gain paramétrique caractérisant le FOPA sera trop faible et la copie ne pourra pas avoir lieu. Après propagation dans le FOPA, le signal est de nouveau dépolarisé afin de rendre transparente les manipulations intermédiaires de copie/dissimulation.

Il est certain que l'Omnipolariseur n'a pas encore dévoilé tout son potentiel. En effet, il sera très intéressant, dans un futur proche, de réaliser le phénomène non-linéaire d'attraction de polarisation dans une fibre microstructurée à très fort indice non-linéaire. En effet, si l'effet est retrouvé, voire amplifié, cela nous permettra d'augmenter fortement la compacité du dispositif et de fortement diminuer les puissances nécessaires à son fonctionnement, le rendant ainsi plus accessible pour les applications Telecom.

PARTIE 2

Chapitre III Parois de domaines de polarisation

III.1] Introduction

Il est bien connu de la communauté scientifique que l'effet Kerr ayant lieu dans les fibres optiques peut sous certaines conditions compenser la dispersion chromatique anormale grâce à l'auto-modulation de phase (SPM). Lorsque cette compensation est complète, l'impulsion, nommée soliton brillant se propage sans déformation dans la fibre et constitue une solution stable de l'équation de Schrödinger non-linéaire scalaire (ESNL). La découverte théorique du soliton optique en 1973 par Hasegawa et Tappert [128] avec sa mise en évidence expérimentale en 1980 par Mollenauer [129] a contribué à rapprocher les télécommunications et l'optique non-linéaire dans la fibre optique. L'idée d'utiliser des solitons dans les communications optiques a été suggérée il y a 40 ans comme un moyen naturel d'éviter les effets indésirables générés dans la fibre optique. En effet, puisque leurs profils d'intensité sont conservés au cours de leur propagation, ils apparaissent comme étant des supports d'information idéaux. Néanmoins, en pratique, la propagation de solitons dans les fibres est victime de plusieurs effets indésirables qui limitent leur capacité de transmission. Les principaux facteurs limitant sont les collisions entre solitons et la gigue temporelle de Gordon-Haus [130]. Ainsi, les débits binaires obtenus jusqu'à maintenant avec les systèmes basés sur les solitons ne sont pas plus grands que ceux obtenus avec les systèmes de transmission NRZ conventionnels. Il devenait alors naturel de se demander s'il existait d'autres types d'ondes solitaires capables de se propager sans ces facteurs limitants offrant la possibilité d'augmenter la capacité de transmission des fibres.

De ce fait, il est question dans ce chapitre de faire la démonstration expérimentale d'une technique tout-optique qui réduit la déformation d'impulsions au cours de leur propagation dans la fibre et qui repose sur une famille d'ondes solitaires : les parois de domaines de polarisation (PDWs, « polarization domain wall solitons »). Cette technique participe au challenge des télécommunications optiques consistant à créer des lignes de transmission qui conservent au mieux la qualité des signaux voyageant dans une fibre optique. Il existe plusieurs procédés pour générer ces parois de domaines, dans le cas présent il s'agit de l'interaction non-linéaire qui opère entre deux signaux pulsés co-propagatifs, d'intensité complémentaire et de polarisations orthogonales. Le signal codé transmis est donc une commutation entre deux modes de polarisation orthogonaux. Cette interaction a pour effet de fortement diminuer l'impact des effets dispersifs et non-

linéaires le long de la fibre, et donc de limiter la dégradation des profils d'intensité temporel et spectral des deux signaux.

Ce chapitre est composé de trois sections. Il s'agira tout d'abord d'établir l'état de l'art des parois de domaines de polarisation et de comprendre la problématique de génération de telles structures dans une fibre optique de télécommunication. Une deuxième section permettra ensuite de mettre en évidence expérimentalement la présence de ces parois de domaines dans de telles fibres. Enfin, une dernière section démontre la possibilité de coder les parois de domaines de polarisation à 10 Gbit/s et ainsi la possibilité de les intégrer dans des systèmes de communication optiques.

III.2] Parois de domaines de polarisation

III.2.1] *Etat de l'art*

De nombreuses études théoriques ont été entreprises pour trouver de nouvelles ondes solitaires, plus particulièrement dans les fibres monomodes à régime de dispersion normale [131]–[140]. Dans cette perspective, il a été pris en compte un nouveau paramètre physique dans les modèles théoriques : l'interaction non-linéaire des modes de polarisation formant l'onde solitonique au cours de sa propagation dans la fibre (cas dégénéré du mode fondamental). Cette interaction repose sur un nouveau genre d'instabilité modulationnelle en régime de dispersion normale ayant lieu lorsque leurs champs optiques se copropagent dans la fibre, c'est pourquoi il lui a été donné le nom d'instabilité modulationnelle vectorielle (VMI).

Le mécanisme physique responsable de la VMI est la modulation de phase-croisée (XPM) qui fait référence au changement de phase non-linéaire d'un champ optique induit par les autres champs copropagatifs. Cette instabilité de modulation est d'une importance fondamentale car elle suggère la possibilité de générer des solitons en régime de dispersion normale. En effet, la XPM peut contrebalancer la dispersion et permettre la propagation d'une quantité d'énergie stable localisée (soliton) entre deux régions de polarisation orthogonales adjacentes. Cela fût anticipé par Berkhoer et Zakharov qui ont montré en 1970 [132] que l'accord de phase de la MI peut être réalisé en régime de dispersion normale en considérant un deuxième degré de liberté supplémentaire fourni par une deuxième onde polarisée orthogonalement. Cette deuxième onde est couplée à la première par XPM. Ils ont ainsi été les premiers à examiner l'interaction de deux ondes polarisées orthogonalement et leur impact mutuel sur le soliton lui-même au cours de sa propagation dans un milieu isotrope. La VMI joue un rôle primordial dans la génération de solitons dans les fibres à régime de dispersion normale. De nombreuses études théoriques ont pu mettre en évidence que le couplage non-linéaire entre les deux modes optiques, se propageant sur chacun des axes propres de la fibre, conduit à la formation de paires de solitons liés (solitons vectoriels) se propageant le long des deux modes de polarisation [141].

L'existence du soliton à parois de domaines de polarisation (PDWs) dans un milieu non-linéaire et isotrope a été prédite théoriquement en 1987 par Zakharov et Mikhailov [142]. Notons que des solutions en parois de domaines de polarisation ont été également proposées pour des ondes contrapropagatives [33], [135], [143], solutions qui se sont avérées être à l'origine du phénomène d'attraction de polarisation discuté dans le Chapitre I.2. Nous ne discuterons plus de ce type de solutions ici car elles sont de nature différente des parois de domaines de polarisation en configuration co-propagative. En effet, l'existence de solutions solitoniques décrites en [33], [135], [143] ne nécessite pas comme ingrédient la dispersion de vitesse de groupe, alors que celle-ci joue un rôle essentiel pour la génération des parois de domaines discutées dans ce chapitre par le biais de la VMI.

La XPM ne se produit pas seulement entre les ondes polarisées circulairement, elle peut avoir lieu entre les ondes polarisées linéairement dans un milieu hautement biréfringent [132], entre des ondes de fréquences différentes [132], et entre des modes orthogonaux d'un guide d'onde non-linéaire entre des ondes contrapropagatives [30], [33], [140].

Au début des années 90, Haelterman et al. ont approfondi l'analyse de ces ondes solitaires et étudièrent le cas où elles se propagent de manière copropagative dans un milieu non-linéaire Kerr, biréfringent, et dispersif. Ils ont montré que les effets combinés de la dispersion et de XPM sont responsables de l'existence d'ondes solitaires caractérisées par une structure de domaines sous forme d'un kink [136], [137], [145]–[148]. Ce sont ces nouveaux solitons qui vont nous intéresser tout au long de ce chapitre. La terminologie « soliton » n'est pas rigoureuse et devrait plutôt être remplacée par « onde solitaire stationnaire ». Néanmoins, pour alléger la lecture, nous conserverons le terme soliton tout en gardant à l'esprit cette distinction.

III.2.2] *Modèle théorique*

Afin de mieux comprendre le contexte dans lequel se place l'étude expérimentale qui va suivre dans les prochains paragraphes, nous nous proposons de réaliser une brève synthèse non exhaustive des travaux de Haelterman et al. permettant de mieux comprendre la formation des solitons à parois de domaines de polarisation (PDWs).

Dans les fibres optiques, la modulation de phase croisée XPM est représentée par des termes de couplage cohérents entre les équations ESNLC décrivant la propagation non-linéaire des deux modes de polarisations orthogonaux dans une fibre optique. Dans ce cas les équations sans dimension gouvernant la propagation des deux modes sont de la forme :

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 E_x}{\partial t^2} + i\frac{2\gamma}{3}\left[|E_x|^2 + \frac{2}{3}|E_y|^2\right]E_x + \frac{i}{3}\gamma E_y^2 E_x^* = 0 \quad (\text{III.1})$$

$$i\frac{\partial E_y}{\partial z} + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} + i\frac{2\gamma}{3}\left[|E_y|^2 + \frac{2}{3}|E_x|^2\right]E_y + \frac{i}{3}\gamma E_x^2 E_y^* = 0 \quad (\text{III.2})$$

Où $E_x(z,t)$ et $E_y(z,t)$ sont les amplitudes du champ lentement variables dans la base des états de polarisation rectiligne, β_2 la constante de propagation d'ordre 2, et γ le coefficient non-linéaire. Afin de simplifier ces équations et de s'affranchir du terme de couplage cohérent (dernier terme de droite) [141], il faut se placer dans la base circulaire en posant comme changement de variables :

$$u = \frac{E_x + iE_y}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad v = \frac{E_x - iE_y}{\sqrt{2}} \quad (\text{III.3})$$

Les variables u et v représentent les états polarisés circulairement droit et gauche respectivement, et satisfont dans la base circulaire les équations de propagation simplifiées suivantes :

$$\frac{\partial u}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + i \frac{2\gamma}{3} [C_{\text{SPM}} |u|^2 + C_{\text{XPM}} |v|^2] u = 0 \quad (\text{III.4})$$

$$i \frac{\partial v}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + i \frac{2\gamma}{3} [C_{\text{SPM}} |v|^2 + C_{\text{XPM}} |u|^2] v = 0 \quad (\text{III.5})$$

Avec $u(z,t)$ et $v(z,t)$ les enveloppes lentement variables des composantes de polarisation circulaire droite et gauche respectivement, $C_{\text{SPM}} = 1$ le coefficient d'auto-modulation de phase, $C_{\text{XPM}} = 2$ le coefficient d'inter-modulation de phase. Pour étudier les ondes solitaires en régime de dispersion normal, on considère des solutions de type « soliton » dans les équations NLS couplées (III.4)-(III.5). Ces équations sont complexes et non-intégrables. Les solutions sont de la forme $U = u(t) \exp(i\beta z)$, $V = v(t) \exp(i\beta z)$. Les enveloppes u , v , ainsi que la constante de propagation β sont des quantités réelles. En substituant ces expressions dans les équations (III.4)-(III.5) on obtient un jeu de deux équations différentielles couplées ordinaires :

$$\ddot{u} = -2\beta u + C_{\text{SPM}} u^3 + C_{\text{XPM}} v^2 u \quad (\text{III.6})$$

$$\ddot{v} = -2\beta v + C_{\text{SPM}} v^3 + C_{\text{XPM}} u^2 v \quad (\text{III.7})$$

Les deux points désignent des dérivées secondaires par rapport au temps. Ces équations sont analogues aux équations du mouvement d'une masse unité dans un potentiel V à deux dimensions :

$$V = \beta (u^2 + v^2) - \frac{1}{4} (u^2 + v^2)^2 + \frac{B}{4} (u^2 - v^2)^2 \quad (\text{III.8})$$

Ce potentiel permet de mettre en évidence les différentes solutions possibles du système d'équations (III.4)-(III.5). En régime de dispersion normale, les séparatrices noires épaisses du potentiel (Figure III.1) séparant deux maxima opposés par rapport à l'origine correspondent aux solutions usuelles 1-D de type soliton noir des équations NLS scalaires. La représentation complète du potentiel V en 2-D peut être observée à la Figure III.1.

Dans le cas présent, $\beta = 1$, qui correspond au régime de dispersion normal, $B = 1/3$ est le terme représentant la non linéarité de la silice et $C_{SPM} = 1-B$ et $C_{XPM} = 1+B$. Le potentiel V présente 4 maxima sur les axes u et v , et 4 points de selle sur les lignes bissectrices en pointillés ($u = \pm v$). Ces points représentent des solutions continues stationnaires des équations (III.6)-(III.7). Les lignes séparatrices qui lient les paires de maxima opposés représentent les solitons noirs polarisés circulairement (Figure III.1(points verts)), et les paires de points de selles opposés représentent les solitons noirs polarisés linéairement (Figure III.1(points oranges)).

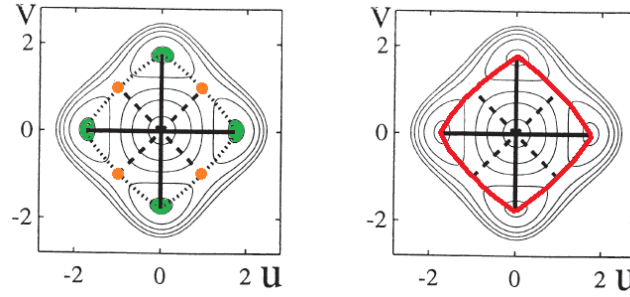


Figure III.1 : Simulations numériques du potentiel V dans le plan (u,v) avec séparatrices pour $\sigma = 1$, $C_{XPM} = 2 > C_{SPM} = 1$, et $\beta = 1$. (à gauches) maxima (points verts) et points de selle (points oranges) du potentiel, (à droite) parois de domaines de polarisation reliant deux maxima adjacents polarisés circulairement (4 contours rouges). Cas de la propagation de deux modes orthogonaux dans un milieu non-linéaire Kerr isotrope dispersif [145].

Les lignes séparatrices qui joignent deux maxima adjacents (lignes rouges) correspondent à un nouveau type d'ondes solitaires qui représentent des structures localisées du champ séparant des domaines continus semi-infinis d'états propres de polarisations orthogonaux. La Figure III.2(a, b) montre les profils d'intensité (I) et d'ellipticité (q) que forment ces nouvelles structures. Comme on peut le voir à la Figure III.2(a), les enveloppes des deux modes de propagation forment chacune un kink, c'est-à-dire une structure de basculement entre deux états stables. Le soliton à parois de domaines se forme au croisement de ces deux kinks (profil d'intensité Figure III.2(b)). Les valeurs $q = \pm 1$ représentent les polarisations circulaires opposées tandis que $q = 0$ représente une polarisation linéaire. On constate une inversion de phase au cours du temps entre les états stables de polarisations circulaires.

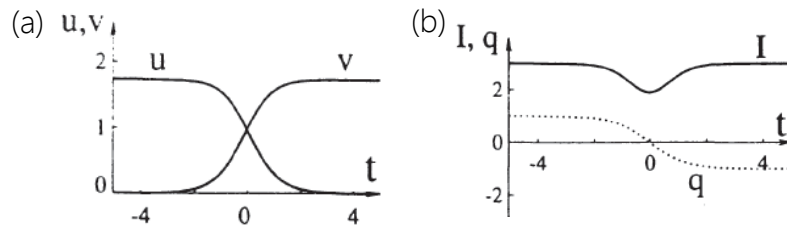


Figure III.2 : (a) Enveloppes $u(t)$ et $v(t)$ formant le kink qui permet la formation du soliton à parois de domaines (PDWs). (b) Profils d'intensité I et d'ellipticité q du PDWs. [147].

C'est-à-dire que l'état de polarisation circulaire devient tout d'abord elliptique, puis linéaire, à nouveau elliptique mais de sens opposé, et enfin bascule vers la polarisation

circulaire de sens opposé. Par analogie avec la théorie du ferromagnétisme [149], la nouvelle solution solitonique peut ainsi être interprétée comme une paroi de domaines. La stabilité du soliton en paroi de domaines de polarisation a été numériquement vérifiée par Haelterman et al. en 1994. Dans leur modèle, ils négligèrent les pertes ainsi que l'anisotropie de la fibre. La Figure III.3(a) représente les profils d'intensité des composantes de polarisation circulaires U et V correspondantes aux solutions stationnaires des équations de propagation. Le PDWs est ainsi représenté par la structure formée par le recouvrement de U et V . La Figure III.3(b) montre l'évolution du PDWs inscrit sur une impulsion. On peut clairement constater la propagation sans distorsion du PDWs après 20 longueurs de dispersion (soit 1000 km, $L_D = 50$ km) tandis que les fronts connexes au PDWs se sont adoucis suite à la dispersion et SPM.

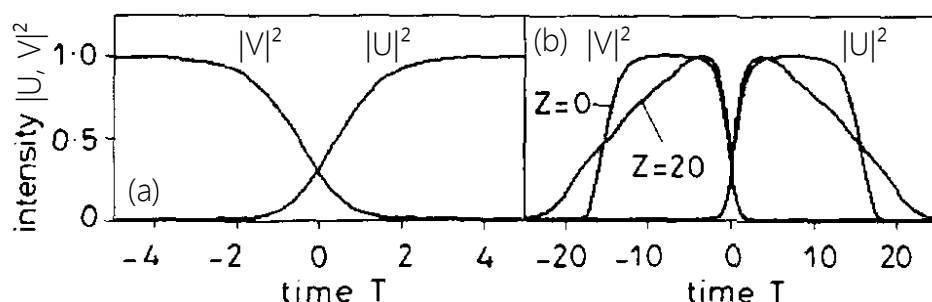


Figure III.3 : Simulations numériques de la stabilité d'un PDWs. (a) Solutions stationnaires des équations de propagation, représentant l'onde solitaire stationnaire caractéristique du PDWs. (b) Evolution des profils d'intensité après une propagation sur 20 longueurs de dispersion ($Z = 20$, avec $Z = z/L_D$, z étant la coordonnée de propagation et L_D la longueur de dispersion) [150].

Ils ont ensuite encodé des PDWs sur 8 bits '01011101' au format NRZ (Figure III.4(a)). La variable physique qui est modulée pour encoder les données est évidemment la polarisation, c'est-à-dire que le bit '1' ('0') est associé à l'état de polarisation circulaire U (V). Après une propagation sur 5000 km ($Z = 100 L_D$), on peut observer une forte distorsion des signaux, qui est en partie expliquée par la condition initiale utilisée dans le modèle qui ne représente pas exactement la forme du PDWs stationnaire. Ceci, dans le but de montrer la sensibilité des PDWs au choix de la condition initiale.

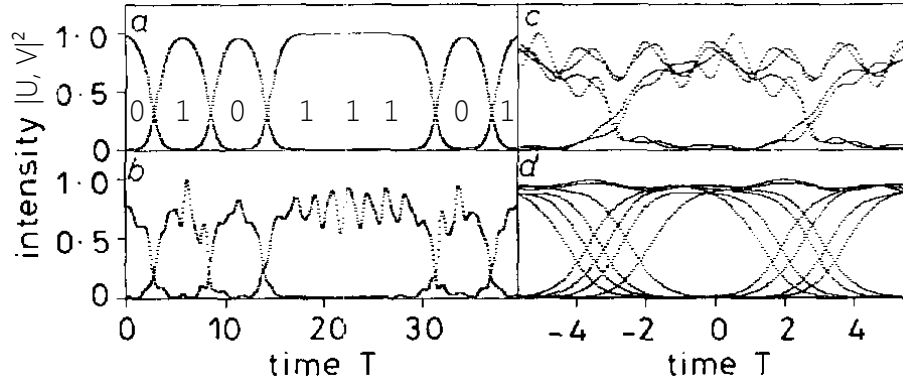


Figure III.4 : Codage numérique des PDWs sur une séquence de 8 bits '01011101'. Profils d'intensité $|U, V|^2$ à (a) $Z = 0$ et (b) $Z = 100$. (c) Diagrammes de l'œil correspondant au signal (b). (d) Même diagramme de l'œil que (c) après filtrage spectral numérique [150].

Le diagramme de l'œil correspondant est représenté Figure III.4(c). De plus, l'analyse de la Figure III.3 prend en compte un PDWs isolé tandis que celle de la Figure III.4 considère des PDWs adjacents. Dans ce dernier cas, la radiation émise d'un PDWs affecte inévitablement les deux PDWs adjacents, et a pour effet d'augmenter les motifs d'ondes stationnaires présentes sur les plateaux formés par les '1'. Cet effet peut être surmonté en filtrant spectralement le signal à la sortie de la fibre. On peut constater sur le diagramme de l'œil bien ouvert du signal filtré, représenté panel(d), qu'un filtrage adéquate permet de retrouver les données transmises, même après 5000 km de propagation.

III.2.3] *Fibres à biréfringence résiduelle aléatoire (RBFs) vs fibres spun*

III.2.3.1) *Fibre à biréfringence résiduelle aléatoire*

Comme nous l'avons dit précédemment, les solitons en paroi de domaines résultent d'un équilibre entre les effets de dispersion, de SPM et de XPM, dans le cas d'une fibre isotrope. Les fibres télécoms, réelles, ne satisfont pas ce critère car, en pratique, ces fibres optiques présentent une biréfringence résiduelle aléatoire (RBFs) qui détruit les PDWs [150]. En effet, les variations de biréfringence ont pour effet de moyenniser la valeur de la XPM à 1 tout au long de la fibre [151], [152], empêchant de surcroît la génération de PMI. Ce résultat découle du modèle de Manakov exprimé équation (I.53) où $C_{SPM} = C_{XPM} = 1$. Comme le montre la Figure III.5(a, b), il est impossible de générer des PDWs dans de telles fibres, ce qui corrobore l'absence de solution stationnaire de type paroi de domaines dans l'approche géométrique discutée en Figure III.1.

La Figure III.5 présente une étude numérique de la conservation des PDWs dans une fibre de 50 km lorsque le coefficient d'inter-modulation de phase C_{XPM} évolue entre 1, 1.1 et 2.0. Les conditions initiales des axes UV et VU sont les solutions stationnaires dans la même fibre de 50 km, obtenues lorsque $C_{XPM} = 2$,

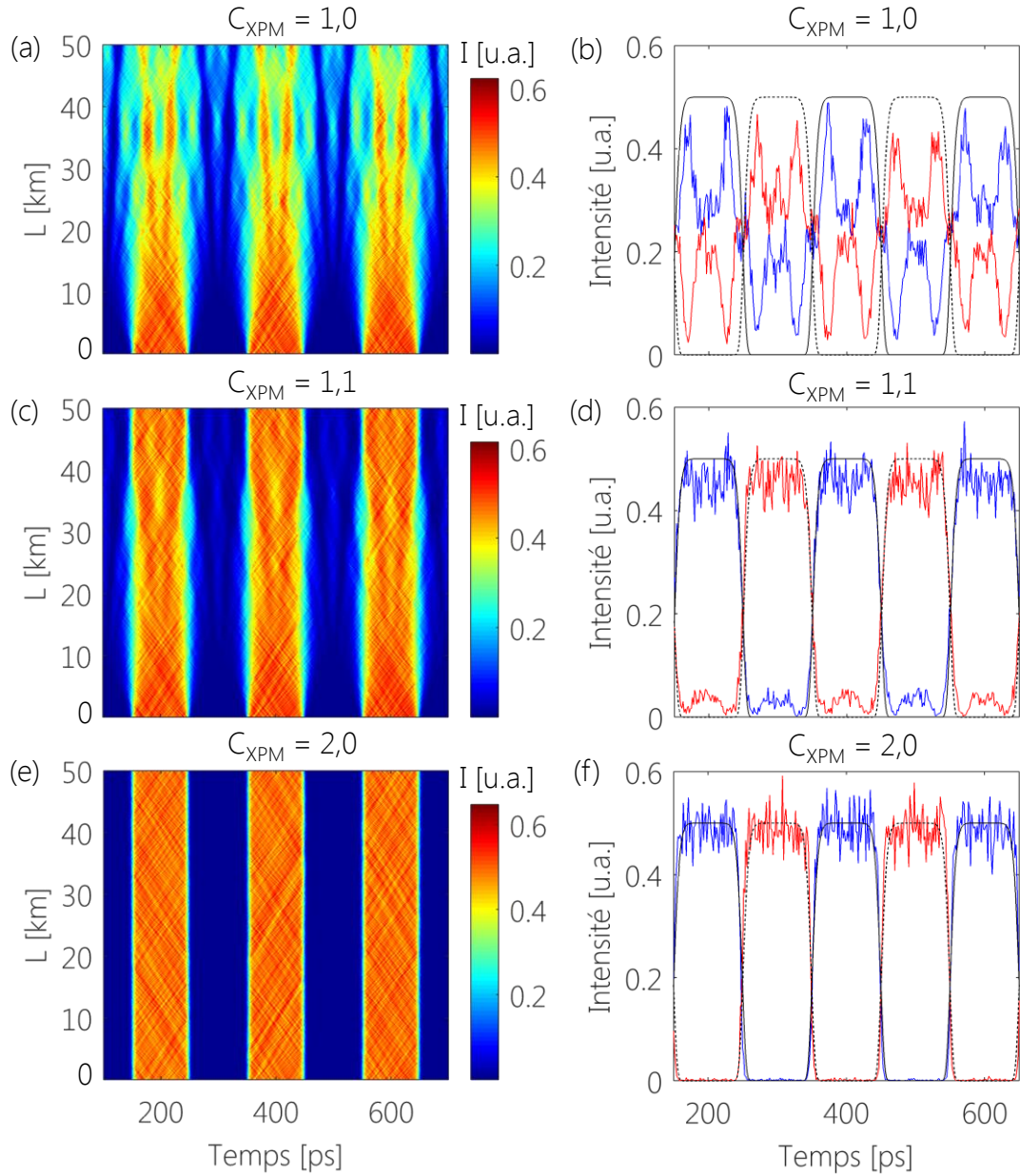


Figure III.5 : Etudes numériques de l'influence du coefficient C_{XPM} dans les équations ENLSC sur la propagation de trains d'impulsions de type PDWs. Simulations numériques de la propagation des axes UV (trait continu) et VU (pointillés) lorsque (a) $C_{XPM} = 1$ (modèle de Manakov), (b) $C_{XPM} = 1.1$, et (c) $C_{XPM} = 2$ (modèle isotrope). Les impulsions initiales sont des trains d'impulsions super-gaussiennes d'ordre 5 de période 200 ps ($t_0 = 14.5$ ps) afin de correspondre au mieux aux conditions initiales des résultats expérimentaux. Paramètres de simulation : $\lambda = 1550$ nm, $\gamma = 2.3 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\beta_2 = 20 \text{ ps}^2/\text{m}$, $L = 50$ km, $P = 1$ W.

On propage ensuite les solutions stationnaires, sans perte, en leur ajoutant au préalable un bruit aléatoire, qui peut être observé sur les axes UV (rouge) et VU (bleu) après 50 km de propagation sur les panels (b, d, e) (le bruit n'a pas été représenté sur les conditions initiales de ces panels afin de ne pas gêner la lecture des axes UV et VU). On peut ainsi observer Figure III.5(a) que lorsque $C_{XPM} = 1$ (modèle de Manakov), le motif binaire de la structure initiale est détruite après environ 20 km. Tandis que lorsque $C_{XPM} = 2$ (modèle isotrope), le motif ne subit aucune distorsion et sort de la fibre inchangé (Figure III.5(c)). Or

nous verrons par la suite qu'il est pourtant possible, dans nos résultats expérimentaux, de conserver des structures au bout de 50 km. Le modèle de Manakov n'est ainsi pas adapté pour décrire nos expériences. Il est cependant essentiel de remarquer que le simple fait d'augmenter légèrement le C_{XPM} à 1.1 (Figure III.5(b)) suffit à conserver une structure de type paroi de domaines avec peu de distorsion.

III.2.3.2) *Fibres spun*

Des entreprises comme OFS et Corning proposent des fibres de type « spun » (tournées), basées sur les fibres à biréfringence résiduelle aléatoire précédentes, qui permettent le contrôle du couplage de modes de propagation. Il y a deux effets dans ce type de fibre : la rotation de la biréfringence et la torsion mécanique. La PMD peut être réduite dans la fibre de deux manières différentes : la première consiste à minimiser l'asymétrie du profil d'indice de réfraction et les contraintes, ce qui implique une amélioration du processus industriel pour la fabrication des fibres ; la deuxième autorise le contrôle du couplage entre les modes de polarisation tout en faisant tourner la fibre sur elle-même pendant sa fabrication [128], [153]. Cette deuxième méthode existe depuis les années 1990 et a montré qu'elle était efficace pour réduire la PMD. En effet, la rotation des axes de biréfringence a pour effet de faire varier périodiquement la DGD durant la procédure de fabrication entre deux valeurs extrêmes déterminées par la nature de la fibre et les vitesses de rotation impliquées au cours du processus de spinning. Il en résulte que la valeur finale de la DGD est moyennée sur toute la fibre à une valeur inférieure à celle de la fibre sans spinning. Des valeurs de PMD inférieures à 0.01 ps/km peuvent ainsi désormais être atteintes permettant la réalisation de fibres à très faible biréfringence. Haelterman et al. ont démontré numériquement qu'il est possible de propager des PDWs dans de telles fibres. Pour cela, leur modèle théorique était basé sur le modèle de S. Wabnitz [154] qui prend en compte la biréfringence de la fibre de la manière suivante :

$$i\partial_z U + i\alpha\partial_T U - \frac{1}{2}\partial_{TT}^2 U + (|U|^2 + 2|V|^2)U + \delta V \pm \theta U = 0 \quad (\text{III.9})$$

$$i\partial_z V + i\alpha\partial_T V - \frac{1}{2}\partial_{TT}^2 V + (|V|^2 + 2|U|^2)V + \delta U \pm \theta V = 0 \quad (\text{III.10})$$

Avec $\delta = L_D(\beta_x - \beta_y)/2$ le coefficient de biréfringence linéaire, α la différence de vitesse de groupe entre les composantes de polarisation linéaires et θ le coefficient prenant en compte la biréfringence circulaire due à la rotation imposée à la fibre au cours de sa réalisation. Comme on peut le voir sur les équations (III.9)-(III.10), la biréfringence induit un transfert d'énergie entre les composantes de polarisation qui est bien sûr responsable de la distorsion du profil d'intensité du signal au cours de sa propagation dans le milieu. Cependant, puisqu'en pratique la biréfringence varie aléatoirement le long de la fibre, on peut s'attendre à ce que les termes proportionnels à δ et α soient moyennés autour de 0. Cela ne peut être le cas que lorsque la longueur de battement de la biréfringence Z_B est bien plus grande que la longueur caractéristique des variations de la biréfringence aléatoire Z_R . Les auteurs ont simulé une fibre biréfringente de longueur Z en la

décomposant en sections de longueurs Z_R . Pour chaque section de fibre Z_R , ils faisaient tourner aléatoirement δ et α de manière à obtenir $Z_B/Z_R = 63$, une situation pour laquelle l'échange d'énergie entre U et V est minimale dans chaque section Z_R . La Figure III.6 représente les diagrammes de l'œil du signal résultant et on peut observer que même dans cette situation idéale, le signal subit toujours une forte distorsion au cours de sa propagation. Maintenant si la fibre subit une torsion de n tours par unité de longueur, la biréfringence circulaire prendrait la valeur $\theta = 0.08nL_D$ d'après la référence [155]. Aussi, si la torsion est suffisamment grande et que $\theta > \delta$, les composantes de polarisation circulaires peuvent être considérées comme des états propres de la fibre et deviennent insensibles à une faible anisotropie. Cette condition peut être facilement atteinte dans le cas des fibres à très faible biréfringence. L'effet de cette stabilisation induite par torsion peut être aperçu Figure III.6(b) qui représente le diagramme de l'œil du signal lorsque $\theta = 2$. Celui-ci est dorénavant ouvert et permet de retrouver les données transmises après une propagation théorique de 5000 km.

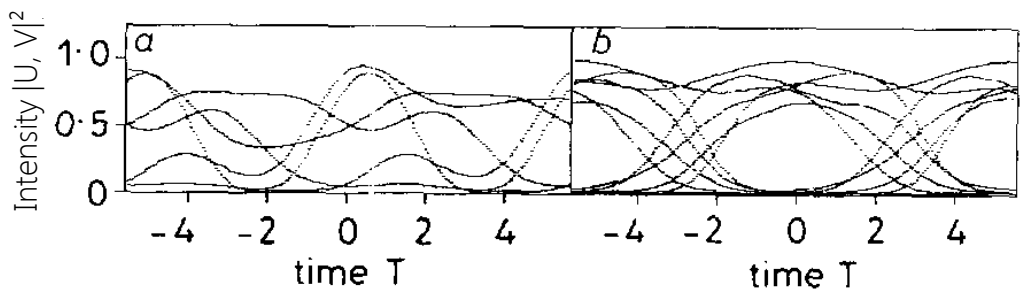


Figure III.6 : Simulation numérique des diagrammes de l'œil obtenus à $Z = 100$ dans une fibre à faible biréfringence variable, (a) sans torsion, et (b) avec torsion [150].

Aucune expérience n'a dès l'ores permis de confirmer ces résultats numériques dans une fibre Telecom à très faible biréfringence de type spun. Haelterman et Van Simaeys avaient toutefois tenté en 2007 de faire une expérience dans une fibre spéciale commandée à l'INOC, cependant celle-ci n'a pas donné les résultats escomptés. Les progrès réalisés dans la fabrication des fibres permettent aujourd'hui d'avoir de telles fibres, nous nous proposons ainsi dans ce chapitre d'effectuer les tests préliminaires pour confirmer la possibilité de générer des PDWs dans les fibres télécoms actuelles, et ainsi que dans le cas des PDWs, le modèle de Manakov est inadéquate, voire incomplet. Les fibres optiques utilisées dans ce chapitre proviennent de chez OFS et sont utilisées pour les liaisons Atlantique sous-marines (TW-SRS). Elles sont à dispersion normale (autour de $D = -14$ ps/nm.km) et à très faible PMD (autour de 0.04 ps/ $\sqrt{\text{km}}$) et sont ainsi des candidates idéales aux premiers tests expérimentaux.

III.3] Démonstration expérimentale

III.3.1] Montage expérimental

Afin de réaliser une commutation de polarisation à très haute fréquence (10 GHz), les PDWs sont générés à partir de deux trains d'impulsions copropagatifs périodiques de polarisation orthogonales et complémentaires en énergie, c'est-à-dire déphasé d'une demi-période. De cette manière, le croisement d'un front montant d'impulsion sur un axe avec le front descendant de l'impulsion sur le deuxième axe formera une structure favorisant la génération des PDWs. La possibilité de générer ces solitons dans la configuration copropagative met directement en évidence le potentiel technologique de ce processus lorsqu'il s'agit des communications optiques. En effet, un signal Telecom n'est jamais périodique, tel que les symboles binaires s'inversent successivement comme '01010101', mais varie constamment en fonction de l'information à propager comme par exemple '01001011'. Pour que ce signal Telecom soit préservé au mieux, il faut qu'il voyage avec un deuxième signal avec lequel il génèrera les parois de domaines. C'est pourquoi il doit voyager dans la fibre avec un deuxième signal qui lui sera complémentaire en intensité avec une polarisation orthogonale à la sienne.

Le montage expérimental, pour la génération de solitons à parois de domaines de polarisation, est représenté sur la Figure III.7. Une diode ajustable en longueur d'onde (TLS) émettant à 1550 nm (étape ① Figure III.6) est tout d'abord modulée en phase à 148 MHz à l'aide d'un modulateur de phase piloté par un générateur à basses fréquences (GBF). La modulation de phase permet d'augmenter la largeur spectrale de la source afin de limiter la rétrodiffusion Brillouin contribuant à la perte de puissance du signal incident. Le signal continu est ensuite encodé par une série de '0' et '1' à un débit de 10 Gbit/s à l'aide d'un modulateur d'intensité de type Mach-Zender piloté par un générateur de séquences d'impulsions (PPG pour « pulse-pattern generator ») délivrées au format NRZ. Le signal optique résultant consiste en un train d'impulsions de forme rectangulaire (super-gaussienne d'ordre 6, voir conditions initiales) de 100 ps de largeur temporelle et de période égale à 200 ps (étape ② Figure III.7). Ce train d'impulsions est ensuite injecté à 45° des axes d'un filtre optique à gestion de polarisation, nommé Waveshaper, à l'aide d'un contrôleur de polarisation (CP₁). Ce filtre est équipé d'un filtre passe-bande (réglé à la fréquence $f = 193.42$ THz, avec une bande passante $\Delta f = 100$ GHz), d'un séparateur de faisceaux polarisés (PBS, non représenté sur le montage expérimental, compris dans WS) qui scinde le train d'impulsions sur deux voies et affecte sur chacune des voies une polarisation linéaire perpendiculaire à celle de la deuxième (étape ③(1) Figure III.7). Le Waveshaper est également équipé d'une ligne à retard optique sur chaque voie permettant de créer un déphasage d'une demi-période entre les deux voies (étape ③(2) Figure III.7). Ce déphasage est confirmé après que les 2 trains d'impulsions désynchronisés soient recombinaés à travers un deuxième PBS₂, assurant l'orthogonalité des polarisations des deux trains d'impulsions une fois réunis (étape ④ Figure III.7).

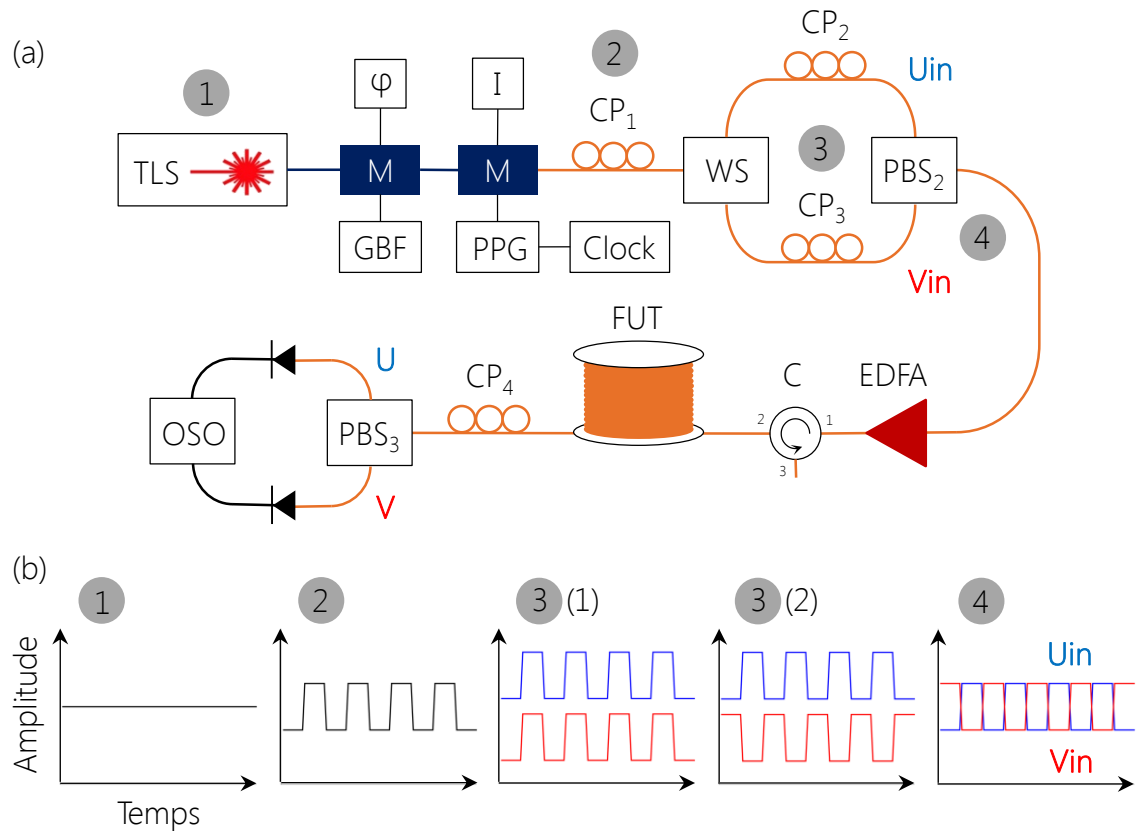


Figure III.7 : (a) Montage expérimental pour la génération de solitons à parois de domaines de polarisation. TLS : Tunable Laser Source, M : Modulateur optique, φ : référence à un modulateur de phase, I : référence à un modulateur d'intensité, GBF : générateur de signaux électriques à basses fréquences, PPG : générateur de séquences, Clock : horloge, CP_i : contrôleur de polarisation, WS : waveshaper, PBS : séparateur de faisceaux polarisés, EDFA : amplificateur fibré dopé erbium, C : circulateur optique, FUT : fibre étudiée (« Fiber Under Test »), Oscillo : oscilloscope à échantillonnage. (liaisons bleues) Fibres optiques à maintien de polarisation, (liaisons oranges) fibres optiques monomodes standards. (b) Illustrations des profils d'intensité temporels des signaux générés tout au long du montage expérimental.

Les deux chemins optiques entre WS et PBS₂ peuvent facilement varier de plusieurs centimètres (plusieurs centaines de picosecondes de propagation). Il est alors nécessaire de prévoir une jarretière à ajouter sur l'une des voies dont la longueur est approximativement égale à la différence entre les deux chemins optiques. Etant donné qu'il est difficile de réaliser une jarretière ayant précisément la bonne longueur, on utilise une fonction intégrée au Waveshaper qui permet de retarder temporellement les signaux de quelques picosecondes, on l'utilise ici pour affiner ce décalage temporel. Enfin, deux atténuateurs variables optiques (VAO) permettent si nécessaire d'ajuster la puissance sur chaque axe. Les contrôleurs de polarisation CP₂ et CP₃ assurent la projection maximale des 2 polarisations u et v sur les axes du PBS₂ afin de limiter les pertes du système. Les deux trains d'impulsions sont ensuite amplifiés via un amplificateur fibré dopé Erbium (EDFA) pouvant atteindre 30dBm de puissance moyenne. Un circulateur optique haute puissance (C) dévie la puissance rétrodiffusée vers le port 3 afin d'éviter qu'elle endommage l'amplificateur. Les puissances de la rétrodiffusion Brillouin seront mesurées par la suite par un puissancemètre placé sur le port 3 du circulateur.

A la sortie de la fibre, les deux trains d'impulsions polarisés sont à nouveau dissociés via un dernier PBS₃ qui joue le rôle de polariseur pour chacun des deux trains. Le CP₄ ajuste la projection des deux polarisations u et v sur les deux axes du PBS₃ de manière à ce que celle-ci soit maximale. Etant donné que l'orthogonalité des polarisations des deux axes est conservée au cours de la propagation dans la fibre, lorsqu'un des deux trains d'impulsions voit sa polarisation projetée au maximum sur un des axes du PBS, il en est de même pour le deuxième train. Finalement, un oscilloscope à échantillonnage électrique de bande passante 50 GHz trace les profils d'intensité des deux trains d'impulsions après propagation dans la fibre.

III.3.2] Conditions initiales

Une séquence de 100 bits dont 40 bits à '1' (20 pour l'axe Uin et 20 pour l'axe Vin) et 60 bits à '0' est délivrée par le PPG (Figure III.8(a)). Chaque bit a une durée de 100 ps avec des temps de montée de 14.5 ps, et la période des bits est de 100 ps. La séquence totale dure ainsi 10 ns. Il a été choisi d'imposer 60 bits à '0' afin d'augmenter la puissance crête des impulsions et de diminuer la puissance de la rétrodiffusion Brillouin générée au cours de la propagation.

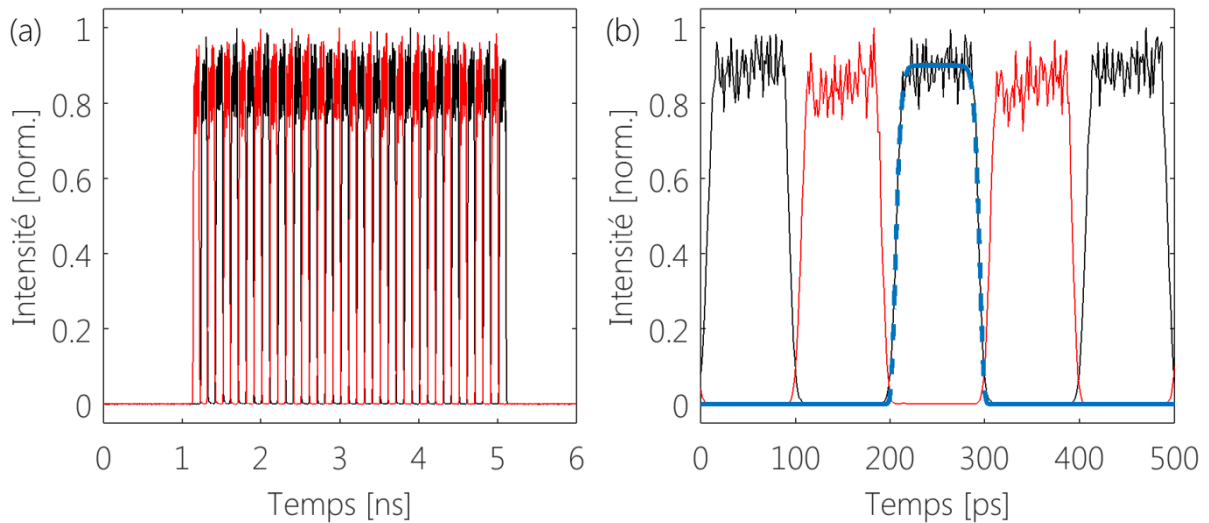


Figure III.8 : (a) Conditions initiales des deux axes de polarisation en entrée de fibre. Trains de 40 impulsions super-gaussiennes (20 impulsions pour chaque axe de propagation, (rouge) axe u, (noir) axe v) générées par le PPG à 10 Gbit/s en entrée de fibre. (b) Agrandissement de (a) sur 500 ps, (rouge) axe u, (noir) axe v, (bleu pointillé) fit hyper-gaussienne d'ordre 5.

Dans ces conditions il est possible de générer des impulsions avec des puissances crêtes P_C allant jusqu'à 2.5 W pour une puissance moyenne totale de 30 dBm. A cette puissance, le nombre de longueurs non-linéaire parcourue dans la fibre de 10 km est de 58 (Table III.1). Il est bon de noter que $P_C = (10/4)P$ avec P la puissance moyenne. En effet, toutes les impulsions ont quasiment la même puissance, c'est pourquoi une fois les 40 impulsions combinées, le système revient à injecter une onde 'continue' (de 4 ns et de période 10 ns) avec 2 polarisations orthogonales périodiques. En pratique, la puissance de chaque

impulsion va légèrement varier à cause de la modulation de phase, créant la gigue d'intensité présente sur les conditions initiales Figure III.8. L'analyse des résultats expérimentaux est basée sur la confrontation directe des profils d'intensité en sortie de fibre par rapport aux profils d'intensité initiaux des signaux injectés en entrée de fibre.

P [dBm]	P _c [W]	L _{NL} [km]	N _{NL} = L/L _{NL}	N = L _D /L _{NL}
18	0.16	2.75	9	3.6
21	0.31	1.38	18	7.2
24	0.63	0.70	36	14.3
27	1.25	0.35	72	28.5
30	2.50	0.17	147	59

Table III.1 : Calcul des rapports $N_{NL} = L/L_{NL}$ et $N = L_D/L_{NL}$ en fonction de la puissance moyenne totale d'injection P dans une fibre de L = 25 km. La longueur de dispersion $L_D = 10$ km dans le cas d'une super-gaussienne d'ordre 5 avec $t_0 = 14.5$ ps. La longueur non-linéaire $L_{NL} = 1/\gamma P_c$.

Pour une meilleure lisibilité des résultats, chaque 'état' considéré se verra attribuer un nom spécifique. Ainsi, les deux axes u et v de polarisations orthogonales injectés en entrée de fibre et correspondant aux conditions initiales seront nommés axe Uin et axe Vin respectivement. Le PBS placé en sortie de fibre nous permet de visualiser un axe (u ou v) indépendamment de l'autre, ainsi on appelle :

U, l'axe associé à Uin en sortie de fibre, s'étant propagé seul (2^e axe éteint (V)).

V, l'axe associé à Vin en sortie de fibre, s'étant propagé seul (2^e axe éteint (U)).

UV, l'axe associé à Uin en sortie de fibre, s'étant propagé avec le 2^e axe (V).

VU, l'axe associé à Vin en sortie de fibre, s'étant propagé avec le 2^e axe (U).

De cette manière il sera possible d'observer la génération des PDWs sur les axes UV et VU. L'idée étant bien-entendu de mettre en évidence la dégradation du signal lorsque celui-ci se propage seul (axe U ou V) et la conservation des domaines de polarisation sur chaque axe en présence du deuxième axe (axe UV ou VU), c'est-à-dire lors de la génération de PDWs. Le terme « axe » est ici préféré aux termes « mode de polarisation » car il est plus instinctif de visualiser un axe dans la fibre plutôt qu'un mode de propagation. Cependant il ne faut pas oublier que la polarisation en sortie de fibre ne sera pas la même qu'en entrée, ce qui indique que les polarisations des deux modes auront tournées au cours de leur propagation. Le paramètre important reste dans ce cas la conservation de l'orthogonalité entre les deux modes de polarisation.

III.3.3] Résultats expérimentaux

III.3.3.1) Conservation des profils d'intensité

La Figure III.9(a, b) présente l'évolution des profils d'intensité en sortie de la fibre de 25 km en fonction de la puissance moyenne d'injection pour les axes U, UV.

L'amplificateur utilisé en entrée de fibre a un faible niveau de bruit, ce qui a pour avantage de ne pas déformer les séquences d'impulsions générées par le PPG en entrée de fibre, et ce même à 30 dBm. Dans des conditions expérimentales idéales, on s'attendrait alors à conserver à l'identique les profils d'intensité initiaux en sortie de fibre grâce à la génération des PDWs.

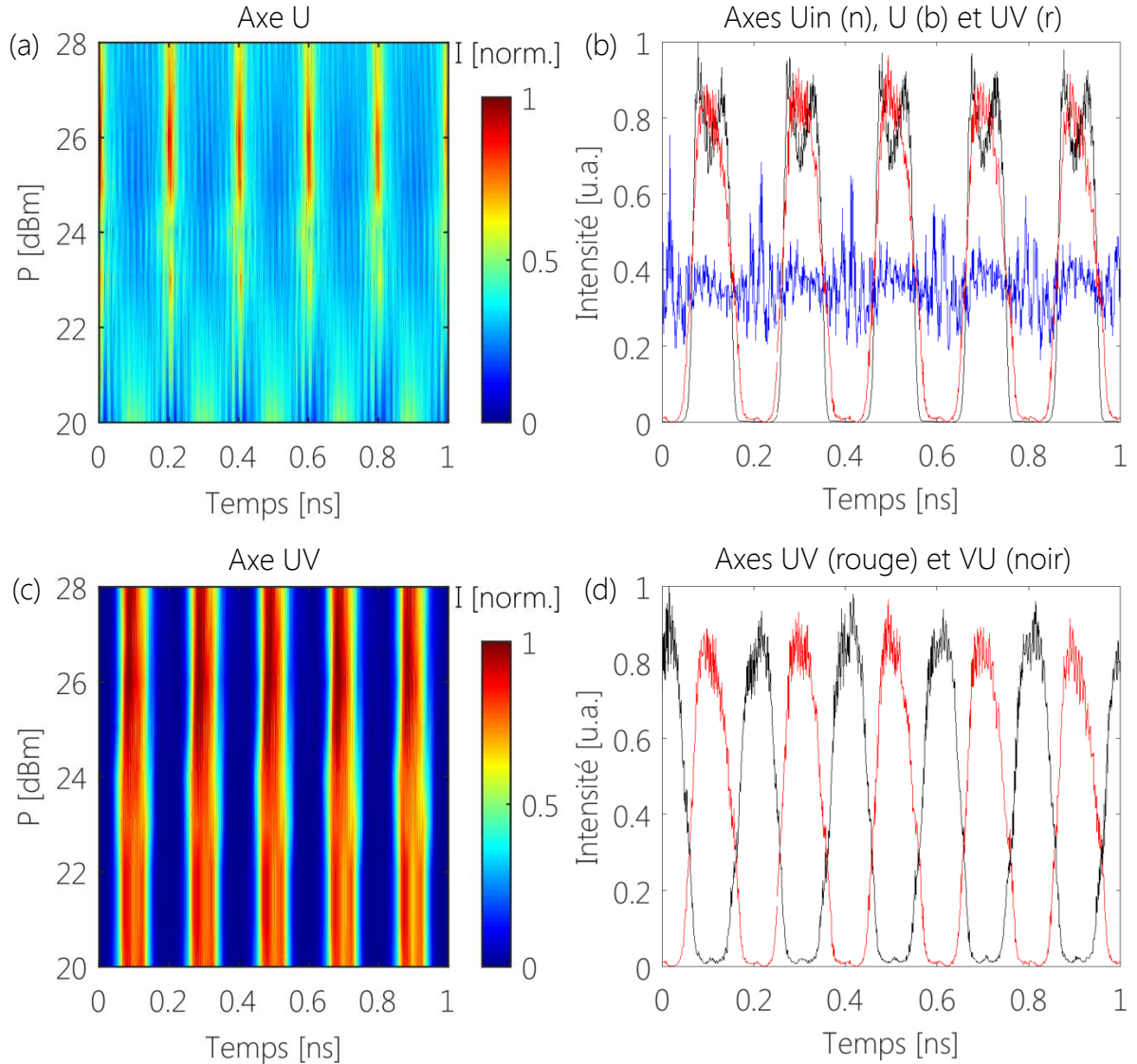


Figure III.9 : Evolution des profils d'intensité en fonction de la puissance d'injection P des axes (a) U, et (c) UV dans la fibre TW-SRS de 25 km. (b) Superposition des axes Uin (noir), UV (rouge) à $P = 24$ dBm et U (bleu) à $P = 21$ dBm. (d) Superposition des axes UV (rouge) et VU (noir) à $P = 24$ dBm à la sortie de la fibre.

Lorsque seul l'axe U se propage (Figure III.9(a)), l'impact des effets dispersifs et non-linéaires est mis en évidence. En effet, on peut observer que le signal a subi une forte distorsion et que l'information binaire est dorénavant perdue, quel que soit la puissance moyenne d'injection. La longueur de la fibre étant finie, on augmente la puissance P en entrée de fibre pour augmenter les effets non-linéaires et ainsi dégrader davantage le train d'impulsions. La Figure III.9(b) représente une superposition des profils d'intensité des axes Uin (noir) et U (bleu) à 21 dBm et après 25 km.

Lorsque l’axe UV se propage (deuxième axe V ajouté à U, seul U est représenté), le profil d’intensité des signaux est conservé à la sortie de la fibre de 25 km. On peut effectivement constater Figure III.9(c) que les fronts montants et descendants sont maintenus et permettent de conserver l’information binaire contenue dans le signal U, même si la puissance moyenne d’injection varie entre 20 et 28 dBm. Ce résultat est d’autant plus marquant sur la Figure III.9(b) où l’on peut clairement observer que les profils d’intensité des axes U_{in} (noir) et UV (rouge) à P = 24 dBm correspondent. En effet, l’axe UV n’a subi qu’une très légère distorsion sur ses fronts connexes. L’axe U est représenté avec 3 dB de moins que l’axe UV car les puissances d’injection indiquées correspondent aux puissances moyennes du signal incident à l’amplificateur. Donc dans le cas de l’axe UV à 24 dBm, la puissance moyenne correspondante à chaque des deux axes U et V formant l’axe UV est de 21 dBm. La structure finale des axes UV et VU formant théoriquement nos PDWs est représentée Figure III.9(d).

Afin de quantifier la dégradation des axes U, V, UV et VU par rapport aux séquences d’impulsions des conditions initiales U_{in} et V_{in}, on calcule les coefficients d’intercorrélation C(P) pour chaque puissance moyenne d’injection. Par exemple, le coefficient d’intercorrélacion C_U(P) entre les axes U et U_{in} est exprimé comme :

$$C_U(P)=\frac{\int_{-\infty}^{\infty} U(P) U_{in}(P) dt}{\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} |U(P)|^2 dt \int_{-\infty}^{\infty} |U_{in}(P)|^2 dt}} \tag{III.11}$$

Les courbes d’intercorrélacion résultantes sont représentées Figure III.10. La dégradation complète des axes U et V sur 25 km avec l’augmentation de P est confirmée par un coefficient de corrélation autour de C(P) ≈ 0.5 lorsque P ≈ 24 dBm.

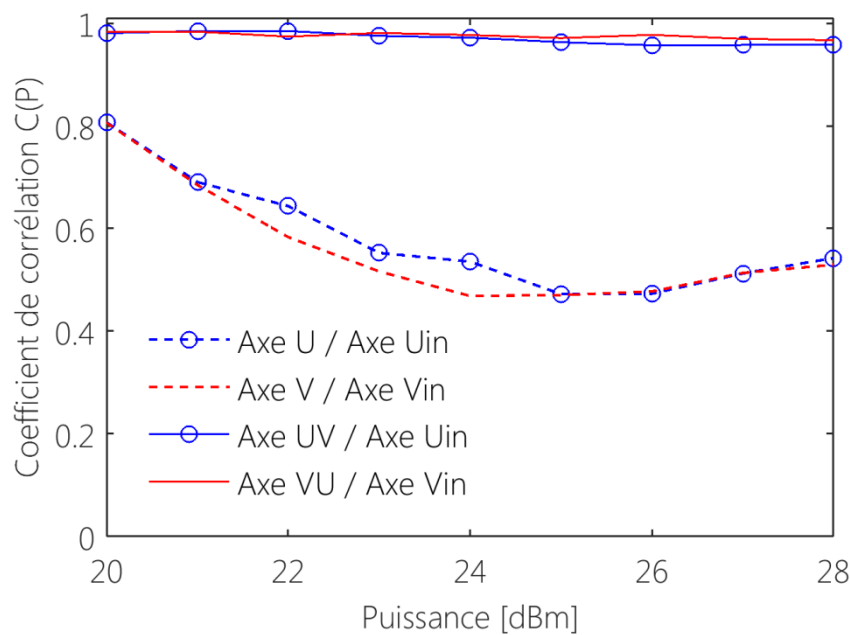


Figure III.10 : Courbes d’intercorrélacion entre les axes U, V, UV, VU et leurs conditions initiales respectives U_{in} et V_{in}.

Cette valeur est représentative d'un signal qui a perdu son motif périodique pour ressembler davantage à une onde continue à mi-hauteur de l'intensité initiale du signal. Ainsi les axes U et V sont complètement dégradés tandis que les axes UV et VU des PDWs restent localisés autour d'un $C(P) \approx 0.98$. Ce qui démontre la forte capacité de la structure à préserver les parois des impulsions tout au long de la fibre et ce quel que soit la puissance moyenne des axes, du moins entre 20 et 28 dBm.

III.3.3.2) Conservation du profil spectral

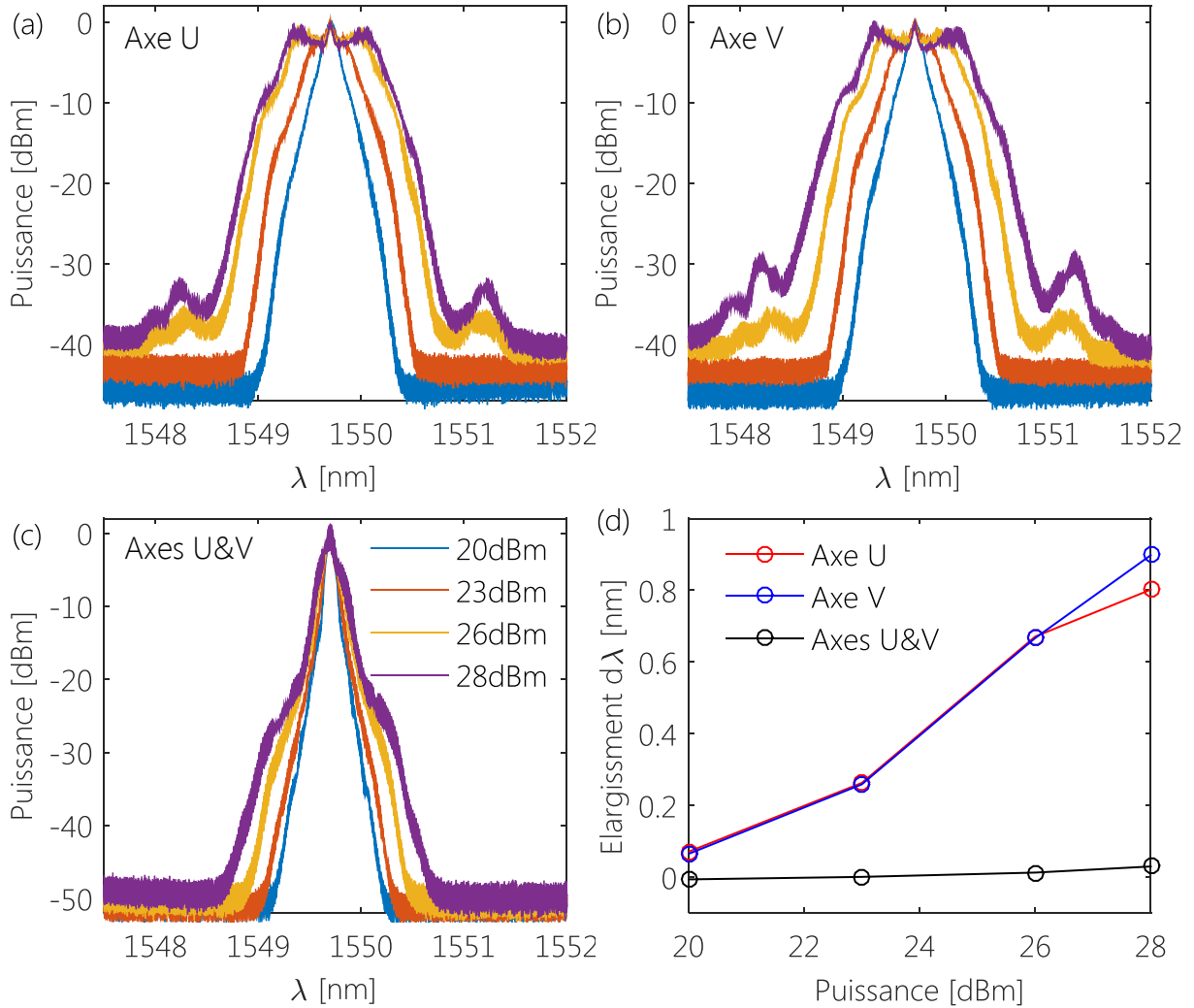


Figure III.11 : Spectres mesurés en fonction de la puissance d'injection (a) lorsque l'axe U se propage seul, (b) lorsque l'axe V se propage seul, et (c) lorsque les deux axes voyagent ensemble (configuration PDWs). (d) Elargissement spectral relevé à -3 dB pour chaque configuration en fonction du spectre mesurée à $P = 10$ dBm (ne figure pas sur la figure car confondu avec le spectre à 20 dBm).

Les spectres sont obtenus en plaçant un analyseur de spectre optique (OSA) directement en sortie de fibre. On peut constater sur la Figure III.11(a, b) que lorsqu'un seul axe de polarisation est injecté dans la fibre (U ou V), le spectre s'élargit sous l'effet de l'auto-modulation de phase (SPM). Lorsque les deux axes U et V sont injectés ensemble dans la

fibre (UV et VU), le spectre global des deux axes reste quasiment inchangé (Figure III.11(c)). En effet, lorsqu'il y a génération de PDWs dans la fibre avec $P = 28$ dBm, le spectre des deux axes de polarisation s'élargissent de 30 pm seulement (Figure III.11(d)), tandis qu'il s'élargit de presque 1 nm lorsque les modes se propagent seuls. Ces résultats témoignent d'autant plus du caractère robuste des PDWs et de leur capacité à réduire les effets indésirables dans la fibre. Toutefois, ce caractère solitonique peut également tenir du fait que les phases instantanées des flancs adjacents des impulsions se compensent réduisant ainsi l'élargissement global du spectre des trains d'impulsions.

III.4] Codage des PDWs sur un signal RZ à 10 Gbit/s sur 50 km avec réamplification à 25 km.

Cette section propose d'étudier la conservation d'un signal Telecom à 10 Gbit/s dans 25 et 50 km avec une réamplification intermédiaire à 25 km. Il sera question ici de générer un signal où les impulsions ne sont plus périodiques mais codées. Et nous nous sommes dit que, quitte à transmettre un message précis, autant qu'il soit anecdotique, c'est pourquoi il a été décidé de générer sur l'axe U un code binaire (ASCII) de 5 octets représentant le nom du projet ERC : PETAL.

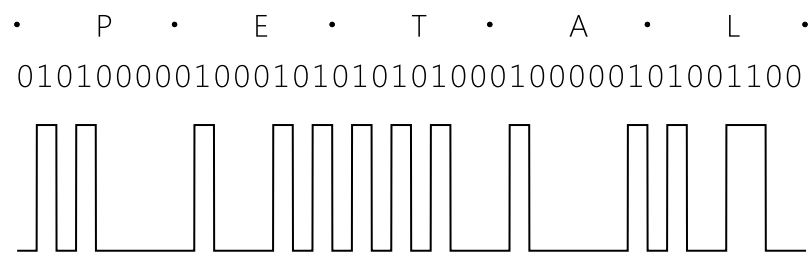


Figure III.12 : Code ASCII et représentation schématique du profil d'intensité correspondant au motif des impulsions à la sortie du PRBS.

Pour cela les impulsions sont générées dans un ordre précis illustré dans la Figure III.12. Il est à noter que chacune des impulsions du code devra être conservée par l'intermédiaire d'une paroi de domaines pour conserver l'information. C'est pourquoi une impulsion sera ajoutée au début de la séquence de l'axe Uin, ainsi qu'à la fin de celle sur l'axe Vin, de manière à ce que ces deux nouvelles impulsions permettent la formation des parois de domaines aux deux extrémités des trains d'impulsions. De plus ces deux impulsions auront une durée de 500 ps afin d'absorber les effets de dispersion pouvant altérer le code.

III.4.1] Montage expérimental

Pour cette étude, le montage expérimental doit être légèrement différent que le précédent. En effet dans le premier montage nous n'avions pas d'autre choix que de générer des impulsions périodiques de type '01010101' car nous utilisions qu'une seul

modulateur d'intensité. Maintenant il est question de créer des trains d'impulsions complémentaires peu importe le temps qui sépare deux impulsions successives. Le montage expérimental qui permet la génération du code PETAL est représenté Figure III.13. Après avoir été modulée en phase à une fréquence de 148-MHz, la diode TLS polarisée est ensuite divisée en deux par un coupleur 50/50 à maintien de polarisation. Le signal continu sur chaque branche du coupleur est ensuite modulé en intensité par un modulateur de type Mach-Zender. Les deux modulateurs d'intensité sont pilotés par deux PPG cadencés à 10 Gbit/s via l'horloge à 10 GHz. Les deux signaux modulés, correspondant à nos conditions initiales U_{in} et V_{in} , sont recombinaés à travers le waveshaper qui ici joue le rôle de PBS/filtre optique. En effet, les deux axes de sortie du waveshaper deviennent les deux axes d'entrée et sont polarisés linéairement et orthogonalement l'un par rapport à l'autre. Ainsi les deux signaux sortent du waveshaper avec deux polarisations orthogonales. La puissance sur chaque axe est ajustée sur les axes du waveshaper avec les deux contrôleurs de polarisation CP_1 et CP_2 . Le waveshaper filtre les signaux à $f = 193.4$ THz ($\Delta f = 0.1$ THz) et permet de régler le retard optique entre les deux axes U_{in} et V_{in} .

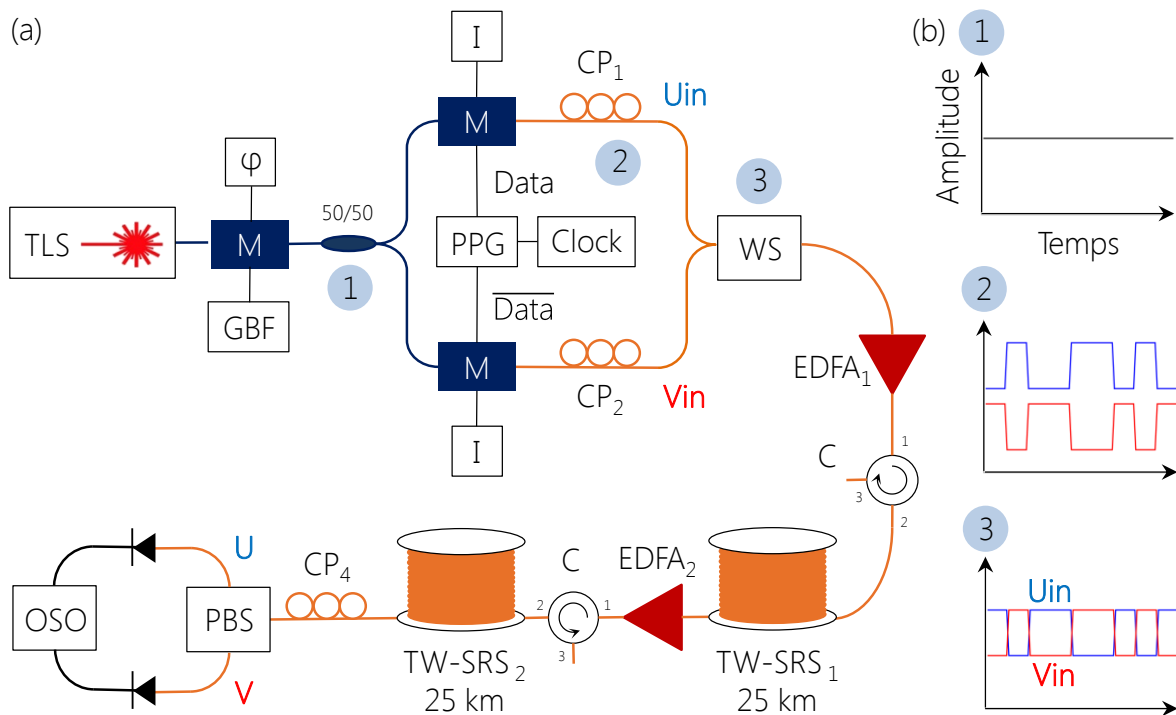


Figure III.13 : (a) Montage expérimental pour les trains d'impulsions non périodiques à 10 Gbit/s. (b) Illustrations des profils d'intensité temporels des signaux générés avant injection dans la fibre.

De même que pour le montage précédent, le signal en sortie du waveshaper est amplifié via un amplificateur 30 dBm (EDFA₁) et injecté dans la première fibre de 25 km (OFS TW-SRS). Un circulateur optique haute-puissance (C) protège le système de la rétrodiffusion Brillouin. A la sortie de la première fibre, un deuxième amplificateur 30 dBm (EDFA₂) vient redonner de l'énergie au signal, et celui-ci est réinjecté dans une deuxième fibre de 25 km identique à la première. Les polarisations des deux axes U et V en sortie de fibre sont

analysés après projection sur un PBS par deux photodiodes de 50-GHz de bande passante. La projection sur les axes du PBS est assurée par un contrôleur de polarisation CP₄ placé devant le PBS.

III.4.2] Conditions initiales

Les deux trains d'impulsions illustrés Figure III.14 consistent en une séquence de 128 bits : 18 bits à '1' (13 + 5 pour l'impulsion de 500 ps) pour l'axe U_{in} et 27 bits à '1' pour l'axe V_{in} (22 + 5 pour l'impulsion de 500 ps). La séquence de bits utiles au code ASCII (45 bits) est ainsi encapsulée dans une séquence de 128 bits, le rapport cyclique est de 3 et nous permet de pouvoir augmenter la puissance du signal tout en restant en dessous du seuil Brillouin.

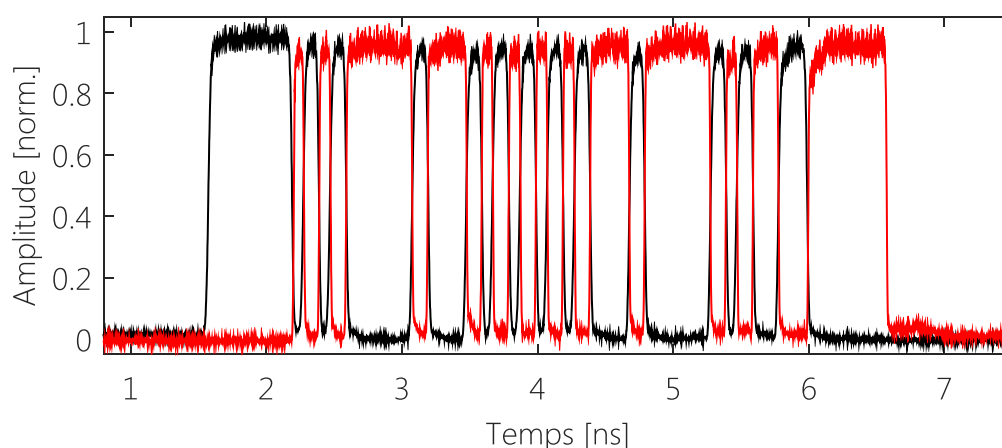


Figure III.14 : Conditions initiales des deux axes de polarisation en entrée de fibre. (Noir) Axe U_{in}, (Rouge) Axe V_{in}.

III.4.3] Résultats expérimentaux

III.4.3.1) Résultats après 25 km de propagation

Les profils d'intensité du signal sont tout d'abord enregistrés à la sortie de la première bobine de 25 km (Figure III.15). Comme pour les cas précédents, lorsqu'un seul axe se propage, il subit une forte dégradation à la sortie de la fibre et l'information binaire est complètement perdue comme le montre l'exemple de l'axe U (bleu) à P = 21 dBm de la Figure III.15(b). Lorsque l'axe complémentaire V est injecté, l'information est retrouvée, comme illustré par l'axe UV (rouge) Figure III.15(c). En effet, on constate clairement qu'après 25 km, les bits n'ont subi qu'une légère détérioration au niveau des '1', néanmoins les parois sont conservées. On retrouve ici les mêmes résultats semblables à ceux de la partie III.3.3.1.

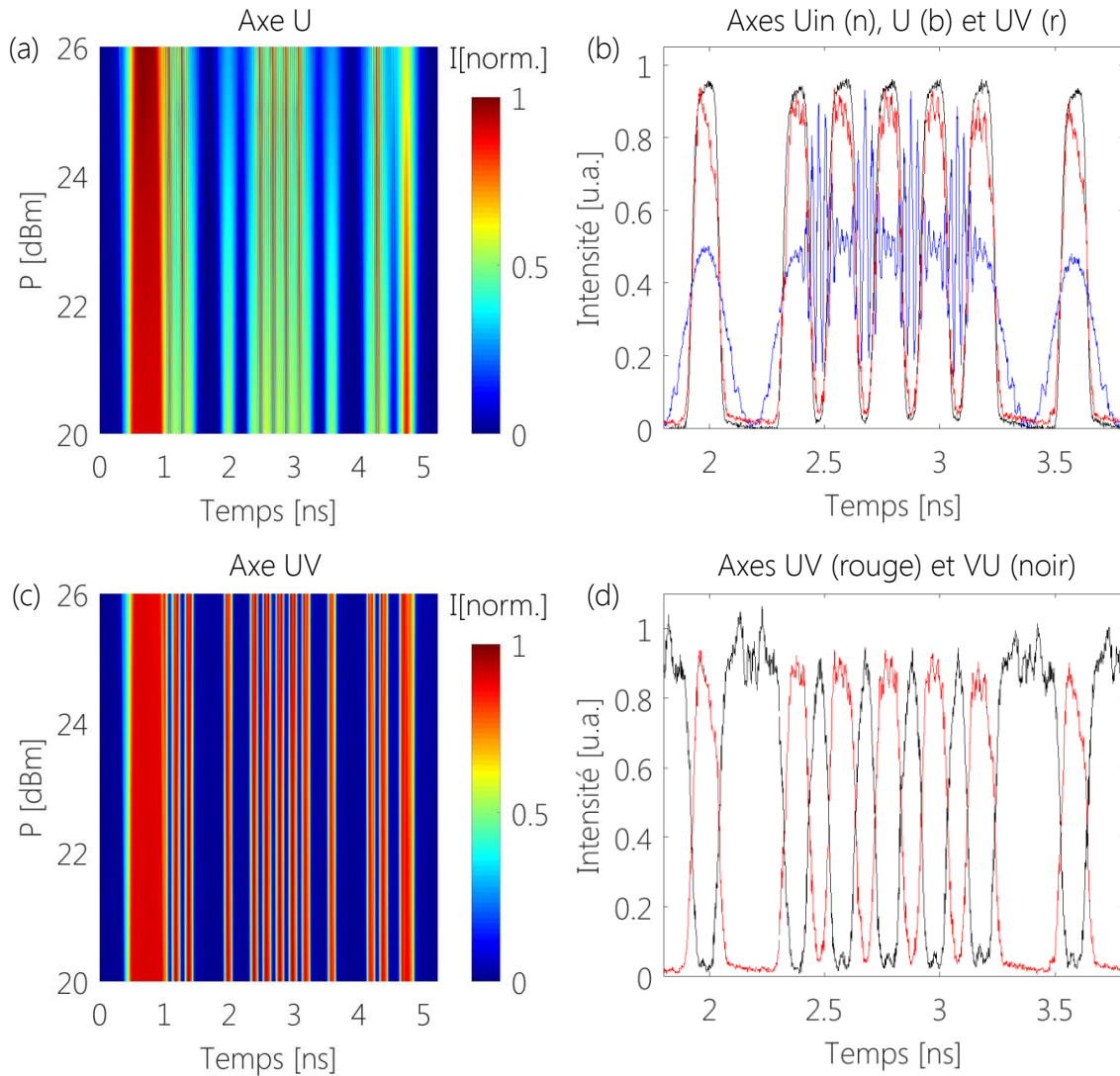


Figure III.15 : Evolution des profils d'intensité en fonction de la puissance d'injection P des axes (a) U, et (c) UV dans la première fibre TW-SRS de 25 km. (b) Superposition des axes Uin (noir), UV (rouge) à $P = 24$ dBm et U (bleu) à $P = 21$ dBm. (d) Superposition des axes UV (rouge) et VU (noir) à $P = 24$ dBm à la sortie de la fibre.

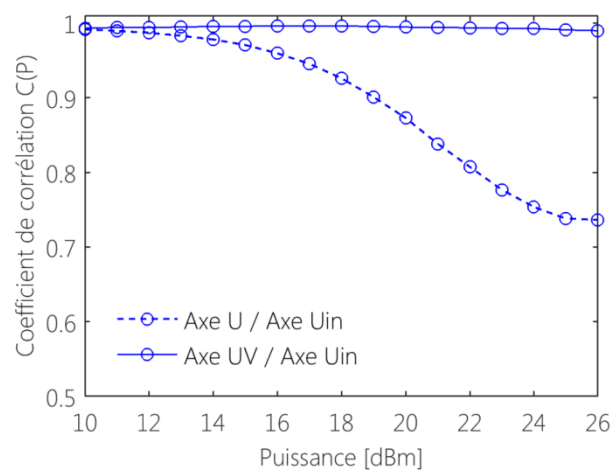


Figure III.16 : Courbes d'intercorrélation entre les axes U, V, UV, VU et leurs conditions initiales respectives Uin et Vin après 25 km de propagation.

La conservation de la structure binaire des impulsions est confirmée par les courbes d'intercorrrelation de la Figure III.16. A la sortie de la fibre de 25 km, l'axe UV conserve une corrélation entre 0.95 et 0.99 avec l'axe Uin, tandis que l'axe détérioré U n'a une corrélation que de 0.7 à 26 dBm.

III.4.3.2) Résultats après 50 km

Le signal résultant des 25 premiers kilomètres est ensuite réamplifié avant d'être injecté dans une deuxième bobine de 25 km. Les résultats sont affichés Figure III.17. On constate que l'information binaire est toujours conservée, même s'il est possible d'observer une plus grande dégradation que pour les précédents résultats.

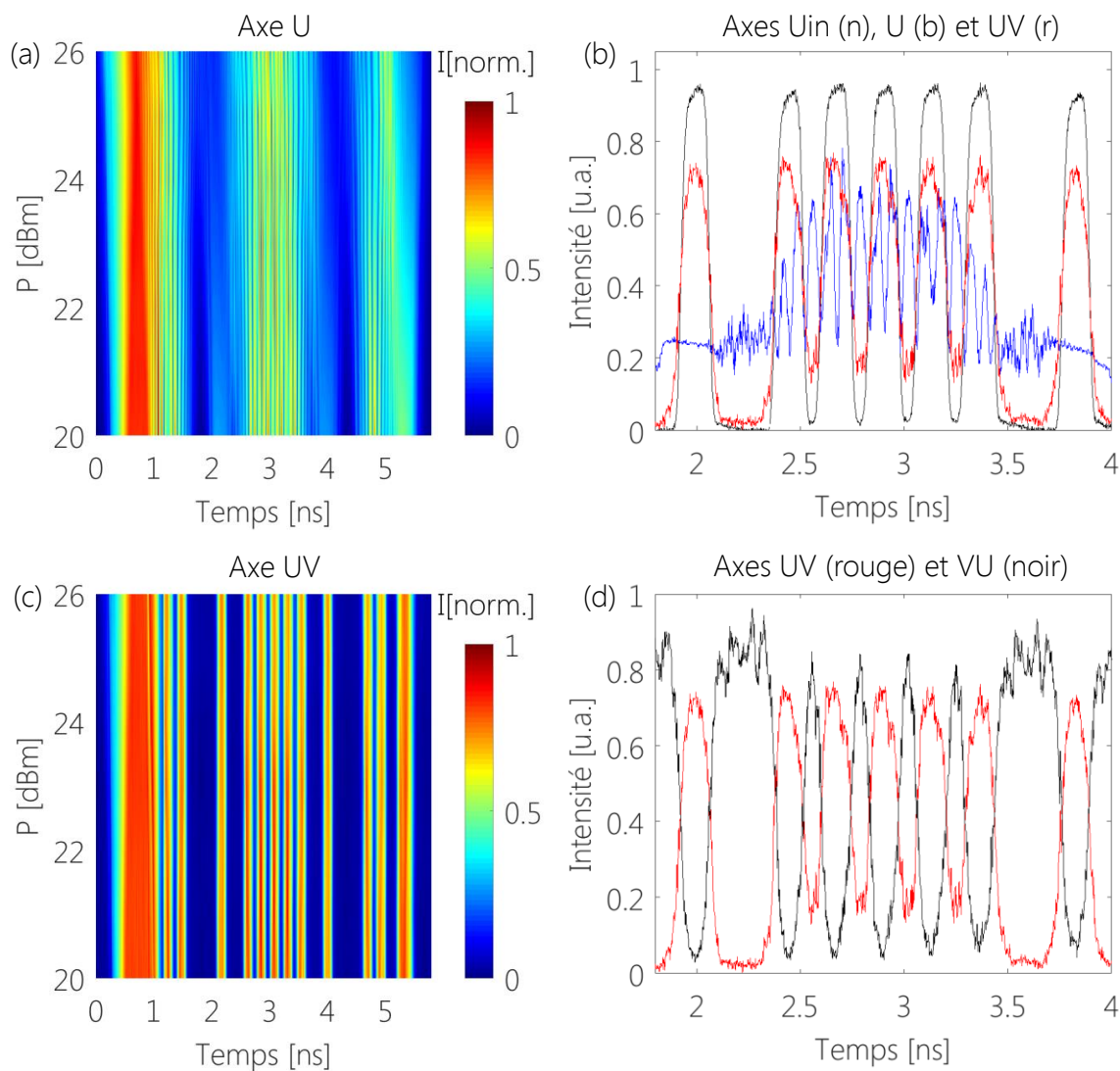


Figure III.17 : Propagation sur 50 km avec réamplification à 25 km. Evolution des profils d'intensité en fonction de la puissance d'injection P des axes (a) U, et (c) UV à la sortie de la deuxième fibre TW-SRS de 25 km. (b) Superposition des axes Uin (noir), UV (rouge) à P = 24 dBm et U (bleu) à P = 21 dBm. (d) Superposition des axes UV (rouge) et VU (noir) à P = 24 dBm à la sortie de la fibre.

En effet, le niveau des zéros a augmenté, et celui des '1' a diminué, les domaines sont ainsi moins efficaces que pour le premier palier de 25 km. Néanmoins la structure binaire est toujours bien identifiable.

La figure III.17 illustre l'évolution des coefficients d'intercorrélation entre les axes U et UV, et la condition initiale U_{in} après 50 km. On constate que malgré la légère déformation citée précédemment, la corrélation des signaux U avec la séquence initiale reste localisée autour de 0.98.

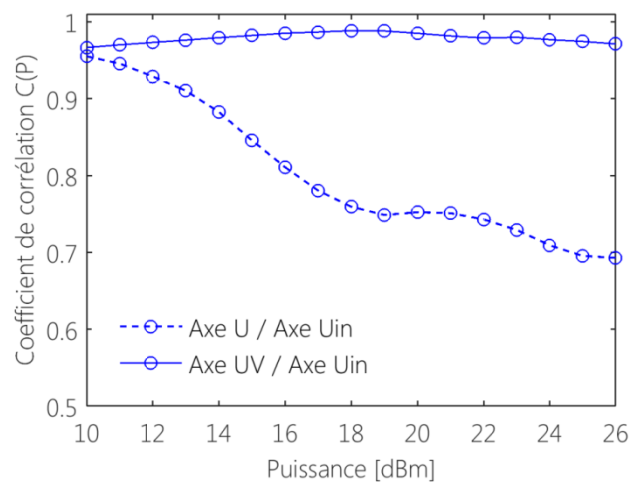


Figure III.18 : Courbes d'intercorrélation entre les axes U, V, UV, VU et leurs conditions initiales respectives U_{in} et V_{in} après 50 km de propagation.

III.5] Conclusion

Il a été question dans ce chapitre de réaliser la première démonstration expérimentale de l'existence des parois de domaines de polarisation (PDWs) dans une fibre à très faible biréfringence aléatoire (Telecom) de type spun dans le régime de dispersion normale. Ce phénomène non-linéaire des modes couplés de polarisation a été anticipé dans les années 90 cependant les techniques de fabrication des fibres optiques de l'époque ne permettaient pas d'avoir une très faible biréfringence essentielle à la génération des PDWs. Etant le cas aujourd'hui nous nous sommes proposé de vérifier ces théories et de faire ressortir le potentiel technologique de ce système pour les applications télécoms.

Dans nos expériences, les PDWs ne sont pas générés au cours de la propagation mais au début de la fibre afin d'éviter toute distorsion des signaux avant transmission. Ils consistent en la combinaison de deux signaux, polarisés orthogonalement et d'intensités complémentaires, formés par des trains d'impulsions super-gaussiennes d'ordre 5 avec des temps de montée d'environ 15 ps. Nous avons pu constater qu'au cours de leur propagation, la structure formée par les deux axes tend à se conserver, les parois des impulsions restent soudées entre elles, au cours de la propagation.

De ce fait, nous avons réussi à transmettre un signal optique codé à 10 Gbit/s sur 50 km. Dans le cas présent, seul un des deux axes détient l'information à transmettre (axe U). Le

deuxième axe (V) n'est utilisé que pour permettre une transmission sans distorsion du signal sur l'axe U.

Les parois de domaines de polarisation peuvent ainsi être d'un grand intérêt pour les systèmes de transmission longues distances. Mieux contrôlés, ils permettraient de limiter le nombre de répéteurs nécessaires au sein d'une ligne de transmission longue distance.

III.6] Discussion

Les questions qui persistent autour des parois de domaines de polarisation restent encore nombreuses. Utilisé conventionnellement pour l'étude des fibres à faible biréfringence aléatoire, le modèle de Manakov est incapable de prédire l'existence des PDWs. Par conséquent, cela peut signifier deux choses : soit que l'enroulement de la fibre provoque un couplage des modes orthogonaux de polarisation de telle sorte que $C_{\text{XPM}} > 1$, ce qui pour le moment n'a jamais été étudié théoriquement ; soit que le modèle théorique doit prendre en compte non plus une biréfringence aléatoire, mais une biréfringence périodique précise. C'est ce que prend en compte le modèle théorique d'Haelterman et al. à travers les paramètres de biréfringence linéaire δU et circulaire θU . Néanmoins, ce modèle aurait besoin d'être confirmé par des études expérimentales plus avancées. Les paramètres δU et θU restent délicats à estimer dans notre cas. En effet nous possédons très peu d'informations concernant les techniques de spinning utilisées par les industriels pour réaliser les fibres spun du laboratoire. Entre autre, les longueurs de cohérence, longueurs de battement, et fréquence de torsion, restent inconnues et très difficiles à estimer expérimentalement. D'après la Table III.1, le rapport N entre les longueurs dispersive et non-linéaire peut varier entre 3.6 et 59 (variation de la puissance d'injection entre 18 et 30 dBm). Il ne semble alors pas présenter de grosse restriction quant à l'équilibre entre la dispersion et la non-linéarité dans la fibre, même si celui-ci est connu pour être à la base des comportements solitoniques dans les fibres optiques.

Alternativement, des expériences sont en cours pour déterminer le rôle et l'impact de l'instabilité modulationnelle de polarisation (PMI) dans nos fibres spun. En effet, la PMI est à la base des PDWs cependant il est difficile d'observer une trace de la XPM sur les spectres de la partie I.3.3.2 lorsqu'un seul mode de polarisation se propage dans la fibre. Une démonstration que C_{XPM} serait bel et bien supérieur à 1 dans cette situation permettrait d'expliquer les résultats expérimentaux et serait une preuve valide que le modèle de Manakov ne marche plus pour les nouvelles fibres optiques télécom de type spun.

Conclusion

Les travaux de thèse présentés dans ce mémoire portent sur deux techniques tout-optiques qui fonctionnalisent la polarisation dans les systèmes fibrés et qui permettent de limiter la distorsion d'un signal codé au cours de sa propagation dans la fibre optique.

La première technique développée dans le chapitre I est l'attraction de polarisation qui permet d'imposer au signal à transmettre un état fixe de polarisation à la sortie de la fibre. Pour cela le signal se propage dans la fibre avec sa réplique contrapropagative générée à la sortie de la fibre par une boucle de réinjection amplifiée. Le dispositif qui permet le contrôle de cette interaction a été baptisé « Omnipolariseur » et est à la base de mes premiers travaux de thèse présentés dans le chapitre II. L'attraction de polarisation repose sur une bistabilité optique de polarisation qui peut être contrôlée en ajustant le rapport p de la puissance de l'onde contrapropagative sur celle de l'onde signal à la sortie de la fibre. Trois dynamiques de polarisation ont pu être déterminées.

Lorsque $0.8 < p < 1.2$, le système présente deux états stationnaires de polarisation orthogonaux. Suivant l'ellipticité initiale de la polarisation, le signal de sortie présente soit une polarisation circulaire gauche soit une polarisation circulaire droite à la sortie de la fibre. Ainsi en ajustant méthodiquement l'ellipticité de la polarisation du signal en entrée de la fibre, il nous est possible de prévoir avec certitude l'état de polarisation à la sortie de la fibre. J'ai par la suite mis au point un dispositif capable de permuter la polarisation du signal entre les deux états orthogonaux du système permettant à l'Omnipolariseur d'opérer comme un séparateur de faisceaux polarisés (PBS). Cette propriété m'a été utile pour réaliser une mémoire à bascule et un routeur de polarisation tout-optique développés dans le chapitre II.

Lorsque $p > 1$, le système présente un unique état stationnaire vers lequel converge la polarisation du signal à la sortie de la fibre, indépendamment de sa condition initiale. Par conséquent, le système constitue un polariseur idéal sans perte dépendante de la polarisation et compatible avec des signaux de type OOK RZ à 40 Gbit/s.

Lorsque $p \gg 1$, le système n'a plus d'état stationnaire stable et la polarisation évolue de manière chaotique sur la sphère de Poincaré. La vitesse des fluctuations de polarisation est proportionnelle à p . J'ai ainsi pu réaliser un brouilleur chaotique de polarisation ajustable jusqu'à 500 krad/s sur un signal codé à 10 Gbit/s. J'ai également montré que ce mode de fonctionnement est compatible pour les systèmes WDM. Une vitesse de brouillage autour de 100 krad/s peut être atteinte lorsque le signal d'entrée est constitué de 5 canaux WDM répartis sur la bande C entre 1540 et 1546 nm.

La dernière partie du chapitre II concilie attraction et dépolarisation dans une même expérience pour réaliser des opérations de copie ou de dissimulation d'un signal codé à 10 Gbit/s. Il s'agit ici de réaliser une amplification paramétrique avec un gain maximal (copie) ou minimal (dissimulation) afin de transmettre ou non les propriétés du signal à

l'idler à la sortie de la fibre. Après attraction de polarisation, la polarisation du signal peut être permutée entre deux états orthogonaux, si la polarisation de la pompe est réglée de manière à correspondre à l'un de ces deux états, il est possible de commuter le gain de l'amplification paramétrique entre ses deux valeurs extrêmes. La génération de l'idler est alors soit maximale (opération de copie du signal), soit minimale (opération de dissimulation des informations du signal).

Il a ainsi été question dans les deux premiers chapitres de démontrer le potentiel technologique que peut offrir l'attraction de polarisation dans les fibres optiques.

La deuxième technique développée dans le chapitre III est la génération des parois de domaines de polarisation qui vise à annuler les effets linéaires et non-linéaires dégradant les profils d'intensité et spectral d'un signal codé au cours de sa propagation dans une fibre optique. Ce phénomène provient du couplage non-linéaire entre les deux modes de polarisation orthogonaux d'une lumière qui se propage dans un milieu Kerr en régime normal de dispersion, et provoque une modulation en opposition de phase des deux modes le long de la fibre. Il est possible de verrouiller deux trains d'impulsions optiques d'intensité complémentaire de sorte à ce que les impulsions ne subissent plus les effets de distorsion intervenant au sein de la fibre afin de conserver l'information à transmettre. En général, le modèle de Manakov est utilisé pour les fibres télécom à biréfringence aléatoire, cependant il ne permet pas dans notre cas d'expliquer ce phénomène. Les fibres utilisées au laboratoire sont de type spun et présentent une rotation artificielle de la biréfringence qui autorise la génération des parois de domaines de polarisation. Nous avons démontré qu'une simple augmentation du coefficient XPM à 1.1 suffit à générer des parois de domaines. Il s'agira ainsi dans les prochaines études numériques et expérimentales de déterminer si cette augmentation du coefficient XPM est physiquement justifiable ou si le modèle de Manakov doit subir une mise à jour pour les nouvelles fibres optiques spun. De plus, des travaux en cours tentent de vérifier expérimentalement si l'instabilité modulationnelle est bel et bien à l'origine des parois de domaines de polarisation dans ce type de fibre.

En conclusion de ces travaux de recherche, de nombreuses perspectives sont envisageables. Par exemple, l'application de l'attraction de polarisation dans une fibre très fortement non-linéaire de type microstructurée permettrait de réduire considérablement la longueur de la fibre optique ainsi que les puissances des deux ondes contrapropagatives. En attendant que ce type de fibre puisse être facilement installé dans des systèmes de communication fibrés, des expériences préliminaires d'attraction de polarisation peuvent d'ores et déjà être réalisées au laboratoire en air libre avec des fibres microstructurées en verre de Chalcogénure et Tellurite fabriquées au laboratoire.

Parallèlement, des études numériques récemment réalisées par l'équipe démontrent la possibilité d'étendre le phénomène d'attraction aux modes de propagation spatiaux dans une fibre multimode [156]. Il serait ainsi possible à terme de réaliser des applications basées sur des phénomènes d'auto-organisation dans les fibres multimodes, qui pourront être utiles pour la future génération de systèmes de communication basés sur le multiplexage spatial des signaux. Il serait alors intéressant de réaliser des expériences préliminaires pour vérifier ces prédictions numériques.

Publications

Articles dans des revues internationales à comité de lecture

- M. Guasoni, P. Morin, P.-Y. Bony, S. Wabnitz, et J. Fatome, « Self-induced polarization tracking , tunneling effect and modal attraction in optical fiber », *JOLT (accepted, publication in progress)*.
- M. Guasoni, P.-Y. Bony, M. Gilles, A. Picozzi, et J. Fatome, « All-optical signal processing based on self-induced polarization control in optical fibers », *JLT (accepted, publication in progress)*.
- M. Guasoni, P.-Y. Bony, M. Gilles, A. Picozzi, et J. Fatome, « Fast and Chaotic Fiber-Based Nonlinear Polarization Scrambler », *JSTQE 2015 (accepted, publication in progress)*.
- P.-Y. Bony, M. Guasoni, P. Morin, D. Sugny, a. Picozzi, H. R. Jauslin, S. Pitois, et J. Fatome, « Temporal spying and concealing process in fibre-optic data transmission systems through polarization bypass », *Nat. Commun.*, vol. 5, p. 4678, 2014.
- P.-Y. Bony, M. Guasoni, E. Assémat, S. Pitois, D. Sugny, A. Picozzi, H. R. Jauslin, et J. Fatome, « Optical flip-flop memory and data packet switching operation based on polarization bistability in a telecommunication optical fiber », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 30, no 8, p. 2318 2325, 2013.

Articles de conférence

- P.-Y. Bony, M. Guasoni, S. Pitois, a. Picozzi, D. Sugny, H. R. Jauslin, G. Millot, S. Wabnitz, et J. Fatome, « All-Optical Polarization Control for Telecom Applications », *Ofc 2015*, p. 7-9, 2015.
- M. Guasoni, P.-Y. Bony, S. Pitois, D. Sugny, A. Picozzi, H. Jauslin, et J. Fatome, « Fast Polarization Scrambler Based on Chaotic Dynamics in Optical Fibers », *ECOC Cannes Conference Tu.1.4.5*, p. 5 7, 2014.
- M. Guasoni, P.-Y. Bony, D. Sugny, A. Picozzi, H. Jauslin, et J. Fatome, « All-fiber based chaotic polarization scrambler », *NonLinear Photonics*, 2014.
- M. Guasoni, P.-Y. Bony, S. Pitois, D. Sugny, A. Picozzi, H. Jauslin, S. Wabnitz, et J. Fatome, « Fast Polarization Scramblers Based on Forward and Backward Nonlinear Interactions in Optical Fibers », *IEEE ICTON Conference Th.B2.1*, 2014.
- P.-Y. Bony, P. Morin, M. Guasoni, S. Pitois, and J. Fatome, « All-optical polarization-based temporal cloaking », *CLEO Eur. Conf.*, p. 1, 2013.

Conférences

Conférences internationales à comité de lecture

- 04/2014 – SPIE – Bruxelles (Belgique) [oral]
- 06/2014 – NLO – Barcelone (Espagne) [oral]
- 09/2014 – ECOC – Cannes (France) [2 oraux]

Conférences nationales à comité de lecture

- 07/2013 – JNOG – Villetaneuse (France) [poster]
- 05/2013 – 12^e Journées des Ecoles Doctorales Carnot et Pasteur – Dijon (France) [oral]

Bibliographie

- [1] L. Cherbi et A. Bellil, « Spun Fibres for Compensation of PMD: Theory and Characterization », *www.intechopen.com*.
- [2] L. Palmieri, T. Geisler, et A. Galtarossa, « Effects of spin process on birefringence strength of single-mode fibers », *Opt. Express*, vol. 20, n° 1, p. 1, 2012.
- [3] V. Lecoecue; G. Lietaert, « Measuring Ultra-Low PMD with High Reliability », *JDSU*.
- [4] E. Collet, *Polarized Light in Fiber Optics*. 2003.
- [5] M. O'Sullivan et R. Hui, *Fiber Optic Measurement Techniques*. 2009.
- [6] W. Rong, « Contrôle de polarisation pour la compensation de la dispersion modale de polarisation dans les transmissions optiques », *Thèse Dr.*, 2006.
- [7] V. P. R. Magri, a. E. Al Toledo, J. a M. Souza, J. B. Carvalho, et M. M. Mosso, « Highly practical polarization tracking system », *SBMO/IEEE MTT-S Int. Microw. Optoelectron. Conf. Proc.*, p. 4-7, 2013.
- [8] J. E. Heebner, R. S. Bennink, R. W. Boyd, et R. a Fisher, « Conversion of unpolarized light to polarized light with greater than 50% efficiency by photorefractive two-beam coupling. », *Opt. Lett.*, vol. 25, n° 4, p. 257-259, 2000.
- [9] M. Boroditsky, M. Brodsky, N. J. Frigo, P. Magill, et H. Rosenfeldt, « Polarization dynamics in installed fiberoptic systems », *Conf. Proc. - Lasers Electro-Optics Soc. Annu. Meet.*, vol. 2005, p. 414-415, 2005.
- [10] R. Noe, H. Rodler, A. Ebberg, G. Gaukel, B. Noll, J. Wittmann, et F. Auracher, « Comparison of polarization handling methods in coherent optical systems », *J. Light. Technol.*, vol. 9, n° 10, p. 1353-1366, 1991.
- [11] G. Charlet, « Coherent detection associated with digital signal processing for fiber optics communication », *Elsevier*, vol. 9, n° 9-10, p. 1012-1030, 2008.
- [12] a. O. Lima, I. T. Lima, T. Adali, et C. R. Menyuk, « A novel polarization diversity receiver for PMD mitigation », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 14, n° 4, p. 465-467, 2002.
- [13] M. Nakazawa, *High Spectral Density Optical Communication Technologies*. 2010.
- [14] A. Zadok, E. Zilka, A. Eyal, L. Thévenaz, et M. Tur, « Vector analysis of stimulated Brillouin scattering amplification in standard single-mode fibers. », *Opt. Express*, vol. 16, n° 26, p. 21692-21707, 2008.
- [15] J. Fatome, S. Pitois, et G. Millot, « Experimental evidence of Brillouin-induced polarization wheeling in highly birefringent optical fibers. », *Opt. Express*, vol. 17, n° 15, p. 12612-12618, 2009.
- [16] Z. Shmilovitch, N. Primerov, A. Zadok, A. Eyal, S. Chin, L. Thevenaz, et M. Tur, « Dual-pump push-pull polarization control using stimulated Brillouin scattering », vol. 19, n° 27, p. 1515-1517, 2011.
- [17] A. Zadok, A. Eyal, M. Tur, et L. Thevenaz, « Polarization attributes of stimulated Brillouin scattering slow light in fiber », *SPIE*, vol. 7949, p. 79490A-79490A-13, févr. 2011.
- [18] L. Thévenaz, a. Zadok, A. Eyal, et M. Tur, « All-optical polarization control through brillouin amplification », *OFC/NFOEC 2008 - 2008 Conf. Opt. Fiber Commun. Fiber Opt. Eng. Conf.*, vol. 2, n° 1, p. 7-9, 2008.
- [19] N. J. Muga, M. F. S. Ferreira, et A. N. Pinto, « Broadband polarization pulling using Raman amplification », *Opt. Express*, vol. 19, n° 19, p. 18707, 2011.

- [20] S. Pitois, A. Sauter, et G. Millot, « Simultaneous achievement of polarization attraction and Raman amplification in isotropic optical fibers. », *Opt. Lett.*, vol. 29, n° 6, p. 599-601, 2004.
- [21] V. V Kozlov, J. Nuño, J. D. Ania-castañón, et S. Wabnitz, « Theoretical Study of Optical Fiber Raman Polarizers With Counterpropagating Beams », *IEEE J. Light. Technol.*, vol. 29, n° 3, p. 341-347, 2011.
- [22] F. Chiarello, L. Palmieri, M. Santagiustina, R. Gamatham, et A. Galtarossa, « Experimental characterization of the counter-propagating Raman polarization attraction. », *Opt. Express*, vol. 20, n° 23, p. 26050-5, 2012.
- [23] F. Chiarello, L. Ursini, L. Palmieri, et M. Santagiustina, « Polarization attraction in counterpropagating fiber Raman amplifiers », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 23, n° 20, p. 1457-1459, 2011.
- [24] M. Martinelli, M. Cirigliano, M. Ferrario, L. Marazzi, et P. Martelli, « Evidence of Raman-induced polarization pulling. », *Opt. Express*, vol. 17, n° 2, p. 947-955, 2009.
- [25] L. Ursini, M. Santagiustina, et L. Palmieri, « Raman nonlinear polarization pulling in the pump depleted regime in randomly birefringent fibers », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 23, n° 4, p. 254-256, 2011.
- [26] M. Ferrario, V. Gilardone, P. Martelli, L. Marazzi, et M. Martinelli, « Effective all-optical polarization control induced by raman nonlinear amplification », *Eur. Conf. Opt. Commun. ECOC*, vol. 1-2, p. 26-28, 2010.
- [27] J. F. L. Freitas, C. J. S. De Matos, M. B. C. Silva, et A. S. L. Gomes, « Impact of phase modulation and parametric gain on signal polarization in an anomalously dispersive optical fiber », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 24, n° 7, p. 1469-1474, 2007.
- [28] M. Guasoni et S. Wabnitz, « Nonlinear polarizers based on four-wave mixing in high-birefringence optical fibers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 29, n° 6, 2012.
- [29] B. Stiller, P. Morin, D. M. Nguyen, J. Fatome, S. Pitois, E. Lantz, H. Maillotte, C. R. Menyuk, et T. Sylvestre, « Demonstration of polarization pulling using a fiber-optic parametric amplifier. », *Opt. Express*, vol. 20, n° 24, p. 27248-53, 2012.
- [30] A. E. Kaplan, « Light-induced nonreciprocity and nonlinear eigenpolarizations », *Opt. Lett.*, vol. 8, n° 11, p. 560-562, 1983.
- [31] S. Wabnitz et B. Eggleton, *All-Optical Signal Processing, Data Communication and Storage Applications*. 2015.
- [32] S. Wabnitz et B. Daino, « Polarization domains and instabilities in nonlinear optical fibers », *Phys. Lett. A*, vol. 182, n° 2-3, p. 289-293, 1993.
- [33] S. Pitois, G. Millot, et S. Wabnitz, « Nonlinear polarization dynamics of counterpropagating waves in an isotropic optical fiber: theory and experiments », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 18, n° 4, p. 432, 2001.
- [34] A. Picozzi, « Entropy and degree of polarization for nonlinear optical waves. », *Opt. Lett.*, vol. 29, n° 14, p. 1653-1655, 2004.
- [35] S. Pitois, A. Picozzi, G. Millot, H. R. Jauslin, et M. Haelterman, « Polarization and modal attractors in conservative counterpropagating four-wave interaction », *Europhys. Lett.*, vol. 70, n° 1, p. 88-94, avr. 2005.
- [36] S. Pitois, J. Fatome, et G. Millot, « Experimental investigation of a polarization attractor at telecommunication wavelengths », *Eur. Conf. Opt. Commun. ECOC*, vol. 4, n° September, p. 73-74, 2008.
- [37] S. Lagrange, « Relaxation d'ondes optiques non-linéaires: thermalisation d'ondes incohérentes et attraction de polarisation », *Thèse Dr.*, 2007.
- [38] E. Assémat, S. Lagrange, A. Picozzi, H. R. Jauslin, et D. Sugny, « Complete nonlinear

- polarization control in an optical fiber system », vol. 35, n° 12, p. 2025-2027, 2010.
- [39] E. Assémat, A. Picozzi, H. Jauslin, et D. Sugny, « Hamiltonian tools for the analysis of optical polarization control », vol. 29, n° 4, p. 559-571, 2012.
 - [40] P. Kockaert, M. Haelterman, S. Pitois, et G. Millot, « Isotropic polarization modulational instability and domain walls in spun fibers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, n° 1999, p. 2873, 1999.
 - [41] S. V. Manakov, « On the theory of two-dimensional stationary self-focusing of electromagnetic waves », *Sov. Phys. -JETP*, vol. 38, n° 2, p. 248-253, 1974.
 - [42] V. V. Kozlov, J. Nuño, et S. Wabnitz, « Theory of lossless polarization attraction in telecommunication fibers: erratum », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 29, n° 1, p. 153, 2012.
 - [43] J. Fatome, S. Pitois, P. Morin, E. Assémat, D. Sugny, a Picozzi, H. R. Jauslin, G. Millot, V. V Kozlov, et S. Wabnitz, « A universal optical all-fiber Omnipolarizer. », *Sci. Rep.*, vol. 2, p. 938, 2012.
 - [44] P. Morin, « Nouveaux systèmes de contrôle de la polarisation de la lumière par effets non linéaires dans les fibres optiques », *Thèse Dr.*, 2013.
 - [45] S. Pitois, J. Fatome, et G. Millot, « Polarization attraction using counter-propagating waves in optical fiber at telecommunication wavelengths. », *Opt. Express*, vol. 16, n° 9, p. 6646-6651, 2008.
 - [46] J. Fatome, S. Pitois, P. Morin, et G. Millot, « Observation of light-by-light polarization control and stabilization in optical fibre for telecommunication applications. », *Opt. Express*, vol. 18, n° 15, p. 15311-15317, 2010.
 - [47] V. V. Kozlov, J. Fatome, P. Morin, S. Pitois, G. Millot, et S. Wabnitz, « Nonlinear repolarization dynamics in optical fibers: transient polarization attraction », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 28, n° 8, p. 1782, 2011.
 - [48] J. Fatome, P. Morin, et G. Millot, « Light-by-Light Polarization Control of 10-Gb / s RZ and NRZ Telecommunication Signals », vol. 18, n° 2, p. 621-628, 2012.
 - [49] M. Guasoni, E. Assémat, P. Morin, A. Picozzi, J. Fatome, S. Pitois, H. R. Jauslin, G. Millot, et D. Sugny, « Line of polarization attraction in highly birefringent optical fibers », vol. 31, n° 3, p. 572-580, 2014.
 - [50] D. Sugny, a Picozzi, S. Lagrange, et H. R. Jauslin, « Role of singular tori in the dynamics of spatiotemporal nonlinear wave systems », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 103, n° 3, p. 034102, juill. 2009.
 - [51] K. Turitsyn et S. Wabnitz, « Stability analysis of polarization attraction in optical fibers », *Opt. Commun.*, vol. 307, p. 62-66, 2013.
 - [52] E. Assémat, « Sur le rôle des singularités Hamiltoniennes dans les systèmes contrôlés : applications en mécanique quantique et en optique non-linéaire », *Thèse Dr.*, 2012.
 - [53] P. V. Mamyshev, « All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect », *Opt. Commun. IEEE*, vol. 1, p. 475-476, 1998.
 - [54] P. P. Baveja, D. N. Maywar, et G. P. Agrawal, « Optimization of all-optical 2R regenerators operating at 40 Gb/s: Role of dispersion », *J. Light. Technol.*, vol. 27, n° 17, p. 3831-3836, 2009.
 - [55] P. Morin, J. Fatome, C. Finot, S. Pitois, R. Claveau, et G. Millot, « All-optical nonlinear processing of both polarization state and intensity profile for 40 Gbit/s regeneration applications », *Opt. Express*, vol. 19, n° 18, p. 17158, 2011.
 - [56] J. Fatome, S. Pitois, P. Morin, E. Assémat, D. Sugny, a Picozzi, H. R. Jauslin, G. Millot, V. V Kozlov, et S. Wabnitz, « A universal optical all-fiber Omnipolarizer. », *Sci. Rep.*, vol. 2, p. 938, 2012.
 - [57] P.-Y. Bony, M. Guasoni, S. Pitois, a Picozzi, D. Sugny, H. R. Jauslin, G. Millot, S. Wabnitz, et J.

- Fatome, « All-Optical Polarization Control for Telecom Applications », *Ofc 2015*, p. 7-9, 2015.
- [58] P. Y. Bony, M. Guasoni, E. Assémat, S. Pitois, D. Sugny, A. Picozzi, H. R. Jauslin, et J. Fatome, « Optical flip-flop memory and data packet switching operation based on polarization bistability in a telecommunication optical fiber », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 30, n° 8, p. 2318-2325, 2013.
- [59] G. Heinze, C. Hubrich, et T. Halfmann, « Stopped light and image storage by electromagnetically induced transparency up to the regime of one minute », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, n° 3, p. 1-5, 2013.
- [60] R. Takahashi, T. Nakahara, K. Takahata, H. Takenouchi, T. Yasui, N. Kondo, et H. Suzuki, « Photonic random access memory for 40-Gb/s 16-b burst optical packets », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 16, n° 4, p. 1185-1187, 2004.
- [61] K. Nozaki, A. Shinya, S. Matsuo, Y. Suzaki, T. Segawa, T. Sato, Y. Kawaguchi, R. Takahashi, et M. Notomi, « Ultralow-power all-optical RAM based on nanocavities », *Nat. Photonics*, vol. 6, n° 4, p. 248-252, 2012.
- [62] E. Kuramochi, K. Nozaki, A. Shinya, K. Takeda, T. Sato, S. Matsuo, H. Taniyama, H. Sumikura, et M. Notomi, « Large-scale integration of wavelength-addressable all-optical memories on a photonic crystal chip », *Nat. Photonics*, vol. 8, n° 6, p. 474-481, 2014.
- [63] S. Zhang, D. Owens, Y. Liu, M. Hill, D. Lenstra, A. Tzanakaki, G. D. Khoe, et H. J. S. Dorren, « Multistate optical memory based on serially interconnected lasers », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, n° 9, p. 1962-1964, 2005.
- [64] F. Ponzini, N. Andriolli, P. Castoldi, L. Bianchi, a. Bogoni, et L. Poti, « An optical memory cell based on erbium-doped fiber », *Proc. 2005 IEEE/LEOS Work. Fibres Opt. Passiv. Components, 2005.*, p. 1-5, 2005.
- [65] D. Fitsios, C. Vagionas, N. Pleros, et G. T. Kanellos, « Memory speed analysis of optical RAM and optical-flip-flop circuits based on coupled SOA-MZI gates », vol. 18, n° 2, p. 1006-1015, 2012.
- [66] R. McDougall, Y. Liu, G. Maxwell, M. T. Hill, R. Harmon, S. Zhang, L. Rivers, F. M. Huijskens, A. Poustie, et H. J. S. Dorren, « Hybrid integrated all optical flip-flop memory element for Optical Packet Networks », n° 1, p. 30-31, 2006.
- [67] Y. Liu, M. T. Hill, N. Calabretta, H. De Waardt, G. D. Khoe, D. Lenstra, et H. J. S. Dorren, « All-Optical Flip-Flop Memory by Using two coupled Polarization Switches All-Optical Flip-Flop Memory by Using two coupled Polarization Switches », p. 199-202, 2002.
- [68] R. S. Tucker et J. L. Riding, « Optical Ring-Resonator Random-Access Memories », vol. 26, n° 3, p. 320-328, 2008.
- [69] Y. Huang et S. T. Ho, « Ultrafast bit and byte addressing of all-optical memory based on microring resonators for next-generation optical networks », *Asia Opt. Fiber Commun. Optoelectron. Expo. Conf. AOE 2006*, p. 2-4, 2006.
- [70] H. M. Gibbs, *Optical Bistability, Controlling Light with Light*, vol. 133, n° 4. 1986.
- [71] W. Yoshiki et T. Tanabe, « Analysis of bistable memory in silica toroid microcavity », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 29, n° 12, p. 3335, 2012.
- [72] H. Kawaguchi, « Ultrafast all-optical memory operation using a polarization bistable VCSEL », *2010 12th Int. Conf. Transparent Opt. Networks, Ict. 2010*, p. 4-7, 2010.
- [73] M. Guasoni, P.-Y. Bony, M. Gilles, A. Picozzi, et J. Fatome, « Fast and Chaotic Fiber - Based Nonlinear Polarization Scrambler », *arXiv:1504.03221*, p. 1-12, 2015.
- [74] M. Guasoni, P. Bony, S. Pitois, D. Sugny, A. Picozzi, H. Jauslin, et J. Fatome, « Fast Polarization Scrambler Based on Chaotic Dynamics in Optical Fibers », *ECOC Cannes Tu.1.4.5*, p. 5-7, 2014.

- [75] M. Guasoni, P. Bony, D. Sugny, A. Picozzi, H. Jauslin, et J. Fatome, « All-fiber based chaotic polarization scrambler », *NonLinear Photonics*, 2014.
- [76] F. Bruyere, O. Audouin, V. Letellier, G. Bassier, et P. Marmier, « Demonstration of an optimal polarization scrambler for long-haul optical amplifier systems », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 6, n° 9, p. 1153-1155, 1994.
- [77] N. S. Bergano, V. J. Mazurczyk, et C. R. Davidson, « Polarization scrambling improves SNR performance in a chain of EDFAs », *OSA/OFC*, p. 255, 1994.
- [78] M. G. Taylor, « Observation of new polarization dependence effect in long haul optically amplified system », *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 5, n° 10, p. 1244-1246, 1993.
- [79] I. P. Kaminov et T. L. Koch, *Optical fiber telecommunications IIIB*, 1997.
- [80] Z. Li, J. Mo, Y. Dong, et Y. Wang, « Experimental evaluation of the effect of polarization scrambling speed on the performance of PMD mitigation using FEC », *OSA/OFC*, 2004.
- [81] P. M. Krummrich et K. Kotten, « Extremely fast (microsecond timescale) polarization changes in high speed long haul WDM transmission systems », *OSA/OFC*, vol. 2, 2004.
- [82] B. Koch, R. Noé, V. Mirvoda, et D. Sandel, « 100 Krad/S Endless Polarisation Tracking With Miniaturised Module Card », *Electron. Lett.*, vol. 47, n° 14, p. 813, 2011.
- [83] G. Khoe et I. Introduction, « New Endless Polarization Control Method Using Three Fiber Squeezers », *IEEE JLT*, vol. 7, n° 7, p. 1033-1043, 1989.
- [84] Y. K. Lizé, R. Gomma, R. Kashyap, L. Palmer, et a. E. Willner, « Fast all-fiber polarization scrambling using re-entrant Lefèvre controller », *Opt. Commun.*, vol. 279, n° 1, p. 50-52, 2007.
- [85] F. Heismann, « Compact Electro-Optic Polarization Scramblers for Optically Amplified Lightwave Systems », vol. 14, n° 8, 1996.
- [86] J.-W. Kim, S.-H. Park, W.-S. Chu, et M.-C. Oh, « Integrated-optic polarization controllers based on polymer waveguide », vol. 8627, p. 86271B, 2013.
- [87] « http://www.novoptel.de/Scrambling/EPS1000_flyer.pdf. » .
- [88] « <http://www.newridgetech.com/nrt-2500.html>. » .
- [89] « <http://www.generalphotonics.com/product/pcd-104-polarization-scrambler>. » .
- [90] « <http://www.keysight.com/en/pd-1365426-pn-N7785B>. » .
- [91] S. V Sergeyev, C. Mou, A. Rozhin, et S. K. Turitsyn, « Vector solitons with locked and precessing states of polarization. », *Opt. Express*, vol. 20, n° 24, p. 27434-40, 2012.
- [92] S. V Sergeyev, C. Mou, E. G. Turitsyna, A. Rozhin, S. K. Turitsyn, et K. Blow, « Spiral attractor created by vector solitons », *Light Sci. Appl.*, vol. 3, n° 1, p. e131, 2014.
- [93] M. Guasoni, P. Bony, S. Pitois, D. Sugny, A. Picozzi, H. Jauslin, S. Wabnitz, et J. Fatome, « Fast Polarization Scramblers Based on Forward and Backward Nonlinear Interactions in Optical Fibers », *IEEE Ict. Conf. Th.B2.1*, 2014.
- [94] A. L. Gaeta, R. W. Boyd, J. R. Ackerhalt, et P. W. Milonni, « Instabilities and chaos in the polarizations of counterpropagating light fields », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, n° 23, p. 2432-2435, 1987.
- [95] D. J. Gauthier, M. S. Malcuit, et and R. W. Boyd, « Polarization instabilities of counterpropagating laser beams in sodium vapor », *Phys. Rev. Lett.*, 1988.
- [96] Y. K. Lizé, R. Gomma, R. Kashyap, É. P. De Montréal, et L. Palmer, « Low-Cost Polarization Scrambling Using a Single Re-Entrant Polarization Controller », p. 779-780, 2006.
- [97] C. Finot, B. Kibler, L. Provost, et S. Wabnitz, « Beneficial impact of wave-breaking for coherent continuum formation in normally dispersive nonlinear fibers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, n° 11, p. 1938, 2008.
- [98] J. H. V. Price, T. M. Monro, H. Ebendorff-Heidepriem, F. Poletti, P. Horak, V. Finazzi, J. Y. Y.

- Leong, P. Petropoulos, J. C. Flanagan, G. Brambilla, X. F. X. Feng, et D. J. Richardson, « Mid-IR Supercontinuum Generation From Nonsilica Microstructured Optical Fibers », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 13, n° 3, p. 738-749, 2007.
- [99] C. R. Petersen, U. Møller, I. Kubat, B. Zhou, S. Dupont, J. Ramsay, T. Benson, S. Sujecki, N. Abdel-Moneim, Z. Tang, D. Furniss, A. Seddon, et O. Bang, « Mid-IR supercontinuum covering the molecular 'fingerprint' region from 2 μm to 13 μm using ultra-high NA chalcogenide step-index fibre », *Submitt. to Nat. Photonics*, n° September, p. 1-6, 2014.
- [100] O. Mouawad, J. Picot-Clémente, F. Amrani, C. Strutynski, J. Fatome, B. Kibler, F. Désévéday, G. Gadret, J.-C. Jules, D. Deng, Y. Ohishi, et F. Smektala, « Multioctave midinfrared supercontinuum generation in suspended-core chalcogenide fibers. », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 9, p. 2684-7, 2014.
- [101] D. J. Moss, R. Morandotti, a L. Gaeta, et M. Lipson, « New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and Hydex for nonlinear optics », *Nat. Photonics*, vol. 7, n° July, p. 597-607, 2013.
- [102] D. Duchesne, L. Razzari, M. Ferrera, R. Morandotti, S. Chu, B. E. Little, et D. J. Moss, « Integrated optical hyper-parametric oscillator », *Opt. Fiber Commun. (OFC), collocated Natl. Fiber Opt. Eng. Conf. 2010 Conf.*, vol. 4, n° December, p. 41-45, 2010.
- [103] P. Y. Bony, M. Guasoni, P. Morin, D. Sugny, a Picozzi, H. R. Jauslin, S. Pitois, et J. Fatome, « Temporal spying and concealing process in fibre-optic data transmission systems through polarization bypass », *Nat. Commun.*, vol. 5, p. 4678, 2014.
- [104] P. Y. Bony, P. Morin, M. Guasoni, S. Pitois, et J. Fatome, « All-optical polarization-based temporal cloaking », *CLEO Eur. Conf.*, p. 1, 2013.
- [105] M. Fridman, A. Farsi, Y. Okawachi, et A. L. Gaeta, « Demonstration of temporal cloaking. », *Nature*, vol. 481, n° 7379, p. 62-5, janv. 2012.
- [106] J. M. Lukens, D. E. Leaird, et A. M. Weiner, « A temporal cloak at telecommunication data rate. », *Nature*, vol. 498, n° 7453, p. 205-8, juin 2013.
- [107] U. Leonhardt et T. G. Philbin, *Geometry and Light: The Science of Invisibility*, vol. 7. 2010.
- [108] M. McCall, « Transformation optics and cloaking », *Contemp. Phys.*, vol. 54, n° November, p. 1-14, 2013.
- [109] M. McCall, a Favaro, P. Kinsler, et A. Boardman, « A spacetime cloak, or a history editor », vol. 024003, 2010.
- [110] U. Leonhardt, « Optical Conformal Mapping and Dielectric Invisibility Devices », 2006.
- [111] R. F. Service et A. Cho, « Strange new tricks with light. », *Science*, vol. 330, n° 6011, p. 1622, 2010.
- [112] B. Zhang, Y. Luo, X. Liu, et G. Barbastathis, « Macroscopic invisibility cloak for visible light », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, n° 3, p. 1-4, 2011.
- [113] W. Cai, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, et V. M. Shalaev, « Optical Cloaking with Non-Magnetic Metamaterials », vol. 1, n° April, p. 10, 2006.
- [114] L. H. Gabrielli, J. Cardenas, C. B. Poitras, et M. Lipson, « Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies », vol. 3, n° July, p. 12, 2009.
- [115] T. Ergin, N. Stenger, P. Brenner, J. B. Pendry, et M. Wegener, « Three-dimensional invisibility cloak at optical wavelengths. », *Science*, vol. 328, n° 5976, p. 337-339, 2010.
- [116] L. Gao, *Negative index materials*. 2007.
- [117] H. Chen et C. T. Chan, « Acoustic cloaking in three dimensions using acoustic metamaterials », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, n° 18, 2007.
- [118] S. Zhang, C. Xia, et N. Fang, « Broadband acoustic cloak for ultrasound waves », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, n° 2, p. 1-4, 2011.

- [119] N. Stenger, M. Wilhelm, et M. Wegener, « Experiments on elastic cloaking in thin plates », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, n° 1, p. 1-5, 2012.
- [120] M. Farhat, S. Enoch, S. Guenneau, et a. B. Movchan, « Broadband cylindrical acoustic cloak for linear surface waves in a fluid », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, n° 13, p. 1-4, 2008.
- [121] S. Arnon, S. Member, et M. Fridman, « Data Center Switch Based on Temporal Cloaking », vol. 30, n° 21, p. 3427-3433, 2012.
- [122] J. C. Howell, J. B. Howell, et J. S. Choi, « Amplitude-only, passive, broadband, optical spatial cloaking of very large objects », *Appl. Opt.*, vol. 53, n° 9, p. 1958, 2014.
- [123] M. E. Marhic, *Fiber Optical Parametric Amplifiers, Oscillators and Related Devices: Theory, Applications, and Related Devices*. 2008.
- [124] M. Ferrera, L. Razzari, D. Duchesne, R. Morandotti, Z. Yang, M. Liscidini, J. E. Sipe, S. Chu, B. E. Little, et D. J. Moss, « Low-power continuous-wave nonlinear optics in doped silica glass integrated waveguide structures », *Nat. Photonics*, vol. 2, n° 12, p. 737-740, 2008.
- [125] R. Salem, M. a. Foster, A. C. Turner, D. F. Geraghty, M. Lipson, et A. L. Gaeta, « Signal regeneration using low-power four-wave mixing on silicon chip », *Nat. Photonics*, vol. 2, n° 1, p. 35-38, déc. 2008.
- [126] J. Hansryd, P. a. Andrekson, M. Westlund, J. Li, et P. O. Hedekvist, « Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 8, n° 3, p. 506-520, 2002.
- [127] S. Radic, C. Mckinstrie, et R. Jopson, « Polarization dependent parametric gain amplifiers with orthogonally multiplexed optical pumps », vol. 2, p. 6-7, 2006.
- [128] A. Hasegawa et F. Tappert, « Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. II. Normal dispersion », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, n° 1973, p. 171-172, 1973.
- [129] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, et J. P. Gordon, « Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 45, n° 13, p. 1095-1098, 1980.
- [130] J. P. Gordon et H. a Haus, « Random walk of coherently amplified solitons in optical fiber transmission. », *Opt. Lett.*, vol. 11, n° 10, p. 665-667, 1986.
- [131] V. E. Zakharov et a. B. Shabat, « Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation waves in nonlinear media », *Sov. Phys. JETP*, vol. 34, n° 1, p. 62-69, 1972.
- [132] a L. Berkhoer et V. E. Zakharov, « Self Excitation of Waves with Different Polarizations in Nonlinear Media », *Sov. J. Exp. Theor. Phys.*, vol. 31, n° 3, p. 486, 1970.
- [133] D. N. Christodoulides et R. I. Joseph, « Vector solitons in birefringent nonlinear dispersive media. », *Opt. Lett.*, vol. 13, n° 1, p. 53-55, 1988.
- [134] V. Tratnik et and J. E. Sipe, « Bound solitary waves in a birefringent optical fiber », *Phys. Rev. A*, vol. 38, n° 4, 1988.
- [135] Y. S. Kivshar et S. K. Turitsyn, « Vector dark solitons. », *Opt. Lett.*, vol. 18, n° 5, p. 337-339, 1993.
- [136] M. Haelterman, a P. Sheppard, et a W. Snyder, « Bound-vector solitary waves in isotropic nonlinear dispersive media. », *Opt. Lett.*, vol. 18, n° 17, p. 1406-1408, 1993.
- [137] a P. Sheppard et M. Haelterman, « Polarization-domain solitary waves of circular symmetry in Kerr media. », *Opt. Lett.*, vol. 19, n° 12, p. 859-861, 1994.
- [138] S. Wabnitz, « Polarization domain wall solitons in elliptically birefringent optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 34, n° 2, p. 908-910, 2009.
- [139] H. Zhang, D. Y. Tang, L. M. Zhao, et R. J. Knize, « Vector dark domain wall solitons in a fiber ring laser. », *Opt. Express*, vol. 18, n° 5, p. 4428-4433, 2010.

- [140] H. Zhang, D. Tang, L. Zhao, et X. Wu, « Dual-wavelength domain wall solitons in a fiber ring laser. », *Opt. Express*, vol. 19, n° 4, p. 3525-3530, 2011.
- [141] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 5^e éd. 2013.
- [142] V. E. Zakharov et A. V. Mikhailov, « Polarization Domains in Nonlinear Optics. » p. 279-282, 1987.
- [143] S. Pitois, G. Millot, et S. Wabnitz, « Polarization Domain Wall Solitons with Counterpropagating Laser Beams », *CLEO/Europe Conf. Lasers Electro-Optics*, p. 1409-1412, 1998.
- [144] S. Pitois, G. Millot, P. Grelu, et M. Haelterman, « Generation of optical domain-wall structures from modulational instability in a bimodal fiber. », *Phys. Rev. E. Stat. Phys. Plasmas. Fluids. Relat. Interdiscip. Topics*, vol. 60, n° 1, p. 994-1000, 1999.
- [145] M. Haelterman et A. P. Sheppard, « Polarization domain walls in diffractive or dispersive Kerr media », vol. 19, n° 2, p. 96-98, 1994.
- [146] M. Haelterman et A. P. Sheppard, « Bifurcations of the dark soliton and polarization domain walls in nonlinear dispersive media », *Phys. Rev. E*, vol. 49, n° 5, 1994.
- [147] M. Haelterman, M. Badolo, et A. P. Sheppard, « Nrz soliton transmission scheme », p. 37-52.
- [148] A. Hasegawa et M. Matsumoto, *Optical Solitons in Fibers*. 2003.
- [149] J. Renaudier, G. Charlet, M. Salsi, O. B. Pardo, H. Mardoyan, P. Tran, et S. Bigo, « Linear fiber impairments mitigation of 40-Gbit/s polarization-multiplexed QPSK by digital processing in a coherent receiver », *J. Light. Technol.*, vol. 26, n° 1, p. 36-42, 2008.
- [150] M. Haelterman, « Polarization domain wall solitary waves for optical fibre transmission », *Electron. Lett.*, vol. 30, p. 1510, 1994.
- [151] « IEEE JLT - 1996 - Polarization Mode Dispersion Decorrelation and Diffusion in Optical Fibers with Randomly Varying Birefringence - Wai Menyuk.pdf. » .
- [152] D. Marcuse, C. R. Menyuk, et P. K. a Wai, « Application of the Manakov-PMD equation to studies of signal propagation in optical fibers with randomly varying birefringence », *J. Light. Technol.*, vol. 15, n° 9, p. 1735-1745, 1997.
- [153] H. Huang, G. Xie, Y. Yan, N. Ahmed, Y. Ren, Y. Yue, D. Rogawski, M. J. Willner, B. I. Erkmen, K. M. Birnbaum, S. J. Dolinar, M. P. J. Lavery, M. J. Padgett, M. Tur, et A. E. Willner, « 100 Tbit/s free-space data link enabled by three-dimensional multiplexing of orbital angular momentum, polarization, and wavelength. », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 2, p. 197-200, 2014.
- [154] S. Trillo, S. Wabnitz, E. M. Wright, et G. I. Stegeman, « Polarized soliton instability and branching in birefringent fibers », *Opt. Commun.*, vol. 70, n° 2, 1989.
- [155] a. J. Barlow, J. J. Ramskov-Hansen, et D. N. Payne, « Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers », *Appl. Opt.*, vol. 20, p. 2962, 1981.
- [156] M. Guasoni, P. Morin, P. Bony, S. Wabnitz, et J. Fatome, « Self-induced polarization tracking , tunneling effect and modal attraction in optical fiber », *arXiv:1509.06527*, 2015.

Résumé

Ce mémoire présente des techniques tout-optiques visant à préserver les paramètres physiques d'un signal télécom au cours de sa propagation dans une fibre optique de plusieurs kilomètres, tels que son état de polarisation, son profil d'intensité et son spectre. Il se compose en deux majeures parties.

La première présente tout d'abord l'attraction de polarisation, ayant lieu au cours de l'interaction entre deux faisceaux contrapropagatifs, et qui permet d'imposer un état fixe de polarisation au signal à la sortie de la fibre indépendamment de son état initial. Des applications tout-optiques basées sur l'Omnipolariseur, un dispositif mis au point à Dijon et permettant le contrôle de ce phénomène non linéaire, sont ensuite développées. Elles fonctionnalisent l'état de polarisation d'un signal OOK-RZ à 10 Gbit/s pour mettre au point une mémoire optique à bascule, un routeur, un brouilleur chaotique, et une technique de copie/dissimulation de paquets de données dans une fibre spun de 5 km.

La deuxième réalise la première démonstration expérimentale des parois de domaines de polarisation qui annulent les effets dégradant les profils d'intensité et spectral d'un signal codé au cours de sa propagation. Ce phénomène provient du couplage non-linéaire entre les deux modes de polarisation orthogonaux d'une lumière qui se propage dans un milieu Kerr en régime normal de dispersion, et provoque une modulation en opposition de phase des deux modes le long de la fibre. Il est possible de verrouiller deux trains d'impulsions optiques d'intensité complémentaire de sorte à ce que les impulsions ne subissent plus les effets de distorsion intervenant au sein de la fibre afin de conserver l'information à transmettre. Ainsi une propagation sans distorsion a pu être réalisée sur 50 km.

Mots clés : optique non linéaire, attraction de la polarisation, parois de domaines de polarisation.

Summary

This thesis deals with all-optical techniques which preserve the physical parameters of a telecom signal during its propagation in optical fibers of several kilometers, such as its polarization state, its intensity profile and its spectrum. It is composed of two parts.

The first one presents the polarization attraction taking place in the two counter-propagating beams interaction, which imposes a fixed polarization state of the signal at the fiber output regardless of its initial state. All-optical applications based on Omnipolariseur, a device developed at Dijon and allowing control of this nonlinear phenomenon, are then developed. They functionalize the polarization state of an 10-Gbps OOK-RZ signal to develop a flip-flop memory, a router, a chaotic scrambler, and a data-packets copy/concealment technic in a 5 km spun fiber.

The second performs the first experimental demonstration of the polarization domain walls which cancel the effects which degrade the intensity and spectral profile of a telecom signal during propagation. This phenomenon comes from non-linear coupling between the two orthogonal polarization modes of light propagating in a Kerr medium in normal dispersion regime, and causes a modulation in phase opposition of the two modes along the fiber. It is possible to lock two optical pulse trains complementary intensity so that the pulses do not suffer the effects of distortion occurring in the fiber in order to maintain the information to be transmitted. And a distortion-free propagation was achieved on 50 km.

Keywords : nonlinear optics, polarization attraction, polarization domain walls