



**HAL**  
open science

# Étude de la dispersion modale de polarisation dans les systèmes régénérés optiquement

Benoît Clouet

► **To cite this version:**

Benoît Clouet. Étude de la dispersion modale de polarisation dans les systèmes régénérés optiquement. Physique [physics]. Université Rennes 1, 2007. Français. NNT : . tel-00353460

**HAL Id: tel-00353460**

**<https://theses.hal.science/tel-00353460v1>**

Submitted on 15 Jan 2009

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

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

N° d'ordre : UR/2007/ENSSAT/12 n\_187

# THÈSE

présentée devant

## L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour obtenir le grade de

### Docteur de l'Université de Rennes I

Mention : SCIENCES PHYSIQUES

par

**Benoît Clouet**

FOTON-ENSSAT  
ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE  
DE SCIENCES APPLIQUÉES ET DE TECHNOLOGIE  
ÉCOLE DOCTORALE : SCIENCES DE LA MATIÈRE

### Étude de la dispersion modale de polarisation dans les systèmes régénérés optiquement

Soutenue le 17 décembre 2007 devant la Commission d'Examen :

S. Bigo	Ingénieur, Alcatel-Lucent R&I	Examineur
O. Emile	Professeur, Université de Rennes I	Examineur
P. Mégret	Professeur, Faculté Polytechnique de Mons	Rapporteur
P. Tchofo-Dinda	Professeur, Université de Bourgogne	Rapporteur
J.-C. Simon	Professeur, ENSSAT – Université de Rennes I	Directeur
M. Joindot	Ingénieur, France Télécom R&D	Co-directeur



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Jean-Claude SIMON pour m'avoir donné la possibilité de mener de front ces travaux de recherche et mon travail d'ingénieur de recherche sur la plate-forme PERSYST, équipe nouvelle en train de se créer. Il m'a accompagné toutes ces années tout en me laissant une grande liberté.

Ensuite, je souhaite vivement remercier Michel JOINDOT pour son soutien constant et son accompagnement sur le chemin de cette thèse. Nous avons eu, à de nombreuses occasions, des discussions qui, de part sa grande expérience et sa patience, m'ont beaucoup apporté. Enfin je tiens également à remercier Irène JOINDOT pour son aide lors de la relecture complète du manuscrit.

Mes remerciements aux rapporteurs de cette thèse pour la lecture critique et approfondie qu'ils en ont faite et leur remarques pertinentes qui ont été précieuses. Je suis très reconnaissant aux membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'en faire partie et de se déplacer à Lannion pour assister à ma soutenance.

Enfin je souhaite également dire un grand merci à l'équipe PERSYST initiale (Bertrand LE GUYADER, Sébastien LOBO et Fabien MERLAUD) et actuelle (Mathilde GAY et Laurent BRAMERIE) avec lesquels nous avons vécu des moments de doute et de joie lors de sa création. Les moyens expérimentaux mis à notre disposition et la liberté dont nous avons disposé pour notre politique de recherche nous ont permis d'obtenir des résultats au niveau de l'état de l'art mondial. Pour ces travaux de thèse, je remercie tout particulièrement Laurent pour son obstination et sa créativité expérimentale et bien sûr Sébastien sans qui la plate-forme PERSYST ne tournerait sans doute pas.

Plus généralement je suis reconnaissant envers tous les collègues du laboratoire d'optronique qui ont su m'accueillir et m'épauler au quotidien et plus particulièrement les collègues et amis avec lesquels j'ai pu travailler : Gwenaëlle GIRAULT, Nam Than NGUYEN et Thierry CHARTIER pour

une collaboration autour de la technique de régénération Mamyshev et enfin Vincent RONCIN pour nos longues discussions et des travaux expérimentaux communs.

Enfin je ne peux qu'être reconnaissant envers ma famille pour m'avoir laissé consacrer du temps et de longues soirées à cette thèse.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Généralités sur les systèmes de transmission optique</b>	<b>5</b>
1.1 Les systèmes de télécommunications . . . . .	5
1.2 Les systèmes de transmission sur fibre optique . . . . .	8
1.2.1 Les formats de modulation . . . . .	8
1.2.2 L'émetteur . . . . .	10
1.2.2.1 La modulation directe . . . . .	11
1.2.2.2 La modulation externe . . . . .	11
1.2.2.3 Une technique de modulation alternative . . . . .	13
1.2.2.4 Les données . . . . .	14
1.2.3 Le récepteur . . . . .	14
1.2.3.1 La photodiode . . . . .	14
1.2.3.2 La récupération d'horloge . . . . .	16
1.2.3.3 Le circuit de décision . . . . .	17
1.2.4 La ligne de transmission . . . . .	17
1.2.4.1 Atténuation dans les fibres optiques . . . . .	18
1.2.4.2 L'amplification optique . . . . .	19
1.2.4.3 La dispersion chromatique . . . . .	22
1.2.4.4 La dispersion modale de polarisation . . . . .	23
1.2.4.5 Les effets non-linéaires . . . . .	25
1.2.4.6 Conclusion . . . . .	28
1.2.5 Augmentation de la capacité du système . . . . .	29
1.2.6 Qualité d'une transmission . . . . .	31
1.2.6.1 Le rapport signal sur bruit optique . . . . .	32
1.2.6.2 Le diagramme de l'œil . . . . .	32
1.2.6.3 Le facteur de qualité ou facteur Q . . . . .	34
1.2.6.4 Le taux d'erreur binaire . . . . .	34
1.3 Conclusion du chapitre 1 . . . . .	35
<b>2 La dispersion modale de polarisation</b>	<b>37</b>
2.1 Outils pour décrire la polarisation d'un champ électromagnétique . . . . .	37

2.1.1	Le formalisme de Jones . . . . .	38
2.1.2	Le formalisme de Stokes-Mueller et la sphère de Poincaré . . . . .	39
2.2	Qu'est-ce que la PMD ? . . . . .	42
2.2.1	La biréfringence . . . . .	43
2.2.2	Dispersion modale de polarisation . . . . .	44
2.2.3	Couplage de modes . . . . .	45
2.2.4	Définition des états principaux de polarisation . . . . .	46
2.2.4.1	Le modèle phénoménologique de Poole et Wagner . . . . .	46
2.2.4.2	Une représentation bien utile . . . . .	48
2.2.5	Statistiques de la dispersion modale de polarisation . . . . .	49
2.2.5.1	Vecteur biréfringence et vecteur dispersion de polarisation . . . . .	49
2.2.5.2	Equation dynamique de la PMD . . . . .	50
2.2.5.3	Statistiques . . . . .	51
2.2.6	Les ordres supérieurs de la PMD . . . . .	54
2.3	Impact de la PMD sur un système . . . . .	56
2.3.1	Elargissement des impulsions . . . . .	56
2.3.2	Pénalités induites par la PMD . . . . .	59
2.3.3	Probabilité de coupure . . . . .	60
2.3.4	Mesurer expérimentalement les pénalités . . . . .	62
2.4	La compensation de PMD . . . . .	64
2.4.1	La compensation optique de PMD . . . . .	65
2.4.1.1	Principe des compensateurs optiques de PMD . . . . .	65
2.4.1.2	Compensation du 1er ordre . . . . .	66
2.4.1.3	Compensateur à étages multiples . . . . .	67
2.4.1.4	Performance des compensateurs de PMD optiques . . . . .	67
2.4.1.5	Compensation de PMD simultanée de plusieurs canaux WDM . . . . .	68
2.4.2	Les solutions de compensation électrique de la PMD . . . . .	69
2.4.2.1	Principe de l'égalisation électronique . . . . .	69
2.4.2.2	Performance et limites de l'égalisation électronique . . . . .	71
2.4.3	Estimation de la PMD . . . . .	72
2.4.3.1	Degré de polarisation . . . . .	72
2.4.3.2	Ellipsoïde du degré de polarisation . . . . .	72
2.4.3.3	Composantes du spectre électrique . . . . .	73
2.4.3.4	Diagramme de l'œil électrique . . . . .	73
2.4.4	Comparaison des techniques de compensation optiques et électriques . . . . .	73
2.5	Conclusion . . . . .	74

<b>3</b>	<b>Techniques pour la régénération optique</b>	<b>77</b>
3.1	Les différentes étapes de la régénération optique . . . . .	79
3.1.1	La régénération 1R . . . . .	79
3.1.2	La régénération 2R . . . . .	79
3.1.2.1	Principe de la régénération 2R . . . . .	79
3.1.2.2	Remise en forme des impulsions . . . . .	81
3.1.3	La régénération 3R . . . . .	82
3.1.4	Caractéristiques d'une porte optique non-linéaire . . .	83
3.2	Solutions pour la régénération optique . . . . .	86
3.2.1	Les composants pour la régénération optique . . . . .	86
3.2.1.1	Les absorbants saturables . . . . .	86
3.2.1.2	Les amplificateurs à semi-conducteurs . . . . .	87
3.2.1.3	Les modulateurs à électro-absorption . . . . .	88
3.2.1.4	Combinaison de composants pour une régénération complète . . . . .	89
3.2.2	Les dispositifs pour la régénération optique . . . . .	90
3.2.2.1	Les interféromètres non-linéaires . . . . .	90
3.2.2.2	Les régénérateurs à filtrage décalé . . . . .	94
3.3	Caractérisation de la capacité d'un régénérateur optique à combattre la PMD . . . . .	96
3.3.1	Compensation effective de la PMD . . . . .	97
3.3.1.1	La largeur des impulsions . . . . .	97
3.3.1.2	Le degré de polarisation . . . . .	98
3.3.1.3	Les composantes du spectre électrique . . . . .	99
3.3.2	Mesure de l'efficacité d'un régénérateur à compenser la PMD en configuration « back-to-back » . . . . .	100
3.3.3	Mesure de l'efficacité d'un régénérateur placé au sein de la ligne de transmission à compenser la PMD . . .	106
3.3.3.1	Calcul de la PMD totale tolérée pour la liaison - méthode simplifiée . . . . .	107
3.3.3.2	Calcul de la PMD totale tolérée pour la liaison - méthode complète . . . . .	111
3.3.3.3	Place optimale du régénérateur dans une liaison à forte PMD . . . . .	111
3.4	Conclusion . . . . .	112
<b>4</b>	<b>Etude des régénérateurs de type I</b>	<b>115</b>
4.1	Modèle d'un régénérateur de type I . . . . .	116
4.1.1	Description de la porte optique non-linéaire . . . . .	116
4.2	Etude numérique fondée sur l'ouverture du diagramme de l'œil	118
4.2.1	Critère de l'ouverture du diagramme de l'œil . . . . .	118
4.2.1.1	Choix de l'ouverture du diagramme de l'œil comme estimateur de performance . . . . .	118
4.2.1.2	Définition de l'ouverture du diagramme de l'œil	119

4.2.2	Régénérateur en configuration back-to-back . . . . .	121
4.2.2.1	Description de l'émetteur et du récepteur . . . . .	121
4.2.2.2	Définition des pénalités . . . . .	122
4.2.2.3	Tolérance du couple émetteur/récepteur à la PMD . . . . .	123
4.2.2.4	Insertion d'un régénérateur . . . . .	124
4.2.2.5	Test de la tolérance à la PMD avec un régé- nérateur idéal en réception . . . . .	124
4.2.2.6	Influence de la raideur de la porte optique . . . . .	129
4.2.2.7	Influence du temps de réponse du régénéra- teur . . . . .	130
4.2.3	Régénérateur au milieu d'une ligne de transmission . . . . .	133
4.2.3.1	Configuration simulée . . . . .	133
4.2.3.2	Régénérateur idéal placé au sein d'une ligne de transmission . . . . .	134
4.2.3.3	Impact de la raideur de la porte optique non- linéaire . . . . .	135
4.2.3.4	Régénérateur avec temps de réponse . . . . .	137
4.2.3.5	Place optimale d'un régénérateur dans un lien à forte PMD . . . . .	138
4.2.4	Conclusion de la première étude numérique . . . . .	142
4.3	Modèle analytique . . . . .	144
4.3.1	Calcul du taux d'erreur binaire dans une ligne com- portant un régénérateur 3R . . . . .	145
4.3.1.1	Evolution des densités de probabilité de puis- sance à travers une porte optique non-linéaire . . . . .	145
4.3.1.2	Prise en compte de la forme temporelle des impulsions . . . . .	147
4.3.1.3	Inclusion de la déformation temporelle par la dispersion modale de polarisation . . . . .	148
4.3.1.4	Description de la configuration simulée . . . . .	151
4.3.1.5	Définition des pénalités . . . . .	152
4.3.2	Régénérateur en configuration back-to-back . . . . .	153
4.3.2.1	Tolérance du couple émetteur/récepteur à la PMD . . . . .	153
4.3.2.2	Insertion d'un régénérateur . . . . .	157
4.3.2.3	Test de la tolérance à la PMD avec un régé- nérateur placé devant le récepteur . . . . .	161
4.3.3	Régénérateur au milieu de la ligne de transmission . . . . .	162
4.3.3.1	Liaison limitée par le bruit d'émission spon- tanée amplifiée . . . . .	162
4.3.3.2	Lien dominé par la PMD . . . . .	168
4.3.3.3	Place optimale d'un régénérateur dans un lien dominé par la PMD . . . . .	172

4.3.3.4	Influence de la raideur de la porte . . . . .	175
4.3.4	Conclusion de la seconde étude numérique . . . . .	176
4.4	Conclusion du chapitre . . . . .	177
<b>5</b>	<b>Etude des régénérateurs de type II</b>	<b>179</b>
5.1	Etat de l'art . . . . .	180
5.1.1	Interféromètre non-linéaire . . . . .	180
5.1.2	Régénération par filtrage discriminant . . . . .	181
5.1.2.1	Etude expérimentale . . . . .	181
5.1.2.2	Etude numérique . . . . .	182
5.1.3	Régénération 2R et 3R . . . . .	183
5.1.4	Synthèse des travaux existants . . . . .	184
5.2	Modèle de régénérateur de type II . . . . .	185
5.2.1	Principe de fonctionnement du régénérateur par fil- trage discriminant . . . . .	185
5.2.2	Présentation du modèle de régénérateur de type II . .	186
5.2.3	Validation du modèle . . . . .	188
5.3	Etude numérique fondée sur l'ouverture du diagramme de l'œil	190
5.3.1	Paramètres de l'étude . . . . .	191
5.3.2	Recherche de points de fonctionnement . . . . .	192
5.3.3	Etude pour des motifs d'impulsions . . . . .	195
5.4	Mise en œuvre expérimentale . . . . .	197
5.4.1	Configuration expérimentale . . . . .	197
5.4.2	Considérations pratiques . . . . .	200
5.4.3	Résultats . . . . .	201
5.4.4	Discussion . . . . .	208
5.5	Conclusion du chapitre . . . . .	211
<b>6</b>	<b>Influence de la PMD sur les récupérations d'horloge</b>	<b>213</b>
6.1	Problèmes posés par la PMD aux techniques de récupération d'horloge électriques . . . . .	214
6.1.1	Contraintes sur le circuit de récupération d'horloge . .	214
6.1.2	Tolérance à la PMD d'une émission/réception 42,6 Gbit/s RZ 33% . . . . .	214
6.1.3	Décalage entre le signal et l'horloge récupérée créé par la PMD . . . . .	219
6.2	Comportement des récupérations d'horloge tout optiques . . .	220
6.2.1	Récupération d'horloge par étalon Fabry-Perot . . . . .	221
6.2.2	Récupération d'horloge par laser auto-pulsant . . . . .	224
6.2.3	Caractérisation expérimentale des lasers auto-pulsants	225
6.2.3.1	Laser de type massif . . . . .	226
6.2.3.2	Laser à boîtes quantiques . . . . .	227
6.3	Etude de faisabilité d'un régénérateur 3R partiel . . . . .	232

6.3.1	Exemple de régénérateur 3R pour compenser la PMD étudié dans la littérature . . . . .	232
6.3.2	Technique de régénération 3R tout optique employée .	232
6.3.3	Etude pratique . . . . .	234
6.4	Conclusion du chapitre . . . . .	237
	<b>Conclusion</b>	<b>239</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>241</b>
	<b>Publications</b>	<b>251</b>

# Table des figures

1.1	Schéma général d'un système de télécommunications . . . . .	6
1.2	Densités de probabilité conditionnelles des symboles 0 et 1 . . .	7
1.3	Schéma d'une ligne de transmission optique. . . . .	8
1.4	Forme temporelle des impulsions. Impulsions dites non retour à zéro (a) ; impulsions dites retour à zéro (b). . . . .	9
1.5	Génération d'un signal optique NRZ : schéma de modulation NRZ (a) et séquence optique NRZ (b). . . . .	12
1.6	Génération d'un signal optique RZ : schéma de modulation (a) et séquence optique (b). . . . .	12
1.7	Comparaison des spectres optiques RZ33%(a) et CS-RZ (b). . .	13
1.8	Schéma bloc d'un récepteur générique . . . . .	15
1.9	Evolution de l'atténuation de la fibre avec la longueur d'onde	18
1.10	Exemple d'évolution de l'OSNR avec la distance de transmission	21
1.11	Architecture d'un amplificateur Raman distribué (a) et courbe de gain relative à une longueur d'onde de pompe (b). . . . .	22
1.12	Séparation temporelle d'une impulsion en deux par la PMD d'ordre 1 . . . . .	24
1.13	Création de modulation de phase par XPM par deux canaux voisins aux instants temporels illustrés sur la figure. . . . .	28
1.14	Système de transmission optique à multiplexage en longueur d'onde . . . . .	29
1.15	Schéma d'un système avec multiplexage/démultiplexage OTDM : émetteur (a) et récepteur (b) . . . . .	31
1.16	Exemples de diagrammes de l'œil NRZ (a) et RZ (b). . . . .	32
1.17	Exemple de diagramme de l'œil RZ illustrant un effet de sé- quence . . . . .	33
1.18	Courbe de l'évolution du TEB en fonction du seuil de décision (on indique les droites qui extrapolent les pentes de la courbe)	36
2.1	Ellipse de polarisation. . . . .	39
2.2	La sphère de Poincaré. . . . .	42
2.3	Evolution de la polarisation dans une fibre due à la biréfrin- gence (linéaire ici). . . . .	43
2.4	Effet de la PMD sur une impulsion. . . . .	45

2.5	Densité de probabilité maxwellienne ( $\langle \Delta\tau \rangle = 1$ ps). . . . .	52
2.6	Composantes de la PMD d'ordre 2. . . . .	55
2.7	Exemples de diagrammes de l'œil mesurés en présence de PMD, pour une équipartition de l'énergie entre les deux états principaux de polarisation. Les valeurs de DGD sont respectivement 0 ps (a), 14 ps (b) et 16,2 ps (c). . . . .	57
2.8	Exemple de calcul de pénalité pour un couple émetteur/récepteur. . . . .	60
2.9	Principe de la compensation optique et électrique. . . . .	65
2.10	Technique de la transmission selon les PSP. . . . .	65
2.11	Schéma de principe d'un compensateur de PMD optique. . . . .	66
2.12	Interprétation géométrique du principe du compensateur optique de PMD d'ordre 1 avec DGD fixe (a), avec DGD variable (b). . . . .	67
2.13	Filtre à réponse impulsionnelle finie. . . . .	70
2.14	Egalisation non-linéaire : décision dans la boucle. . . . .	71
2.15	Ellipsoïde du degré de polarisation. . . . .	73
3.1	Schéma de principe d'un régénérateur en auto-modulation (a) et en modulation croisée (b). . . . .	80
3.2	Principe de fonctionnement d'un interféromètre pour la régénération optique . . . . .	82
3.3	Schéma de principe d'un régénérateur optique 3R . . . . .	83
3.4	Fonction de transmission d'une porte optique non-linéaire en modulation croisée . . . . .	84
3.5	Régénération WDM à l'aide d'un absorbant saturable. . . . .	87
3.6	Conversion de longueur d'onde par modulation de gain croisée dans un SOA . . . . .	88
3.7	Spectre d'absorption d'un MEA en fonction de la tension de polarisation . . . . .	89
3.8	Fonctionnement du régénérateur composé d'un absorbant saturable (amélioration du taux d'extinction (à gauche)) et d'un SOA saturé (réduction des fluctuations d'amplitude sur les symboles '1' (à droite)) . . . . .	90
3.9	Evolution du taux d'erreur binaire en fonction de la distance de propagation pour différents pas entre régénérateurs . . . . .	91
3.10	Schéma d'un NOLM en modulation croisée . . . . .	92
3.11	Architecture d'un interféromètre non linéaire de type Mach-Zehnder . . . . .	92
3.12	Architecture d'un UNI . . . . .	93
3.13	Régénérateur par auto-modulation de phase dans une fibre. Principe de fonctionnement (a) et fonction de transmission du régénérateur (b). . . . .	94
3.14	Première configuration de test : le régénérateur est placé comme un compensateur de PMD . . . . .	100

3.15	Cartographie des pénalités vs $\{\text{DGD}, \gamma\}$ sans régénérateur optique. . . . .	102
3.16	Cartographie des pénalités vs $\{\text{DGD}, \gamma\}$ avec régénérateur optique dont la fonction de transmission est en marche d'escalier, et pour une puissance crête de 30 dBm. . . . .	103
3.17	Evolution des pénalités en fonction de $\gamma$ pour un DGD de 11 ps - coupe de la figure 3.16. . . . .	104
3.18	Comparaison des isocontours donnant 1 dB pénalité pour les trois méthodes de calcul . . . . .	104
3.19	Deuxième configuration de test : le régénérateur placé au sein de la ligne de transmission . . . . .	106
3.20	Domaine de DGD où les pénalités sont inférieures à $M_{dB}$ . Courbe obtenue par simulation pour un régénérateur en marche d'escalier et une puissance crête des impulsions de 31 dBm. . . . .	108
3.21	Logarithme de la probabilité de respecter une marge allouée de 1 dB. . . . .	109
4.1	Gain de la porte optique non-linéaire pour différentes raideurs	117
4.2	Diagramme de l'œil en présence d'ISI. L'ouverture du diagramme de l'œil est marquée par des cercles sur les symboles 0 et 1. . . . .	120
4.3	Schéma bloc du simulateur . . . . .	122
4.4	Pénalités pour le couple Tx/Rx en fonction du DGD pour le cas $\gamma = 1/2$ . . . . .	123
4.5	Evolution des caractéristiques des impulsions en sortie du régénérateur en fonction de la puissance crête incidente : largeurs électriques (a) et pénalités (b). . . . .	125
4.6	DGD maximum toléré en fonction de la puissance crête des impulsions en présence d'un régénérateur en réception pour une marge de 1 dB . . . . .	126
4.7	Evolution de la largeur des impulsions en sortie du régénérateur en fonction du DGD. . . . .	126
4.8	Exemples de diagrammes de l'œil électriques sans (a) et avec (b) régénérateur pour un DGD de 11 ps . . . . .	127
4.9	Pénalités en fonction du DGD avec et sans régénérateur . . . . .	128
4.10	Forme des impulsions optiques en sortie du régénérateur pour différentes raideurs (a). Evolution des largeurs à mi-hauteur et RMS en fonction de $\beta$ pour 32 dBm (b). . . . .	130
4.11	DGD tolérés pour une marge en puissance de 1 dB en fonction de la puissance crête incidente sur un régénérateur de raideur $\beta = 0$ (a), 0,2 (b) et 0,5 (c). . . . .	131

4.12	Fermeture du diagramme de l'œil avec le temps de réponse d'un régénérateur de raideur $\beta = 0$ (a) et 0,5 (b) placé immédiatement devant le récepteur. La puissance crête des impulsions est de 30 dBm. . . . .	132
4.13	PMD totale tolérée par la liaison en fonction de la puissance crête des impulsions, calculée par la méthode simplifiée et la méthode complète . . . . .	134
4.14	Cartographie des pénalités - Régénérateur idéal pour une puissance crête de 30 dBm. . . . .	138
4.15	Variation de la probabilité de coupure d'une liaison en fonction de la position du régénérateur - Régénérateur idéal pour une marge de 1 dB et une puissance crête de 30 dBm. . . . .	139
4.16	Evolution de la probabilité de coupure (symboles pleins) et de la position optimale du régénérateur (symboles vides) en fonction de la puissance crête des impulsions pour une PMD de 4 ps . . . . .	140
4.17	Evolution de la probabilité de coupure et de la position optimale du régénérateur idéal en fonction de la puissance crête pour un temps de réponse nul ou de 5 ps (PMD de 4 ps et marge de 1 dB). . . . .	141
4.18	Evolution de la probabilité de coupure en fonction de la puissance crête pour un régénérateur de raideur $\beta = 0, 0,2$ et 0,5 avec une marge de 0,5 dB (a), 1 dB (b) et 2 dB (c). . . . .	142
4.19	PMD tolérée en fonction de la marge allouée pour différentes raideurs de la porte optique . . . . .	143
4.20	Schéma d'une liaison avec un unique pas de propagation . . . . .	145
4.21	Représentation des trajectoires obtenues pour une impulsion gaussienne isolée de largeur 16,6 ps et un OSNR de 10 dB . . . . .	149
4.22	Schéma de la ligne de transmission étudiée . . . . .	149
4.23	Schéma récapitulatif du modèle généralisé . . . . .	151
4.24	Comparaison des fonctions de transferts en puissance pour modéliser une porte optique non-linéaire . . . . .	153
4.25	Exemple de diagramme de l'œil (a) et du taux d'erreur binaire associé (b) pour des impulsions RZ67% et un OSNR de 10 dB . . . . .	154
4.26	Courbe du TEB en fonction de l'OSNR pour différents formats de modulation . . . . .	154
4.27	Exemple de diagramme de l'œil (a) et du taux d'erreur binaire associé (b) pour des impulsions RZ67% et un OSNR de 10 dB, et un DGD de 10 ps . . . . .	155
4.28	Courbe des pénalités en OSNR en fonction du DGD dans le pire cas pour la PMD pour des impulsions gaussiennes de type RZ67% (a) et RZ33% (b) et un taux d'erreur cible de $10^{-8}$ . . . . .	156

4.29	Evolution du diagramme de l'œil en fonction du DGD pour des impulsions RZ 33% avec un DGD de 0 ps (a), 8 ps (b), 12 ps (c) et 12 ps pour des impulsions RZ 67% (d) . . . . .	157
4.30	Utilisation d'une porte optique non-linéaire pour redistribuer les puissances des symboles 0 et 1 : densités de probabilité et taux d'erreur binaire avant (a) et après (b) la porte optique .	158
4.31	Effet d'un régénérateur optique placé au milieu de la liaison : densités de probabilité et taux d'erreur binaire sans (a) et avec (b) la porte optique . . . . .	159
4.32	Taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision du récepteur pour une puissance crête en entrée du régénérateur optimisée et non optimisée pour un régénérateur en réception.	160
4.33	Taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision du récepteur pour une puissance crête en entrée du régénérateur non optimisée pour un régénérateur au milieu de la liaison. .	161
4.34	Diagrammes de l'œil en sortie de la porte optique non-linéaire de $b = 0,1$ pour le format RZ67% avec un OSNR de 10 dB pour une puissance crête optimale (a) et non optimale (-2 dB) (b) . . . . .	162
4.35	Comparaison des pénalités en OSNR induites par la PMD d'ordre 1 pour un taux d'erreur cible de $10^{-8}$ avec et sans régénérateur optique . . . . .	163
4.36	Cartographie du taux d'erreur binaire en fonction de l'OSNR avant et après le régénérateur de paramètres $\beta = 0, \alpha = 0,1$ .	164
4.37	Courbes d'isoTEB avec (trait plein) et sans régénérateur (trait pointillé) pour un TEB de $10^{-8}$ avec un régénérateur de paramètres $\beta = 0, \alpha = 0,1$ . . . . .	165
4.38	Marge en OSNR apportée par l'insertion d'un régénérateur au sein de la ligne de transmission en fonction de sa position, pour un TEB de $10^{-8}$ avec un régénérateur de paramètres $\beta = 0, \alpha = 0,1$ . . . . .	166
4.39	Marge en OSNR apportée par le régénérateur en fonction de sa position pour une puissance de seuil 1 dB (a) et 2 dB (b) inférieure à sa valeur optimale . . . . .	166
4.40	Marge en OSNR apportée par le régénérateur en fonction de sa position, pour une porte optique de raideur $\beta = 0.2$ (a) et $\beta = 0.5$ (b) . . . . .	167
4.41	Evolution de la marge apportée par le régénérateur en fonction du réglage de la puissance de seuil, pour différentes raideurs de la porte optique non-linéaire . . . . .	168
4.42	Cartographies du TEB en fonction des DGD avant/après le RG pour un OSNR de 8 dB (a), 10 dB (b), 12 dB (c) et 14 dB (d) . . . . .	170

4.43	PMD tolérée de la liaison pour une marge de 1 dB, dans le cas d'un régénérateur en marche d'escalier placé à mi-distance du récepteur . . . . .	171
4.44	PMD tolérée de la liaison pour un taux d'erreur maximum de $10^{-8}$ , dans le cas d'un régénérateur en marche d'escalier placé à mi-distance entre émetteur et récepteur . . . . .	171
4.45	PMD tolérée de la liaison en fonction de la position du régénérateur pour une marge de 1 dB (a) et un taux d'erreur limite de $10^{-8}$ (b) . . . . .	172
4.46	Exemple d'évolution de la probabilité de coupure en fonction de la position du régénérateur dans le lien, pour différentes valeurs de PMD globale et un OSNR de 10 dB dans 1 nm . . . . .	174
4.47	PMD maximale tolérée par la liaison (a) lorsque la position du régénérateur est optimisée, en fonction de l'OSNR total et position optimale associée (b) . . . . .	175
4.48	PMD maximale tolérée par la liaison pour un régénérateur placé au milieu de la liaison et pour différentes raideurs de la porte optique . . . . .	176
5.1	Principe de discrimination fréquentielle des polarisations par XPM (a) et spectre associé en sortie de la fibre (b). . . . .	187
5.2	Spectre obtenu en sortie de la fibre du régénérateur : les deux impulsions polarisées orthogonalement ont des spectres distincts	189
5.3	Evolution de la largeur quadratique moyenne (a) et du degré de polarisation (b) en fonction du DGD avant le régénérateur pour une impulsion unique. . . . .	190
5.4	Configuration simulée pour le régénérateur par filtrage discriminant . . . . .	192
5.5	Isocontours des DGD tolérés en fonction de la puissance moyenne en entrée de la fibre et du décalage du filtre optique pour une dispersion locale de -0,1 (a), - 0,2 (b), - 0,3 (c) et -0,4 (d) ps/(nm.km). . . . .	194
5.6	Evolution du degré de polarisation (a) et de la largeur RMS des impulsions (b) en sortie du régénérateur pour le premier cas ( $D = -0,3$ ps/(nm.km)). . . . .	195
5.7	Evolution du degré de polarisation (a) et de la largeur RMS des impulsions (b) en sortie du régénérateur pour le premier cas ( $D = -0,2$ ps/(nm.km)). . . . .	196
5.8	Effet de séquence observé pour le point de fonctionnement pour $D = -0,2$ ps/(nm.km) avec un DGD de 7 ps . . . . .	197
5.9	Isocontours des DGD tolérés en fonction de la puissance moyenne injectée dans la fibre et du décalage du filtre pour des dispersions locales de -0,1 (a), -0,2 (b), -0,3 (c) et -0,4 (d) ps/(nm.km).198	
5.10	Configuration générale expérimentale . . . . .	199

5.11	Diagramme de l'œil d'un signal RZ déformé par un DGD de 12 ps dans le pire cas . . . . .	200
5.12	Evolution du taux d'erreur binaire en fonction de l'OSNR du signal régénéré . . . . .	202
5.13	Spectres mesurés en sortie de la fibre DSF pour un décalage de 140 GHz et une puissance de 22 dBm, sans PMD (a) et avec un DGD de 8 ps dans le pire cas (b). . . . .	203
5.14	Spectres mesurés en sortie de la fibre avec un polariseur placé selon le PSP rapide, le PSP lent et entre les deux, et les diagrammes de l'œil correspondants. . . . .	204
5.15	Effet de séquence observé expérimentalement avec $D = -0,2$ ps/(nm.km), un décalage du filtre de 240 GHz et une puissance moyenne de 24 dBm pour un DGD de 8 ps. Selon un état principal de polarisation (a), dans le pire cas (b) et les résultats obtenus par simulation (c) et (d). . . . .	205
5.16	Diagrammes de l'œil obtenus en sortie du régénérateur pour un DGD de 10 ps dans le pire cas pour la PMD (a) et dans un cas légèrement dissymétrique (b). . . . .	206
5.17	Diagrammes de l'œil observés en entrée et sortie du régénérateur pour le pire cas de la PMD (colonne de gauche) et pour un cas légèrement dissymétrique (colonne de droite) : (a),(b) en entrée du régénérateur, (c),(d) en sortie pour une puissance de 20 dBm et (e),(f) en sortie pour une puissance de 22 dBm. . . . .	207
5.18	Spectres mesurés en sortie de la fibre DSF pour une puissance de 22 dBm et un DGD de 8 ps dans le pire cas (a) et dans le cas dissymétrique (b). . . . .	208
5.19	Evolution du temps de groupe des polarisations x et y en sortie du régénérateur pour un DGD de 8 ps et une répartition d'énergie entre les PSP de 0,43 (a) et 0,57 (b). . . . .	210
5.20	Comparaison des séquences d'impulsions en entrée et sortie du régénérateur pour un DGD de 8,5 ps et une répartition de l'énergie entre les PSP de $\gamma = 0,5$ (a) et 0,62 (b). Le décalage du filtre est de 140 GHz, la puissance moyenne de 20 dBm. . . . .	211
5.21	Exemples de cartographie du DGD toléré en fonction de la puissance moyenne dans la fibre et du décalage du filtre pour le canal 14 (-0,29 ps/(nm.km)) du démultiplexeur pour des gamma compris entre 0,5 et 0,82 (a) et entre 0,5 et 0,93 (b). . . . .	212
6.1	Spectre électrique d'un signal RZ33% déformé par la PMD d'ordre 1 avec $\gamma = 1/2$ , pour un DGD de 0, 10 et 20 ps. . . . .	215
6.2	Schéma expérimental pour évaluer la tolérance à la PMD d'un couple Tx/Rx . . . . .	216
6.3	Architecture de la récupération d'horloge électrique . . . . .	216

6.4	Evolution de la composante du spectre électrique à 42,6 GHz (a) et du degré de polarisation (b) en fonction du DGD pour $\gamma = 1/2$ .	217
6.5	Courbes des pénalités du couple Tx/Rx en fonction du DGD pour des taux d'erreur binaire cibles de $10^{-4}$ , $10^{-6}$ et $10^{-8}$ : avec (a) ou sans (b) récupération d'horloge , et comparaison des deux cas (c)	218
6.6	Décalage entre l'horloge et les données pour un signal RZ 33% au débit de 42,6 Gbit/s en fonction du DGD pour différentes valeurs de $\gamma$	219
6.7	Evolution des phases respectives du signal détecté et de l'horloge en fonction de $\gamma$ pour un DGD de 10 ps (a) et 15 ps (b).	220
6.8	Exemples d'horloge extraite d'un signal RZ 33% déformé par la PMD : pour un DGD de 7 ps avec $\gamma = 1/2$ (a), pour un DGD de 12,5 ps avec $\gamma = 1/2$ (b) et pour un DGD de 12,5 ps avec $\gamma = 1/4$ (c).	222
6.9	Valeur de PDL en fonction de la fréquence centrale du filtre, fixée par le courant (et donc la température) du Pelletier.	223
6.10	Spectres électriques détectés en sortie du laser auto-pulsant en absence (a) et avec (b) verrouillage du laser sur le signal injecté.	224
6.11	Schéma expérimental pour évaluer grossièrement la qualité de l'horloge en sortie de chaque composant.	226
6.12	Spectre de l'horloge en sortie du laser auto-pulsant de type massif – Spectre complet (a) et zoom sur une portion du spectre proche du gain maximum du laser (b).	227
6.13	Horloge en sortie du laser auto-pulsant de type massif après un filtre optique de 5 nm.	228
6.14	Horloge en sortie du laser auto-pulsant à boîtes quantiques (b) obtenue pour le signal injecté en entrée (a)	228
6.15	Schéma expérimental de la technique de remodulation pour caractériser la qualité d'une horloge optique	230
6.16	Caractérisation de l'horloge optique générée par le laser auto-pulsant à boîtes quantiques par la technique de remodulation	231
6.17	Architecture du régénérateur tout optique 3R fondé sur l'emploi d'un laser auto-pulsant	233
6.18	Temps de recombinaison du gain du SOA après saturation par impulsions ultra-courtes, mesuré à l'aide d'un oscilloscope optique Picosolve	234
6.19	Spectre d'émission du SOA seul	235

# Liste des tableaux

1.1	Paramètres à 1550 nm des fibres dites SSMF, DSF et NZ-DSF+.	24
2.1	Vecteur de Jones et de Stokes de quelques polarisations remarquables . . . . .	41
2.2	Comparaison des performances des compensateurs optiques de PMD . . . . .	68
3.1	PMD tolérée par le couple émetteur/récepteur . . . . .	105
4.1	Equivalence ouverture du diagramme de l'oeil - facteur Q - TEB	123
4.2	PMD tolérée par le couple émetteur/récepteur . . . . .	124
4.3	PMD tolérée avec un régénérateur idéal en réception . . . . .	127
4.4	PMD tolérée avec un régénérateur en réception pour différentes raideurs de la porte optique . . . . .	129
4.5	PMD tolérée avec un régénérateur en réception en fonction du temps de réponse pour une marge de 1 dB . . . . .	133
4.6	PMD tolérée avec un régénérateur idéal placé au sein de la ligne de transmission . . . . .	135
4.7	PMD tolérée avec un régénérateur au sein de la ligne de transmission pour différentes raideurs de la porte optique . . . . .	136
4.8	PMD tolérée calculée par la méthode complète. Le régénérateur est placé au sein de la ligne de transmission et la une marge vaut 1 dB . . . . .	136
4.9	PMD tolérée pour un régénérateur au sein de la ligne de transmission avec un temps de réponse de 5 ps . . . . .	137
5.1	Paramètres de l'article [82] . . . . .	190
5.2	Paramètres fixes employés pour l'étude numérique . . . . .	192
5.3	Paramètres des impulsions en entrée et sortie du régénérateur	210



# Table des acronymes

Acronyme	Signification anglaise	Signification française
B2B	Back-to-back	
DCF	Dispersion compensating fiber	Fibre à compensation de dispersion
DGD	Differential group delay	Temps de groupe différentiel
DOP	Degree of polarisation	Degré de polarisation
DPSK	Differential phase shift keying	Modulation de phase différentielle
DQPSK	Differential quadrature phase shift keying	Modulation de phase différentielle quaternaire
DSF	Dispersion shifted fibre	Fibre à dispersion décalée
EDFA	Erbium doped fiber amplifier	Amplificateur à fibre dopée Erbium
ESA	Amplified spontaneous emission	Emission spontanée amplifiée
FWM	Four wave mixing	Mélange à quatre ondes
ISI	Intersymbol interference	Interférence entre symboles
MEA	Electro-absorption modulator	Modulateur à électro-absorption
NF	Noise figure	Facteur de bruit
NOLM	Non-linear optical loop mirror	Boucle optique non-linéaire
NRZ	Non return to zero	Non retour à zéro
OSNR	Optical signal to noise ratio	Rapport signal à bruit optique
OTDM	Optical time domain multiplexing	Multiplexage optique temporel
PMD	Polarisation mode dispersion	Dispersion modale de polarisation
PMDC	PMD compensator	Compensateur de PMD
PRBS	Pseudo-random binary sequence	Séquence binaire pseudo-aléatoire
PSBT	Phase shaped binary transmission	Transmission binaire à profil de phase contrôlé
PSP	Principal state of polarisation	Etats principal de polarisation

Acronyme	Signification anglaise	Signification française
RMS	Root mean square	Quadratique moyenne
RZ	Return to zero	Retour à zéro
SOA	Semiconductor amplifier	Amplificateur à semi-conducteurs
SPM	Self phase modulation	Auto-modulation de phase
TEB	Bit error rate	Taux d'erreur binaire
Tx/Rx	Transmitter/Receiver	Émetteur/Récepteur
WDM	Wavelength division multiplexing	Multiplexage en longueur d'onde
XPM	Cross phase modulation	Modulation de phase croisée

# Introduction

Les besoins en télécommunications de la planète sont en essor constant ces dernières années. Le nombre d'applications fortement consommatrices de bande passante est en augmentation continue : triple play, vidéo à la demande, téléphonie 3G, téléchargement croissant de musique en ligne, croissance des contenus vidéos en ligne (YouTube par exemple), etc... Le déploiement de nouvelles technologies d'accès est continu : l'ADSL et ses variantes commence à arriver en saturation en Europe aussi les techniques de type PON et WiMax prennent-elles le relais. Aussi l'augmentation forte des débits par utilisateurs se traduit par une demande en capacité accrue sur les réseaux métropolitains et les réseaux cœurs. Les systèmes WDM à 40 Gbit/s commencent à être déployés dans les réseaux cœur sur le terrain. Les équipementiers cherchent à avoir une densité spectrale d'information maximale pour exploiter au mieux la bande C. Pour satisfaire cette demande, les travaux de recherche se poursuivent et de nouveaux formats plus efficaces spectralement sont à l'étude afin de pouvoir déployer des débits de 40 Gbit/s sur les architectures 10 Gbit/s actuelles. De même la prochaine génération d'Ethernet, le 100 Gbit Ethernet, est en vue et pose de sérieux défis technologiques.

Par ailleurs, les réseaux tout optiques du futur seront de plus en plus maillés et les réseaux transparents totalement reconfigurables constituent la prochaine évolution des réseaux actuels. Pour garantir de grandes étendues toutes optiques ils intégreront vraisemblablement des fonctions de conversion de longueur d'onde et de régénération tout optique au niveau des nœuds de commutation. Ces nouveaux composants occuperont une place de choix dans les réseaux tout optiques reconfigurables.

Un autre paradigme est proposé par l'entreprise Infinera qui propose de déployer massivement à chaque nœud du réseau des régénérateurs opto-électroniques pour tous les canaux WDM. Un saut technologique est à l'œuvre et les capacités d'intégration et de miniaturisation des émetteurs / récepteurs deviennent impressionnante. Ce type d'approche mérite d'être observé avec attention mais un de ses inconvénients majeurs réside dans le déploiement de nouvelles longueurs d'onde qui nécessitent l'ajout de régénérateurs opto-électroniques supplémentaires en tout nœud du réseau, donc de fortes

dépenses opérationnelles (opex).

Dans ces travaux, nous étudierons les possibilités des futurs réseaux tout optiques. Avec l'augmentation continue du débit par canal, les effets de déformation des impulsions seront de plus en plus critiques, comme peut déjà l'être la dispersion modale de polarisation (PMD) pour un débit de 40 Gbit/s dans les réseaux de fibre optique actuels. Dans ce mémoire, nous étudions plus particulièrement la capacité des régénérateurs tout optiques à combattre la PMD. Si leur efficacité est avérée, ils constitueront tout naturellement des compensateurs de PMD distribués dans le réseau. Un autre de leur avantage en tant que compensateur de PMD est qu'ils ne nécessitent pas de fonction de suivi et d'adaptation constante à l'évolution de la PMD. Enfin leur domaine d'action n'est pas limité à la seule PMD mais permettent de minimiser divers types de dégradation subis par le signal comme la diminution du rapport signal sur bruit et éventuellement la gigue temporelle.

Les deux premiers chapitres constituent une introduction aux systèmes de télécommunications par fibre optique et au phénomène de dispersion modale de polarisation. Elle rappelle au lecteur les notions fondamentales employées tout au long de ce manuscrit et les clés pour comprendre les phénomènes étudiés dans ces travaux de recherche.

Le troisième chapitre est une présentation générale des techniques de régénération optique du signal. Nous introduisons alors une classification des régénérateurs 2R en deux catégories : les régénérateurs de type I traitent les impulsions sans leur donner de forme particulière tandis que les régénérateurs de type II donnent une forme bien spécifique aux impulsions. Puis nous proposons une méthode originale pour caractériser un régénérateur optique vis-à-vis de la PMD et en déduire la probabilité de coupure d'une liaison avec un régénérateur, ainsi que sa place optimale. Ceci permet de définir les outils nécessaires à l'ingénierie système pour prendre en compte les gains apportés par le régénérateur.

Le quatrième chapitre est constitué de l'étude numérique de la capacité d'un régénérateur de type I à combattre la PMD en un passage unique. Cette section met en évidence l'inutilité d'un régénérateur placé directement devant le récepteur. Seul un régénérateur déporté au sein de la ligne de transmission permet de compenser la PMD dans une certaine mesure, et son efficacité est maximale s'il est placé pratiquement au milieu de la liaison. Le cinquième chapitre est consacré aux régénérateurs de type II : la technique de régénération par élargissement spectral et filtrage décalé est prise comme exemple de cette catégorie. Par son principe même, ce type de régénérateur permet une compensation naturelle de la PMD. Mais son étude approfondie théorique et expérimentale démontre son inefficacité pour combattre la PMD en un passage.

Le dernier chapitre conclut ces travaux par l'étude de l'impact de la PMD sur les techniques de récupération d'horloge électriques ou optiques, élément clé de tout régénérateur 3R. Les techniques électroniques simples sont pénalisées par le creusement du spectre électrique induit par la PMD et le décalage temporel horloge-données ainsi créé. Les techniques de récupération d'horloge tout optiques permettent d'éviter ces deux limitations. En particulier, les lasers auto-pulsants sont des composants très prometteurs pour réaliser une récupération d'horloge optique en présence de PMD. Leur utilisation au sein d'un régénérateur 3R permet d'étudier la faisabilité d'une compensation de la PMD par un régénérateur 3R tout optique à architecture simple.



# Chapitre 1

## Généralités sur les systèmes de transmission optique

Ce chapitre constitue une introduction aux systèmes de transmission sur fibre optique. Tout en restant général, il se focalise sur les réseaux tout optiques du futur et les applications pour les réseaux cœurs de transport. Nous nous attacherons à faire ressortir les concepts utilisés dans la suite de cette étude.

### 1.1 Les systèmes de télécommunications

Tout système de télécommunications est constitué d'un émetteur, d'un récepteur et d'un milieu de transmission. La façon de transmettre l'information dépend bien souvent du milieu de transmission : par exemple les ondes radio sont parfaitement adaptées à la transmission en espace libre alors que les signaux optiques se prêtent mieux à une propagation guidée.

La génération de signaux de transmission peut se réaliser de multiples façons : l'information peut être codée en temps, en phase ou en fréquence. La façon de traduire l'information en un signal de télécommunications s'appelle modulation. Cette étape est effectuée au sein de l'émetteur qui génère le signal et l'envoie dans le milieu de transmission. Le signal se propage sur une certaine distance avant d'être détecté par le récepteur ; l'opération inverse de traduction du signal en information s'appelle détection. Par la suite, nous considérerons la transmission d'une information numérique, c'est-à-dire sous forme d'éléments binaires 0 et 1, appelés bits.

Plus la distance de transmission est grande, plus le signal reçu est dégradé. Pour extraire l'information du signal reçu, le détecteur doit prendre des décisions. Cette prise de décision peut être source d'erreurs. Ainsi la qualité de l'information reçue est caractérisée par la probabilité d'erreur. Le

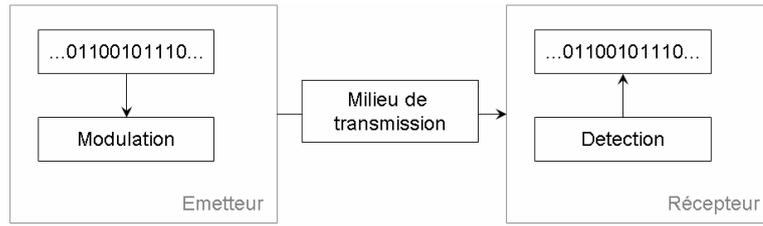


FIG. 1.1 – Schéma général d'un système de télécommunications

signal reçu est échantillonné, puis comparé à un seuil appelé seuil de décision. Le résultat de la décision  $\hat{s}_k$  est :

$$\begin{aligned} \hat{s}_k &= 1 \text{ si } s_k > \text{seuil} \\ \hat{s}_k &= 0 \text{ si } s_k \leq \text{seuil} \end{aligned} \quad (1.1)$$

Par conséquent deux types d'erreur sont possibles : décider  $\hat{s}_k = 1$  alors que  $s_k = 0$  a été émis et vice versa. Donc la probabilité d'erreur est égale à :

$$Pe = p_0 Pe_0 + p_1 Pe_1 = \frac{1}{2} Pe_0 + \frac{1}{2} Pe_1 \quad (1.2)$$

$p_0$  (resp.  $p_1$ ) est la probabilité d'émission a priori d'un symbole 0 (resp. 1), qui vaut  $1/2$  en supposant que les symboles 0 et 1 sont équiprobables.  $Pe_0$  (resp.  $Pe_1$ ) est la probabilité d'erreur conditionnelle à l'émission d'un 0 (resp. un 1) ; ces probabilités conditionnelles sont respectivement égales à :

$$Pe_0 = \int_{\text{seuil}}^{\infty} P_{V|0}(v)dv \text{ et } Pe_1 = \int_{-\infty}^{\text{seuil}} P_{V|1}(v)dv \quad (1.3)$$

où  $V$  est la tension proportionnelle au signal échantillonné reçu et  $P_{V|0}$  la densité de probabilité d'un symbole 0. La figure 1.2 représente les probabilités conditionnelles d'erreur par l'aire des parties ombrées sous les densités de probabilité pour les symboles 0 et 1.

En réception, le signal est entaché de bruit de diverses origines. En présence de bruits gaussiens de variances  $\sigma_0^2$  et  $\sigma_1^2$ , ces probabilités peuvent s'exprimer selon :

$$\begin{aligned} P_{V|0}(v) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \exp\left(-\frac{(v-V_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) \\ P_{V|1}(v) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left(-\frac{(V_1-v)^2}{2\sigma_1^2}\right) \end{aligned} \quad (1.4)$$

Dans ce cas, la probabilité d'erreur s'écrit [1] :

$$Pe = \frac{1}{4} \operatorname{erfc}\left(\frac{\text{seuil} - V_0}{\sqrt{2}\sigma_0}\right) + \frac{1}{4} \operatorname{erfc}\left(\frac{V_1 - \text{seuil}}{\sqrt{2}\sigma_1}\right) \quad (1.5)$$

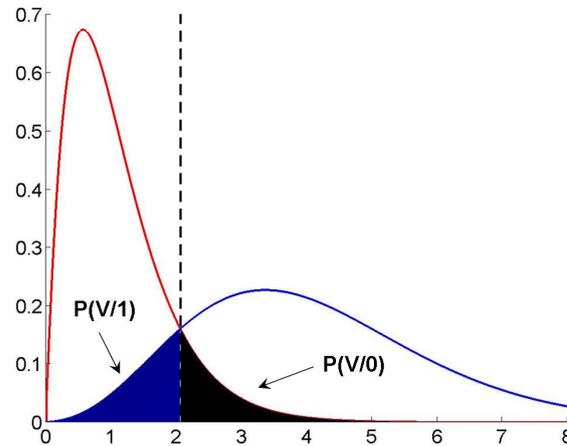


FIG. 1.2 – Densités de probabilité conditionnelles des symboles 0 et 1

avec  $V_0$  le niveau moyen d'un symbole 0.

La position du seuil de décision qui minimise la probabilité d'erreur est obtenue pour  $V_s = \frac{V_0 \cdot \sigma_0 + V_1 \cdot \sigma_1}{\sigma_0 + \sigma_1}$ . La probabilité d'erreur vaut alors :

$$Pe = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{V_1 - V_0}{\sqrt{2}(\sigma_0 + \sigma_1)}\right) \quad (1.6)$$

Pour mesurer expérimentalement la qualité d'une transmission, il est possible d'employer un estimateur de la probabilité d'erreur appelé taux d'erreur sur les éléments binaires ou souvent taux d'erreur binaire (TEB). Il est défini comme le nombre total d'éléments binaires erronés sur le nombre total d'éléments binaires reçus  $N$ . L'estimation ainsi faite de la qualité de la liaison est d'autant plus proche de la réalité que le nombre d'éléments binaires reçus est grand, comme l'indiquent la moyenne et la variance de cet estimateur :

$$\begin{aligned} E\{TEB\} &= Pe \\ \sigma_{TEB}^2 &= \frac{Pe(1 - Pe)}{N} \end{aligned} \quad (1.7)$$

Le taux d'erreur binaire considéré comme acceptable pour une expérience de laboratoire en télécommunications optiques est de  $10^{-9}$ , c'est-à-dire en moyenne une seule erreur pour un milliard de bits. Pour mesurer un tel taux d'erreur avec un intervalle de confiance de 10%, il faut recevoir au minimum  $10^{11}$  bits, correspondant à un temps de 10 secondes pour un débit de 10 Gbit/s. En pratique cette durée est suffisamment courte pour être acceptable mais lorsqu'une boucle à recirculation est employée, ce temps peut être multiplié par 10 ou plus car le temps de mesure effectif à une distance donnée est un intervalle de temps d'autant plus petit que la distance choisie

est forte. Il convient alors d'adapter les taux d'erreur mesurés aux conditions expérimentales.

La fibre optique constitue un milieu de transmission très intéressant de part sa large bande passante [2] pour une si petite taille ; elle reste le meilleur candidat pour la transmission d'un grand débit d'information sur de très longues distances. La suite de ce chapitre présente donc les techniques employées dans les systèmes de transmission sur fibre optique.

## 1.2 Les systèmes de transmission sur fibre optique

Considérons une ligne de transmission optique point-à-point. Pour compenser l'atténuation de la fibre optique, des amplificateurs optiques à fibre dopée Erbium (ou EDFA en anglais) sont disposés le long de la fibre - tous les 100 km en moyenne pour une configuration terrestre.

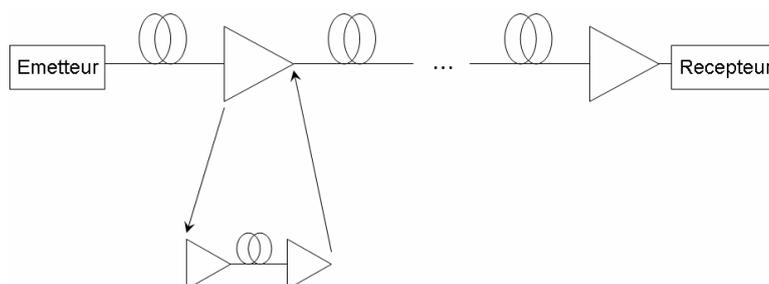


FIG. 1.3 – Schéma d'une ligne de transmission optique.

La suite de ce chapitre va successivement s'intéresser au codage de l'information, à l'émetteur, au récepteur et à la ligne de transmission elle-même.

### 1.2.1 Les formats de modulation

Classiquement dans les systèmes de télécommunications optiques, l'information est codée en intensité ou en phase.

Le codage en intensité est un codage binaire : un 1 est représenté par la présence d'une impulsion optique et un 0 par l'absence de lumière. Le signal optique obtenu peut être décrit par l'équation (1.8).

$$s(t) = \sum_k s_k h(t - kT) \quad (1.8)$$

La forme d'onde  $h(t)$  distingue différents formats de modulation :

- Le format le plus simple est le format NRZ pour non retour à zéro. Pour un symbole 1, la puissance optique reste à son niveau haut sur toute la durée du temps bit, le temps alloué à un élément binaire - cf. la figure 1.4a.
- Un autre format de modulation couramment employé est le RZ. RZ signifie retour à zéro. Pour un symbole 1, la puissance optique est maintenue à un niveau haut, appelé puissance crête, durant une partie du temps bit seulement - cf. la figure 1.4b. Il existe au moins trois variantes de ce format de modulation, selon la manière de le générer, comme nous le verrons ci-dessous.

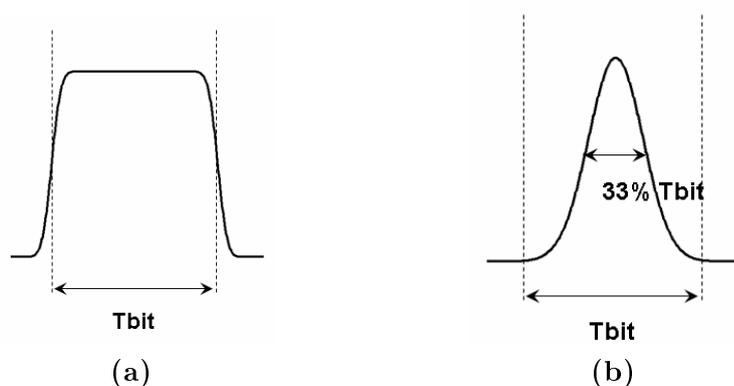


FIG. 1.4 – Forme temporelle des impulsions. Impulsions dites non retour à zéro (a) ; impulsions dites retour à zéro (b).

Ce sont les formats de modulation conventionnellement employés dans nombre de système déployés. Leur avantage est leur relative simplicité de mise en œuvre.

Par ailleurs la famille des formats de modulation de phase est réapparue tout récemment [3] de part la recherche constante d'amélioration des performances. Le signal se présente sous la forme d'un train continu d'impulsions, l'information étant portée par la différence de phase entre deux impulsions, égale à 0 ou  $\pi$ . Le signal optique obtenu est décrit par l'équation (1.9).

$$s(t) = \sum_k h(t - kT) e^{i\pi s_k} \quad (1.9)$$

Là encore la forme d'onde  $h(t)$  va différencier les formats de modulation :

- Le DPSK pour modulation de phase différentielle utilise des impulsions NRZ. Ainsi la puissance optique du canal est pratiquement constante.

- Le RZ-DPSK emploie des impulsions de type RZ et donc la puissance du canal évolue de façon périodique au cours du temps.

L'avantage des formats de modulation de phase est d'une part le gain en sensibilité grâce à l'emploi d'une détection équilibrée et d'autre part une plus grande résistance aux effets non-linéaires croisés lors d'un multiplexage en fréquence. Mais ils présentent une complexité et donc un coût accru [4].

Actuellement, nous assistons à un foisonnement de nouveaux formats de modulation [5]. A l'heure des réseaux tout optiques de nouvelles contraintes émergent, comme la tolérance au filtrage induit par la cascade de multiplexeurs à insertion - extraction. De plus, les opérateurs de télécommunications ne souhaitent pas modifier l'architecture de leurs réseaux optiques lors du passage d'un débit par canal de 10 à 40 Gbit/s ; cela est facilité par l'emploi de formats de modulation alternatifs. Nous en citerons deux :

- Le PSBT - phase shaped binary transmission ou transmission binaire à profil de phase contrôlé - présente un spectre étroit et une grande tolérance à la dispersion chromatique. Le récepteur est inchangé et l'émetteur emploie un précodage électrique et un filtre passe-bas. Sa tolérance aux effets non-linéaires est assez bonne. Son emploi est limité à des distances moyennes à longues (inférieures à 2000 km).
- Le DQPSK - differential quadrature phase shift keying ou modulation de phase différentielle à quatre états - présente un spectre deux fois plus étroit que le DPSK car le débit symbole est la moitié du débit d'information. Il affiche de bonnes performances mais l'émission et la réception sont grandement complexifiées. De plus sa cohabitation avec des formats modulés en amplitude peut sérieusement limiter sa portée.

Ces travaux de thèse se concentrent sur l'emploi de formats RZ à modulation d'amplitude, au débit de 40 Gbit/s. Nous allons maintenant détailler les émetteurs et récepteurs employés pour ces formats de modulation.

### 1.2.2 L'émetteur

L'émetteur est constitué d'une source laser et d'un modulateur pour coder l'information sur le signal optique. Le laser employé est un laser à semi-conducteur de spectre étroit, qui émet préférentiellement à une fréquence donnée. Dans un système où plusieurs longueurs d'onde sont transmises, on désigne par canal le signal émis à une longueur d'onde donnée. La section suivante présente les deux techniques de modulation classiquement employées : la modulation directe et la modulation externe.

### 1.2.2.1 La modulation directe

La modulation directe consiste à appliquer les données - sous forme de signal électrique - par modulation du courant injecté dans le laser. La variation du courant injecté se traduit par une modulation d'amplitude du signal optique.

Mais elle s'accompagne également d'une modulation de fréquence : en effet, les variations de courant du laser provoquent des variations de la densité de porteurs donc de l'indice de réfraction de la cavité, indice qui définit directement la longueur d'onde d'émission du laser. Cette variation de fréquence non souhaitée s'appelle chirp. Les impulsions générées par modulation directe d'un laser sont dites chirpées et sont par là plus sensibles à la dispersion chromatique de la fibre optique : elles vont généralement s'élargir plus rapidement que des impulsions à chirp nul.

Cette méthode a l'avantage d'être bas coût car elle ne nécessite pas l'emploi de composants supplémentaires. C'est pourquoi elle est aujourd'hui utilisée dans les réseaux d'accès par exemple mais aussi de plus en plus dans les réseaux métropolitains lorsque les distances cibles le permettent. De nos jours des modulations directes jusqu'à un débit de 40 Gbit/s ont été démontrées [6]. Des solutions pour réduire le chirp sont activement recherchées, comme les lasers à puits quantiques.

Aussi, compte-tenu des limitations actuelles à la distance de propagation des impulsions chirpées, l'emploi de modulateurs externes est préféré pour les transmissions de moyenne à longue portée (supérieures à 500 km).

### 1.2.2.2 La modulation externe

Comme son nom l'indique, un composant extérieur au laser est employé pour moduler le signal optique. Le laser est dans ce cas utilisé comme une source continue. Les modulateurs communément utilisés ont une structure d'interféromètre de Mach-Zehnder intégré dans des guides en niobate de lithium. L'indice de réfraction d'un (ou des deux) bras de l'interféromètre est modulé par effet électro-optique. Selon la configuration des électrodes, il est possible de générer une modulation de phase ou d'intensité. Ce type de modulateur a été employé pour les travaux expérimentaux décrits dans ce manuscrit.

Suivant le format de modulation souhaité, la configuration employée change. Prenons l'exemple des modulations d'amplitude NRZ et RZ. Le format NRZ est le plus simple à générer : il emploie un unique modulateur comme le montre la figure 1.5a.

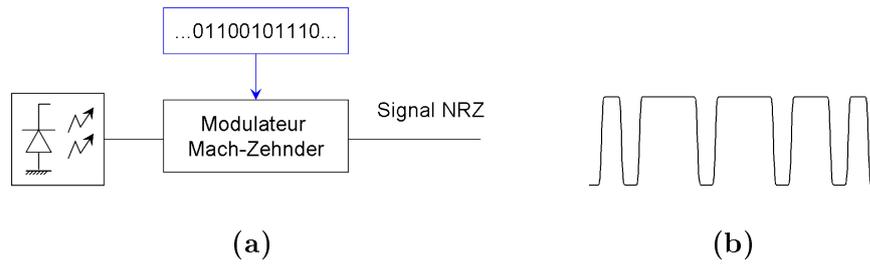


FIG. 1.5 – Génération d'un signal optique NRZ : schéma de modulation NRZ (a) et séquence optique NRZ (b).

Les données générées par un multiplexeur électrique se présentent sous la forme d'un train d'impulsions NRZ électrique. Ce train pilote le modulateur qui transcrit les données dans le domaine optique cf. figure 1.5b. Ce modulateur est appelé codeur : il code l'information.

La génération d'un format de modulation de type RZ se déroule en deux étapes, dont l'ordre importe peu. Comme indiqué sur la figure 1.6a, la première est la génération des données grâce à un codeur NRZ. Le deuxième modulateur donne leur forme aux impulsions et se dénomme shaper.

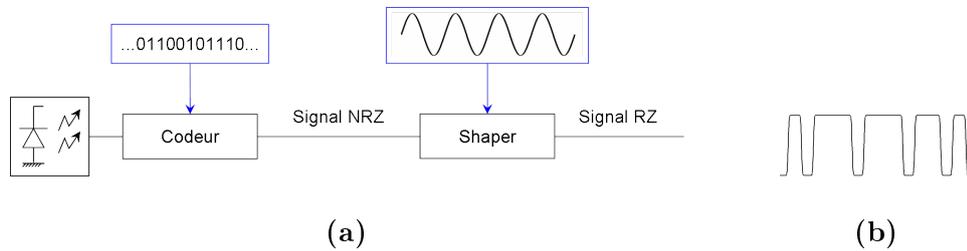


FIG. 1.6 – Génération d'un signal optique RZ : schéma de modulation (a) et séquence optique (b).

Il existe trois variantes du format RZ : les impulsions peuvent être plus ou moins courtes. Le rapport entre la largeur à mi-hauteur des impulsions et la durée du temps bit est appelé rapport cyclique ou taux de remplissage. Il varie de 33%, 50% à 67% selon l'attaque électrique circuit de mise en forme (débit de l'horloge et tension de polarisation du modulateur). Ainsi les impulsions RZ à 40 Gbit/s ont respectivement une durée de 8, 12 et 16 ps. Corrélativement, le spectre des signaux a une largeur inversement proportionnelle à leur durée. Ainsi comme représenté sur la figure 1.7, un train d'impulsions RZ67% a un spectre plus fin qu'un train d'impulsions RZ33% ; il est donc plus adapté à un multiplexage en longueur d'onde dense. En général

à 40 Gbit/s, la tension de polarisation du modulateur est fixée au minimum de sa fonction de transfert en puissance pour obtenir des impulsions RZ67% ; une inversion de phase de phase d'une impulsion à l'autre est alors obtenue et on parle de signal CS-RZ pour Carrier-suppressed return to zero.

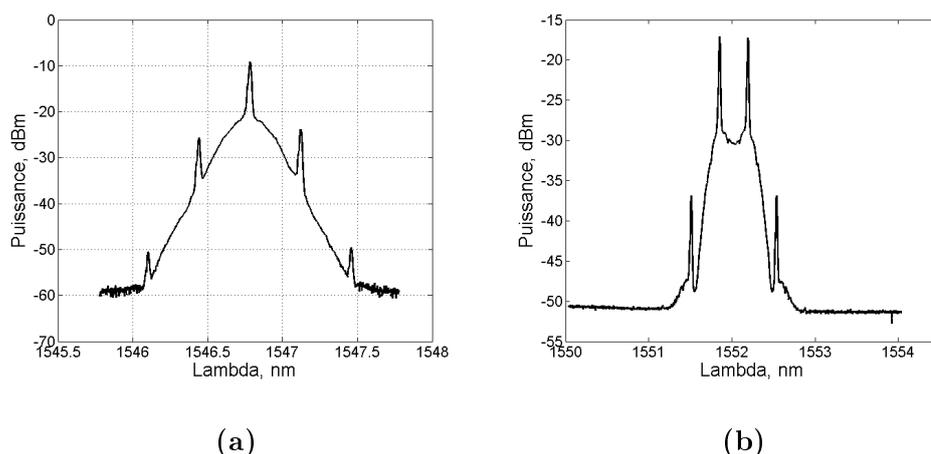


FIG. 1.7 – Comparaison des spectres optiques RZ33%(a) et CS-RZ (b).

Employer des modulateurs externes dans un système est plus coûteux mais la forte réduction du chirp permet des gains considérables sur la portée du système.

Un autre type de modulateur externe existe : il s'agit des modulateurs à électro-absorption dont le principe repose sur l'effet Franz-Keldysh dans des matériaux semi-conducteurs. L'avantage de ces composants est la possibilité offerte de les intégrer avec un laser, ce qui réduit l'encombrement de l'émetteur. Mais ils présentent un chirp qui rend problématique leur emploi dans des systèmes de longue portée.

Une méthode radicalement différente a été proposée par la société Azna pour réduire considérablement le coût de l'émetteur. Elle fait l'objet du paragraphe suivant.

### 1.2.2.3 Une technique de modulation alternative

Azna a proposé une méthode de modulation d'intensité à bas coût dont les performances en transmission sont comparables à des méthodes plus complexes et coûteuses. Le principe est de moduler directement la fréquence d'un laser à semi-conducteur, et de placer un filtre étroit en sortie du laser [7]. Ainsi Azna propose d'utiliser l'effet parasite de chirp des lasers pour

le convertir en modulation d'amplitude. Cette méthode a l'avantage d'être à bas coût tout en préservant des performances acceptables pour les systèmes de transmission de longue portée. En effet, une transmission d'un canal unique 10 Gbit/s a été démontrée à ECOC 2005 sur plus de 9000 km [7].

#### 1.2.2.4 Les données

L'information à transmettre peut être de différente nature et possède des caractéristiques variables. Ne disposant pas de sources de données en laboratoire, il est nécessaire de les émuler. C'est le rôle du générateur de séquence - encore appelé valise d'émission. Les trains de données créés sont appelés séquences de bits et sont de nature pseudo-aléatoire. L'information créée est une séquence périodique de longueur variable qui présente localement les propriétés de données aléatoires - équiprobabilité des symboles 0 et 1 entre autres - mais est créée de façon contrôlée et reproductible. Il est nécessaire de pouvoir la reproduire d'une part pour pouvoir compter les erreurs en réception et d'autre part pour s'assurer de conduire les expériences dans des conditions bien définies. Les séquences pseudo-aléatoires (PRBS ou pseudo random binary sequence en anglais) de longueur variable entre  $2^7 - 1$  et  $2^{31} - 1$  bits, permettent de générer des suites de 0 et de 1 plus ou moins longues et ainsi de tester la sensibilité d'un composant à la séquence d'information. Une séquence de  $2^n - 1$  éléments binaires contient en effet tous les mots de n éléments binaires à l'exception de la suite de n zéros.

Nous allons maintenant décrire le fonctionnement du récepteur.

### 1.2.3 Le récepteur

Depuis l'introduction des amplificateurs à fibre dopée à l'erbium, les systèmes de télécommunications optiques emploient la technique de détection directe en réception : la conversion d'un signal optique en un signal électrique est effectuée au sein d'une photodiode, uniquement sensible à la puissance du signal. Le module de récupération d'horloge permet au récepteur d'échantillonner le signal pour le circuit de décision, qui transcrit le signal électrique en un flux d'information. La figure 1.8 présente le schéma général d'un récepteur à détection directe.

#### 1.2.3.1 La photodiode

Le photodétecteur convertit les fluctuations de puissance optique en un courant électrique. Il n'est en particulier pas sensible aux fluctuations de phase ou de fréquence.

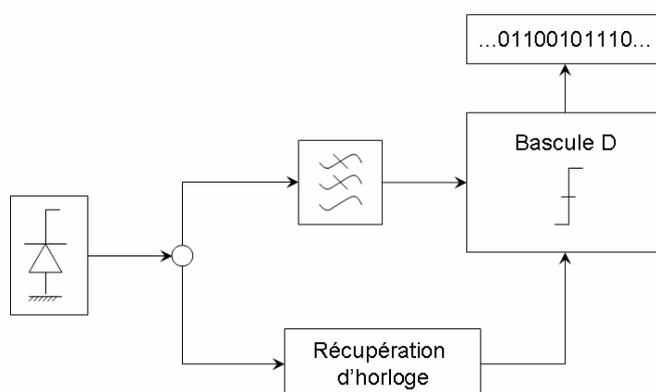


FIG. 1.8 – Schéma bloc d'un récepteur générique

Le processus de photodétection est fondamentalement aléatoire : la puissance optique incidente génère un flux de photoélectrons émis à des instants aléatoires, selon une loi de Poisson. Ceci donne naissance au bruit de grenaille. Le photocourant généré est converti en tension par la résistance de charge de la photodiode. L'agitation thermique des électrons dans la résistance donne naissance au bruit thermique, qui se traduit par des fluctuations de tension aux bornes de la résistance. Ce bruit peut être modélisé par un processus aléatoire gaussien. Ces bruits sont intrinsèques à la fonction de conversion du signal optique en tension électrique.

L'utilisation d'amplificateurs optiques permet de compenser les pertes du signal mais le processus d'amplification génère un bruit dit d'émission spontanée amplifiée (ou ESA), aussi appelé bruit optique. Le champ électrique complexe incident sur la photodiode peut s'écrire :

$$E(t) = s(t) + n(t) \quad (1.10)$$

où l'on distingue le signal utile  $s(t)$  du bruit d'ESA  $n(t)$ .

La détection quadratique du champ électrique fait apparaître des termes de battement entre le signal et le bruit d'émission spontanée amplifiée. Ainsi le photocourant en sortie de la photodiode vaut :

$$I(t) = |s(t) + n(t)|^2 = |s(t)|^2 + |n(t)|^2 + 2\mathcal{R}e\{s(t)n(t)\} \quad (1.11)$$

Le premier terme de l'équation (1.11) est l'intensité du signal utile détecté et les deux autres termes sont les termes de battement spontané-spontané  $\langle |n(t)|^2 \rangle$  et signal-spontané  $2\mathcal{R}e\{s \cdot n^*\}$ . Le courant issu de la photodiode est donc un signal qui fluctue autour d'une valeur moyenne proche du signal utile  $\langle |s(t)|^2 + |n(t)|^2 \rangle$ .

A forte puissance optique la contribution du bruit de grenaille est négligeable devant les bruits de battement signal-spontané et spontané-spontané. De même à forte puissance sur le récepteur, la contribution du bruit thermique est négligeable devant les bruits de battement. Or un récepteur à pré-amplification optique utilisé dans des conditions normales de fonctionnement travaille à forte puissance optique incidente. C'est pourquoi seuls les bruits de battement seront considérés dans ces travaux de thèse.

### 1.2.3.2 La récupération d'horloge

Le circuit de récupération d'horloge génère un signal d'horloge synchrone avec les données incidentes. Cette horloge est utilisée par le circuit de décision pour échantillonner le signal selon le débit ou rythme de l'information.

Il existe plusieurs techniques selon le débit d'information et le format de modulation. Distinguons tout d'abord les récupérations d'horloge optiques et électriques - il existe aussi des récupérations d'horloge optoélectroniques au sens où une horloge générée électriquement vient moduler le signal optique. Les récupérations d'horloge optiques sont nécessaires pour des débits d'information supérieurs à 40 Gbit/s [8] et sont également employées dans les régénérateurs optiques, comme nous le verrons par la suite. Néanmoins dans un récepteur classique, ce sont les récupérations d'horloge électriques qui sont employées.

Lorsque le spectre électrique du signal présente une raie de modulation au débit utile ou à un sous multiple de ce débit - comme c'est le cas pour un signal RZ, il existe deux techniques couramment employées dans le monde des télécommunications :

- Un filtrage sélectif de la raie de modulation génère une horloge avec un temps d'accrochage très court mais qui décroche dès qu'une longue suite de zéros est présente dans les données, entraînant la baisse de la puissance de la raie spectrale.
- Une technique plus robuste à la séquence de données est la boucle à verrouillage de phase. Un oscillateur local crée un signal sinusoïdal à la fréquence d'horloge qui est synchronisé au signal par comparaison de la phase des données et de l'horloge. Cette technique est employée dans les systèmes de télécommunications, mais elle présente un temps d'accrochage plus long.

En l'absence de raies de modulation, pour un signal NRZ par exemple, une fonction non-linéaire appliquée au signal électrique peut permettre de faire apparaître ces raies de modulation. Par exemple, une technique employée consiste à transformer électriquement les impulsions NRZ en impulsions RZ. L'apparition d'une raie de modulation permet alors d'employer les

techniques décrites ci-dessus.

### 1.2.3.3 Le circuit de décision

Le circuit de décision effectue deux opérations : il échantillonne la tension électrique puis compare l'échantillon au seuil de décision pour décider que la donnée émise était un 0 (échantillon inférieur au seuil) ou un 1 (échantillon supérieur au seuil). L'échantillonnage s'effectue à un instant appelé instant de décision. La séquence binaire obtenue est transmise à l'analyseur de taux d'erreur - également appelé valise de réception - qui compare la séquence reçue à la séquence pseudo-aléatoire émise et compte simplement le nombre d'erreurs. La séquence émise est reconstituée par la valise de réception ; la longueur de la séquence, fixée par l'utilisateur, est la seule donnée nécessaire.

### 1.2.4 La ligne de transmission

La fibre optique est un milieu de propagation guidée qui présente de nombreux avantages :

- Sa dimension : le cœur a un diamètre de  $10\ \mu\text{m}$  et la gaine de  $250\ \mu\text{m}$  ; il est donc possible de mettre dans un même câble un grand nombre de fibres (jusqu'à plusieurs centaines) qui représentent autant de multiplex potentiels avec une capacité identique.
- Une atténuation de l'ordre de  $0,2\ \text{dB/km}$  : elle permet de transporter l'information sur plus de  $100\ \text{km}$  sans amplification en ligne.
- Une forte bande passante : la théorie de l'information lui donne une capacité de quelques dizaines de THz. En pratique la bande exploitable est déterminée par l'atténuation et limitée par les effets non-linéaires.

La majeure partie des télécommunications par fibre optique à longue distance emploie des fibres optiques monomodes, les seules que nous considérerons par la suite. Plusieurs phénomènes viennent limiter le débit d'information dans une fibre optique :

- l'atténuation qui bien que très faible nécessite une amplification régulière ;
- la dispersion - tout guide présente une dispersion ;
- les effets non-linéaires qui apparaissent en raison du fort confinement de la lumière dans le cœur de la fibre.

La conception d'un système de transmission de longue portée ( $1000\ \text{km}$  et au-delà) nécessite la prise en compte de ces différents facteurs. Une ligne de transmission est composée de plusieurs pas de propagation : un pas comprend un tronçon de fibre de propagation et un site d'amplification doté d'une fibre de compensation de dispersion.

### 1.2.4.1 Atténuation dans les fibres optiques

L'atténuation dans une fibre optique a des origines intrinsèques (absorption du matériau et diffusion Rayleigh) et externes (pertes liées à la courbure et épissures).

La figure 1.9 représente l'atténuation en fonction de la longueur d'onde. L'absorption de la silice pure augmente fortement avec la longueur d'onde. La présence d'impuretés génère également des pertes : le pic  $\text{OH}^-$  présente une résonance à  $1,39 \mu\text{m}$ . La diffusion Rayleigh provoque une montée des pertes aux courtes longueurs d'onde, proportionnelle à  $\lambda^{-4}$ . Par ailleurs, les fibres optiques sont sensibles à une courbure trop forte ; l'emploi de câbles rigidifiés permet de diminuer le risque de courbure. Enfin les fibres sont fabriquées par bobines de quelques kilomètres et une liaison de 100 km comportera plusieurs épissures.

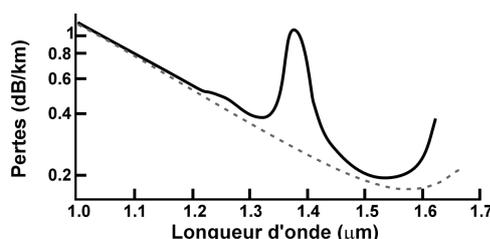


FIG. 1.9 – Evolution de l'atténuation de la fibre avec la longueur d'onde

Les facteurs intrinsèques définissent plusieurs fenêtres de transmission : historiquement la première fenêtre disponible se situait à  $0,85 \mu\text{m}$ . L'amélioration des procédés de fabrication ainsi que la disponibilité de nouveaux lasers a permis d'ouvrir les fenêtres de transmission actuelles :  $1,3 \mu\text{m}$  avec une atténuation de  $0,4 \text{ dB/km}$  et  $1,55 \mu\text{m}$  avec  $0,2 \text{ dB/km}$  - valeur conservatrice qui prend en compte les épissures du câble. La longueur d'onde préférentiellement employée pour les télécommunications est donc  $1,55 \mu\text{m}$ . On appelle bande C la plage de longueur d'onde qui s'étend de  $1530$  à  $1565 \text{ nm}$ . Les transmissions à longue distance exploitent au maximum cette fenêtre de transmission.

Toutefois les dernières avancées ont permis de faire disparaître la présence d'eau lors de la fabrication. L'élimination du pic  $\text{OH}^-$  a ainsi permis d'ouvrir toute la fenêtre de transmission de  $1,3 \mu\text{m}$  à  $1,6 \mu\text{m}$  et d'amener l'atténuation des fibres à une valeur proche de la limite théorique. Les réseaux d'accès ou métropolitains utilisent tout ou partie de cette plage de fréquence (notamment par le multiplexage en longueur d'onde à grand espacement dit coarse WDM).

Bien que très faibles, les pertes de propagation doivent être compensées par une amplification régulière.

### 1.2.4.2 L'amplification optique

Comme indiqué sur la figure 1.3, une ligne de transmission est divisée en tronçons réguliers - 100 km ou 20 dB de pertes pour des systèmes terrestres - séparés par des sites d'amplification. Deux types d'amplification sont couramment employés : l'amplification à fibre dopée Erbium et dans une moindre mesure l'amplification Raman. Il est possible d'utiliser l'un ou l'autre ou de combiner les deux - on parle alors d'amplification hybride. Ces techniques permettent d'amplifier simultanément de façon transparente un multiplex de canaux répartis sur toute la bande C. L'introduction des amplificateurs à fibre dopée Erbium (EDFA en anglais) a révolutionné les télécommunications optiques en permettant l'utilisation du multiplexage en longueur d'onde.

#### *L'amplification à fibre dopée Erbium*

L'amplificateur à fibre dopée Erbium fournit une amplification sur une bande de gain de 30 nm environ. Le milieu actif est un tronçon de fibre dopée avec des ions Erbium. L'injection de puissance optique dans la fibre par un laser de pompe à 980 nm ou 1480 nm permet d'obtenir une inversion de population des ions Erbium : la majorité d'entre eux passe de l'état fondamental à un état excité. Le signal qui passe alors dans l'amplificateur favorise la désexcitation radiative des ions Erbium, ce qui assure son amplification grâce au phénomène d'émission stimulée. Les puissances de pompe nécessaires sont de l'ordre de 200 mW pour des gains de 20 à 30 dB, et une puissance de saturation de 20 dBm.

Mais toute amplification optique s'accompagne de la génération d'émission spontanée amplifiée. En effet, les ions Erbium peuvent revenir à leur état non excité de façon spontanée par l'émission d'un photon avec une phase aléatoire. Ce photon peut à son tour être amplifié par émission stimulée. Ces photons « aléatoires » ainsi créés et amplifiés ne peuvent être séparés du signal et constituent un bruit parasite appelé émission spontanée amplifiée (ASE ou amplified spontaneous emission en anglais).

Ainsi un EDFA fournit du gain au signal mais y ajoute du bruit optique d'ESA. La puissance d'ESA apportée par un EDFA par hertz de bande dépend directement de son gain :

$$P_{ESA/Hz} = 2h\nu n_{sp}(G - 1) \quad [dBm/Hz] \quad (1.12)$$

avec  $h$  la constante de Plank,  $\nu$  la fréquence optique,  $G$  le gain de l'amplificateur et  $n_{sp}$  le facteur d'émission spontanée de l'amplificateur. Nous avons vu au paragraphe 1.2.3.1 que ce bruit va battre avec le signal en réception et dégrader les performances. Une mesure commode de l'apport d'un amplificateur en termes de bruit optique est le facteur de bruit ou NF qui vaut :

$$NF = 1/G + 2n_{sp}(G - 1)/G \quad (1.13)$$

En particulier, avec une inversion de population totale, et pour un gain suffisamment grand, le facteur de bruit vaut 2. La limite quantique pour le facteur de bruit d'un EDFA à grand gain est donc de 2, soit 3 dB.

Pour quantifier l'ajout de bruit d'un EDFA au signal qu'il amplifie, nous pouvons employer le rapport signal à bruit optique (ou OSNR). L'OSNR est défini comme le rapport de la puissance du signal à la puissance de bruit mesurée dans une bande optique de référence, usuellement prise comme celle qui correspond à une plage de longueur d'onde de 0,1 nm autour de 1550 nm, soit environ 12,5 GHz :

$$OSNR_{xnm} = \frac{P_{sig}}{P_{ESA_{xnm}}} \quad (1.14)$$

Plus le rapport signal sur bruit optique est faible, plus il y a de bruit et plus les performances sont dégradées.

Dans une ligne de transmission, chaque amplificateur optique va apporter sa contribution à la puissance de bruit. L'OSNR va donc diminuer avec la distance de propagation, comme illustré sur la figure 1.10. L'OSNR mesuré sur 0,1 nm pour un canal de puissance  $P_{in}$  (dBm), qui se propage au travers de  $N_{amp}$  pas de perte  $L_{pas}$  en dB avec des amplificateurs optiques compensant exactement les pertes des pas et de facteur de bruit en dB  $NF_{dB}$ , vaut approximativement :

$$OSNR_{dB} = 58 + P_{out} - L_{pas} - NF_{dB} - 10\log_{10}(N_{amp}) \quad [dB] \quad (1.15)$$

avec  $58 \text{ dB} = 10 * \log_{10}(h\nu B_0)$  pour  $B_0 = 12,5 \text{ GHz}$ .

Le couple émetteur/récepteur requiert un certain OSNR en réception pour garantir un taux d'erreur de  $10^{-9}$ . Augmenter l'OSNR de 3 dB permet de doubler la longueur totale du système. Ainsi le bruit d'ESA a un impact fondamental sur les performances d'un système de transmission par fibre optique. Diminuer le facteur de bruit des amplificateurs peut permettre des gains significatifs de performance. Comme nous allons le voir par la suite, l'amplification Raman distribuée permet de tels gains en facteur de bruit.

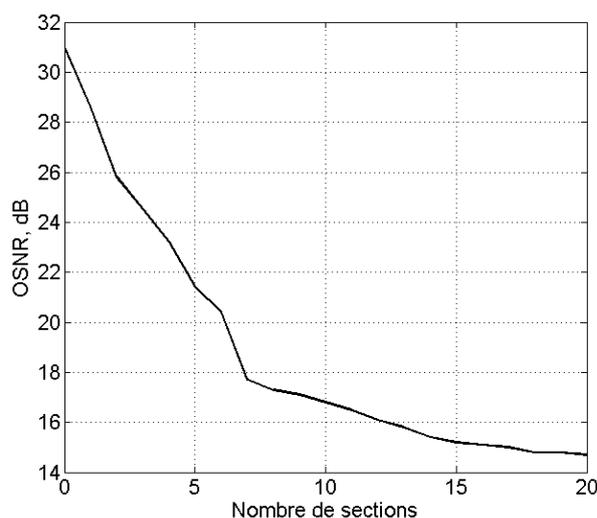


FIG. 1.10 – Exemple d'évolution de l'OSNR avec la distance de transmission

### *L'amplification Raman distribuée*

L'amplification Raman est souvent utilisée de façon distribuée : la fibre de transmission elle-même joue alors le rôle de milieu à gain. Une ou plusieurs longueurs d'onde de pompe sont envoyées de manière contra-propagative dans la fibre de transmission, comme présenté sur la figure 1.11a. La puissance de pompe est distribuée dans toute la fibre. Par effet non-linéaire Raman - interaction entre le photon de pompe, un phonon optique et le photon signal, il y a un transfert de puissance entre les longueurs d'onde de pompe Raman et le signal à amplifier. Le pic de gain Raman est atteint pour un décalage de 13 THz entre la pompe et le signal, soit 100 nm ; ainsi il faut employer des longueurs d'onde de pompe entre 1430 et 1460 nm pour amplifier un signal en bande C. La figure 1.11b présente la forme du gain Raman pour une longueur d'onde de pompe. L'emploi de plusieurs longueurs d'onde de pompe permet d'aplanir le gain sur toute la bande C.

Cette technique d'amplification Raman a l'avantage de présenter un facteur de bruit bien plus faible que l'amplification par EDFA ; ceci s'explique par le fait que le minimum de puissance signal dans la fibre est plus grand que dans le cas d'une amplification localisée. Le facteur de bruit équivalent de l'amplification Raman distribuée est inférieur à la limite quantique de 3 dB pour un EDFA. Par contre, cette technique requiert l'emploi de pompes de forte puissance et pose des problèmes de sécurité en cas de rupture de la fibre.

Nous allons maintenant présenter les autres dégradations qui affectent le

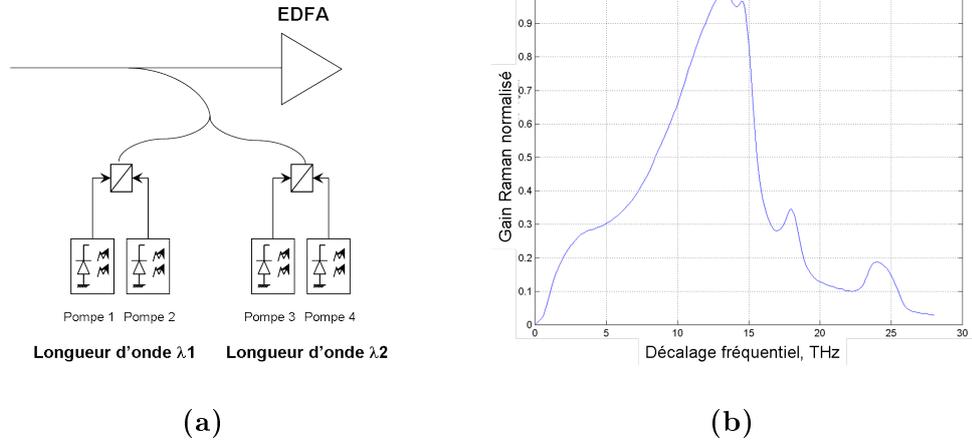


FIG. 1.11 – Architecture d'un amplificateur Raman distribué (a) et courbe de gain relative à une longueur d'onde de pompe (b).

signal au cours de sa propagation, en commençant par la dispersion chromatique.

### 1.2.4.3 La dispersion chromatique

Comme tout guide d'onde la fibre optique présente une dispersion des composantes spectrales du signal. Elle trouve son origine à la fois dans la dispersion du matériau et dans la dispersion dite modale du guide d'onde. Cet effet appelé dispersion chromatique se traduit par une dépendance du temps de groupe en fonction de la longueur d'onde.

Dans le domaine des télécommunications optiques, la dispersion chromatique  $D$  se mesure en  $ps/(nm.km)$  et est définie par l'équation :

$$D = \frac{\partial \tau_g}{\partial \lambda} = \frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{\partial \beta}{\partial \omega} \quad [ps/(nm.km)] \quad (1.16)$$

où  $\beta$  est la constante de propagation. Son développement de Taylor fait apparaître les termes d'intérêt :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 \quad [rad/m] \quad (1.17)$$

Le paramètre  $D$  est restreint au second ordre et vaut :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2 \quad [ps/(nm.km)] \quad (1.18)$$

La dispersion chromatique d'une fibre varie avec la fréquence. Aussi il existe une longueur d'onde de dispersion nulle qui dépend du type de fibre.

Fibre	Atténuation, dB/km	Dispersion chromatique, ps/(nm.km)
SSMF	0.21	16.8
DSF	0.24	0
NZ-DSF+	0.23	3

TAB. 1.1 – Paramètres à 1550 nm des fibres dites SSMF, DSF et NZ-DSF+.

L'effet premier de la dispersion chromatique est une déformation des impulsions au cours de leur propagation. Pour la mesurer, on peut employer le paramètre  $L_D$  appelé longueur de dispersion :

$$L_D = \frac{T_c^2}{|\beta_2|} \quad [m] \quad (1.19)$$

où  $T_c$  est la largeur à mi-hauteur des impulsions. Cette longueur fixe une limite à la dispersion chromatique tolérable : pour une impulsion gaussienne, elle correspond à la longueur de fibre après laquelle l'impulsion est élargie d'un facteur deux.

Pour des impulsions générées avec un modulateur externe, on peut considérer que

$$L_D \simeq \frac{1}{BD\Delta\lambda} \quad [m] \quad (1.20)$$

où B est le débit, D la dispersion chromatique et  $\Delta\lambda$  la largeur spectrale du signal.

Plus le débit est élevé, plus le spectre du signal est large et plus l'effet de la dispersion chromatique va être sensible. Ainsi multiplier le débit par 4 diminue la tolérance à la dispersion par un facteur 16. Pour un signal RZ à 10 Gbit/s, la dispersion chromatique tolérable est de l'ordre de 800 ps/nm et elle est de 50 ps/nm pour un signal RZ à 40 Gbit/s. Pour une fibre standard, la dispersion chromatique est de l'ordre de 17 ps/(nm.km) et la longueur de dispersion à 10 Gbit/s est de 60 km. Il est donc nécessaire de compenser la dispersion chromatique à chaque pas d'amplification.

C'est pourquoi des fibres à forte dispersion négative ont été développées : ce sont les fibres à compensation de dispersion ou DCF. La dispersion est compensée après chaque pas de propagation : le site d'amplification est en général composé de deux étages d'amplification, et la bobine de compensation de dispersion est placée entre les deux EDFA pour minimiser le facteur de bruit.

Le tableau 1.1 présente les caractéristiques des fibres de transmission fréquemment employées dans un système terrestre.

#### 1.2.4.4 La dispersion modale de polarisation

La fibre optique est un guide circulaire non parfait : il présente une légère asymétrie qui est cause de biréfringence. La biréfringence est une différence d'indice de réfraction, et donc une différence de constantes de propagation  $\beta$ , entre deux polarisations orthogonales. La biréfringence - différence de vitesse de phase - s'accompagne en général d'une différence de vitesse de groupe, qui est appelée dispersion modale de polarisation (PMD en anglais).

Contrairement au phénomène de biréfringence, la PMD déforme les impulsions. La dispersion modale de polarisation a pour effet de séparer temporellement les impulsions selon deux polarisations orthogonales comme représenté sur la figure 1.12. La différence de temps de groupe est appelée temps de groupe différentiel (ou DGD differential group delay). Cet effet ne prend en compte que le premier ordre en fréquence : il s'agit de la PMD d'ordre 1. Après détection quadratique les impulsions sont élargies et interfèrent les unes avec les autres.

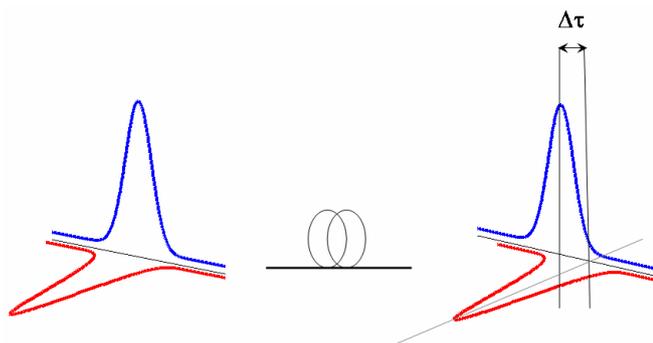


FIG. 1.12 – Séparation temporelle d'une impulsion en deux par la PMD d'ordre 1

On parle alors de dispersion modale de polarisation puisque des polarisations différentes se propagent à des vitesses de groupe différentes.

Ce phénomène prend sa source dans les contraintes locales de la fibre qui varient le long de celle-ci. Lorsque la température de la fibre varie - en réponse à la température du milieu ambiant - les contraintes locales vont évoluer différemment et la PMD va évoluer globalement de façon aléatoire au cours du temps. Il s'agit donc d'un phénomène dynamique dont les statistiques sont bien connues. Le DGD est une variable aléatoire qui suit une loi de Maxwell. Sa valeur moyenne  $\langle \Delta\tau \rangle$  croît selon la racine carrée de la longueur et s'exprime en picosecondes :

$$\langle \Delta\tau \rangle = \text{coef}_{PMD} \sqrt{L} \quad [ps] \quad (1.21)$$

où  $coef_{PMD}$  est le coefficient de PMD en  $ps/\sqrt{km}$ .

La dispersion modale de polarisation a les mêmes effets sur les transmissions optiques que les autres types de dispersion : en particulier elle limite la bande passante. Une formule approximative qui ne prend en compte que la PMD d'ordre 1, pour un temps d'indisponibilité de la liaison de 30 secondes par an, 1 dB de marge pour la PMD, et des impulsions génériques de type RZ [9] :

$$B^2L = \frac{0.02}{coef_{PMD}^2} \quad (1.22)$$

Mais contrairement aux autres dispersions, la PMD varie de façon dynamique et rapide au cours du temps. Son caractère dynamique et aléatoire rend ce phénomène difficile à compenser. Ainsi, il n'existe pas de solution simple pour compenser la PMD à l'heure actuelle. Nous en discuterons plus en détail dans le chapitre 2.

#### 1.2.4.5 Les effets non-linéaires

Injecter une forte puissance dans un guide d'onde massif - c'est-à-dire plein et non creux - avec un fort facteur de confinement induit une réponse non-linéaire du milieu. Dans ce cas l'hypothèse d'une propagation linéaire ne tient plus et il faut prendre en compte les effets non-linéaires pour concevoir un système de transmission.

Essentiellement trois effets non-linéaires sont à considérer dans le cadre des systèmes de télécommunications optiques standards : les effets Kerr, Raman et Brillouin.

- L'effet Kerr se manifeste de multiples façons. Il repose sur une variation locale de l'indice du matériau en réponse à la puissance lumineuse. Nous nous concentrerons dans la suite de ce paragraphe sur l'auto-modulation de phase (SPM), la modulation de phase croisée (XPM) et le mélange à quatre ondes (FWM).
- L'effet Raman est un transfert de puissance d'une pompe vers une sonde par interaction entre deux photons et un phonon optique. Le gain est le plus fort pour un décalage fréquentiel de 13 THz. Cet effet peut être mis à contribution de façon positive (l'exemple de l'amplification Raman a été développé dans le paragraphe 1.2.4.2) mais il peut parfois poser problème dans les systèmes à large bande qui couvrent toute la bande C avec de fortes puissances. Dans ce cas l'effet Raman peut transférer de la puissance des canaux du bas de la bande C vers les canaux du haut de bande. Il faut alors jouer sur le gain des amplificateurs dopés Erbium pour compenser cet effet.
- L'effet Brillouin est similaire à l'effet Raman puisqu'il repose sur l'interaction de photons et d'un phonon acoustique. Contrairement à l'effet

Raman, l'accord de phase pour l'effet Brillouin est difficile à obtenir compte-tenu de la grande différence entre la vitesse du son et la vitesse de la lumière : les 2 photons doivent aller en sens inverse et leur décalage fréquentiel doit être de 11 GHz. Cet effet peut toutefois être négligé en général car les signaux modulés ont un spectre élargi qui repousse le seuil non-linéaire de l'effet Brillouin à de très fortes puissances.

L'équation qui décrit la propagation de la lumière dans les fibres est l'équation de Schrödinger non-linéaire simplifiée :

$$i \frac{\partial u(Z, T)}{\partial Z} + i \frac{\delta}{2} u(Z, T) - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u(Z, T)}{\partial T^2} + \gamma |u(Z, T)|^2 u(Z, T) = 0 \quad (1.23)$$

Le deuxième terme de l'équation représente l'atténuation, le troisième est l'effet de la dispersion chromatique dont la valeur est donnée par  $\beta_2$ , et le dernier terme regroupe les différentes formes de l'effet Kerr dont la force est donnée par le coefficient non-linéaire  $\gamma$ . Ce coefficient est fonction de la géométrie de la fibre :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}} \quad [W^{-1}.km^{-1}] \quad (1.24)$$

avec  $A_{eff}$  l'aire effective de la fibre,  $n_2$  l'indice de réfraction non-linéaire,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $\omega$  la pulsation de l'impulsion. Pour une fibre standard,  $n_2$  vaut  $2,6.10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ .

Nous allons maintenant détailler les différentes manifestations de l'effet Kerr.

#### *L'auto-modulation de phase*

L'auto-modulation de phase est un des effets non-linéaires les plus communs dans les systèmes de télécommunications optiques. En ne gardant que le terme d'auto-modulation de phase, l'équation de propagation se réduit à :

$$i \frac{\partial u(Z, T)}{\partial Z} + \gamma |u(Z, T)|^2 u(Z, T) = 0 \quad (1.25)$$

L'enveloppe de l'impulsion évolue selon :

$$u(Z, T) = u(0, T) \exp(i\gamma |u(Z, T)|^2 Z) \quad (1.26)$$

Ainsi la modulation de phase introduit une phase non-linéaire sans affecter l'enveloppe temporelle de l'impulsion :

$$\phi_{NL}(Z, T) = \gamma |u(Z, T)|^2 Z \quad (1.27)$$

Mais cette phase non-linéaire se traduit par une modification du spectre de l'impulsion. Ainsi la variation de la fréquence instantanée s'écrit :

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\gamma Z \frac{\partial|u(Z, T)|^2}{\partial T} \quad (1.28)$$

Ainsi l'auto-modulation de phase va faire croître les fréquences instantanées sur le front descendant de l'impulsion - on parle de décalage vers le bleu - et les faire décroître sur le front montant de l'impulsion - on parle de décalage vers le rouge. Donc les nouvelles fréquences créées sont localisées au niveau des fronts montants et descendants de l'impulsion.

En présence de dispersion chromatique, différentes fréquences voient des temps de groupe différents. Pour une fibre standard (dispersion anormale ou positive), les fréquences plus grandes (bleues) voyagent plus rapidement que les fréquences plus petites (rouges). Ainsi les fréquences rouges créées à l'avant de l'impulsion sont ralenties, et les fréquences bleues créées à l'arrière de l'impulsion sont accélérées. Donc les effets de la SPM et de la dispersion sont de sens opposé et tendent à se compenser naturellement en régime de dispersion anormal. C'est cette interaction qui est mise à profit dans l'effet soliton où les deux effets se compensent exactement. Dans les systèmes actuels, les techniques de gestion de la dispersion sont employées pour contrebalancer au mieux les effets non-linéaires par la dispersion chromatique. Mais il faut aussi prendre en compte les effets croisés dans les systèmes à multiplexage en longueur d'onde.

#### *La modulation de phase croisée*

Le concept de modulation de phase croisée est identique à celui d'auto-modulation de phase, sauf qu'il implique deux canaux multiplexés en longueur d'onde voisins. Les impulsions du canal 2 induisent une phase non-linéaire sur le canal 1 : les fronts montants des impulsions du canal 2 créent un décalage fréquentiel négatif et les fronts descendants un décalage fréquentiel positif, comme le montre la figure 1.13.

Ces décalages fréquentiels ont un caractère aléatoire car ils dépendent de l'information transmise sur le canal 2. La dispersion chromatique va convertir ces décalages fréquentiels en fluctuations temporelles à caractère aléatoire ; ainsi l'effet de la XPM est la création de gigue temporelle. Ceci concerne surtout les systèmes de transmission à 10 Gbit/s multiplexés en longueur d'onde.

Dans les systèmes de transmission à 40 Gbit/s et plus où les impulsions sont courtes, la XPM va affecter des impulsions voisines d'un même canal qui se recouvrent en raison de la dispersion chromatique. On parle de modulation de phase intra-canal.

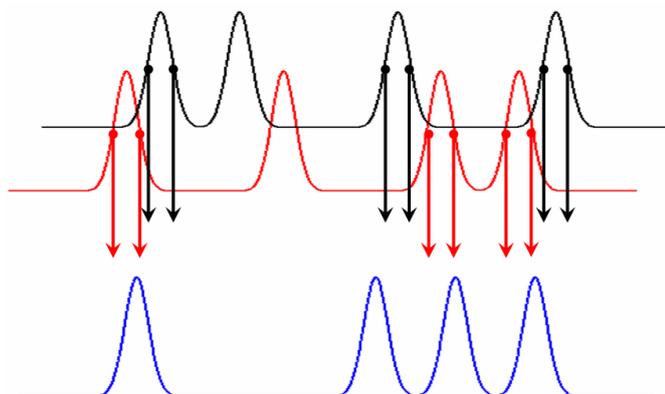


FIG. 1.13 – Création de modulation de phase par XPM par deux canaux voisins aux instants temporels illustrés sur la figure.

#### *Le mélange à quatre ondes*

Le mélange à quatre ondes est un phénomène d'interaction entre 4 ondes dans lequel deux pompes aux fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  génèrent deux nouvelles fréquences  $\omega_3 = 2\omega_2 - \omega_1$  et  $\omega_4 = 2\omega_1 - \omega_2$  sous réserve que les conditions d'accord de phase soient réunies. L'accord de phase a lieu si :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad [rad/s] \quad (1.29)$$

$$\beta_1 + \beta_2 = \beta_3 + \beta_4 \quad [rad/m] \quad (1.30)$$

Ceci est possible pour une dispersion quasi-nulle. Sinon les conditions d'accord de phase sont difficilement remplies. Ainsi cet effet est en général peu gênant sauf sur les fibres à dispersion décalée où le zéro de dispersion se trouve dans la bande C (fibres largement employées au Japon par exemple).

A nouveau dans le cas de transmissions quasi-linéaires, l'effet de mélange à quatre ondes intra-canal devra être pris en compte et conduit à l'apparition d'impulsions fantômes là où il n'y avait initialement pas d'énergie.

#### **1.2.4.6 Conclusion**

Nous venons donc de voir que de nombreux phénomènes contribuent à déformer le signal et dégrader les performances d'une liaison par fibre optique. Ces phénomènes peuvent limiter le débit en ligne par canal et nous allons donc étudier les stratégies pour augmenter la capacité d'un système de transmission sur fibre optique.

### 1.2.5 Augmentation de la capacité du système

Traditionnellement il existe deux méthodes pour augmenter la capacité d'un système donné : augmenter le débit par canal ou employer des techniques de multiplexage. Pour les télécommunications optiques, ces deux approches ont été employées dans les réseaux à longue distance.

Le multiplexage en longueur d'onde (WDM en anglais) est une technique largement répandue dans les réseaux optiques. L'idée est d'exploiter au maximum la bande fréquentielle disponible dans la fibre optique. Ce sont les amplificateurs optiques employés qui limitent la bande utile : ainsi pour la fenêtre de transmission à  $1,55 \mu\text{m}$ , la bande utile est la bande C qui s'étend de 1530 à 1565 nm. S'il existe des amplificateurs bande L (qui s'étend de 1565 à 1610 nm), leur emploi impose à chaque site d'amplification de séparer les signaux bande C et bande L pour avoir une amplification séparée, ce qui complexifie énormément l'architecture du système. De même il est possible d'envisager une amplification tout Raman pour couvrir bien plus que la bande C mais cette technique reste peu employée à nouveau en raison de la complexité en jeu. La figure 1.14 représente un système WDM ; chaque longueur d'onde, aussi appelée canal, transporte des données indépendantes.

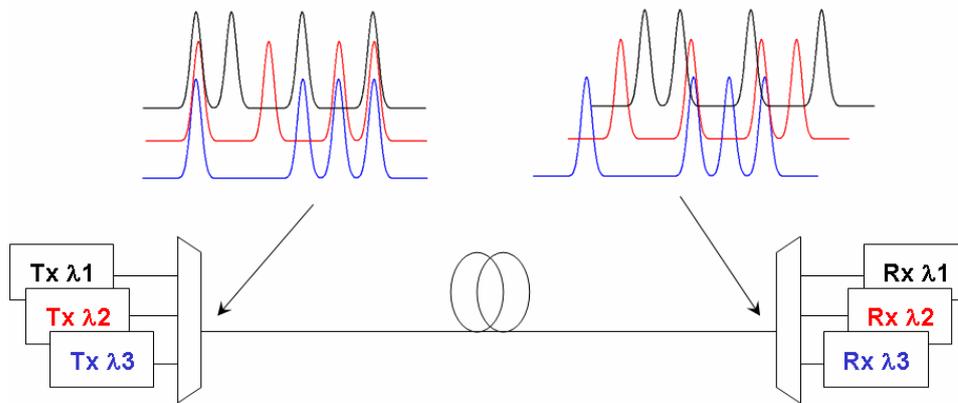


FIG. 1.14 – Système de transmission optique à multiplexage en longueur d'onde

Plusieurs limites existent au multiplexage en longueur d'onde :

- la nécessité de séparer les canaux en réception par filtrage optique pose une limite à l'espacement entre canaux (sévérité du filtrage et diaphonie) ;
- les effets non-linéaires dont la XPM viennent contribuer à limiter l'espacement entre canaux - à 25 GHz pour un débit de 10 Gbit/s.

Aujourd'hui les systèmes déployés sont des systèmes Nx10 Gbit/s en bande C, avec un nombre de canaux pouvant aller jusque 160. Mais un nombre aussi élevé commence à poser des problèmes de gestion d'inventaire (notamment avec les pièces de rechange nécessaires), d'encombrement total du système à l'émission et en réception, de consommation, etc. Bref au-delà d'une certaine limite il est préférable d'augmenter le débit par canal.

La principale limitation à l'augmentation du débit par longueur d'onde est l'électronique et la maturité des composants. Aujourd'hui les composants optoélectroniques à 40 Gbit/s sont robustes et prêts à être déployés. Aller au-delà reste un défi pour l'électronique. Toutefois des démonstrations de génération et de transmission de signaux électriques à 100 Gbit/s ont eu lieu pour atteindre le 100Gigabit Ethernet [10], et un détecteur fonctionnant à 100 Gbit/s a été réalisé [11]. Mais ce ne sont que les tout premiers prototypes et l'amélioration des processus de fabrication prendra du temps. Une autre solution pour augmenter le débit par longueur d'onde est l'emploi de formats de modulation à niveaux multiples, comme par exemple le DQPSK - modulation de phase à 4 niveaux. Cette technique permet d'afficher un débit en ligne de 100 Gbit/s mais de transmettre les informations au débit de 50 Gsymboles/s [12]. L'émetteur et le récepteur sont là aussi complexes.

Enfin pour aller au-delà de 80 Gbit/s par longueur d'onde, il faut employer des techniques optiques de multiplexage temporel ou OTDM. La figure 1.15 représente un tel système.

Il faut pour cela employer des impulsions suffisamment courtes pour qu'elles n'interfèrent pas entre elles : des sources lasers à blocage de modes actifs permettent de générer des impulsions de l'ordre de la picoseconde avec une fréquence de répétition de 40 GHz. A noter que de telles sources permettent d'éviter l'étape de mise en forme. Il faut ensuite coder les informations à 40 Gbit/s par des modulateurs Mach-Zehnder classiques, avant de multiplexer optiquement les 4 trains à 40 Gbit/s pour obtenir un train optique à 160 Gbit/s. En réception, il faut employer un premier circuit de récupération d'horloge pour générer une horloge 40 GHz à partir du train à 160 Gbit/s qui pilote l'étage de démultiplexage optique et enfin utiliser 4 récepteurs 40 Gbit/s standard. Toutes ces techniques font l'objet de recherche et restent encore à l'état de prototype de laboratoire, bien que des démonstrations terrains aient déjà eu lieu [13].

Cependant, augmenter le débit en ligne augmente la sensibilité aux dégradations que nous avons étudiées ci-dessus, et notamment à la dispersion chromatique ou à la PMD comme démontré dans [13]. Nous allons maintenant nous intéresser aux critères de mesure de la qualité d'une transmission optique.

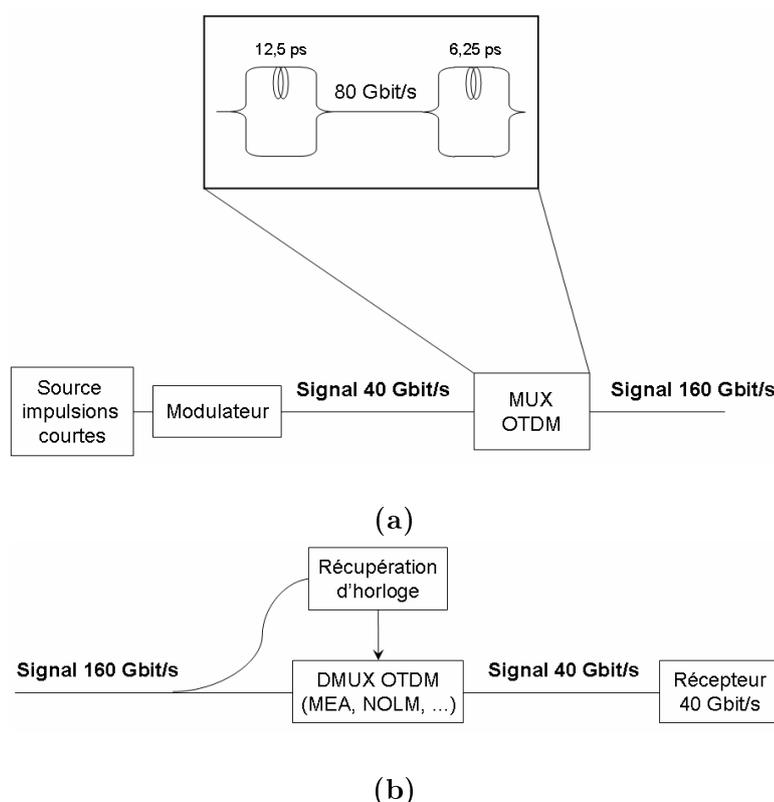


FIG. 1.15 – Schéma d'un système avec multiplexage/démultiplexage OTDM : émetteur (a) et récepteur (b)

## 1.2.6 Qualité d'une transmission

Quatre critères sont couramment employés en télécommunications optiques pour mesurer la qualité d'une transmission : le rapport signal sur bruit optique, le diagramme de l'œil, le facteur Q et le taux d'erreur binaire. Les trois premiers sont une mesure indirecte de qualité et seule la mesure directe du taux d'erreur permet de vérifier la performance d'un système. Toutes ces mesures - hormis peut-être l'OSNR - sont difficiles à réaliser sur des systèmes déployés ; mais ce sont les outils fondamentaux employés en laboratoire.

### 1.2.6.1 Le rapport signal sur bruit optique

Comme nous l'avons déjà vu, ce rapport permet de mesurer l'importance relative du bruit optique par rapport à la puissance de signal. Rappelons sa définition :

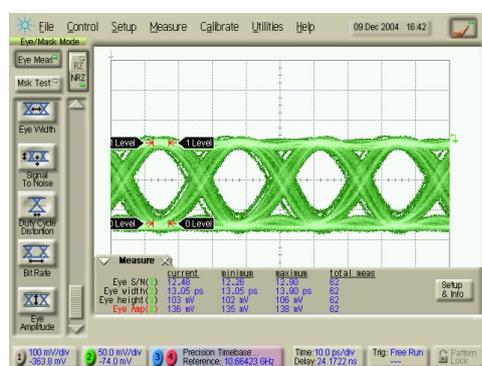
$$OSNR_{xnm} = \frac{P_{sig}}{P_{ESA_{xnm}}} \quad (1.31)$$

La mesure de la puissance du signal et de la puissance du bruit se fait directement à l'analyseur de spectre optique et par conséquent on mesure des puissances intégrées sur une certaine bande optique. Il faut donc préciser la bande de mesure du bruit lorsqu'on donne une mesure d'OSNR.

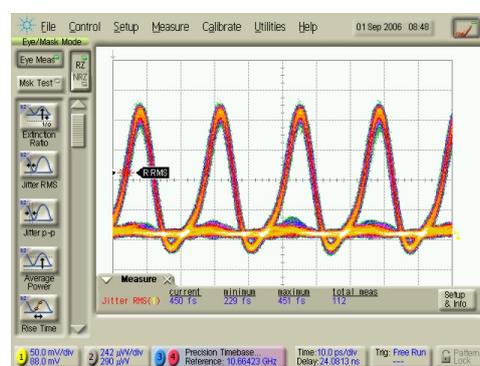
La donnée de l'OSNR peut parfois suffire pour remonter aux performances d'un système ; c'est le cas pour un système limité par le bruit optique. Mais en général, il faut employer d'autres paramètres pour compléter la mesure de performance. L'OSNR par exemple ne sera pas une bonne indication si le signal est déformé par la PMD ou les effets non-linéaires car ces effets ne se voient pas lors de la mesure du spectre optique.

### 1.2.6.2 Le diagramme de l'œil

Le diagramme de l'œil est une représentation temporelle de la séquence d'un signal : il s'agit de superposer temporellement les différentes traces du signal accumulées sur un grand nombre de temps bit. La figure 1.16 représente un diagramme de l'œil NRZ et un diagramme de l'œil RZ. Nous pouvons y distinguer les traces des zéros (en bas), les traces des uns (en haut) ainsi que les transitions entre symboles (RZ) ou entre zéros et uns (pour le NRZ).



(a)



(b)

FIG. 1.16 – Exemples de diagrammes de l'œil NRZ (a) et RZ (b).

Le diagramme de l'œil est un formidable outil d'analyse car il permet de visualiser immédiatement quels peuvent être les problèmes pour une transmission donnée :

- les fluctuations de puissance crête des impulsions (et donc le bruit optique), appelées gigue d'amplitude, sont reliées à l'épaisseur verticale des traces des zéros et des uns ;

- les fluctuations des positions temporelles des impulsions, appelées gigue temporelle, sont reliées à l'épaisseur des fronts montants et descendants du diagramme de l'œil ;
- enfin les traces successives des zéros et des uns renseignent également sur les effets de séquence, comme illustré sur la figure 1.17 où nous voyons que certains symboles 1 ont un niveau plus bas que d'autres. Ces effets de séquence correspondent à des comportements différenciés des impulsions selon leur place dans la séquence : une impulsion au sein d'un triplet peut avoir un comportement différent d'une impulsion isolée.

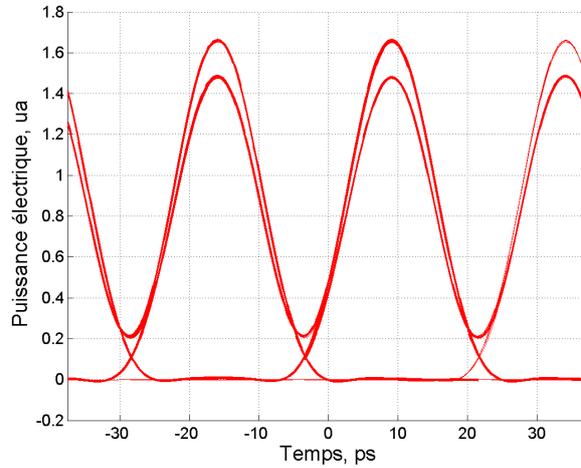


FIG. 1.17 – Exemple de diagramme de l'œil RZ illustrant un effet de séquence

Une mesure plus quantitative de ces effets peut être faite par la mesure de l'ouverture du diagramme de l'œil. En effet, plus la gigue d'amplitude est forte, plus le diagramme de l'œil se ferme verticalement. Mesurer son ouverture donne donc de bonnes indications. Cette méthode peut notamment être employée lors de simulations numériques. Le signal reçu s'écrit :

$$s(t_0 + kT) = s_k h(t_0) + \sum_{n \neq 0} s_{k-n} h(t_0 + nT) \quad (1.32)$$

Le premier terme de l'équation de droite est le symbole utile et le deuxième terme représente l'interférence créée par les autres symboles, appelée interférence entre symboles. Alors le niveau haut du diagramme de l'œil est atteint lorsque  $s_k = 1$  ; ce niveau va fluctuer selon la valeur des autres symboles  $s_n$  - effet de séquence. L'ouverture du diagramme de l'œil est définie comme :

$$ouv = \min_k \{s(t_0 + kT) | s_k = 1\} - \max_k \{s(t_0 + kT) | s_k = 0\} \quad (1.33)$$

Cette valeur est l'ouverture du diagramme de l'œil donnée par la pire séquence. Cette valeur a du sens en l'absence de bruit optique d'ESA, car alors les différentes traces du diagramme de l'œil sont représentatives des effets de déformation des impulsions (dispersion chromatique ou PMD). En présence d'ESA, cette définition n'a pas de sens. Il faut alors employer d'autres définitions pour l'ouverture du diagramme de l'œil intégrant les valeurs moyennes des niveaux haut et bas ; ceci conduit à la définition du facteur  $Q$  que nous allons présenter.

### 1.2.6.3 Le facteur de qualité ou facteur $Q$

En réception, en présence de bruit optique, l'échantillon du signal fluctue autour d'une valeur moyenne proche du signal utile. Cette fluctuation peut être décrite par une variable aléatoire pour les 0 ou les 1. Pour la caractériser, nous pouvons mesurer sa moyenne  $V_0$  ou  $V_1$  et son écart type  $\sigma_0$  ou  $\sigma_1$ . Le facteur de qualité dit facteur  $Q$  est défini comme :

$$Q = \frac{V_1 - V_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (1.34)$$

Cette mesure peut être directement tirée du diagramme de l'œil : si on fait une coupe temporelle d'un diagramme de l'œil, on peut mesurer les moyennes et variances des symboles 0 et 1 pour calculer le facteur  $Q$ . Ainsi, pour une valeur moyenne donnée, plus le bruit d'amplitude est grand, plus le facteur  $Q$  est petit et plus le diagramme de l'œil est fermé. Le facteur de qualité constitue donc un bon indicateur de la qualité d'un signal.

De la même façon que pour le bruit d'amplitude, il est possible de définir un facteur de qualité pour la gigue temporelle, qui caractérise l'ouverture horizontale du diagramme de l'œil.

### 1.2.6.4 Le taux d'erreur binaire

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.1, il est possible de donner une expression analytique au taux d'erreur binaire en présence de bruits de densités de probabilité gaussienne. Le bruit d'ESA peut être modélisé par des densités de probabilité gaussiennes et le taux d'erreur binaire minimal, obtenu pour une position du seuil optimal vaut :

$$TEB_{min} = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{V_1 - V_0}{\sqrt{2}(\sigma_1 + \sigma_0)} \right) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{Q}{\sqrt{2}} \right) \quad (1.35)$$

Le facteur  $Q$  est donc directement lié au taux d'erreur binaire lorsque les densités de probabilité des symboles peuvent être considérées comme gaussiennes. Nous verrons par la suite que en présence de régénérateurs optiques,

les densités de probabilités du bruit en réception ne peuvent plus être modélisées par des gaussiennes et dans ce cas, le facteur  $Q$  est décorrélié du taux d'erreur binaire.

Le facteur  $Q$  a été introduit pour faciliter la mesure du taux d'erreur binaire lorsque trop peu d'erreurs sont présentes pour le mesurer directement [14]. En effet, nous avons vu au paragraphe 1.1 que pour des TEB très bons (inférieurs à  $10^{-9}$ ), la mesure directe demande un temps trop long pour assurer une bonne stabilité des conditions expérimentales en laboratoire. Aussi une mesure indirecte du taux d'erreur binaire a été proposée à partir de l'extrapolation du facteur  $Q$  ; cette méthode est couramment employée en laboratoire. L'équation (1.36) montre que en écartant volontairement le seuil de décision de sa position optimale, le taux d'erreur binaire est dégradé car on favorise alors les erreurs commises sur les symboles 0 ou sur les symboles 1. Lorsque le seuil de décision est diminué, l'expression du TEB peut être simplifiée en négligeant la contribution des erreurs sur les 1 :

$$TEB_0 = \frac{1}{4} \operatorname{erfc} \left( \frac{V_s - V_0}{\sqrt{2} \sigma_0} \right) = \frac{1}{4} \operatorname{erfc} \left( \frac{Q_0}{\sqrt{2}} \right) \quad (1.36)$$

Et si le seuil de décision est supérieur au seuil optimal, les erreurs sur les 1 sont prépondérantes :

$$TEB_1 = \frac{1}{4} \operatorname{erfc} \left( \frac{V_1 - V_s}{\sqrt{2} \sigma_1} \right) = \frac{1}{4} \operatorname{erfc} \left( \frac{Q_1}{\sqrt{2}} \right) \quad (1.37)$$

L'évolution du taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision peut être approchée par des droites en échelle logarithmique. En extrapolant les droites obtenues expérimentalement pour les 0 et les 1, on peut en déduire les 4 paramètres du facteur  $Q$  ( $V_0$ ,  $V_1$ ,  $\sigma_0$  et  $\sigma_1$ ) et par conséquent le taux d'erreur binaire en employant l'équation (1.35).

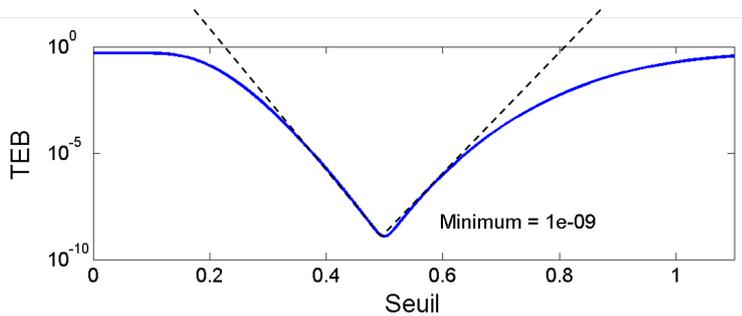


FIG. 1.18 – Courbe de l'évolution du TEB en fonction du seuil de décision (on indique les droites qui extrapolent les pentes de la courbe)

Cette technique de mesure n'est valide que pour des densités de probabilités de bruit gaussiennes. La figure 1.18 illustre la courbe en V du TEB

en fonction du seuil de décision.

### 1.3 Conclusion du chapitre 1

Ce chapitre nous a permis de décrire le fonctionnement d'un système de télécommunications optiques. Nous avons d'abord examiné l'émetteur, le récepteur et les diverses dégradations que subit un signal au cours de sa propagation. Enfin, une attention particulière a été portée aux critères de qualité d'une transmission optique, que nous serons amenés à utiliser tout au long de ce rapport.

Dans toute la suite de ces travaux, nous travaillerons avec un signal au débit de 40 Gbit/s (plus exactement 42,64 Gbit/s mais pour plus de commodités nous parlerons de 40 Gbit/s), transportant l'information par un format de modulation de type RZ, de rapport cyclique variable.

## Chapitre 2

# La dispersion modale de polarisation

La dispersion modale de polarisation comme tout autre type de dispersion se traduit par une limitation de la bande passante ou plutôt du produit distance - bande passante. Mais contrairement aux autres types de dispersion, la PMD varie de façon dynamique et rapide au cours du temps.

Ce chapitre présente de façon approfondie le phénomène de dispersion modale de polarisation, depuis ses origines et statistiques, jusqu'à ses effets sur les systèmes de télécommunications optiques. En dernier lieu nous aborderons les techniques de compensation qui malgré de nombreuses recherches n'ont toujours pas donné une solution acceptée et donc déployée par tous les acteurs du marché. Mais il nous faut tout d'abord rappeler le formalisme employé pour décrire la polarisation d'une onde plane monochromatique.

### 2.1 Outils pour décrire la polarisation d'un champ électromagnétique

Nous allons tout d'abord introduire les différents formalismes pour décrire la polarisation. La polarisation est une notion commune à tous les phénomènes ondulatoires décrits par une grandeur vectorielle. Nous ne donnerons ici que les grandes lignes ici pour introduire les notions que nous utiliserons par la suite. Le lecteur pourra se référer au livre [15] pour de plus amples informations.

### 2.1.1 Le formalisme de Jones

Soit une onde plane électromagnétique qui se propage selon  $z$ . Son champ électrique a pour expression :

$$\vec{E}(t) = \exp(i\omega t) \begin{pmatrix} |E_x| \exp(i\delta_x) \\ |E_y| \exp(i\delta_y) \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

où  $\omega$  représente la pulsation optique,  $|E_x| \exp(i\delta_x)$  et  $|E_y| \exp(i\delta_y)$  les amplitudes complexes du champ électrique suivant les directions  $x$  et  $y$  du repère de travail.

Il est possible de factoriser un vecteur complexe dans l'équation (2.1).

$$\vec{J} = \begin{pmatrix} |E_x| \exp(i\delta_x) \\ |E_y| \exp(i\delta_y) \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} |E_x| \\ |E_y| \exp(i\delta_y - i\delta_x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a \\ b \exp(i\varphi) \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

Ce vecteur définit la courbe que décrit l'extrémité du vecteur champ électrique au cours de sa propagation. En effet, si on projette le vecteur champ électrique dans un plan orthogonal à sa direction de propagation, la courbe obtenue est une ellipse dont l'équation peut s'écrire sous forme réduite :

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 - 2\left(\frac{xy}{ab}\right) \cos \varphi - \sin^2 \varphi = 0 \quad (2.3)$$

Le vecteur colonne  $1 \times 2$  complexe  $J$  est appelé vecteur de Jones. Il est indépendant du temps et décrit complètement l'état de polarisation de l'onde électromagnétique  $E(z, t)$ . Il est unique à l'indétermination de phase près de  $\varphi = \delta_y - \delta_x$  un angle compris entre  $-\pi$  et  $\pi$ . Un vecteur de Jones détermine donc un état de polarisation unique. L'ellipse associée est appelée ellipse de polarisation ; elle est décrite sur la figure 2.1. La donnée de cette ellipse et de son orientation suffit à décrire la polarisation d'une onde électromagnétique.

Deux états de polarisation sont orthogonaux si et seulement si :

$$\hat{J}_1 \cdot \hat{J}_2^* = 0 \quad (2.4)$$

Dans le cas d'une interaction linéaire avec le milieu de propagation, les amplitudes complexes du champ électrique en entrée et en sortie sont reliées par une équation matricielle qui détermine l'évolution de la polarisation du champ électrique :

$$\hat{J}_{out} = M \cdot \hat{J}_{in} \quad (2.5)$$

$M$  est appelée matrice de Jones du milieu. C'est une matrice  $2 \times 2$  complexe.

Le tableau 2.1 donne les vecteurs de Jones de quelques polarisations remarquables.

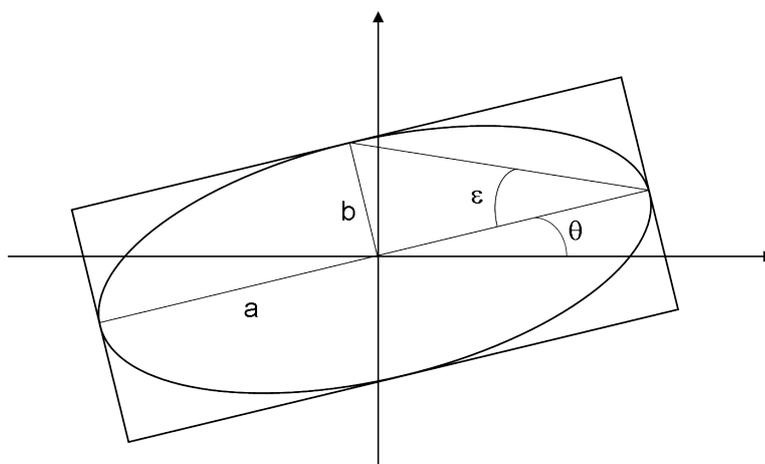


FIG. 2.1 – Ellipse de polarisation.

Le formalisme de Jones permet de représenter des milieux non dépolari-sants et peut être étendu à une onde quasi-monochromatique. L'addition de deux vecteurs de Jones traduit une interférence cohérente - somme des champs. Ce formalisme est très pratique pour calculer la transformation des polarisations lors de la traversée de multiples milieux.

### 2.1.2 Le formalisme de Stokes-Mueller et la sphère de Poin-caré

Ce formalisme représente un état de polarisation par un quadrivecteur réel appelé quadrivecteur de Stokes ou plus simplement vecteur de Stokes. Les composantes de ce vecteur ont la dimension d'intensités optiques.

Soit une onde plane quasi-monochromatique (polarisée ou non). Le qua-drivecteur de Stokes  $\vec{S}$  est défini à partir du champ électrique comme suit :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle |E_x(t)|^2 + |E_y(t)|^2 \rangle \\ \langle |E_x(t)|^2 - |E_y(t)|^2 \rangle \\ 2 \langle |E_x(t)||E_y(t)| \cos(\delta_x(t) - \delta_y(t)) \rangle \\ 2 \langle |E_x(t)||E_y(t)| \sin(\delta_x(t) - \delta_y(t)) \rangle \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

La notation  $\langle x(t) \rangle$  désigne la moyenne temporelle de  $x$  :  $\langle x \rangle = 1/T \int_0^T x(t) dt$ , le temps d'intégration  $T$  étant généralement choisi suffisamment grand pour que  $\langle x \rangle$  soit indépendant de  $T$ .

La première composante  $S_0$  est l'intensité du champ électrique. Les trois autres composantes s'interprètent comme des différences d'intensité entre deux polariseurs linéaire horizontal et vertical ( $S_1$ ), entre deux polariseurs linéaire à  $45^\circ$  et  $-45^\circ$  ( $S_2$ ) et entre deux polariseur circulaire droit et gauche

( $S_3$ ).

Le vecteur de Stokes associé à un champ peut s'écrire comme :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_0 \cos(2\theta) \cos(2\varepsilon) \\ S_0 \sin(2\theta) \cos(2\varepsilon) \\ S_0 \sin(2\varepsilon) \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

$\theta$  est l'angle d'azimut et  $\varepsilon$  l'angle d'ellipticité.  $\theta$  définit l'inclinaison de l'ellipse de polarisation et  $\varepsilon$  son ellipticité, comme indiqué sur la figure 2.1 ;  $\varepsilon$  est positif pour les polarisations droites et négatif pour les polarisations gauches.

Pour un champ parfaitement polarisé, les composantes du vecteur de Stokes vérifient :

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.8)$$

Le tableau 2.1 donne les correspondances entre vecteurs de Stokes et vecteurs de Jones pour quelques polarisations remarquables.

Le formalisme de Stokes permet d'employer une représentation très pratique des états de polarisation : la sphère de Poincaré. Si on normalise le vecteur de Stokes d'une onde optique, il s'écrit :

$$\hat{S} = \frac{1}{S_0} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos(2\theta) \cos(2\varepsilon) \\ \sin(2\theta) \cos(2\varepsilon) \\ \sin(2\varepsilon) \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Les trois dernières composantes caractérisent la partie polarisée de l'onde. Elles peuvent être interprétées comme les coordonnées (azimut, élévation) d'un point sur une sphère. On peut donc représenter les états de polarisation sur une sphère. Ils sont complètement caractérisés par la donnée de l'azimut  $\theta$  et de l'ellipticité  $\varepsilon$ , le rayon de la sphère étant normalisé à l'unité. La sphère de Poincaré est représentée sur la figure 2.2.

Un point sur la sphère de Poincaré est repéré par rapport à trois axes :  $e_1$  la polarisation linéaire horizontale,  $e_2$  la polarisation linéaire à  $45^\circ$  et  $e_3$  la polarisation circulaire droite. Les polarisations linéaires sont situées sur l'équateur de la sphère. Les polarisations circulaires gauche et droite sont aux pôles bas et haut de la sphère. Les polarisations elliptiques droites sont dans l'hémisphère supérieur.

Deux polarisations orthogonales sont représentées par des points diamétralement opposés sur la sphère, c'est-à-dire des vecteurs de Stokes opposés. En effet, les angles sur la sphère sont doublés par rapport au 'monde physique' comme le montre l'équation (2.7).

Polarisation	Vecteur de Jones	Quadrivecteur de Stokes
Linéaire selon x	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
Linéaire selon y	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
Linéaire à 45°	$\begin{pmatrix} \cos(\pi/4) \\ \sin(\pi/4) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
Linéaire à - 45°	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$
Circulaire droite	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
Circulaire gauche	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$

TAB. 2.1 – Vecteur de Jones et de Stokes de quelques polarisations remarquables

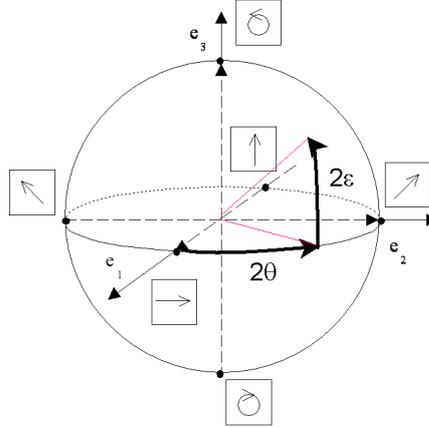


FIG. 2.2 – La sphère de Poincaré.

Pour représenter l'action d'un milieu sur une polarisation dans ce formalisme, il faut utiliser les matrices de Mueller qui sont des matrices réelles 4x4. Ces matrices sont assez peu employées, en raison de la lourdeur du formalisme, mais elles ont une portée plus générale que les matrices de Jones.

Les vecteurs de Stokes permettent de représenter des ondes partiellement polarisées. Une onde est dite partiellement polarisée lorsque sa polarisation ne reste pas constante sur l'intervalle de temps  $[0, T]$ . Le bruit optique est totalement dépolarisé car il présente une polarisation aléatoire au cours du temps : les trois paramètres  $S_1$ ,  $S_2$  et  $S_3$  sont nuls. Dans le cas d'une onde partiellement polarisée, la relation (2.8) devient :

$$S_0^2 > S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (2.10)$$

On introduit alors la notion de degré de polarisation ou DOP pour mesurer la dépolarisation d'une onde :

$$DOP = \frac{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}{S_0^2} \quad (2.11)$$

Le degré de polarisation est toujours compris entre 0 et 1. Il vaut 0 pour une onde totalement dépolarisée et 1 pour une onde parfaitement polarisée. Enfin il faut noter qu'il s'agit d'une grandeur relative au temps d'intégration employé.

## 2.2 Qu'est-ce que la PMD ?

Cette section détaille le phénomène physique de dispersion modale de polarisation, ses origines, ses effets et les statistiques qui décrivent ce phéno-

mène aléatoire.

La PMD trouve son origine dans deux causes : la biréfringence et le couplage de modes.

### 2.2.1 La biréfringence

Dans une fibre monomode au cœur parfaitement circulaire, la propagation est monomode et se fait selon le mode  $LP_{01}$  ; en réalité, ce mode est dégénéré. Dès que la symétrie circulaire est brisée, la dégénérescence est levée : deux modes  $LP_{01}$  et  $LP_{10}$  polarisés orthogonalement avec des constantes de propagation différentes apparaissent. Dès lors, la fibre est dite biréfringente et sa biréfringence est caractérisée par  $\Delta n = (\beta_1 - \beta_2) * \lambda / (2\pi)$ .

La biréfringence est donc une différence de vitesse de phase. Elle crée un déphasage entre deux polarisations au cours de leur propagation. Cela se traduit par une évolution de la polarisation du signal au fur et à mesure de sa propagation (cf. figure 2.3) et nullement par une déformation des impulsions. Seules deux polarisations restent inchangées : ce sont les modes propres de polarisation, dont les directions sont également appelées axes de biréfringence de la fibre.

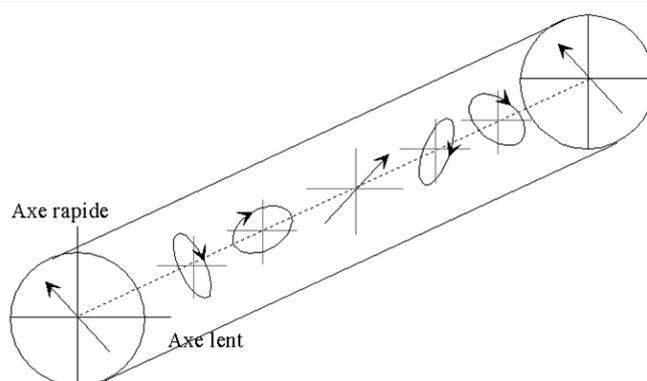


FIG. 2.3 – Evolution de la polarisation dans une fibre due à la biréfringence (linéaire ici).

De manière générale, la différence de phase  $\Delta\phi_b$  introduite sur une distance  $L$  s'écrit :

$$\Delta\phi_b = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L = \Delta\beta L \quad [rad] \quad (2.12)$$

La biréfringence se traduit par une évolution périodique, une oscillation de la polarisation au cours de la propagation du signal. Si les 2 modes propres de biréfringence sont initialement en phase, ils le sont à nouveau après la

distance  $b$  si et seulement si  $\Delta\phi_b = 0[2\pi]$  i.e. pour  $b = \lambda m / \Delta n$ ,  $m$  entier. Le paramètre longueur de battement  $L_B$  mesure la force de la biréfringence :

$$L_B = \frac{\lambda}{\Delta n} = \frac{2\pi}{\Delta\beta} \quad [m] \quad (2.13)$$

Cette longueur correspond à la période spatiale de l'état de polarisation dans une fibre biréfringente.

Toutes les fibres fabriquées et installées sont naturellement biréfringentes. Typiquement les valeurs de biréfringence dans les fibres de transmission de type SMF sont de l'ordre de  $\Delta n = 10^{-7}$  (à comparer à  $10^{-3}$ , différence d'indice entre le cœur et la gaine) soit une longueur de battement de 15 m à 1550 nm [35].

### 2.2.2 Dispersion modale de polarisation

La biréfringence - différence de vitesse de phase - s'accompagne en général d'une différence de vitesse de groupe. Cette différence de vitesse de groupe, qui élargit les impulsions, est caractérisée par une différence de temps de groupe par unité de longueur, obtenue en prenant la dérivée fréquentielle de la différence des constantes de propagation :

$$\delta\tau_B = \frac{\Delta\tau}{L} = \frac{\partial(\beta_s - \beta_f)}{\partial\omega} = \frac{\Delta n}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{\partial\Delta n}{\partial\omega} \quad [ps.km^{-1}] \quad (2.14)$$

Donc localement la biréfringence, qui se traduit par une différence de vitesse de phase, implique une différence de vitesse de groupe ; ainsi l'énergie sur chacun des deux modes propres de polarisation se propage à des vitesses différentes. D'un point de vue local, la fibre peut être assimilée à un tronçon de fibre à maintien de polarisation. Schématiquement si on considère une impulsion à l'entrée d'une fibre biréfringente, la différence de vitesse de groupe conduit à une séparation temporelle de l'impulsion en deux répliques identiques, comme représenté sur la figure 2.4.

Contrairement au phénomène de biréfringence, la PMD déforme les impulsions. La différence de temps de groupe ou temps de groupe différentiel s'exprime en picoseconde et est donnée par :

$$\Delta\tau = \delta\tau_B L = \frac{L}{v_{g,s}} - \frac{L}{v_{g,f}} = \frac{\partial\Delta(\beta)}{\partial\omega} L = \left( \frac{\Delta n}{c} + \frac{\omega}{c} \frac{\partial\Delta n}{\partial\omega} \right) L \quad [ps] \quad (2.15)$$

Seules deux polarisations se propagent sans déformation : ce sont les modes propres de polarisation de la fibre

On parle alors de dispersion modale de polarisation puisque des polarisations différentes se propagent à des vitesses de groupe différentes.

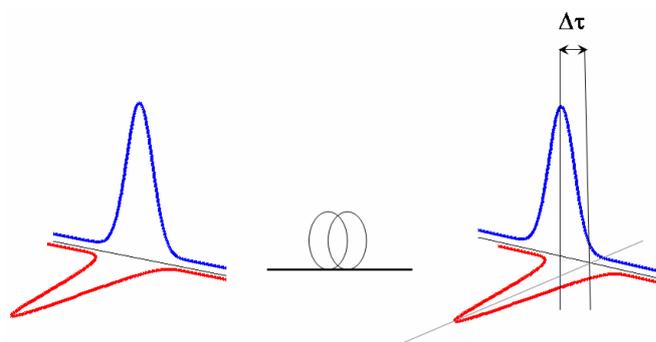


FIG. 2.4 – Effet de la PMD sur une impulsion.

Cette présentation est valable pour des fibres courtes assimilables à un tronçon de fibre biréfringente. Dans ce cas, le DGD croît linéairement avec la longueur de la fibre et ce DGD linéique  $\delta\tau_B = \Delta\tau/L$  s'exprime en  $\text{ps.km}^{-1}$  ; on parle aussi de biréfringence de groupe (à éviter car cette expression mêle vitesse de phase et vitesse de groupe) ou de dispersion de polarisation intrinsèque.

### 2.2.3 Couplage de modes

La rupture de symétrie dans une fibre a des causes intrinsèques et extrinsèques :

- ovalité de la préforme (intrinsèque) : le cœur de la préforme (barreau de silice à partir duquel la fibre est fabriquée) n'est pas parfaitement circulaire - même une déviation de 1% de la circularité donne naissance à des effets non négligeables ;
- torsion, tension (extrinsèque) : le câblage puis la pose de la fibre peut faire naître de la biréfringence.

Ainsi dans une fibre réelle, les contraintes et donc la biréfringence varient aléatoirement le long de la fibre, autant ses axes que son intensité. Localement la description du paragraphe 2.2.2 s'applique mais les modes propres de polarisation ne sont pas constants le long de la fibre - contrairement aux fibres à maintien de polarisation où la biréfringence est voulue et contrôlée.

Cette variation des modes propres est caractérisée par la notion de longueur de corrélation  $L_c$ , encore appelée longueur de couplage [9]. Considérons l'évolution de la polarisation en fonction de la distance dans un ensemble de fibres soumises à des perturbations statistiquement équivalentes. A polarisation d'entrée fixée les probabilités d'observer une polarisation quelconque pour de grandes distances sont égales. Cette évolution peut se caractériser par la différence de puissance sur les axes x et y :  $\langle P_x \rangle - \langle P_y \rangle$

(moyenne d'ensemble). Si à l'origine  $\langle P_x \rangle = P_{totale}$  et  $\langle P_y \rangle = 0$  pour de grandes distances cette différence tend vers 0. La longueur de corrélation est définie comme la longueur telle que  $(\langle P_x \rangle - \langle P_y \rangle)/P_{totale} = 1/e^2$ . La longueur de couplage peut être aussi petite que 1 m lorsque la fibre est lovée sur une bobine (fort couplage de polarisation) mais généralement elle est de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres lorsque la fibre est déployée.

Pour des fibres dont la longueur est petite devant  $L_c$ , le milieu est considéré sans couplage de modes (short-length regime en anglais) comme décrit au paragraphe 2.2.2. et la fibre est alors à maintien de polarisation. Pour des fibres dont la longueur est grande devant  $L_c$ , le milieu est avec couplage de modes (long-length regime en anglais) et les modes propres ne sont plus constants le long de la fibre. C'est le cas de la majorité des fibres de ligne. Ainsi nous pouvons voir la fibre de transmission comme une succession de tronçons biréfringents, et nous parlons de couplage de modes de polarisation au niveau des jonctions ou plus simplement de couplage de modes.

Localement, la PMD est due à la présence d'une différence de vitesse de groupe entre deux polarisations (les modes propres); et globalement cet effet est combiné au couplage de modes de polarisation. La problématique de la PMD dans de longues fibres est un cas particulier de la dispersion modale dans un guide d'onde multimode sujet à des perturbations aléatoires. Deux approches sont possibles : le modèle cohérent dit des états principaux et le modèle incohérent dit des chemins multiples [16]. L'intérêt de ce dernier reste limité car les sources laser employées sont fortement cohérentes. Il faut donc utiliser le modèle des états principaux qui permet de répondre à la question : peut-on encore définir des polarisations qui se propagent sans déformation ?

## 2.2.4 Définition des états principaux de polarisation

De façon surprenante oui il existe des états de polarisation qui se propagent sans déformation : ce sont les deux états principaux de polarisation (ou PSP pour principal polarisation states en anglais). Ils sont définis localement dans le domaine fréquentiel et cette approximation est valide au premier ordre en fréquence. Ce modèle a été initialement proposé par Poole et Wagner dans l'article de référence [17]. Nous allons maintenant le décrire.

### 2.2.4.1 Le modèle phénoménologique de Poole et Wagner

Dans le cadre d'une transmission où les effets non-linéaires sont négligeables (toutefois il est encore possible de définir les PSP en présence d'effets NL [20]), la propagation dans la fibre est linéaire et peut être modélisée par la relation matricielle [18] :

$$\vec{E}_{out}(\omega) = T(\omega)\vec{E}_{in}(\omega) \quad (2.16)$$

où  $\vec{E}_{out}$  est la transformée de Fourier du champ en sortie,  $\vec{E}_{in}$  la transformée de Fourier du champ en entrée de fibre et  $T$  la matrice de transmission de la fibre. Cette dernière peut être décomposée selon  $T = \exp(-i\phi_0)U$ , où  $U$  est la matrice de Jones de la fibre et  $\phi_0$  inclut le temps de groupe et les termes de dispersion chromatique.

Notons  $\hat{J}$  et  $\hat{K}$  les vecteurs de Jones en entrée et sortie. Alors l'évolution de la polarisation est donnée par :

$$\hat{K} = T \hat{J} = \exp(-i\phi_0) U \hat{J} \quad (2.17)$$

Supposons qu'il n'y ait pas de pertes dépendant de la polarisation (PDL) et que le terme de pertes ait été écarté ; dans ce cas la matrice de transmission est unitaire.

Les états principaux de polarisation de sortie sont définis comme les polarisations de sortie invariantes selon la fréquence optique ; nous comprendrons plus loin (2.2.5.1) l'origine de cette définition. Alors si  $\hat{K}_\omega$  est la dérivée partielle de  $\hat{K}$  par rapport à  $\omega$ , on a :

$$\hat{K}_\omega = \left(-i \frac{\partial \phi_0}{\partial \omega} U + U_\omega\right) \exp(-i\phi_0) \hat{J} = \left(-i \frac{\partial \phi_0}{\partial \omega} + U_\omega U^\dagger\right) \hat{K} \quad (2.18)$$

Par définition, les PSPs vérifient  $K_\omega = 0$  donc :

$$U_\omega U^\dagger \hat{K} = -\frac{\partial \phi_0}{\partial \omega} \hat{K} \quad (2.19)$$

Ainsi les états principaux sont les vecteurs propres de l'opérateur  $iU_\omega U^\dagger$  et la dérivée de leurs phase, donc leurs temps de groupe, sont ses valeurs propres. Cet opérateur étant hermitien (voir [18]), ses valeurs propres sont réelles et de somme nulle, donc de la forme  $-\Delta\tau/2$  et  $+\Delta\tau/2$ . Et l'on a  $\Delta\tau = 2\sqrt{\det(U_\omega)}$ . Notons  $\hat{P}$  l'état principal lent et  $\hat{Q}$  l'état principal rapide.  $\hat{P}$  est l'état principal de polarisation utilisé comme référence.

Ainsi les états principaux de polarisation  $\hat{P}$  et  $\hat{Q}$  sont définis comme les vecteurs propres de l'opérateur  $iU_\omega U^\dagger$  : ils sont orthogonaux entre eux et ont un temps de groupe de  $\tau_g = \tau_0 \pm \Delta\tau/2$ . Nous verrons qu'ils correspondent aux polarisations dont le temps de groupe est minimum et maximum. Le temps de groupe différentiel vaut  $\Delta\tau$ . Rappelons enfin que toute cette étude est valable au premier ordre fréquentiel uniquement.

Du point de vue fréquentiel, la PMD se traduit par une dépendance de la polarisation avec la fréquence optique. Du point de vue temporel, le signal est séparé en deux répliques identiques, polarisées orthogonalement, décalées par le temps de groupe différentiel  $\Delta\tau$ . Ces deux points de vue fréquentiels et temporels sont utiles pour interpréter différents effets de la PMD.

### 2.2.4.2 Une représentation bien utile

Les états principaux de polarisation sont définis de façon globale pour la fibre, i.e. en considérant la propagation dans la fibre de bout en bout. Eux mêmes se propagent dans la fibre : leur polarisation évolue entre l'entrée et la sortie. En particulier  $\widehat{P}_{out} = T\widehat{P}_{in}$ .

Mais les PSPs sont les seules polarisations telles qu'une impulsion polarisée se propage sans distorsion au premier ordre. En effet, une conséquence immédiate de leur propriété d'invariance en fonction de la fréquence est qu'une impulsion alignée avec un état principal en entrée émergera de la fibre avec une polarisation identique pour toutes ses composantes spectrales. Ainsi le seul effet que peut subir l'impulsion est un pur déphasage, qui ne produit qu'un décalage temporel et aucune déformation.

Du point de vue système, le principal effet de la PMD (au premier ordre) sur le signal détecté est de séparer chaque impulsion en deux répliques identiques, décalées dans le temps. Soit un champ polarisé injecté dans la fibre, de polarisation  $\widehat{J}$ . L'énergie injectée se répartit sur les deux états principaux de polarisation  $\widehat{P}$  et  $\widehat{Q}$  avec les coefficients de pondération  $\gamma = \cos^2(\theta) = |\widehat{J} \cdot \widehat{P}^*|^2$  et  $\gamma = \sin^2(\theta) = |\widehat{J} \cdot \widehat{Q}^*|^2$ . Donc en entrée de la fibre, le champ s'écrit :

$$\vec{E}_{in}(t) = \cos(\theta)e^{-i\varphi/2}E_{in}(t)\widehat{P}_{in} + \sin(\theta)e^{i\varphi/2}E_{in}(t)\widehat{Q}_{in} \quad (2.20)$$

Le champ en sortie de fibre s'écrit simplement :

$$\begin{aligned} \vec{E}_{out}(t) = & \cos(\theta)e^{-i\varphi/2}E_{in}(t - \tau_0 - \frac{\Delta\tau}{2})\widehat{P}_{out} \\ & + \sin(\theta)e^{i\varphi/2}E_{in}(t - \tau_0 + \frac{\Delta\tau}{2})\widehat{Q}_{out} \end{aligned} \quad (2.21)$$

où  $\Delta\tau$  est le DGD. Le champ en sortie de fibre est donc la superposition de deux répliques du champ d'entrée pondérées par les coefficients  $c_+ = \cos(\theta)e^{-i\varphi/2}$  et  $c_- = \sin(\theta)e^{i\varphi/2}$ , non déformées, polarisées orthogonalement et décalées dans le temps de  $\Delta\tau$ . Au final, sur le récepteur, la PMD se traduit par un élargissement voire un dédoublement des impulsions et nous en étudierons les principales implications dans le paragraphe 2.3.

L'intérêt principal du modèle des états principaux est de pouvoir représenter la fibre comme une structure bimode sans couplage de modes. Pour résumer nous pouvons modéliser la fibre au premier ordre selon :

$$T(\omega) = R_{out} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\Delta\tau}{2}\omega} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Delta\tau}{2}\omega} \end{pmatrix} R_{in} \quad (2.22)$$

avec  $R_{out}$  et  $R_{in}$  les matrices de changements de base entre le référentiel du laboratoire et la base des PSP d'entrée et de sortie.

## 2.2.5 Statistiques de la dispersion modale de polarisation

Ce qui fait tout le charme de la PMD c'est son caractère aléatoire. En effet nous avons vu que la PMD prenait son origine dans la biréfringence locale aléatoire de la fibre. Cette biréfringence provient des contraintes locales de la fibre. Les contraintes externes changent au cours du temps sous l'effet de la température ou des vibrations mécaniques (vent pour les fibre aériennes ou vibrations pour les fibres enterrées) et modifient les conditions de couplage de modes de façon aléatoire au cours du temps. La PMD est donc un phénomène aléatoire et variable au cours du temps.

Afin de l'étudier de façon plus approfondie il faut donc faire appel aux outils de modélisation et d'analyse des processus aléatoires. En particulier le DGD est une variable aléatoire. Pour en déduire les statistiques, il convient tout d'abord d'introduire les vecteurs biréfringence et dispersion de polarisation.

### 2.2.5.1 Vecteur biréfringence et vecteur dispersion de polarisation

Nous avons vu que la biréfringence était caractérisée par :

- les modes propres de polarisation qui définissent les axes de biréfringence ;
- la valeur de biréfringence  $\Delta\beta$ .

Nous définissons alors le vecteur biréfringence par  $\vec{\beta} = \Delta\beta \hat{\beta}$  comme un vecteur de Stokes avec pour direction le mode propre de polarisation lent  $\hat{\beta}$  et pour norme  $\Delta\beta$ . Ce vecteur est défini pour une fréquence optique  $\omega$  donnée. Il décrit la biréfringence locale le long de la fibre ; il est donc fonction de  $z$ .

Ce vecteur permet de décrire l'évolution de la polarisation selon  $z$  à une fréquence donnée [18]. Son évolution peut être décrite par la loi de rotation infinitésimale pour la biréfringence :

$$\frac{\partial \hat{s}}{\partial z} = \vec{\beta} \times \hat{s} \quad (2.23)$$

Cette équation signifie que pour une polarisation d'entrée fixe, l'évolution locale de la polarisation selon  $z$  se fait selon un arc de cercle sur la sphère de Poincaré, autour de l'axe défini par le vecteur biréfringence et à une vitesse donnée par la force de la biréfringence ; la période de rotation est égale à la longueur de battement comme indiqué au paragraphe 2.2.1. En particulier, les modes propres de polarisation sont les seules polarisations invariantes selon  $z$ . Ils sont définis localement comme les polarisations indépendantes de  $z$  au premier ordre.

De même, nous pouvons définir un vecteur pour la PMD, à partir :

- des états principaux de polarisation ;

■ du DGD  $\Delta\tau$ .

Le vecteur dispersion de polarisation est défini dans l'espace de Stokes selon  $\vec{\Omega} = \Delta\tau \hat{p}$ , pour une longueur  $z$  donnée. Ce vecteur est défini à une fréquence mais englobe toute la fibre jusqu'à l'abscisse  $z$ ; il dicte l'évolution de la polarisation selon  $\hat{s}$ . De façon analogue à la biréfringence, nous pouvons écrire la loi de rotation infinitésimale pour la dispersion de polarisation :

$$\frac{\partial \hat{s}}{\partial \omega} = \vec{\Omega} \times \hat{s} \quad (2.24)$$

Cette équation peut servir de définition au vecteur dispersion de polarisation. Pour une polarisation d'entrée indépendante de la fréquence, l'évolution de la polarisation selon  $\omega$  se fait selon un cercle sur la sphère de Poincaré, autour de l'axe défini par le vecteur dispersion de polarisation à une vitesse donnée par la valeur de la PMD; la période fréquentielle de rotation vaut  $\Delta\omega_{cycle} = 2\pi/\Delta\tau$ . Cette équation relie directement l'évolution de la polarisation dans le domaine fréquentiel aux effets temporels de la PMD par la norme du vecteur dispersion de polarisation. Elle constitue le fondement de nombreuses techniques de mesure de la PMD.

En particulier, les états principaux de polarisation sont les seules polarisations invariantes selon  $\omega$ ; d'où leur définition comme les polarisations indépendantes de  $\omega$  au premier ordre.

### 2.2.5.2 Equation dynamique de la PMD

L'équation dynamique de la PMD s'obtient simplement à partir des lois infinitésimales pour la biréfringence et la dispersion de polarisation. Il suffit de différentier chacune par rapport à la variable ( $\omega$  ou  $z$ ) qui n'y intervient pas puis d'éliminer  $\hat{s}$  en utilisant la formule du double produit vectoriel  $a \times (b \times c) = b(a \cdot c) - c(a \cdot b)$ . L'équation dynamique de la PMD s'écrit :

$$\frac{\partial \vec{\Omega}}{\partial z} = \frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \omega} + \vec{\beta} \times \vec{\Omega} \quad (2.25)$$

Cette équation est à la base de la théorie statistique de la PMD.

Elle relie la notion macroscopique de dispersion de polarisation (gauche) à la notion locale de biréfringence (droite). Elle nous permet de comprendre d'où vient la dispersion de polarisation. Elle gouverne l'évolution du vecteur dispersion de polarisation avec la distance. Dans le membre de droite de l'équation, le premier terme dicte l'évolution du DGD. Le deuxième terme n'intervient que dans la direction du vecteur dispersion de polarisation.

La PMD est générée au fur et à mesure de la propagation : à toute abscisse  $z$ , la PMD locale (élémentaire et donc linéique), soit la dérivée fréquentielle du vecteur biréfringence  $\frac{\partial \vec{\beta}}{\partial \omega} dz$ , se rajoute à la PMD cumulée jusque là  $\vec{\Omega}$ , dont la propagation est donnée par la biréfringence locale  $\vec{\beta} \times$ .

### 2.2.5.3 Statistiques

Du fait des contraintes aléatoires le long de la fibre, les modes propres de polarisation (direction de  $\vec{\beta}$ ) ne restent pas constants le long de la fibre. La fibre est donc classiquement représentée comme une concaténation de tronçons biréfringents dont les axes varient et la biréfringence est fixe [19]. C'est de cette concaténation que naît le caractère aléatoire de la dispersion de polarisation. Afin d'étudier les statistiques de la dispersion de polarisation, il est nécessaire de distinguer les deux régimes avec et sans couplage de modes.

#### *Milieu sans couplage de modes*

Considérons tout d'abord le cas d'un milieu sans couplage de modes, par exemple une fibre à maintien de polarisation ou une fibre de longueur faible par rapport à la longueur de corrélation. Dans ce cas le vecteur biréfringence a une direction constante et les modes propres de polarisation sont confondus avec les états principaux. Dans ce cas la différence de temps de groupe est alors proportionnelle à la longueur  $L$  (cf. paragraphe 2.2.2) :

$$\Delta\tau = \delta\tau_B L \quad [ps] \quad (2.26)$$

avec  $\delta\tau_B$  le DGD élémentaire en  $ps.km^{-1}$ . Dans ce cas, la PMD est un phénomène déterministe et statique qui plus est.

#### *Milieu avec couplage de modes : une marche aléatoire*

Considérons maintenant le cas d'un milieu avec couplage de modes, soit des fibres dont la longueur est bien supérieure à la longueur de couplage des modes propres. Dans ce cas le vecteur biréfringence varie le long de la fibre. On modélise alors la fibre comme une concaténation de tronçons biréfringents comme on l'a vu ci-dessus. Alors, la PMD devient un phénomène non déterministe mais dont les statistiques sont bien connues.

L'article [21] détaille l'approche historique des statistiques de la PMD. Nous donnons ici une interprétation un peu plus physique sous forme d'une marche aléatoire présentée dans [22], moins aride que la version purement mathématique de l'article [21]. Selon le modèle de concaténation de tronçons de fibres, le vecteur dispersion de polarisation total est une concaténation d'un grand nombre de vecteurs orientés de façon quelconque : il s'agit d'une marche aléatoire à 3 dimensions. D'après le théorème limite central, pour un nombre infini de sections (si l'on tend vers une fibre réelle), les 3 composantes du vecteur dispersion de polarisation  $\tau_i$  sont des variables aléatoires gaussiennes et indépendantes [23] :

$$p_{\tau_i}(x) = \frac{2}{\pi \langle \Delta\tau \rangle} \exp\left(\frac{-4x^2}{\pi \langle \Delta\tau \rangle^2}\right) \quad (2.27)$$

*Une densité de probabilité maxwellienne*

Il en découle que, pour un milieu avec couplage de modes, le DGD, qui est la norme du vecteur  $\|\vec{\Omega}\| = (\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_3^2)^{1/2}$ , a une densité de probabilité maxwellienne (voir figure 2.5) :

$$p_{\Delta\tau}(x) = \frac{32}{\pi^2} \frac{x^2}{\langle \Delta\tau \rangle^3} \exp\left(-\frac{4x^2}{\pi \langle \Delta\tau \rangle^2}\right) \quad (2.28)$$

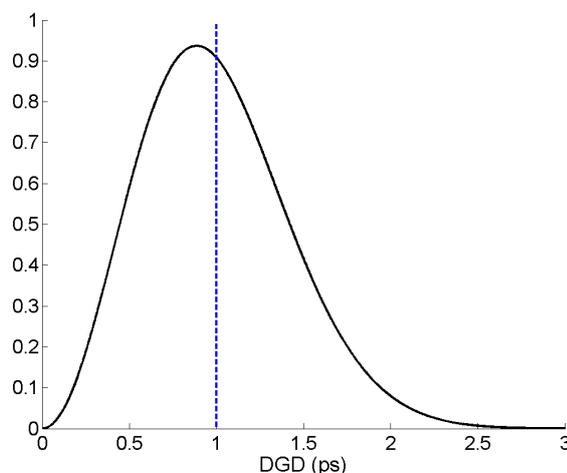


FIG. 2.5 – Densité de probabilité maxwellienne ( $\langle \Delta\tau \rangle = 1$  ps).

La première conclusion essentielle est que cette densité de probabilité est entièrement caractérisée par la valeur moyenne du DGD, également appelée PMD. Cette valeur est fondamentale et c'est celle-ci que l'on mesure et que l'on spécifie puisqu'elle permet de déduire tous les paramètres liés à la dispersion de polarisation. Un autre paramètre équivalent est parfois employé - notamment pour les mesures par la méthode interférométrique :  $\langle \Delta\tau^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{(3\pi/8)} \langle \Delta\tau \rangle \simeq 1,08 \langle \Delta\tau \rangle$ . L'écart type vaut :  $\sigma = \sqrt{\frac{3\pi-8}{8}} \langle \Delta\tau \rangle \simeq 0,42 \langle \Delta\tau \rangle$ . Il est grand par rapport à la valeur moyenne donc les fluctuations du DGD autour de sa valeur moyenne peuvent être très grandes. La probabilité pour que le DGD soit :

- supérieur à  $\langle \Delta\tau \rangle$  est 0,46 ;
- supérieur à  $2\langle \Delta\tau \rangle$  est 0,017 ;
- supérieur à  $3\langle \Delta\tau \rangle$  est  $4.10^{-5}$ .

Si l'on raisonne en termes de probabilité d'un événement à forte PMD sur une liaison, une probabilité de  $4.10^{-5}$  correspond à 22 minutes d'indisponibilité par an. Dans cette hypothèse, il faut donc spécifier un système pour qu'il soit robuste au moins à  $3\langle \Delta\tau \rangle$ .

La PMD, très sensible aux variations de l'environnement, est un phénomène statistique dynamique. La densité de probabilité ci-dessus correspond aux distributions du DGD en fonction de la longueur d'onde ou du temps - et des variations de contraintes.

La PMD est un phénomène ergodique : cela signifie que nous pouvons aussi bien le caractériser à une fréquence donnée sur un temps infini (très grand comparé au temps de fluctuation de la fibre) ou à un temps déterminé sur une bande spectrale infinie (très grande par rapport à la bande passante des états principaux); des résultats vont dans ce sens mais l'hypothèse n'est pas encore démontrée [24]. Ce résultat constitue le fondement des méthodes expérimentales de mesure de la PMD : les méthodes temporelles comme fréquentielles caractérisent le DGD sur un large intervalle spectral pour quantifier la dispersion de polarisation. La mesure de la valeur moyenne  $\langle \Delta\tau \rangle_\omega = \langle \Delta\tau \rangle_t$  permet de caractériser totalement la PMD puisque la maxwellienne ne dépend que de cet unique paramètre.

Le caractère dynamique constitue le gros problème de la PMD. La dispersion chromatique au contraire est un phénomène statique qu'on sait donc parfaitement prendre en compte (elle dépend en fait très légèrement de la température). La PMD change aléatoirement au cours du temps, l'échelle temporelle de ses variations pouvant aller de la dizaine de millisecondes (un camion passe sur le pont où est posé la fibre) à plusieurs heures (alternance jour/nuit). De plus, pour des canaux WDM voisins, la PMD peut être très différente. On montre que le DGD a pour valeur moyenne [21] :

$$\langle \Delta\tau \rangle = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \sqrt{\langle \Delta\tau^2 \rangle} = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \delta\tau_B \sqrt{L_c} \sqrt{L} = \sqrt{\frac{8}{3\pi}} \frac{\lambda \sqrt{L_c} \sqrt{L}}{c L_B} \quad (2.29)$$

où  $\delta\tau_B \simeq \Delta n/c$  est le DGD local linéique (voir paragraphe 2.2.2),  $L_B$ , et  $L_c$  sont les longueurs de battement et de corrélation et  $L$  la longueur totale de la fibre.

Les approches des articles [16] ou [21] aboutissent à une même expression de la PMD :

$$\langle \Delta\tau^2 \rangle = 2 \left( \Delta\tau_B \frac{L_c}{L_B} \right)^2 \left( \frac{L}{L_c} + e^{-L/L_c} - 1 \right) \quad (2.30)$$

avec  $\Delta\tau_B = \delta\tau_B L_B$ , le DGD pour un seul battement optique soit approximativement  $\Delta\tau_B = \Delta n/c L_B = \lambda/c = 1/\nu = 5.2 fs$  à 1550 nm. Cette expression de  $\langle \Delta\tau^2 \rangle$  est valide pour les 2 régimes : avec couplage de modes ( $L/L_c \gg 1$ ), la PMD croît selon la racine carrée de la longueur de propagation alors que sans couplage de modes ( $L/L_c \ll 1$ ), la PMD croît linéairement.

Ainsi, dans le cas d'un milieu avec couplage de modes, la PMD est proportionnelle à la racine carrée de la longueur et non directement à la longueur -

ceci se comprend par le caractère de marche aléatoire [23]. Une fibre est caractérisée par la valeur moyenne du DGD  $\langle \Delta\tau \rangle$  exprimée en picosecondes ou encore par son coefficient de PMD (d'ordre 1) i.e.  $coef_{PMD} = \langle \Delta\tau \rangle_\omega / \sqrt{L}$  en  $\text{ps}/\text{km}^{1/2}$ . Actuellement les spécifications des fibres sont inférieures à  $0.1 \text{ ps}/\text{km}^{1/2}$ . Par rapport au milieu sans couplage de mode, la PMD est proportionnelle à la racine carrée de la longueur et non à la longueur elle-même ; le couplage de modes est donc bénéfique dans le sens où il diminue la PMD totale.

Pour calculer la PMD d'une concaténation de fibres de différentes PMD, il existe une règle très simple. Soient  $PMD_1$  et  $PMD_2$  les valeurs de PMD des fibres 1 et 2. La valeur de PMD totale  $PMD_t$  du système vérifie :

$$PMD_t^2 = PMD_1^2 + PMD_2^2 \quad (2.31)$$

Cette règle de concaténation est très importante, simple et très utile pour calculer la PMD d'un système dans son ensemble.

Toute la théorie ci-dessus est valable à l'ordre 1 en fréquence : nous avons défini les états principaux de polarisation comme les polarisations de sortie invariables (à l'ordre 1) selon la fréquence optique. Une question intéressante est de savoir sur quelle bande de fréquence cela est vrai. Cette question de la bande passante des états principaux fait appel aux fonctions d'autocorrélation des PSPs et du DGD [25]. La bande passante du vecteur dispersion de polarisation ou pour les PSP est de  $\Delta\omega_{-3dB} \simeq 2 / \langle \Delta\tau \rangle$  ; celle du DGD vaut  $\Delta\omega_{-3dB} \simeq 2,6 / \langle \Delta\tau \rangle$ . Tant que le signal a une bande inférieure ou comparable à la bande passante des états principaux, l'analyse au premier ordre suffit. Dès que la bande du signal devient supérieure, il faut prendre en compte les ordres supérieurs que nous allons maintenant décrire. De façon approximative, les effets d'ordre supérieur interviennent dès lors que le spectre du signal est plus grand que la bande passante des états principaux.

### 2.2.6 Les ordres supérieurs de la PMD

Nous avons défini les états principaux comme les polarisations indépendantes de la fréquence au premier ordre ; les effets de PMD d'ordre 2 vont donc se traduire par une variation des PSP en fonction de la fréquence - ce qui découle tout naturellement du modèle de fibre comme concaténation de tronçons biréfringents.

Les travaux publiés décomposent généralement la PMD d'ordre 2 en deux termes :

- la dispersion chromatique dépendante de la polarisation ;
- la dépendance fréquentielle des états principaux de polarisation ou dé-polarisation.

En effet, à partir de la définition du vecteur dispersion, nous pouvons écrire :

$$\vec{\Omega}_\omega = \frac{\partial \Delta\tau}{\partial \omega} \hat{p} + \Delta\tau \hat{p}_\omega = \vec{\Omega}_{\omega,\parallel} + \vec{\Omega}_{\omega,\perp} \quad (2.32)$$

Le terme de dispersion chromatique dépendant de la polarisation est lié à la composante du vecteur dérivée portée par l'état principal lent  $\hat{p}$ , comme indiqué sur la figure 2.6 :  $\vec{\Omega}_{\omega,\parallel} = \frac{\partial \Delta\tau}{\partial \omega} \hat{p}$

Il traduit l'évolution du module de  $\vec{\Omega}$ , c'est-à-dire le DGD, en fonction de la fréquence. Il apporte une dispersion chromatique dépendant de la polarisation, c'est-à-dire que les deux états principaux ont des contributions opposées à la dispersion chromatique effective. Le changement apporté à la dispersion chromatique  $D \cdot L$  est donné par :

$$(D \cdot L)_{eff} = (D \cdot L) \pm \Delta\tau_\lambda \quad \text{avec} \quad \Delta\tau_\lambda = -(\pi c/\lambda^2)\Delta\tau_\omega \quad (2.33)$$

Il s'avère que ce terme ne contribue que pour  $1/9^e$  à la PMD d'ordre 2.

Le terme lié à la variation des PSP avec  $\omega$  est la composante de la dérivée perpendiculaire au vecteur , comme le montre la figure 2.6 :

$$\vec{\Omega}_{\omega,\perp} = \Delta\tau \hat{p}_\omega \quad (2.34)$$

C'est lui qui traduit l'évolution des états principaux (la direction du vecteur) en fonction de la fréquence optique. Il crée une dépolarisation de l'impulsion, une déformation et donc un élargissement supplémentaire. A noter que ce terme est pondéré par  $\Delta\tau$ .

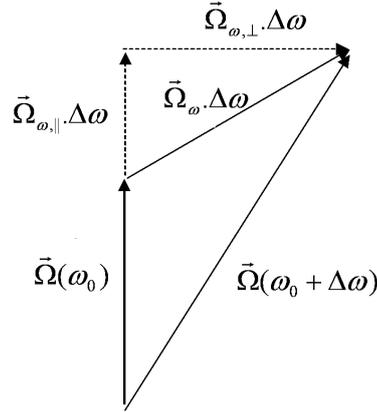


FIG. 2.6 – Composantes de la PMD d'ordre 2.

Une observation intéressante est la corrélation entre faible valeur de DGD et grande variation des états principaux (dépolarisation  $\hat{p}_\omega$ ) et vice-versa [27]. Ceci est confirmé expérimentalement [26] et par des simulations

numériques [27]. Ceci se comprend assez intuitivement en revenant au modèle de concaténation de tronçons biréfringents [28] : pour avoir un DGD petit par rapport à la moyenne il faut que la somme vectorielle des composantes de chaque tronçon soit petite et donc un petit changement de fréquence peut changer de façon significative cette somme vectorielle et vice-versa. Une conséquence est que pour de forts DGD (queues de probabilité) la PMD d'ordre 2 est quant à elle faible.

Toutes les densités de probabilité liées au vecteur PMD à l'ordre 1 et 2 sont récapitulées dans l'article [24]. Là aussi toutes les statistiques sont déterminées par la seule donnée de la valeur de PMD.

Après avoir détaillé le phénomène et ses origines, nous allons nous intéresser aux conséquences de la PMD sur un système de télécommunications optiques.

## 2.3 Impact de la PMD sur un système

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser aux impacts sur les systèmes de la dispersion modale de polarisation. Nous nous restreindrons toutefois aux seuls effets de la PMD du premier ordre qui dominent les pénalités apportées à un système sans compensation de PMD. La PMD est un phénomène aléatoire dynamique ; pour la prendre en compte dans la conception d'un système, il faut donc allouer une marge correspondant aux pénalités tolérables, et définir le temps de coupure de liaison acceptable lorsque la marge est dépassée : il s'agit de la probabilité de coupure du système.

### 2.3.1 Elargissement des impulsions

La PMD est une forme de dispersion et par là elle induit un élargissement des impulsions. En effet, une représentation simple au premier ordre est la superposition de deux impulsions en sortie, répliques de l'impulsion d'entrée, décalées dans le temps et de polarisations orthogonales. En détection directe, le détecteur n'est pas sensible à la polarisation, il détecte la somme des puissances (puisque le terme de battement entre polarisations orthogonales est nul) et voit une impulsion élargie temporellement - voire deux impulsions pour de grands DGD. Pour les télécommunications optiques, les conséquences sont les suivantes :

- dédoublement des impulsions optiques ;
- élargissement et déformation des impulsions électriques.

Au final cela crée de l'interférence entre symboles et une fermeture du diagramme de l'œil. Quelques exemples de diagrammes de l'œil électriques en présence de PMD sont donnés sur la figure 2.7. Ces diagrammes de l'œil ont été mesurés en laboratoire et correspondent à un signal RZ33% à 40 Gbit/s

dégradé par une PMD créée par un émulateur de PMD à l'ordre 1.

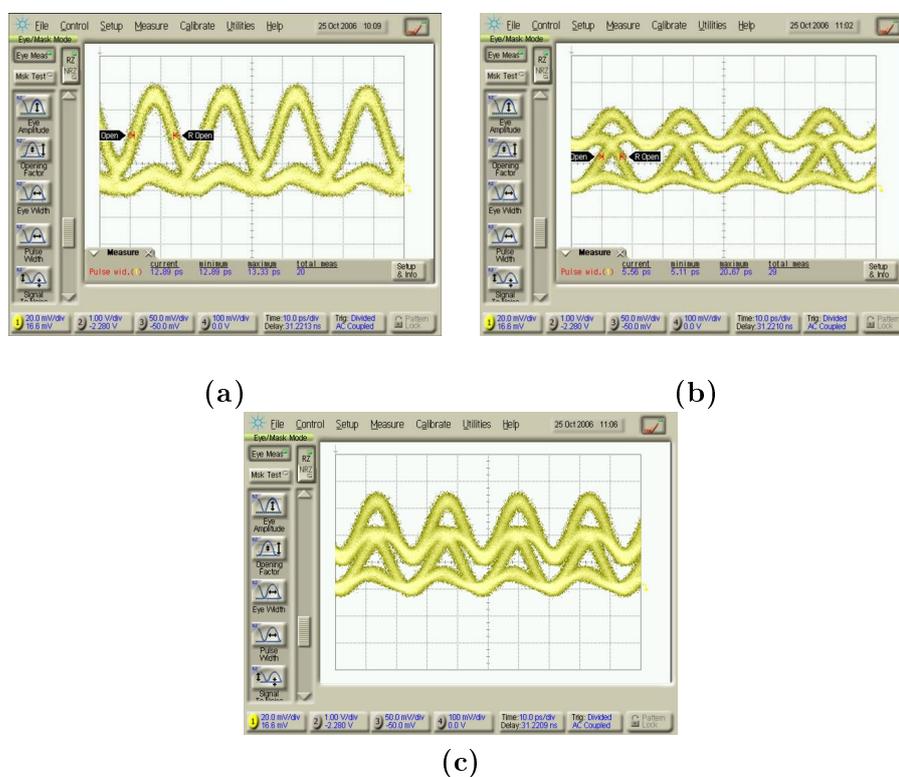


FIG. 2.7 – Exemples de diagrammes de l'œil mesurés en présence de PMD, pour une équipartition de l'énergie entre les deux états principaux de polarisation. Les valeurs de DGD sont respectivement 0 ps (a), 14 ps (b) et 16,2 ps (c).

Nous allons par la suite quantifier cet élargissement qui est directement lié aux pénalités systèmes comme nous le verrons.

La largeur à mi-hauteur n'a plus de sens en présence de PMD car les impulsions peuvent présenter plusieurs sommets. Il faut donc employer la largeur quadratique moyenne des impulsions :

$$\sigma = \sqrt{\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2}$$

$$\text{avec } \langle t \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} t |h(t)|^2 dt \quad (2.35)$$

$$\text{et } \langle t^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} t^2 |h(t)|^2 dt$$

où  $h(t)$  est la forme (quelconque) de l'impulsion, avec  $\int |h(t)|^2 dt = 1$ .

Selon le modèle des états principaux :

$$\begin{aligned}\vec{E}_{out}(t) = & \cos(\theta)e^{-i\varphi/2}E_{in}(t - \tau_0 - \frac{\Delta\tau}{2})\hat{P}_{out} \\ & + \sin(\theta)e^{i\varphi/2}E_{in}(t - \tau_0 + \frac{\Delta\tau}{2})\hat{Q}_{out}\end{aligned}\quad (2.36)$$

Un calcul simple [30] donne l'élargissement d'une impulsion dû à la PMD d'ordre 1 :

$$\sigma_{PMD}^2 = \sigma_{out}^2 - \sigma_{in}^2 = \Delta\tau^2\gamma(1 - \gamma) \quad (2.37)$$

où  $\gamma$  est lié à la répartition de l'énergie entre les deux états principaux :  $\gamma = \cos^2(\theta)$ . On peut encore écrire :

$$\sigma_{PMD} = \sqrt{\sigma_{out}^2 - \sigma_{in}^2} = \Delta\tau\sqrt{\gamma(1 - \gamma)} = |\sin(2\theta)|\Delta\tau/2 \quad (2.38)$$

où  $2\theta$  est l'angle sur la sphère de Poincaré entre la polarisation du signal et l'état principal rapide d'entrée. Une formule plus générale de l'élargissement est présentée dans l'article [31]. On retiendra une formule élégante pour calculer l'élargissement induit par la PMD d'ordre 1 :

$$\sigma_{out}^2 = \sigma_{in}^2 + \frac{\Delta\tau^2}{4}[1 - (\hat{\Omega} \cdot \hat{s})^2] \quad (2.39)$$

où  $\sigma_{in}$  est la largeur initiale de l'impulsion,  $\hat{\Omega}$  est le vecteur PMD et  $\hat{s}$  le vecteur de Stokes du signal.

Donc l'élargissement d'une impulsion par la PMD d'ordre 1 est nul si la polarisation est alignée avec un des états principaux et vaut  $\Delta\tau/2$  pour une polarisation injectée à  $45^\circ$  des états principaux. Mais ces deux cas ne sont que des extrêmes et nous pouvons nous demander quel est l'élargissement moyen. Pour le connaître il faut à nouveau faire appel au calcul probabiliste.  $\Delta\tau$  et  $\gamma$  sont deux variables aléatoires indépendantes. Il est possible de calculer leur densité de probabilité conjointe et donc celle de  $\sigma_{PMD}$ . Notons tout d'abord que  $\gamma = \frac{1}{2}(1 + \hat{s} \cdot \hat{p})$  et par suite, comme les états principaux sont uniformément répartis sur la sphère de Poincaré,  $\gamma$  est uniformément distribué sur  $[0,1]$ . Le DGD suit une distribution de Maxwell. Au final, l'élargissement des impulsions est une variable aléatoire ayant une distribution de Rayleigh :

$$p_{\sigma_{PMD}}(\sigma) = \frac{32}{\pi} \frac{\sigma}{\langle \Delta\tau \rangle^2} \exp\left(-\frac{16}{\pi} \frac{\sigma^2}{\langle \Delta\tau \rangle^2}\right) \quad (2.40)$$

de valeur moyenne  $\langle \sigma_{PMD} \rangle = (\pi/8) \langle \Delta\tau \rangle$ . La loi est nulle pour  $\sigma < 0$ .

Cette valeur moyenne est proche du maximum de l'élargissement  $\Delta\tau/2$ , ce qui implique que de nombreuses orientations de la polarisation du signal conduisent à un élargissement prononcé des impulsions.

### 2.3.2 Pénalités induites par la PMD

Une pénalité peut être définie comme une perte de sensibilité du récepteur. La sensibilité d'un récepteur est définie comme la puissance requise pour avoir un taux d'erreur cible - généralement égal à  $10^{-9}$ . Les systèmes de transmission amplifiés fonctionnent généralement en saturation de la puissance du récepteur et la sensibilité du récepteur est alors définie comme le rapport signal sur bruit requis pour atteindre le taux d'erreur cible.

Considérons un couple émetteur/récepteur (Tx/Rx). Il est caractérisé par sa courbe de sensibilité qui donne le taux d'erreur en fonction de l'OSNR. Cette mesure est effectuée en configuration dite « back-to-back », où l'émetteur est directement relié au récepteur. Le signal peut être volontairement dégradé pour mesurer la tolérance du couple émetteur/récepteur à un effet précis, comme la dispersion chromatique ou la PMD.

Prenons l'exemple de la dispersion chromatique. La mesure de la courbe de sensibilité du couple Tx/Rx est reproduite pour différentes valeurs de dispersion chromatique par exemple. La pénalité pour un taux d'erreur binaire donné est définie comme la différence entre l'OSNR requis en présence de dispersion chromatique et l'OSNR requis sans dispersion chromatique, comme indiqué sur la figure 2.8. Les pénalités se mesurent en dB et la tolérance à la dispersion chromatique est généralement calculée pour une pénalité de 1 dB.

Enfin on parle de marge système pour un type de dégradation : il s'agit de la réserve d'OSNR disponible en réception allouée à la dégradation en question. Le système est conçu pour pouvoir tolérer différentes dégradations. Sans dégradation autres que les effets non-linéaires et l'ESA, le système a un OSNR donné après propagation  $OSNR_{ligne}$  ; le récepteur a une sensibilité  $OSNR_{sens}$ . Le système a donc une marge totale  $M_{dB} = OSNR_{ligne} - OSNR_{sens}$ . Cette marge est distribuée entre les différentes dégradations que subit le signal optique.

Les pénalités exactes dues à la PMD sont propres à chaque système car elles dépendent de paramètres comme la bande passante du filtrage en réception et le seuil de décision [32]. Néanmoins nous pouvons dégager des lois générales intuitives : - plus le DGD est grand, plus l'élargissement sera grand et plus la pénalité sera élevée : la pénalité est une fonction croissante du DGD. - la pénalité doit être liée à l'excitation des états principaux : si toute l'énergie est concentrée sur un état principal de polarisation, les impulsions ne seront pas déformées (au premier ordre) et il n'y aura pas de pénalité. L'élargissement quadratique moyen des impulsions 2.38 est rappelé ici :

$$\sigma_{out}^2 - \sigma_{in}^2 = \Delta\tau^2\gamma(1 - \gamma) \quad (2.41)$$

Cet élargissement se traduisant directement dans le domaine électrique,

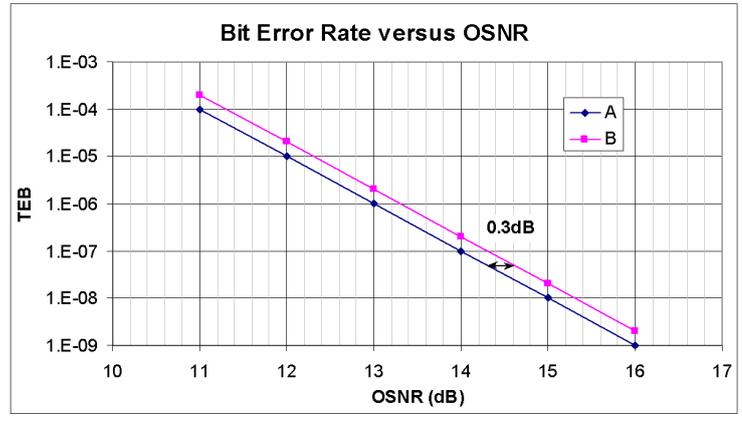


FIG. 2.8 – Exemple de calcul de pénalité pour un couple émetteur/récepteur.

une formule approchée des pénalités a été proposée [33] :

$$\varepsilon = A \frac{\sigma_{PMD}^2}{T^2} = A \left( \frac{\Delta\tau}{T} \right)^2 \gamma(1 - \gamma) \quad [dB] \quad (2.42)$$

où  $T$  est le temps bit et  $A$  est un facteur propre à chaque système qui dépend entre autres du format de modulation.  $A$  est de l'ordre de 30 pour le RZ et 70 pour le NRZ. Cette formule a été confirmée expérimentalement avec des valeurs de  $A$  changeantes pour un récepteur à seuil fixe [24].

Concrètement, la PMD déforme et ferme l'œil électrique du signal : le niveau des 0 remonte et le niveau des 1 diminue. On comprend alors l'importance du seuil ou de l'instant d'échantillonnage [34]. En effet si nous avons un seuil fixe optimisé en l'absence de PMD, la détection ne sera pas du tout optimisée pour le pire cas, mais aussi pour de nombreux cas intermédiaires dès que le DGD n'est pas nul, comme l'indique la valeur moyenne de l'élargissement.

### 2.3.3 Probabilité de coupure

La probabilité de coupure est définie comme la probabilité qu'une liaison soit indisponible ; cela se traduit directement en nombre de secondes par an durant lesquelles la liaison est « coupée ». Les causes de coupure sont multiples mais nous ne traiterons ici que de la PMD. Un chiffre consensuel est  $10^{-6}$  : cela correspond à 31 secondes de coupure par an. En additionnant ce temps d'indisponibilité à ceux induits par les autres sources de coupure, nous obtenons le temps d'indisponibilité total d'une liaison.

La formule des pénalités prend en compte les deux paramètres de la PMD à l'ordre 1 : la répartition de l'énergie du signal entre les deux états principaux de polarisation représentée par le paramètre  $\gamma$  et le DGD. Les lois de probabilité pour  $\gamma$  et le DGD sont respectivement uniforme et maxwellienne. Il est donc possible de calculer la loi de probabilité des pénalités ; une approche intéressante est présentée dans [35]. Nous en présentons une variante ici.

La pénalité exprimée en décibel par  $\varepsilon$  est proportionnelle au carré de l'élargissement quadratique moyen. Soit  $M_{dB}$  la pénalité tolérable par le système ;  $M_{dB}$  est la marge système allouée à la PMD. Alors la probabilité de coupure  $P_{out}$  de la liaison est égale à :

$$P_{out} = Proba\{\varepsilon > M_{dB}\} = Proba\left\{\sigma_{PMD} > T \cdot \sqrt{\frac{M_{dB}}{A}}\right\} \quad (2.43)$$

L'élargissement quadratique moyen suit une loi de Rayleigh (équation 2.40), de paramètre  $s = \langle \Delta\tau \rangle \sqrt{\pi/32}$ . Sa fonction de distribution  $D_s(\sigma_{PMD})$  vaut :

$$D_s(\sigma_{PMD}) = Proba\{\sigma < \sigma_{M_{dB}}\} = 1 - \exp\left(-\frac{\sigma_{M_{dB}}^2}{2s^2}\right) \quad (2.44)$$

Donc la probabilité de coupure vaut :

$$P_{out} = Proba\left\{\sigma_{PMD} > T \cdot \sqrt{\frac{M_{dB}}{A}}\right\} = \exp\left(-\frac{16}{\pi} \frac{\sigma_{M_{dB}}^2}{\langle \Delta\tau \rangle^2}\right) \quad (2.45)$$

En laboratoire, la mesure de pénalités peut être faite en se plaçant dans le pire cas pour la PMD d'ordre 1 :  $\gamma = 1/2$ . On détermine alors le DGD toléré dans le pire cas  $\Delta\tau_{pire}$  pour la marge  $M_{dB}$ . L'élargissement quadratique moyen associé est  $\sigma_{PMD, M_{dB}} = \Delta\tau_{pire}/2$ . Alors, en utilisant l'équation (2.45), la PMD tolérée par le système pour une marge de MdB et une probabilité de coupure  $P_{out}$  vaut :

$$\langle \Delta\tau \rangle = 2 \frac{\Delta\tau_{pire}}{\sqrt{\pi \ln(1/P_{out})}} \quad (2.46)$$

Soit en utilisant la formule 2.37 :

$$\langle \Delta\tau \rangle = 4 \frac{\sqrt{M_{dB}}}{\sqrt{\pi A \ln(1/P_{out})}} \quad (2.47)$$

Cette approche est valide dans la mesure où c'est l'élargissement quadratique moyen qui est représentatif de la pénalité ; donc à élargissement donné, quel que soit le couple  $(\gamma, \Delta\tau)$  qui donne cet élargissement, les pénalités sont

identiques, cf. équation (2.38). Mesurer les pénalités dans le pire cas nous renseigne donc sur leur évolution dans les autres cas.

De nombreux exemples de mesure sont donnés dans la littérature. En général, les résultats montrent une tolérance de l'ordre de 10% du temps bit pour le format NRZ et de 15% du temps bit pour les formats RZ, pour une probabilité de coupure de  $10^{-6}$  et une marge de 1 dB [36]. En termes de limite au produit distance-bande passante, 14% du temps bit correspondent à :

$$B^2L = \frac{0.02}{coef_{PMD}^2} \quad [ps] \quad (2.48)$$

Mais de nombreux paramètres influent sur la tolérance d'un système à la PMD : l'optimisation du seuil de décision et de l'instant d'échantillonnage ainsi que la bande passante du récepteur. Cette dernière joue un rôle important : pour des bandes passantes de l'ordre de 0,7 fois le débit, le RZ est plus tolérant à la PMD que le NRZ. Pour des bandes passantes plus élevées, la tolérance à la PMD des formats de modulation est inversée : le RZ est alors moins tolérant que le NRZ [37].

Le paragraphe suivant expose les techniques concrètes de mesure de pénalités en laboratoire.

### 2.3.4 Mesurer expérimentalement les pénalités

Nous ne pouvons que trop insister sur la nécessité de mesurer toutes ces pénalités pour le système étudié. Il s'agit de la seule manière de déterminer la résistance du système à la PMD. Aussi présentons nous dans cette section la méthode expérimentale employée dans ces travaux pour mesurer les pénalités dues à la PMD pour un couple émetteur / récepteur.

La difficulté pratique de ces mesures réside dans le contrôle de la polarisation du signal par rapport à celle des PSP, que ce soit dans le cas d'un émulateur ou dans le cas d'une fibre réelle. L'effet de la PMD du premier ordre sur un système dépend de deux paramètres :  $\gamma$  qui mesure la répartition de l'énergie du signal entre les 2 états principaux de polarisation et le DGD  $\Delta\tau$ . Une méthode de mesure consiste à se placer dans le pire cas pour la PMD d'ordre 1, soit  $\gamma = 1/2$ .

La mesure de pénalités en laboratoire se fait en général à l'aide d'un émulateur de PMD ; il s'agit d'un dispositif qui crée de la PMD de façon stable, contrôlée et reproductible. La réalisation d'un essai sur le terrain est plus complexe à mettre en œuvre, et la mesure du DGD à une longueur d'onde donnée et à un temps donné est délicate car il faut s'assurer qu'il

reste stable entre la mesure du DGD et la mesure de la pénalité pour le système.

Pour mesurer concrètement une pénalité, il faut comparer la sensibilité requise du système avec et sans PMD pour obtenir un taux d'erreur de  $10^{-x}$ , tous les autres paramètres restant inchangés.

Contrôler l'angle entre la polarisation du signal et la polarisation des états principaux est aussi complexe en laboratoire que sur le terrain. Pour se placer dans le pire cas à l'aide d'un contrôleur de polarisation manuel ou automatique, plusieurs signaux sont exploitables :

- Mesurer le degré de polarisation qui en présence de PMD d'ordre 1 atteint un minimum pour  $\gamma = 1/2$ . Il faut pour cela employer un polarimètre et minimiser le degré de polarisation.

$$DOP(\Delta\tau, \gamma) = \sqrt{1 - 4\gamma(1-\gamma) + 4\gamma(1-\gamma) \left[ \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \cos(\Delta\tau\omega)S(\omega)d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)d\omega} \right]^2} \quad (2.49)$$

avec  $S(\omega)$  le spectre optique du signal.

- Mesurer la composante du spectre électrique au débit utile ou à la moitié du débit utile constitue un autre indicateur ; en effet, comme nous le verrons par la suite, la PMD va déformer le spectre électrique du signal : elle a tendance à transformer une impulsion RZ en impulsion NRZ et la composante électrique à la fréquence signal va donc être diminuée par la PMD. Concrètement, il faut employer une photodiode et un analyseur de spectre électrique afin de suivre l'évolution du niveau de la composante électrique choisie. Selon le format de modulation et la composante choisie, il faut alors minimiser ou maximiser le niveau de celle-ci.

En pratique, pour se placer dans le pire cas pour la PMD d'ordre 1 il faut exploiter en parallèle les deux indicateurs décrits ci-dessus ; le DOP est en général plus sensible que la composante spectrale pour un signal avec un bon OSNR. Enfin la visualisation du diagramme de l'œil permet de contrôler l'état du système, le pire cas se traduisant par un œil symétrique. Comme nous le verrons dans la section sur la compensation de PMD, ces deux indicateurs sont employés dans un système déployé pour estimer la PMD et ainsi pouvoir la compenser.

Ce chapitre a permis de présenter la façon de prendre en compte la PMD dans la conception d'un système de transmission : une marge est allouée pour accepter un certain niveau de pénalités dues à la PMD ; une fois ce niveau dépassé, la liaison est coupée. Il s'agit d'une façon passive de compenser la PMD. Le chapitre suivant présente les solutions actives de compensation de PMD.

## 2.4 La compensation de PMD

La montée en débit dans les systèmes de transmission par fibres optiques a fait apparaître des phénomènes qui étaient jusque là négligeables. C'est le cas de la dispersion modale de polarisation, notamment sur certaines fibres des anciennes générations déjà installées : le phénomène n'était pas pris en compte jusque dans les années 90. Aussi de nombreuses fibres installées présentent des valeurs de PMD importantes. Si l'on considère que ce phénomène devient gênant à partir de 10% du temps bit, une PMD de 10 ps (resp. 2,5 ps) est la limite tolérable pour un débit de 10 Gbit/s (resp. 40 Gbit/s). Le déploiement de nouvelles fibres coûtant très cher, un intérêt particulier a été porté aux techniques de compensation de PMD.

Il faut d'abord s'interroger sur les spécifications d'un tel composant. La difficulté est que ce dispositif doit fournir une compensation dynamique de la PMD. Ainsi outre le gain en termes de PMD tolérable pour un système, il faut déterminer le temps de réponse nécessaire. C'est en effet un paramètre très important car, comme nous le verrons certains compensateurs de PMD emploient un élément biréfringent, et si le dispositif n'est pas suffisamment rapide pour suivre les fluctuations de polarisation du signal il peut dégrader encore plus les performances !

Mais les spécifications du temps de réponse ne sont pas bien définies : actuellement le consensus est un temps de réponse de l'ordre de la milliseconde. En effet, certaines fibres déployées le long de routes ou de voies de chemin de fer sont sujettes à des vibrations mécaniques ; plusieurs campagnes de mesure ont tenté de mesurer le temps de variation de la polarisation ou de la PMD. Mais de récentes études ont montré que les effets non-linéaires pouvaient entraîner des variations de polarisation à l'échelle de quelques bits ! Le débat n'est pas clos au sein de la communauté scientifique.

Tout comme pour la dispersion chromatique, l'idée initiale de la compensation de PMD est de multiplier la fonction de transmission de la fibre par sa fonction inverse. Comme indiqué sur la figure 2.9, ceci peut être réalisé dans le domaine optique ou électrique. Un compensateur de PMD optique va reconstruire la matrice de Jones inverse  $U^{-1}(\omega)$ . Un compensateur électrique va recréer la fonction de transfert inverse  $H^{-1}(f)$ .

La suite de ce chapitre va être consacrée aux solutions optiques et électriques de compensation ; puis nous étudierons les techniques d'estimation de PMD.

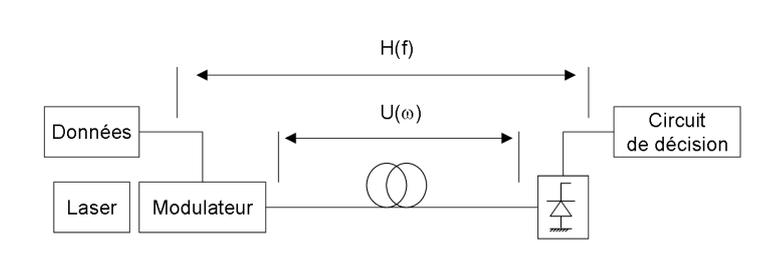


FIG. 2.9 – Principe de la compensation optique et électrique.

## 2.4.1 La compensation optique de PMD

La PMD est un phénomène qui affecte les impulsions au cours de leur propagation. Il est donc naturel de développer une solution optique de compensation.

### 2.4.1.1 Principe des compensateurs optiques de PMD

La façon la plus simple de compenser la PMD est d'aligner la polarisation du signal à l'émission avec l'un des états principaux de polarisation d'entrée du système, en employant un contrôleur de polarisation, comme représenté sur la figure 2.10. C'est une idée intéressante [38] mais difficile à réaliser en pratique : il faut instaurer une boucle de rétroaction du récepteur vers l'émetteur suffisamment rapide pour compenser dynamiquement les variations de polarisation du chemin optique, avec un temps de réponse de l'ordre de la milliseconde. Le temps de propagation sur un lien de 1000 km est déjà de l'ordre de quelques millisecondes.

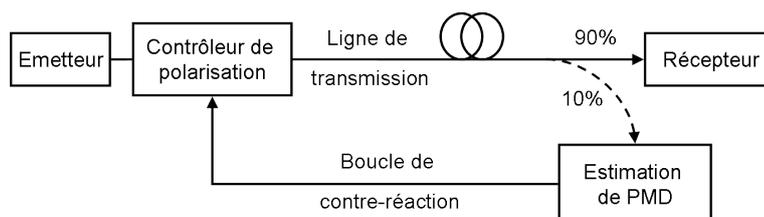


FIG. 2.10 – Technique de la transmission selon les PSP.

Aussi la façon naturelle de compenser la PMD est-elle d'ajouter un élément biréfringent devant le récepteur pour éliminer le temps de groupe différentiel vu par le signal. Le compensateur de PMD (PMDC pour PMD compensator) est alors placé juste devant le récepteur. La figure 2.11 présente le schéma de principe de ce type de compensateur. Il est constitué d'un contrôleur de polarisation, suivi d'un élément biréfringent [39]. Le contrôleur de polarisation met en correspondance inverse les PSP de la ligne et ceux

de l'élément biréfringent. Et les variations de PMD (évolution du DGD et surtout modification de  $\gamma$ ) sont mesurées/estimées en permanence.

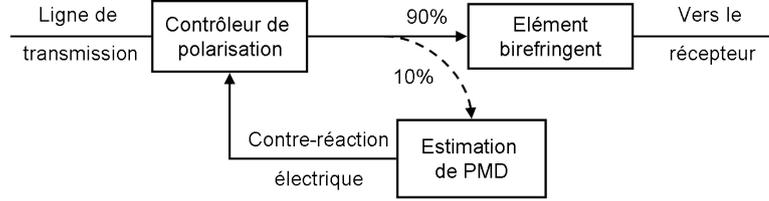


FIG. 2.11 – Schéma de principe d'un compensateur de PMD optique.

La matrice de Jones de la PMD à l'ordre 1 s'écrit :

$$U(\omega) = R_{out} D(\omega) R_{in} = R_{out} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\Delta\tau\Delta\omega}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Delta\tau\Delta\omega}{2}} \end{pmatrix} R_{in} \quad (2.50)$$

Avec  $R_{out}$  et  $R_{in}$  des matrices de rotation.  $R_{in}$  est la matrice de passage de la base du laboratoire dans la base des états principaux. Le compensateur de PMD présenté reproduit une telle matrice de Jones : le contrôleur de polarisation va générer la matrice  $R_{out}^{-1}$  et l'élément biréfringent donne la matrice de PMD inversée  $D^{-1}(\omega)$ . Pour compenser également les ordres supérieurs de la PMD, d'autres étages de compensation sont ajoutés pour approcher au mieux la matrice de PMD de la ligne.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons étudier plus en détail le principe de fonctionnement de ce type de compensateur et ses performances.

#### 2.4.1.2 Compensation du 1er ordre

Le compensateur de PMD d'ordre 1 présente deux régimes de fonctionnement, comme représenté sur la figure 2.12 :

- Minimiser la PMD totale (flèches rouges pointillés sur les figures 2.12) : le contrôleur de polarisation aligne l'état principal rapide de sortie de la ligne avec l'état principal lent d'entrée de l'élément biréfringent pour tenter d'annuler le DGD total résultant.
- Aligner le vecteur PMD total (somme du vecteur PMD de la ligne et du vecteur du compensateur) avec la polarisation du signal (points et flèche bleus pleins sur les figures 2.12).

L'interprétation géométrique de ces points de fonctionnement est intéressante. Notons  $\vec{\Omega}_f$  le vecteur PMD de la ligne de transmission,  $\vec{\Omega}_c$  celui du compensateur et  $\vec{\Omega}_t$  le vecteur total résultant :

$$\vec{\Omega}_t = \vec{\Omega}_f + \vec{\Omega}_c \quad (2.51)$$

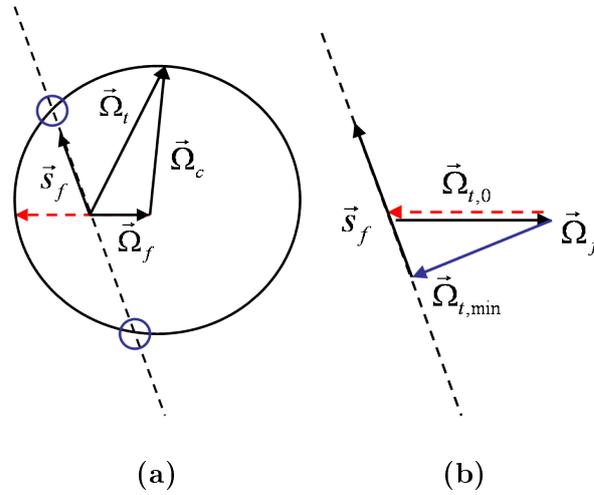


FIG. 2.12 – Interprétation géométrique du principe du compensateur optique de PMD d’ordre 1 avec DGD fixe (a), avec DGD variable (b).

Le contrôleur de polarisation change l’orientation du vecteur  $\vec{\Omega}_c$ . Géométriquement, minimiser la PMD totale revient à annuler le vecteur  $\vec{\Omega}_t$ , en réalisant  $\vec{\Omega}_c = -\vec{\Omega}_f$ . Ceci est possible si le DGD de l’élément biréfringent est variable. Dans le cas contraire, on ne peut que minimiser le vecteur PMD total. Le deuxième régime de fonctionnement équivaut à la méthode de transmission selon les PSP mais pour le système global fibre et compensateur. Il est possible de montrer qu’il s’agit d’un point de fonctionnement plus optimal que l’annulation du vecteur PMD total [40].

### 2.4.1.3 Compensateur à étages multiples

Un contrôleur de polarisation possède au minimum deux paramètres indépendants. Contrôler un compensateur de PMD optique du premier ordre requiert donc l’ajustement de deux variables indépendantes si le DGD du compensateur est fixe. Et il existe déjà plusieurs points de fonctionnement comme nous venons de le voir, avec différentes efficacités. Ajouter un étage de compensation revient à multiplier par deux le nombre de paramètres indépendants à contrôler. La complexité est accrue et le risque de trouver un point de fonctionnement sous-optimal est élevé. Et dans ce cas l’amélioration des performances par l’emploi d’un compensateur à plusieurs étages n’est plus garantie [40].

### 2.4.1.4 Performance des compensateurs de PMD optiques

Les performances théoriques des compensateurs de PMD optiques ont été largement étudiées dans la littérature [40],[43]. Le tableau 2.2 classe les

—— Performances croissantes ——>			
Annulation imparfaite du DGD total (DGD fixe pour le compensateur)	Méthode des PSP à l'émission / Annulation parfaite du DGD total	Méthode des PSP globaux	Compensateur à double étage

TABLE 2.2 – Comparaison des performances des compensateurs optiques de PMD

techniques par ordre croissant d'efficacité théorique.

En résumé le compensateur d'ordre 1 avec DGD fixe est le moins efficace. Le compensateur d'ordre 1 à DGD variable donne des performances comparables à la transmission selon les PSP dans son régime de fonctionnement d'annulation du vecteur PMD total, et surpasse cette technique dans son deuxième régime de fonctionnement. Enfin un compensateur à double étage donne les meilleures performances, si un optimum global est trouvé. Rappelons à nouveau la difficulté à contrôler un compensateur à double étage et les risques d'optima locaux qui donnent un avantage aux techniques simple étage. Enfin il faut noter que seule la méthode de transmission selon les PSP n'ajoute pas de PMD dans le système.

#### 2.4.1.5 Compensation de PMD simultanée de plusieurs canaux WDM

Un des points bloquants des compensateurs de PMD optiques est leur coût. En effet, la plupart des compensateurs proposés traitent un seul canal. Il faut donc autant de compensateurs que de canaux WDM pour un système. Les solutions traitant simultanément plusieurs canaux permettraient de mutualiser les coûts de compensation, comme les fibres à compensation de dispersion permettent de compenser la dispersion chromatique pour tous les canaux. Nous citerons deux solutions.

Une première solution proposée récemment traite en parallèle un grand nombre de canaux WDM en 2 étapes : tout d'abord les polarisations de toutes les fréquences sont alignées puis la phase des signaux est compensée dans un deuxième temps [41]. Le système est encore loin d'être intégré, adaptatif et temps réel (complexité des algorithmes et temps d'acquisition de 5 ms). De plus cette solution paraît assez complexe de par l'emploi de deux matrices de cristaux liquides en espace libre avec démultiplexage complet du multiplex WDM en plus du système d'estimation de la PMD.

La deuxième solution n'est pas une compensation directe de la PMD. Il s'agit plutôt d'une compensation passive. En présence de PMD, l'efficacité

des FEC est diminuée : lorsque le système présente de fortes pénalités, l'ensemble d'une trame FEC est affectée par un grand nombre d'erreurs. Les FEC sont faits pour corriger des erreurs aléatoires et non des flots continus d'erreurs. Leur efficacité est donc amoindrie en présence de PMD. Afin de leur rendre leur efficacité, la solution proposée consiste à placer des brouilleurs de polarisation rapides en plusieurs points du système [42]. Ceci permet en quelque sorte d'accélérer l'évolution de la PMD de sorte que les erreurs n'affectent plus toute une trame FEC. Tous les canaux WDM sont ainsi traités simultanément.

Nous allons maintenant nous intéresser aux méthodes de compensation électrique.

## 2.4.2 Les solutions de compensation électrique de la PMD

Les techniques de compensation électronique sont bien antérieures à l'optique et ont été étudiées dans le cadre des transmissions radio ou pour les paires de cuivre du téléphone. La compensation électrique de la PMD a été proposée dès la fin des années 90. Nous allons en étudier les concepts.

### 2.4.2.1 Principe de l'égalisation électronique

Ce type de compensateur est intégré au récepteur, directement devant le circuit de décision.

La PMD se traduit par de l'interférence entre symboles dans le domaine électrique. Pour le cas où les PSP ont une énergie égale, le signal électrique en réception s'écrit :

$$s(t) = \sum_k a_k [p(t - kT) + p(t - kT - \Delta\tau)] \quad (2.52)$$

où  $T$  est le temps bit, les  $a_k$  sont les données émises et  $p(t)$  le photocourant. Cette expression peut s'écrire :

$$s(t) = \sum_k a_k p(t - kT) \otimes [\delta(t - kT) + \delta(t - kT - \Delta\tau)] = \sum_k a_k q(t - kT) \\ q(t) = p(t) + p(t - \Delta\tau) = p(t) \otimes [\delta(t) + \delta(t - \Delta\tau)] \quad (2.53)$$

Le signal échantillonné à l'instant  $nT$  s'écrit :

$$s(nT) = s_n = a_n q(0) + \sum_{k \neq 0} a_{n-k} q(kT) \quad (2.54)$$

Par l'emploi des transformées en  $z$ , cette convolution discrète peut s'écrire :

$$\begin{cases} S(z) = A(z) \cdot Q(z) \\ S(z) = \sum_n s_n z^{-n}, A(z) = \sum_n a_n z^{-n}, Q(z) = \sum_n q_n z^{-n} \end{cases} \quad (2.55)$$

Pour compenser la PMD, il faut reconstruire la fonction de filtrage inverse :

$$C(z) = \frac{1}{Q(z)} = \frac{1}{\sum_n q_n z^{-n}} = \sum_n c_n z^{-n} \quad (2.56)$$

Les coefficients  $c_n$  sont les coefficients du filtre transverse de fonction de transfert  $C(z)$ .

Dans le cas où  $\Delta\tau < T$ , la réponse  $q(t)$  a seulement deux échantillons non nuls,  $q_0$  et  $q_1$  :

$$\begin{aligned} q_0 &= p(0) + p(-\Delta\tau) \\ q_1 &= p(T - \Delta\tau) \end{aligned} \quad (2.57)$$

On peut alors écrire :

$$C(z) = \frac{1}{q_0 + q_1 z^{-1}} = \frac{1}{q_0} \cdot \frac{1}{1 + \alpha z^{-1}} = \frac{1}{q_0} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \alpha^n z^{-n}, \alpha = \frac{q_1}{q_0} \quad (2.58)$$

Ce type d'approche appelée filtre transverse ou filtre à réponse impulsionnelle finie [44] est représenté sur la figure 2.13.

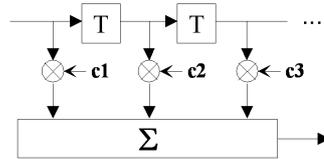


FIG. 2.13 – Filtre à réponse impulsionnelle finie.

Dans le cas où le DGD est exactement égal à un temps symbole  $T$ , il y a une parfaite superposition des deux impulsions :  $q_0$  et  $q_1$  sont égaux ( $\alpha$  est égal à 1) et l'approche précédente n'a plus de sens puisque la série n'est plus convergente. En d'autres termes, le canal n'est plus inversible [46]. Il faut alors utiliser une des multiples techniques d'égalisation non-linéaire : égaliseurs récursif avec décision dans la boucle (DFE Decision Feedback Equalizer), seuil adaptatif ou encore estimation selon le critère de vraisemblance maximale (MLSE ou maximum likelihood sequence estimation). Nous illustrerons la technique de l'égaliseur DFE en considérant le cas d'un seul coefficient arrière, représenté sur la figure 2.14.

Le résultat de la décision est ajouté à l'échantillon de signal avant le circuit de décision. Ce type d'égalisation permet de lever l'ambiguïté pour un DGD égal à un temps bit.

Par ailleurs l'emploi combiné de plusieurs techniques a été proposé.

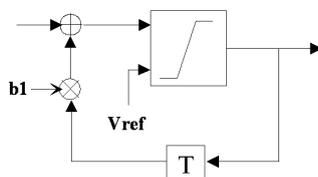


FIG. 2.14 – Égalisation non-linéaire : décision dans la boucle.

### 2.4.2.2 Performance et limites de l'égalisation électronique

L'article [46] propose une comparaison des différentes techniques. La technique linéaire est la moins efficace, et ne permet pas de compenser la PMD pour de grands DGD dans le cas d'une équipartition de l'énergie entre les états principaux. L'emploi du filtre transverse récursif avec décision dans la boucle permet d'y remédier ; enfin le récepteur MLSE, en tant que récepteur théorique optimal montre des performances bien meilleures que ces techniques.

Comme la PMD est un phénomène dynamique, il faut constamment adapter les coefficients des filtres employés. Divers algorithmes peuvent être employés comme l'algorithme du gradient ou l'estimation moyenne des moindres carrés.

La compensation électronique permet de compenser tous les ordres de la PMD mais également d'autres effets tels que la dispersion chromatique. Elle est donc potentiellement très attractive. Mais la vitesse actuelle de l'électronique limite son emploi à des débits de 10 Gbit/s ; pour un débit de 40 Gbit/s l'emploi de techniques complexes telles que la MLSE n'est pas envisageable dans un futur immédiat car elles nécessitent souvent deux échantillons par bit et demandent une complexité de calcul trop forte pour traiter un flux de données à 40 Gbit/s [46]. Nous citerons toutefois l'exemple de Nortel Networks qui étudie intensément les solutions de compensation « opto-électroniques » de la dispersion chromatique ou des effets non-linéaires, dont la pré-distorsion - technique qui fait un traitement électronique en bande de base du champ optique. Cet équipementier a même proposé de ne plus utiliser de modules de compensation de dispersion chromatique en ligne. Ainsi les systèmes de compensation électroniques ont connu un regain d'intérêt.

Nous allons maintenant étudier les techniques de mesure/estimation de PMD communes aux approches optiques et électriques de la compensation de PMD.

### 2.4.3 Estimation de la PMD

Pour compenser proprement la PMD, il est nécessaire de constamment mesurer ses variations. L'estimation de PMD est une des fonctions clés de tout compensateur de PMD. Or il est impossible de mesurer la PMD d'un lien tout en transmettant simultanément des données. Il faut recourir à des techniques d'estimation plus ou moins fiables. Plusieurs signaux peuvent être exploités pour estimer la PMD : le degré de polarisation, l'ellipsoïde du degré de polarisation, les composantes du spectre électrique ou encore la mesure du diagramme de l'œil.

#### 2.4.3.1 Degré de polarisation

Le degré de polarisation a été proposé en premier comme estimateur de PMD [39]. Le degré de polarisation d'un signal diminue à mesure que le DGD augmente. En effet, la PMD répartit l'énergie du signal selon deux polarisations orthogonales entre deux impulsions d'autant plus séparées dans le temps que le DGD est grand [47]. En présence de PMD d'ordre 1 seulement, son expression est simple et a été donnée dans l'équation (2.49).

C'est un estimateur optique instantané et très simple à mesurer. La valeur de cet estimateur dépend non seulement du DGD mais aussi de la répartition d'énergie entre les deux PSP. Il n'est pas possible de séparer les deux paramètres. Par ailleurs il présente des extrema locaux selon le format de modulation. Il est sensible à la dégradation de l'OSNR mais est en revanche relativement insensible aux autres effets de la transmission tels que la dispersion chromatique ou la SPM.

#### 2.4.3.2 Ellipsoïde du degré de polarisation

L'ellipsoïde du degré de polarisation Il s'agit d'une version généralisée du degré de polarisation proposée à OFC 2001 [48]. Un brouilleur de polarisation est placé à l'émission et le degré de polarisation est mesuré en réception. Le degré de polarisation dépend d'une part du DGD et d'autre part de la répartition d'énergie  $\gamma$  entre les PSP. Le brouillage de polarisation change constamment  $\gamma$ , et dans ce cas la polarisation du signal en réception décrit un ellipsoïde de révolution inscrit dans la sphère de Poincaré, comme indiqué sur la figure 2.15. L'excentricité de l'ellipsoïde donne le DGD et sa direction correspond aux PSP. Ainsi une caractérisation complète de la PMD d'ordre 1 est obtenue. La PMD aux ordres supérieurs peut également être estimée car elle va diminuer la longueur de l'ellipsoïde.

Cet estimateur optique est potentiellement très intéressant à condition que le système emploie un brouilleur de polarisation à l'émission.

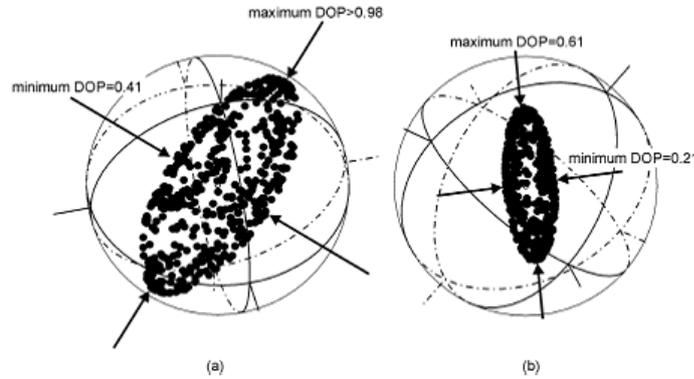


FIG. 2.15 – Ellipsoïde du degré de polarisation.

### 2.4.3.3 Composantes du spectre électrique

La PMD se traduit directement dans le domaine électrique par une déformation du spectre électrique : le spectre est multiplié par la fonction de transfert  $G(f)$  donnée par l'équation [49] :

$$G(f) = 1 - 4\gamma(1 - \gamma) \sin^2(\pi f \Delta\tau) \quad (2.59)$$

L'équation (2.59) montre que selon la raie fréquentielle étudiée, la sensibilité de cet estimateur est différente. Employer plusieurs composantes spectrales permet une bonne estimation du DGD. Malheureusement cet estimateur est également très sensible à la répartition de l'énergie entre les PSP.

### 2.4.3.4 Diagramme de l'œil électrique

Observer le diagramme de l'œil donne une mesure plus directe des effets de la PMD [50]. L'ouverture du diagramme de l'œil peut être analysée en parallèle de la prise de décision par l'emploi d'une bascule de décision additionnelle en faisant varier son seuil de décision. Cet estimateur est fortement corrélé au taux d'erreur binaire mais est sensible à tout type de dégradation affectant le diagramme de l'œil comme la dispersion chromatique par exemple. Par ailleurs il est assez coûteux et complexe à mettre en place.

## 2.4.4 Comparaison des techniques de compensation optiques et électriques

La compensation optique est raisonnablement limitée au premier ordre de la PMD pour minimiser la complexité du compensateur. L'avantage majeur de la compensation optique est sa transparence au débit et au format de modulation. Par conséquent une montée en débit (40 Gbit/s) pourra se

faire sans problème pour un système de compensation optique de la PMD. Par contre les techniques monocanal restent d'un coût élevé. Les pertes d'insertion doivent aussi être prises en compte mais peuvent être limitées par l'emploi d'un contrôleur de polarisation à base de fibre suffisamment rapide.

L'égalisation électrique est généralement une égalisation linéaire à l'aide d'un filtre à réponse impulsionnelle finie placé dans le récepteur avant la récupération d'horloge. Le nombre de coefficients du filtre est limité par la complexité induite.

Le premier avantage de la compensation électrique est son intégration à l'électronique du récepteur. Pour estimer le DGD, on peut mesurer la distorsion induite dans le domaine spectral en regardant la densité spectrale de puissance aux fréquences  $1/2T$ ,  $1/4T$  ( $T$  temps bit). Tout ceci peut donc être intégré sur une même carte électronique incluse dans le récepteur : l'estimation de la PMD et sa compensation. Par conséquent les pertes d'insertion du système de compensation sont quasi-nulles.

Par contre un système de compensation électrique de la PMD est adapté à un débit. De même l'estimation du DGD se fait à l'aide de filtres centrés aux fréquences  $1/2T$  ou  $1/4T$ . Pour une montée en débit il est nécessaire de développer une nouvelle carte électronique. Pour des fréquences de 40 GHz ou plus, l'électronique rencontre de grands problèmes même pour la réalisation de simples filtres FIR.

## 2.5 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de comprendre les fondements de la dispersion modale de polarisation et son impact sur le système. Le caractère aléatoire et dynamique de la PMD se traduit par un temps d'indisponibilité de la liaison.

Les travaux exposés dans ce manuscrit se sont limités à la prise en compte de la PMD d'ordre 1 car dans un système où la PMD n'est pas compensée, ce sont les effets du premier ordre qui sont prédominants.

La rapidité des variations de polarisation observées dans les systèmes de télécommunications optiques impose des contraintes très fortes aux dispositifs de compensation de PMD. Les solutions optiques restent trop chères pour être massivement déployées dans les systèmes de transmission. Les solutions électroniques ne peuvent suivre l'augmentation des débits pour l'instant et ont souvent des performances plus limitées que les dispositifs optiques ; mais la possibilité de les intégrer directement au récepteur en fait des solutions attractives pour un déploiement conséquent à 10 Gbit/s.

Les futurs réseaux tout optiques comporteront des nœuds de routage

dynamiques. Les solutions de régénération optique pourraient être insérées au niveau des nœuds de commutation optique pour exploiter leurs fonctions de redistribution du bruit, de conversion de longueur d'onde et autres. Il est donc naturel de s'intéresser à leur efficacité en tant que compensateurs de PMD ; elles constitueraient une cascade de compensateurs de PMD répartis régulièrement au sein du réseau. Aussi allons-nous maintenant les présenter dans le chapitre suivant.



## Chapitre 3

# Techniques pour la régénération optique

Les premiers chapitres nous ont permis d'introduire les systèmes de transmission sur fibre optique et leurs limitations en termes de produit distance - bande passante. Les dégradations introduites au cours de la propagation sont principalement :

- Le bruit d'émission spontanée amplifiée introduit par les amplificateurs optiques : il se caractérise par l'apparition d'un bruit (ou gigue) d'amplitude sur les symboles 0 et 1 en réception.
- La gigue temporelle introduite par les effets non-linéaires (SPM, XPM, gigue de Gordon-Haus) : elle se caractérise par une fermeture horizontale du diagramme de l'œil.
- Les déformations temporelles du signal, introduites par les dispersions chromatique et de polarisation ou le filtrage sévère par une cascade de multiplexeurs à insertion/extraction : elles entraînent une fermeture du diagramme de l'œil par création d'interférence entre symboles, dépendante de la séquence.

Aussi des techniques de régénération optique du signal ont-elles été développées pour contrer ces dégradations du signal. Les différents stades de régénération du signal sont respectivement :

- La « régénération 1R » ou réamplification du signal : c'est le rôle des techniques d'amplification optique qui ont été présentées au chapitre 1. Comme nous l'avons vu, ces techniques s'accompagnent de l'apparition d'une gigue d'amplitude apportée par le bruit d'émission spontanée amplifiée.
- La régénération 2R assure la réamplification du signal et sa remise en forme : son rôle premier est de diminuer la gigue d'amplitude qui affecte le signal. Mais cette technique s'accompagne en général de la création d'une gigue temporelle supplémentaire.

- La régénération 3R assure les fonctions de réamplification, remise en forme et resynchronisation.

Pour augmenter la portée des systèmes sans l'emploi de techniques de régénération optique, il faut employer une régénération optoélectronique complète du signal, dans des sites de régénération. Il s'agit simplement de mettre tête-bêche un récepteur et un émetteur : le signal optique est converti en signal électronique, un circuit de décision extrait l'information qui est imprimée sur un nouveau signal optique à l'aide d'un modulateur. C'est la solution actuelle aux limites de la portée des systèmes. Mais elle consiste à déployer deux systèmes de transmission complets ; aussi le coût est-il très important et les solutions alternatives sont toujours l'objet de recherche.

La régénération optique se pose ainsi en bon candidat à l'augmentation de portée pour des systèmes limités par la gigue d'amplitude ou la gigue temporelle. Mais son défaut rédhibitoire est le traitement monocanal qu'elle impose. A l'heure actuelle il n'existe pas de solution de régénération optique WDM, c'est-à-dire traitant simultanément plusieurs canaux, mais comme nous le verrons plusieurs pistes sont étudiées, notamment au sein de ce laboratoire.

Ces travaux de thèse se concentrent principalement sur la régénération 2R, bien souvent moins complexe - et donc plus réaliste - que la régénération 3R. Nous nous attacherons à étudier la capacité des techniques de régénération 2R à compenser les déformations subies par le signal du fait de la PMD. Si leurs capacités sont prouvées, cela constituerait un argument supplémentaire en faveur du déploiement de régénérateurs optiques dans les réseaux de télécommunications. En particulier, un régénérateur optique s'adapte naturellement aux variations du signal en entrée et ne nécessite pas de dispositif de mesure de la qualité du signal comme un compensateur de PMD ; cette propriété en fait des candidats potentiels intéressants pour compenser la PMD même pour des variations très rapides de polarisation.

Nous aborderons la régénération 3R dans ces travaux à travers le chapitre 6 par l'étude des techniques de récupération d'horloge tout optique, composant critique et essentiel de tout régénérateur 3R.

Dans ce chapitre nous allons d'abord décrire le principe de fonctionnement de la régénération 2R et 3R à la section 3.1, en différenciant les techniques de régénération 2R selon qu'elles donnent une forme aux impulsions régénérées (type II) ou non (type I).

Nous présenterons ensuite dans la section 3.2 les dispositifs et les composants employés à l'heure actuelle dans les régénérateurs optiques du signal.

La dernière partie du chapitre (3.3) sera consacrée aux méthodes employées dans ces travaux pour tester la capacité d'un régénérateur optique

à compenser la PMD. Une méthode originale pour calculer la probabilité de coupure d'une liaison avec un ou plusieurs régénérateurs optiques en son sein a été développée dans ces travaux car aucune méthode n'avait à notre connaissance été publiée dans la littérature. Ceci permet d'une part de définir le gain en PMD tolérable apportée par l'emploi d'un régénérateur optique dans une liaison, et d'autre part d'étudier la position optimale du régénérateur dans un lien dominé par la PMD.

### 3.1 Les différentes étapes de la régénération optique

Ce paragraphe présente les principes généraux des techniques de régénération optique.

#### 3.1.1 La régénération 1R

Dans la littérature, l'amplification du signal est présentée comme la première étape de la régénération optique. De ce point de vue, les seuls « régénérateurs » massivement déployés à l'heure actuelle sont les EDFA qui permettent une amplification simultanée d'un grand nombre de canaux WDM. Mais ces systèmes ajoutent du bruit d'émission spontanée amplifiée au signal, qui constitue la limitation fondamentale des systèmes de télécommunications par fibre optique, qui subsiste en l'absence de tout défaut de propagation.

#### 3.1.2 La régénération 2R

La régénération 2R a pour fonction première de diminuer le bruit d'amplitude sur les symboles 0 et 1 introduit par le bruit d'ESA. Son deuxième rôle est de remettre en forme les impulsions. Nous distinguerons donc deux classes de régénérateurs optiques 2R : les régénérateurs qui donnent une forme aux impulsions (de type II) et les autres (de type I). Nous allons maintenant décrire les principes élémentaires de la régénération 2R.

##### 3.1.2.1 Principe de la régénération 2R

Toute technique de régénération 2R implique l'emploi d'une fonction non-linéaire - usuellement appelée porte optique non-linéaire - afin de redistribuer les puissances optiques des symboles 0 et 1. La porte optique non-linéaire peut être commandée de deux façons : en auto-modulation ou en modulation croisée.

**En auto-modulation**, le signal incident module la fonction de transfert de la porte optique qui agit sur le signal lui-même, comme présenté sur

la figure 3.1a. Soit  $T$  la fonction de transmission de la porte optique non-linéaire :  $T = P_{out}/P_{in}$ , avec  $P_{in}$  et  $P_{out}$  les puissances du signal en entrée et en sortie du régénérateur. Alors ce régime de fonctionnement est caractérisé par l'équation :

$$P_{out} = P_{in} \cdot T(P_{in}) \quad [W] \quad (3.1)$$

**En modulation croisée**, le signal de commande est le signal incident appelé pompe ; la porte optique module un signal continu à une deuxième longueur d'onde  $\lambda_2$  appelée sonde, comme le montre la figure 3.1b. Les données sont donc transférées du signal incident  $\lambda_1$  au signal local  $\lambda_2$ . Une conversion de longueur d'onde est ainsi réalisée ; pour retrouver le signal régénéré à la longueur d'onde initiale  $\lambda_1$ , il faut employer une cascade de deux régénérateurs. Soit  $P_{sonde,out}$  la puissance de la sonde en sortie de la porte. Ce régime de fonctionnement est décrit par la relation :

$$P_{sonde,out} = P_{sonde,in} \cdot T(P_{pompe,in}) \quad [W] \quad (3.2)$$

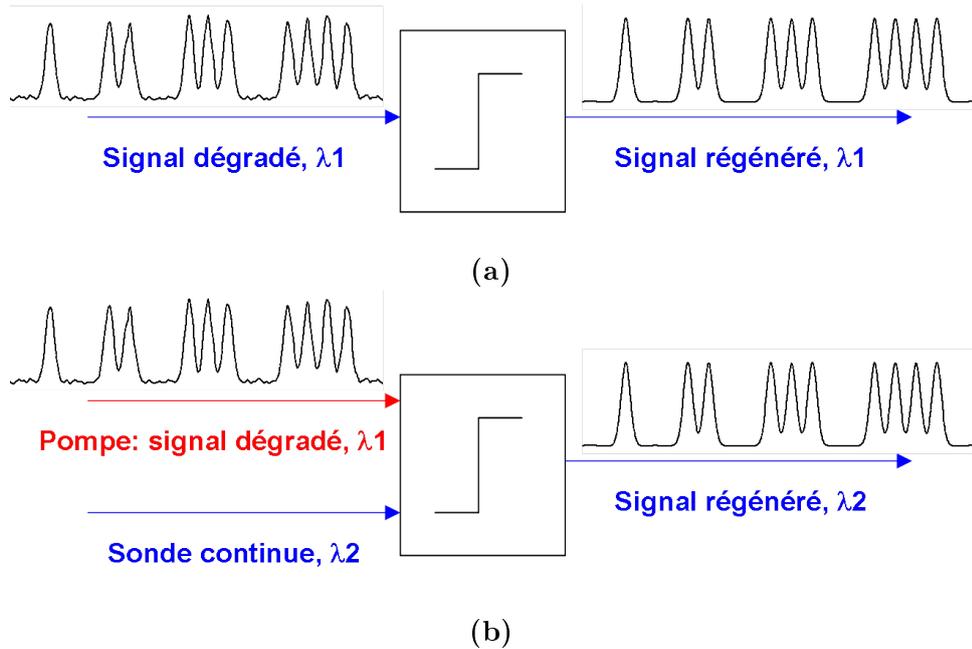


FIG. 3.1 – Schéma de principe d'un régénérateur en auto-modulation (a) et en modulation croisée (b).

Par ailleurs, selon le fonctionnement du régénérateur, la polarité des données peut être inversée, c'est-à-dire que les symboles 0 et 1 sont interchangés.

La fonction de transmission recherchée pour la porte prend la forme d'une marche d'escalier. D'une part, la présence de paliers pour les puissances

faibles et élevées permet de ne pas retranscrire en sortie du dispositif les fluctuations de puissance des symboles 0 et 1. D'autre part, l'effet de seuil en puissance doit permettre l'amélioration du taux d'extinction du signal.

La définition d'un 0 ou d'un 1 en présence de bruit d'amplitude est délicate : en effet parler de 0 ou de 1 signifie que l'on sait que le bit émis est un 0 ou un 1. Or le régénérateur ne sait pas a priori quel est l'élément binaire émis. Aussi nous parlerons dans la suite de ce manuscrit de niveaux de puissance haut et bas ; lorsque le niveau de puissance optique est haut, il est fort probable que l'on soit en présence d'un 1 mais il y a une faible probabilité pour qu'un 0 ait été émis.

Le principe de fonctionnement présenté ne prend pas en compte les aspects temporels de la régénération, mais est centré sur la fonction de redistribution des puissances optiques qui permet de diminuer la gigue d'amplitude. Nous allons maintenant nous intéresser à la remise en forme des impulsions.

### 3.1.2.2 Remise en forme des impulsions

La régénération optique 2R ne permet pas de resynchroniser les impulsions ; aussi la gigue temporelle ne peut qu'augmenter et reste au mieux inchangée. En général, la cascade de régénérateurs 2R crée une gigue temporelle supplémentaire qui au final constitue la limite à la cascade de ce type de fonction optique [51].

Les régénérateurs 2R emploient des portes optiques non-linéaires. Ces fonctions peuvent être réalisées directement par un composant tel qu'un absorbant saturable - palier pour les niveaux bas de puissance - ou un amplificateur à semi-conducteur - palier pour les fortes puissances. Dans ce cas les impulsions ne sont pas formées par le régénérateur ; ce dernier modifie simplement la forme des impulsions en entrée. Nous les appellerons régénérateurs de type I.

Par ailleurs les portes optiques non-linéaires peuvent aussi être obtenues en insérant ces composants dans un interféromètre. Le principe général d'un interféromètre est illustré sur la figure 3.2 : les signaux envoyés dans les deux branches de l'interféromètre subissent un déphasage différentiel qui va se traduire par une interférence constructive ou destructive lors de la recombinaison. Le déphasage est fonction de la puissance optique, créant ainsi une porte optique non-linéaire. L'emploi d'un interféromètre crée des contraintes temporelles fortes : le décalage temporel entre les deux bras de l'interféromètre ouvre ou ferme la porte optique. Les impulsions sont par là même mises en forme par le régénérateur. Nous les appellerons régénérateurs de type II.

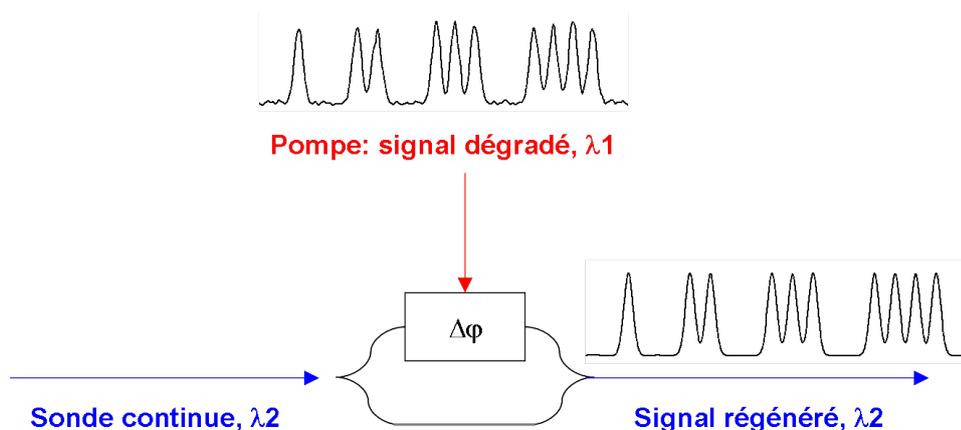


FIG. 3.2 – Principe de fonctionnement d'un interféromètre pour la régénération optique

Aussi par la suite, nous désignerons par régénérateur de type I un dispositif qui ne donne pas de forme particulière aux impulsions et par régénérateur de type II un dispositif qui forme les impulsions.

### 3.1.3 La régénération 3R

L'emploi des techniques de régénération 3R permet de diminuer la gigue temporelle introduite par les effets non-linéaires ou par des régénérateurs 2R. Pour cela, une horloge synchrone au signal est extraite de ce dernier et injectée simultanément au signal dans la porte optique non-linéaire, comme présenté sur la figure 3.3. Généralement, le signal commande la porte optique non-linéaire qui module l'horloge extraite du signal : le régénérateur est à modulation croisée et il y a conversion de longueur d'onde. Il faut donc avoir recours à une autre conversion de longueur d'onde pour obtenir un signal régénéré à la longueur d'onde initiale. Mais le changement de longueur d'onde peut aussi être considéré comme bénéfique car cela donne une liberté supplémentaire dans les nœuds d'un réseau optique.

Les techniques de régénération 3R ont montré leur capacité à assurer une transmission sur des centaines de milliers de kilomètres [52].

Le rôle de la récupération d'horloge est primordial : ce dispositif doit générer une horloge synchrone présentant une faible gigue temporelle. Il s'agit d'un élément clé du régénérateur 3R. L'emploi d'un dispositif de récupération d'horloge complexifie le régénérateur : il se rajoute à la porte optique non-linéaire.

Un régénérateur 3R prend une décision. Il faut donc considérer l'avant et l'après régénérateur comme deux lignes de transmission distinctes. Le taux

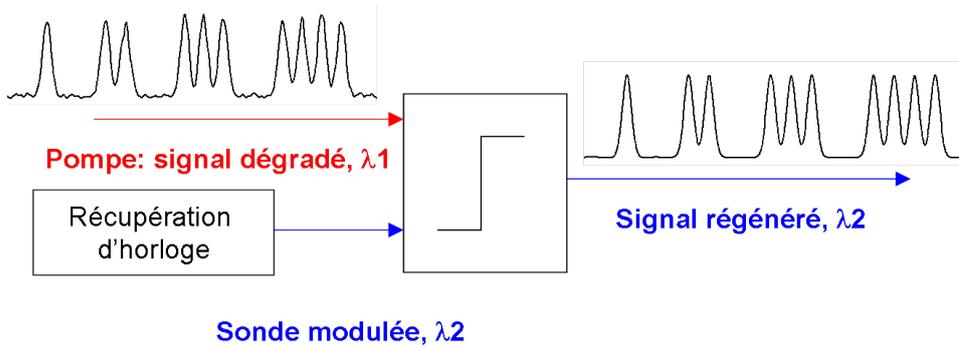


FIG. 3.3 – Schéma de principe d'un régénérateur optique 3R

d'erreur binaire total de la liaison s'écrit [53] :

$$TEB_{AB} = TEB_A + TEB_B - 2 TEB_A \cdot TEB_B \quad (3.3)$$

En général le terme produit est négligeable. Ce résultat démontre ainsi qu'un régénérateur 3R ne peut jamais améliorer le taux d'erreur binaire. Il ne sert qu'à remettre le signal en forme pour minimiser les dégradations subies dans la deuxième partie de la ligne de transmission. En particulier, il y a peu d'intérêt à placer le régénérateur devant le récepteur.

### 3.1.4 Caractéristiques d'une porte optique non-linéaire

Nous présentons ici succinctement les paramètres caractérisant une porte optique non-linéaire [54] :

- le contraste,  $C$  ;
- le facteur discriminant de la porte,  $FD$  ;
- le seuil également appelé puissance de seuil,  $P_s$  ;
- le facteur de transmission du bruit,  $FTB$ .

Ces paramètres sont définis à partir de la fonction de transmission de la porte optique, dont un exemple est donné sur la figure 3.4.

Pour simplifier le propos, nous nous intéresserons au cas d'une porte optique en modulation croisée. La puissance optique en sortie de la porte optique est décrite par l'équation (3.2). La transmission de la porte est définie par :

$$T = \frac{P_{sonde,out}}{P_{pompe,in}} \quad (3.4)$$

Le contraste de la porte optique est le rapport entre les transmissions maximales et minimales :

$$C = \frac{T_{max}}{T_{min}} \quad (3.5)$$

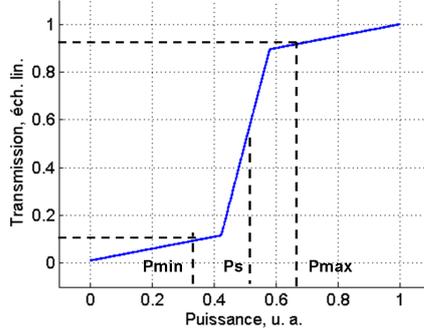


FIG. 3.4 – Fonction de transmission d’une porte optique non-linéaire en modulation croisée

Ce paramètre fixe le taux d’extinction maximum du signal optique en sortie de la porte. Lorsque celle-ci est attaquée de façon optimale, le taux d’extinction en sortie est égal au contraste :

$$ER_{out} = \frac{P_{sonde,out,1}}{P_{sonde,out,0}} = \frac{P_{sonde,in,1}T(P_{pompe,in,1})}{P_{sonde,in,0}T(P_{pompe,in,0})} \quad (3.6)$$

Comme la sonde est un signal non modulé,  $P_{sonde,in,1} = P_{sonde,in,0}$ . Donc on en déduit :

$$ER_{out} = \frac{T(P_{pompe,in,1})}{T(P_{pompe,in,0})} < \frac{T_{max}}{T_{min}} = C \quad (3.7)$$

Ainsi plus le contraste de la porte est élevé, meilleure est la qualité du signal en sortie.

Le facteur discriminant de la porte est défini selon :

$$FD = \frac{T(P_{max}) - T(P_{min})}{P_{max} - P_{min}} \quad (3.8)$$

où  $P_{min}$  est la puissance incidente à 10% du contraste et  $P_{max}$  la puissance incidente à 90% du contraste. Ce paramètre caractérise la pente de la fonction de transmission, que nous désignerons aussi par le terme raideur de la porte optique. Pour utiliser pleinement les deux paliers de la porte pour réduire le bruit d’amplitude des symboles 0 et 1, la puissance d’attaque des symboles 0 doit se situer en dessous de  $P_{min}$  et la puissance des symboles 1 au-dessus de la saturation de la transmission,  $P_{max}$ . Aussi, plus le facteur discriminant est petit, donc plus la raideur est faible, plus le taux d’extinction du signal en entrée devra être grand pour obtenir une régénération efficace, c’est-à-dire dont les puissances des symboles 0 (resp. de 1) sont inférieures (resp supérieures) à  $P_{min}$  (resp  $P_{max}$ ). Rappelons que le taux d’extinction du signal se dégrade rapidement avec l’accumulation de bruit d’émission spontanée amplifiée. Ainsi plus la raideur de la porte est faible, plus il convient

de placer le régénérateur tôt dans la ligne de transmission. En ce sens, plus la raideur de la porte est grande, meilleur est le régénérateur pour réduire le bruit d'amplitude.

Le seuil est défini comme :

$$P_s = \frac{P_{max} + P_{min}}{2} \quad (3.9)$$

Le seuil fixe la puissance moyenne requise pour le signal en entrée du régénérateur. Aussi, afin de minimiser les puissances optiques requises la puissance de seuil devra être la plus faible possible.

Enfin le facteur de transmission du bruit est caractéristique de la réduction du bruit d'amplitude à travers le régénérateur. Il est défini comme le rapport entre les fluctuations de puissance en sortie et en entrée de la porte optique non-linéaire, pour les symboles 0 et les symboles 1 :

$$FTB = \frac{\frac{dP_{out}^1}{P_{out}^1}}{\frac{dP_{in}^1}{P_{in}^1}} \quad (3.10)$$

Une réduction effective du bruit d'amplitude est obtenu dès lors que le facteur de transmission du bruit est inférieur à 1. Une performance maximale est obtenue pour un facteur nul.

En résumé, un régénérateur idéal du point de vue de la réduction du bruit d'amplitude présente :

- un fort contraste ;
- un facteur discriminant maximal ;
- une puissance de seuil la plus faible possible ;
- un facteur de transmission du bruit nul.

De ce point de vue, la fonction de transmission du régénérateur idéal doit tendre vers une fonction dite en marche d'escalier.

Des travaux de recherche au sein du laboratoire [55] se sont intéressés spécifiquement à la régénération 2R. En général, l'absence de la fonction de resynchronisation fait croître la gigue temporelle au fur et à mesure des cascades à travers un régénérateur 2R, gigue qui au final limite les performances de la régénération 2R.

Plus particulièrement ces travaux ont mis en évidence l'apparition d'une pseudo-gigue temporelle. Le bruit d'amplitude va créer une fluctuation de la puissance crête des impulsions. Or la largeur des impulsions en sortie d'une porte optique non-linéaire en marche d'escalier est liée à leur puissance crête, qui fixe l'intersection des fronts des impulsions avec la puissance de seuil du

régénérateur. Ainsi, la variation de puissance crête se traduit par une variation de la largeur des impulsions. C'est ce que nous appelons pseudo-gigue temporelle.

Ainsi, contrairement au cas du bruit d'amplitude, pour limiter la pseudo-gigue temporelle, il faut employer une porte optique de faible facteur discriminant.

## 3.2 Solutions pour la régénération optique

Cette section passe rapidement en revue les techniques de régénération optique proposées dans la littérature : certains composants employés seuls peuvent fonctionner en tant que porte optique non-linéaire partielle (obtention d'un seul des deux paliers de la fonction optique) ou complète, mais il est aussi possible de les intégrer dans des dispositifs de type interférométrique ou autre. Cette présentation ne se veut pas exhaustive mais cherche plutôt à décrire les grands types de régénérateurs proposés dans la littérature.

### 3.2.1 Les composants pour la régénération optique

Les structures à base de matériaux semi-conducteurs permettent de générer des effets non-linéaires et ont été largement employées pour la régénération optique : nous allons décrire successivement les absorbants saturables, les amplificateurs à semi-conducteurs (SOA) et les modulateurs à électro-absorption (MEA). Ce sont tous des régénérateurs de type I.

#### 3.2.1.1 Les absorbants saturables

Les absorbants saturables sont des structures passives à base de semi-conducteurs à multi-puits quantiques qui utilisent l'effet d'absorption excitonique. Les composants employés sont intégrés dans une cavité verticale et constituent un miroir non-linéaire [56]. La saturation de l'absorption excitonique par la puissance optique permet l'obtention d'une porte optique non-linéaire partielle : pour une faible puissance incidente, la réflectivité de l'absorbant saturable est faible donc le miroir ne réfléchit pas la lumière ; au-dessus de la puissance optique de seuil, la réflectivité est d'autant plus grande que la puissance incidente est forte.

Ainsi ce composant permet une régénération des 0 seuls. Il augmente aussi le taux d'extinction du signal par un traitement différent des niveaux de puissance haut et bas.

L'intérêt de ces composants est double. D'une part, ce sont des dispositifs passifs ne demandant aucune source d'alimentation. D'autre part, grâce à leur large bande, il serait possible d'employer un même absorbant pour

plusieurs longueurs d'onde ; il faut toutefois effectuer un démultiplexage spatial pour utiliser différents points du composant pour les différents canaux, comme indiqué sur la figure 3.5. Enfin les temps de réponse de ces composants sont de l'ordre de la picoseconde ou en-dessous [57], ce qui autorise des applications potentielles jusque 160 Gbit/s.

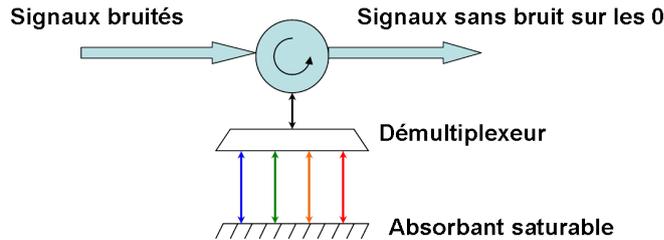


FIG. 3.5 – Régénération WDM à l'aide d'un absorbant saturable.

### 3.2.1.2 Les amplificateurs à semi-conducteurs

Les amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) peuvent présenter des non-linéarités fortes et un temps de réponse compatible avec des fonctions de traitement du signal haut-débit. Nous allons décrire ici leur emploi comme convertisseur de longueur d'onde.

La réalisation de cette fonction repose sur la saturation du gain des SOA. Lorsque la puissance optique du signal est supérieure à la puissance de saturation du SOA, l'inversion de population ne peut plus être maintenue par le pompage électrique et le gain diminue. L'inversion de population retourne à l'équilibre lorsque la puissance optique diminue et le gain retrouve son niveau initial - le gain petit signal. Ainsi l'injection d'un signal de forte puissance (pompe) permet de moduler le gain en fonction des données du signal. La modulation du gain peut être mise à profit pour réaliser une conversion de longueur d'onde : un signal de faible puissance (sonde) injecté conjointement au signal de pompe dans le SOA pourra donc être modulé par le gain du SOA. Il s'agit d'une modulation de gain croisée ; la figure 3.6 illustre cette fonction. A noter que la polarité des données est inversée.

Le temps de réponse de ce dispositif est dicté par le temps de recombinaison des porteurs dans le SOA, de l'ordre de plusieurs dizaines de picosecondes. Ce temps peut être accéléré par pompage optique à l'aide d'un signal continu appelé sonde de maintien. La compatibilité pour des fonctionnements à 40 Gbit/s reste à démontrer. Une deuxième limitation au dispositif est le faible taux d'extinction du signal converti ; aussi cascader deux SOA permet

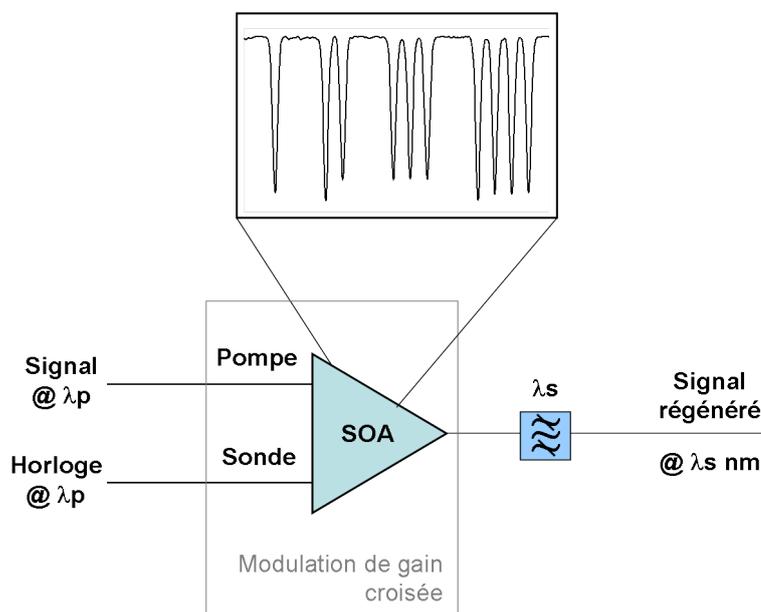


FIG. 3.6 – Conversion de longueur d’onde par modulation de gain croisée dans un SOA

d’améliorer suffisamment le taux d’extinction du signal [58].

Pour obtenir une régénération très haut débit, il faut insérer ce composant dans des interféromètres non-linéaires de type NOLM ou Mach-Zehnder comme nous le verrons au paragraphe 3.2.2.1. Un autre effet est alors mis à profit : il s’agit de la conversion phase amplitude dans les SOA.

### 3.2.1.3 Les modulateurs à électro-absorption

Il s’agit de guides optiques qui exploitent l’absorption excitonique dans les structures à multi-puits quantiques. Par injection d’une tension électrique transverse, l’effet Stark confiné permet de moduler le pic d’absorption excitonique. La figure 3.7 représente le spectre d’absorption pour plusieurs tensions de polarisation : plus la tension appliquée est forte, plus l’atténuation à  $1,55 \mu\text{m}$  diminue. La modulation du spectre d’absorption peut aussi être obtenue par l’injection d’une forte puissance optique dans le MEA : le signal incident est absorbé, créant ainsi des porteurs qui modifient le champ électrique local et donc le spectre d’absorption.

Le temps de réponse de ces composants est inférieur à la dizaine de picosecondes, temps compatible avec un fonctionnement à 40 Gbit/s. Ils peuvent donc être employés en tant que porte optique non-linéaire rapide, tant en auto-modulation qu’en modulation croisée. Des démonstrations de

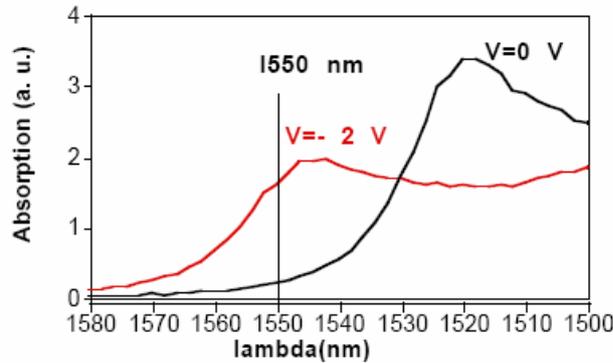


FIG. 3.7 – Spectre d'absorption d'un MEA en fonction de la tension de polarisation

conversion de longueur d'onde ont été faites jusque 40 Gbit/s [59]. Enfin un tel composant pourrait fournir une solution intégrée de conversion de longueur d'onde [60].

### 3.2.1.4 Combinaison de composants pour une régénération complète

Nous allons présenter ici succinctement les résultats du projet Asterix obtenus au cours des travaux de thèse [54] et [55] au sein du laboratoire. Il s'agit en effet d'un bel exemple de combinaison de fonctions partielles pour obtenir une régénération complète.

Le régénérateur complet associe un absorbant saturable et un SOA. Le premier permet une amélioration du taux d'extinction du signal ; le gain du SOA est saturé par le passage des niveaux hauts de puissance et le SOA joue donc le rôle de limiteur de puissance. Enfin un filtre optique en sortie du régénérateur permet de limiter l'accumulation du bruit d'émission spontanée du SOA. Le fonctionnement complémentaire de l'absorbant saturable et du SOA est illustré par la figure 3.8.

L'efficacité de ce régénérateur pour améliorer la qualité du signal a été complètement caractérisée à 10 Gbit/s par son insertion dans une boucle à recirculation à pas variable. La boucle est constituée par un pas de 100 km de fibre NZDSF dont la dispersion chromatique est intégralement compensée à chaque tour. L'emploi d'une boucle à recirculation à pas variable permet de contrôler la périodicité de la régénération. La figure 3.9 présente l'évolution du taux d'erreur binaire avec la distance de propagation pour différents pas de régénération compris entre 100 et 600 km. Le potentiel du régénérateur a

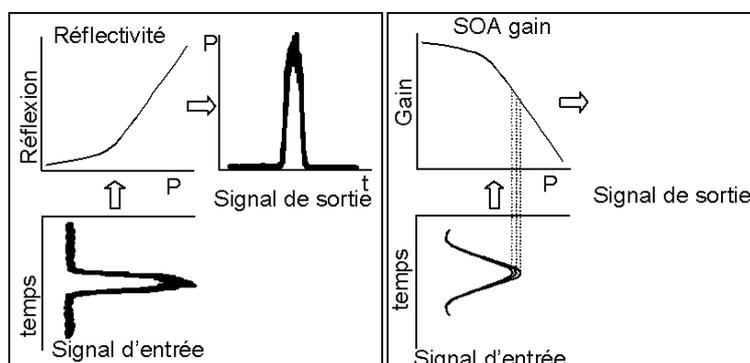


FIG. 3.8 – Fonctionnement du régénérateur composé d'un absorbant saturable (amélioration du taux d'extinction (à gauche)) et d'un SOA saturé (réduction des fluctuations d'amplitude sur les symboles '1' (à droite))

clairement été démontré car les résultats montrent qu'il est possible de cascader 140 fois le régénérateur en obtenant un TEB de  $1.10^{-8}$ . La meilleure performance en termes de distance de propagation est de 20 000 km. L'étude a aussi permis de démontrer que la propagation est essentiellement limitée par l'accumulation de gigue temporelle.

Pour un fonctionnement à 40 Gbit/s, le temps de réponse du SOA devient un facteur limitant. En effet, il n'a pas été possible d'obtenir une régénération efficace avec ce dispositif à un débit de 40 Gbit/s. Toutefois il a été montré que le SOA est effectivement le composant critique : en le remplaçant par un dispositif à fibre et filtre décalé, la distance de propagation a été plus que triplée. L'absorbant saturable est donc bien compatible avec un débit de 40 Gbit/s.

Le paragraphe suivant va présenter les régénérateurs optiques de type interféromètre non-linéaire et les dispositifs à fibre.

### 3.2.2 Les dispositifs pour la régénération optique

Ce paragraphe va tout d'abord décrire les dispositifs interférométriques proposés pour la régénération puis les régénérateurs à base de filtrage décalé de fréquences générées par effets non-linéaires. Ce type de régénérateur donne une forme aux impulsions : nous l'appelons régénérateur de type II.

#### 3.2.2.1 Les interféromètres non-linéaires

Il existe de nombreuses variantes de ce type de dispositif ; nous en présentons trois : les boucles optiques non-linéaires, les interféromètres Mach-

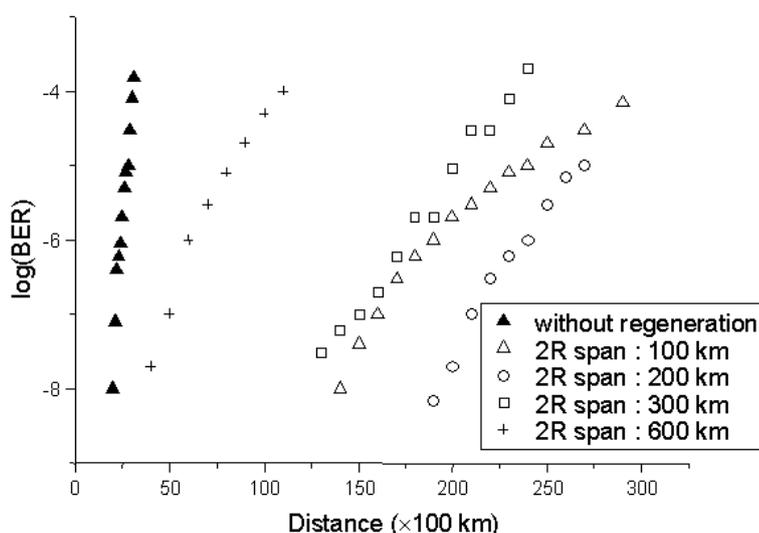


FIG. 3.9 – Evolution du taux d’erreur binaire en fonction de la distance de propagation pour différents pas entre régénérateurs

Zehnder employant des SOA et les interféromètres non-linéaires ultra-rapides.

#### *La boucle optique non-linéaire (NOLM)*

Il s’agit d’un dispositif tout fibré de type interféromètre de Sagnac, qui exploite l’effet Kerr, et plus particulièrement l’auto-modulation de phase dans la fibre optique. Il se présente comme une boucle fibrée, comme illustré sur la figure 3.10 : les bras de l’interféromètre correspondent aux deux chemins optiques contra-propagatifs et l’interférence a lieu au sein du coupleur qui ferme la boucle. Le déphasage est introduit dans la boucle par auto-modulation de phase ; un couplage asymétrique au niveau du coupleur permet d’obtenir un déphasage différent pour les deux bras. Il peut être utilisé en modulation croisée et en auto-modulation, en régénération 2R et 3R. Ce dispositif a été largement étudié dans la littérature et ses applications sont nombreuses : démultiplexage optique de signaux OTDM 160 Gbit/s vers 40 Gbit/s [61] ou régénération optique à 40 Gbit/s [62].

De nombreuses variantes existent. Il peut être employé en transmission ou en réflexion. Enfin citons le TOAD, ou NOLM SOA où la différence de phase est générée par l’effet de couplage phase-amplitude dans un SOA placé dans la boucle.

#### *L’interféromètre Mach-Zehnder non-linéaire*

La figure 3.11 présente l’architecture générique de ces dispositifs. Ils fonc-

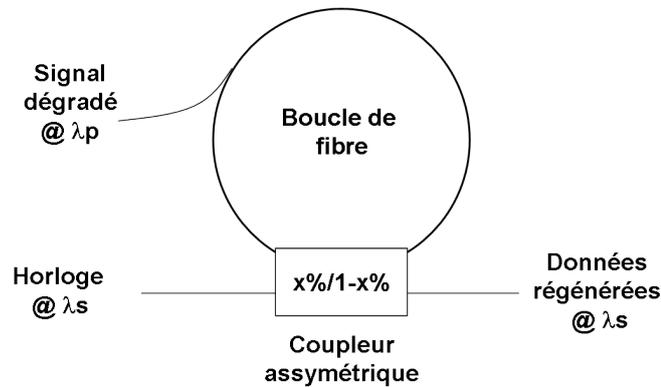


FIG. 3.10 – Schéma d'un NOLM en modulation croisée

tionnent en modulation croisée.

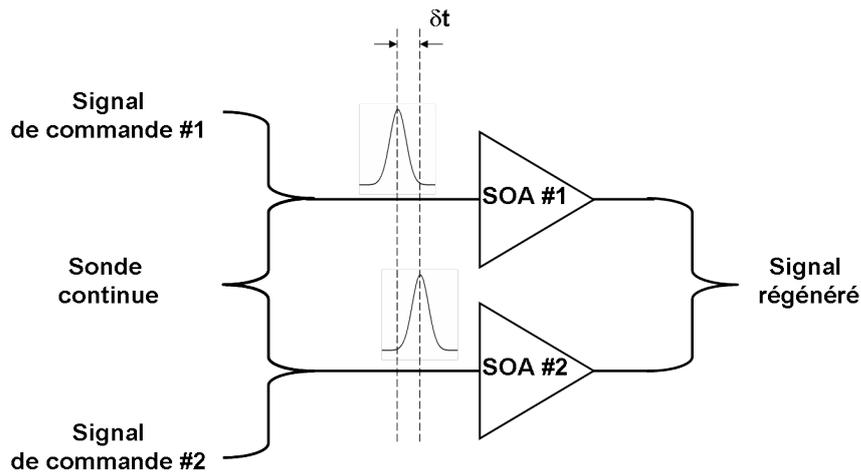


FIG. 3.11 – Architecture d'un interféromètre non linéaire de type Mach-Zehnder

Il s'agit d'un interféromètre à Mach-Zehnder avec un SOA pour chaque bras ; le signal séparé en deux est injecté dans chaque SOA avec un léger décalage temporel  $\delta t$ . Le principe de fonctionnement repose sur le phénomène de conversion phase-amplitude qui crée un déphasage proportionnel à la variation du gain du SOA :

$$\Delta\varphi = -\frac{\alpha_H}{2} \frac{\Delta G}{G} \quad [rad] \quad (3.11)$$

où  $\alpha_H$  est le facteur de Henry et  $\Delta G$  la compression du gain.

En présence d'une forte puissance optique, le gain des deux SOA est modulé ; la différence de phase entre les deux bras va ouvrir l'interféromètre pendant un temps donné par le décalage temporel  $\delta t$ . Un niveau de puissance optique bas ne change pas le gain des SOA et l'interféromètre reste fermé.

Une sonde continue injectée dans le dispositif pourra passer seulement pendant le temps  $\delta t$  et sera bloquée autrement. La largeur des impulsions créées dépend du décalage temporel entre les deux bras de l'interféromètre. Les limites traditionnelles des SOA en termes de temps de recombinaison des porteurs sont ainsi contournées.

Des interféromètres en optique intégrée ont démontré leur capacité à traiter des signaux 40 Gbit/s et même 80 Gbit/s [63]. Par ailleurs ces dispositifs ont été employés pour remettre en forme un signal déformé par la PMD [64]. Nous détaillerons cette application dans le chapitre 5.

#### *L'interféromètre non-linéaire ultra-rapide (UNI)*

Les deux bras de l'interféromètre sont constitués par les deux axes propres de biréfringence d'une fibre à maintien de polarisation. Un SOA est employé pour générer un déphasage entre les deux bras de l'interféromètre. L'interférence a lieu dans un polariseur placé en sortie. L'architecture de ce régénérateur est présentée sur la figure 3.12.

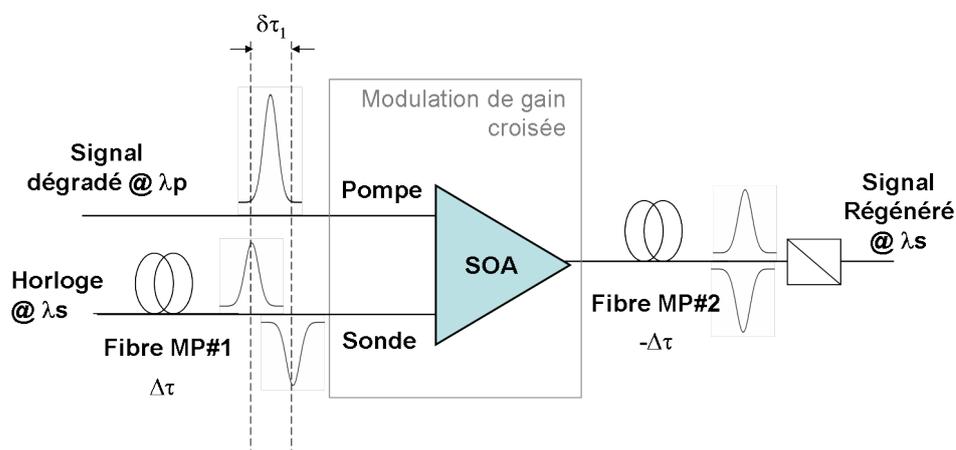


FIG. 3.12 – Architecture d'un UNI

Le principe de fonctionnement est identique à celui du NOLM-SOA. Une impulsion signal est couplée sur les deux axes de la fibre ; les deux impulsions parviennent décalées dans le temps ( $\delta t_1 = \Delta\tau$ ) en entrée du SOA. La première va saturer le gain du SOA ; la deuxième impulsion aura donc un gain

moindre. Par couplage phase-amplitude, cette différence de gain se traduit en différence de phase qui permet d'ouvrir l'interféromètre pendant le temps  $\delta t_1$ , égal au DGD introduit par la fibre à maintien de polarisation. Les deux impulsions sont resynchronisées par un DGD opposé  $\delta t_2 = -\delta t_1$  en sortie du SOA.

Là encore les limitations au temps de réponse du SOA sont contournées. Un seul SOA est employé. De plus, les bras de l'interféromètre sont toujours égaux car ils sont physiquement les mêmes.

En ce qui concerne les performances, une démonstration de régénération à 40 Gbit/s a été faite, avec une amélioration de 15 dB de l'OSNR et un taux d'extinction en sortie de 8 dB [65]. Une transmission régénérée à 40 Gbit/s a atteint une portée de 2000 km [66].

### 3.2.2.2 Les régénérateurs à filtrage décalé

Le premier régénérateur à filtre décalé, proposé initialement par Mamyshev, exploite l'effet Kerr dans une fibre optique. La technique de filtrage décalé a depuis lors été étendue aux effets non-linéaires dans les SOA comme nous allons le voir.

#### *Élargissement spectral par auto-modulation de phase*

La technique initialement proposée par Mamyshev [67] en 1998 a été largement exploitée depuis. La figure 3.13a présente le principe de fonctionnement du dispositif.

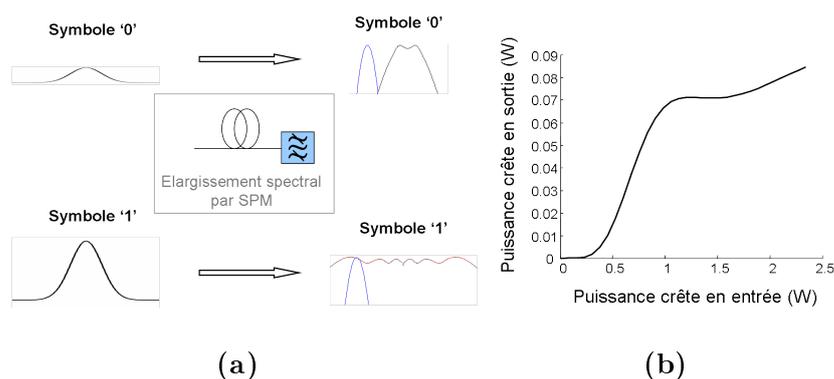


FIG. 3.13 – Régénérateur par auto-modulation de phase dans une fibre. Principe de fonctionnement (a) et fonction de transmission du régénérateur (b).

L'auto-modulation de phase dans une fibre optique crée par élargisse-

ment spectral des composantes spectrales à des fréquences pour lesquelles le signal initial n'en possédait pas ; un filtre décalé vient sélectionner une partie de ces nouvelles composantes spectrales. Seules les impulsions de forte puissance ont une énergie suffisante pour déclencher l'auto-modulation de phase ; par contre les impulsions de trop faible puissance ne passent pas à travers le filtre. Un effet de seuil apparaît ainsi créant une fonction de transmission caractéristique d'une porte optique non-linéaire, comme tracée sur la figure 3.13b. La forme des impulsions en sortie du régénérateur est donnée par le filtre optique employé après la fibre.

L'effet Kerr est indépendant de la polarisation et a un temps de réponse de l'ordre de la femtoseconde. Aussi cette technique est potentiellement exploitable à très haut débit. Toutefois un de ses inconvénients est son faible potentiel en termes d'intégration pour un régénérateur multicanal. Mais le développement de fibres fortement non-linéaires permet d'envisager des dispositifs assez compacts, moins sensibles aux variations de l'environnement et de réduire la puissance optique nécessaire.

Ce dispositif a fait ses preuves par l'obtention de transmission sur des distances astronomiques. Une démonstration expérimentale a montré la transmission d'un signal RZ à 40 Gbit/s sur plus de un million de km [68]. Son efficacité a été également démontrée pour régénérer un signal à 80 Gbit/s. [69]

Sa capacité de mise en forme des impulsions en fait un bon candidat pour la compensation de PMD. Cette piste a été explorée expérimentalement [70] et théoriquement [71]. Ce dispositif a fait l'objet d'études numériques et d'une mise en œuvre expérimentale au cours de ces travaux de thèse, aussi développerons-nous cet aspect dans le chapitre 5.

#### *Elargissement spectral par couplage phase-amplitude dans les SOA*

Le couplage phase-amplitude au sein d'un SOA se traduit par la création de nouvelles fréquences en réponse à la compression de gain par le signal. En employant des impulsions très courtes - d'une durée de quelques picosecondes, et avec une forte compression du gain, il est possible d'exciter les effets intrabandes dans le SOA qui génèrent un fort décalage spectral lors du front montant de l'impulsion avec un temps de réponse compatible pour le très haut débit. En plaçant un filtre décalé, il est possible d'obtenir un signal régénéré de polarité inversée à très haut débit.

Des démonstrations à 80, 160 et 320 Gbit/s ont été faites [72]. A cette fin, un dispositif constitué d'une fibre à maintien de polarisation suivi d'un polariseur a été ajouté en sortie du filtre optique. Une étude détaillée de cet effet au sein du laboratoire [73] a permis de montrer que sans dispositif

additionnel en sortie du filtre, la technique de filtrage décalé est fondamentalement limitée par le bruit d'émission spontanée amplifiée créé par le SOA. En effet, le signal en sortie du filtre est de faible puissance et le rapport signal sur bruit obtenu limite fortement les performances à partir de 160 Gbit/s.

Ayant passé en revue les techniques de régénération optique du signal, nous allons détailler la méthode originale développée pour caractériser l'efficacité d'un régénérateur pour compenser la PMD. Cette technique sera appliquée dans tout ce manuscrit pour interpréter les résultats des études numériques et expérimentales qui font l'objet des chapitres suivants.

### 3.3 Caractérisation de la capacité d'un régénérateur optique à combattre la PMD

En général, l'étude de l'efficacité d'un régénérateur optique pour compenser les giges d'amplitude et temporelle passe par la cascade d'un grand nombre de régénérateurs sur des distances considérables. L'étude en cascade permet entre autres de s'affranchir de faux effets de régénération tels qu'un changement de format des impulsions [74]. Au passage dans un régénérateur les impulsions peuvent être élargies ou comprimées temporellement ; ce changement de format peut se traduire par une amélioration du taux d'erreur binaire. Ce phénomène ne peut pas être qualifié de régénération mais peut être pris pour tel ; il s'agit plutôt d'une meilleure adaptation des impulsions au récepteur. L'étude en cascade permet de vérifier qu'il y a bien amélioration de tour en tour, ce qui ne peut plus simplement être expliqué par un changement de format.

Dans ces travaux de thèse, nous nous proposons d'étudier la capacité d'un régénérateur, éventuellement placé devant le récepteur, à compenser la PMD. La PMD peut être vue comme un changement de format puisque après détection quadratique les impulsions sont élargies. Et le rôle du régénérateur est ici de restaurer la largeur initiale des impulsions. C'est pourquoi un passage unique dans le régénérateur pourrait suffire pour fournir une compensation de PMD.

Ce paragraphe présente d'abord les critères employés pour vérifier que les effets de PMD affectant un signal optique ont été compensés ; ces critères seront employés dans toute la suite de cette étude à la fois lors des études expérimentales ou des simulations numériques pour vérifier la compensation effective de la PMD.

Nous exposons ensuite la méthode originale développée dans ces travaux de recherche pour quantifier la capacité d'un régénérateur optique à compenser les effets de la PMD. Elle se fonde sur le calcul de la probabilité de

coupure pour une liaison avec un régénérateur optique en son sein. Le calcul de la probabilité de coupure permet de définir l'efficacité de la compensation de PMD par une comparaison entre une configuration avec et sans régénérateur. De plus ce nouvel outil permet d'étudier la position optimale d'un régénérateur optique dans une liaison limitée par la PMD. Par ailleurs c'est un outil indispensable pour l'ingénierie système pour le dimensionnement d'une liaison régénérée optiquement limitée par la PMD.

### 3.3.1 Compensation effective de la PMD

Tout d'abord il nous faut définir les critères de réussite d'une compensation de PMD. Nous en proposons trois : la largeur des impulsions, le degré de polarisation et les composantes du spectre électrique. Ces critères recouvrent en partie les estimateurs de PMD présentés au chapitre 2. Nous en donnons ici une présentation sous un angle différent.

#### 3.3.1.1 La largeur des impulsions

L'effet de la PMD est une déformation des impulsions - un dédoublement d'après le modèle des états principaux de polarisation. Par détection quadratique ce dédoublement est transformé en simple élargissement tant que la valeur du DGD est faible devant la largeur des impulsions, ce qui se traduit par de l'interférence entre symboles et une fermeture du diagramme de l'œil. La formule approchée des pénalités (2.42) montre le lien direct entre pénalités et élargissement temporel.

Aussi le critère de mesure le plus direct d'une compensation réussie de la PMD est la restauration de la largeur initiale des impulsions qui permet une réouverture du diagramme de l'œil et donc d'annuler les pénalités causées par la PMD. Trois critères liés entre eux peuvent ainsi être dégagés pour mesurer l'efficacité de la compensation de PMD :

- la largeur des impulsions ;
- l'ouverture du diagramme de l'œil ;
- les pénalités ou le taux d'erreur binaire.

En pratique en laboratoire leur mesure est plus ou moins aisée. Mesurer la largeur exacte des impulsions n'est pas aisée, surtout en temps réel lorsqu'un paramètre du système est varié, comme par exemple la polarisation du signal en entrée d'un émulateur de PMD. Nous avons pour cela utilisé un oscilloscope à échantillonnage électrique d'Agilent avec plusieurs têtes électriques fonctionnant à 50 Gbit/s. Dans ce cas, nous obtenons une mesure indirecte des impulsions optiques, incluant la réponse impulsionnelle de la photodiode employée ainsi que la fonction de filtrage de la chaîne électrique de réception. Toutefois en pratique la mesure de la largeur des impulsions n'est pas un critère très visuel. Aussi lui préférons-nous la visualisation du

diagramme de l'oeil.

En présence de PMD, le diagramme de l'oeil est considérablement déformé comme le montre l'exemple de la figure 2.7. Cet indicateur est donc très significatif et fournit une visualisation en temps réel de l'effet de la PMD sur le signal. Notamment faire varier la polarisation du signal d'un PSP vers une polarisation où le signal est fortement affecté par la PMD montre une franche évolution du diagramme de l'oeil. Aussi cet indicateur est-il constamment utilisé dans les différentes expériences de ces travaux de recherche. Même en absence de PMD, un diagramme de l'oeil ouvert est un critère essentiel de qualité du signal et permet bien souvent de détecter tout problème expérimental.

Enfin la mesure du taux d'erreur binaire est le critère ultime de la performance du système. Toutefois sa mise en oeuvre nécessite quelques précautions. Il faut tout d'abord constamment s'assurer que le système fonctionne correctement en configuration « back-to-back » en absence de toute dégradation du signal. La courbe de l'évolution du TEB en fonction de l'OSNR constitue le point de référence majeur du système. Ensuite sa mesure en présence de PMD est délicate car elle nécessite une bonne stabilité du système et un bon contrôle de la polarisation du signal, donc travailler en absence de vibrations ou mouvements incontrôlés. Enfin nous disposons d'une valise d'émission fournissant 4 trains de données électriques à 10 Gbits/s mais seulement d'une valise de réception avec une voie à 10 Gbit/s ; donc il faut de surcroît assurer la mesure de 4 trains, ce qui est plus long à réaliser et d'autant plus exigeant en termes de stabilité. Mais la forte automatisation du banc de mesure de la plate-forme PERSYST, que nous avons mis en place, nous a permis des gains de temps considérables.

### 3.3.1.2 Le degré de polarisation

Le degré de polarisation est un indicateur optique assez direct des effets de la PMD sur un signal. Il constitue en effet une bonne mesure de l'efficacité d'un compensateur de PMD optique car si le degré de polarisation reste à son niveau maximum après le compensateur de PMD (niveau fixé par le rapport signal sur bruit optique du signal) quelle que soit l'orientation de la polarisation du signal en entrée de l'émulateur de PMD, cela signifie bien que l'effet de la PMD sur le signal a été annulé.

Pour un régénérateur optique, cet indicateur ne peut généralement pas être employé. Contrairement aux compensateurs de PMD optiques, un régénérateur ne compense pas directement la PMD en ajoutant une PMD inverse mais s'efforce plutôt de restaurer la forme des impulsions.

Tous les régénérateurs à modulation croisée donnent par définition un signal parfaitement polarisé en sortie : la polarisation du signal régénéré reflète la polarisation de la sonde locale qui est généralement un signal de degré de polarisation égal à 1. L'équation suivante décrit l'évolution du champ électrique à travers une porte optique non linéaire utilisée en modulation croisée (elle est à rapprocher de l'équation (3.2)) :

$$\vec{E}_{out}(t) = \sqrt{T \left( |\vec{E}_{in}(t)|^2 \right)} \cdot \sqrt{P_{sonde}} \hat{J}_{sonde} \quad (3.12)$$

Donc la mémoire de la PMD est uniquement dans la modulation du gain. Le degré de polarisation est égal à celui de la sonde.

Pour un régénérateur en auto-modulation, nous pouvons écrire l'équation suivante :

$$\vec{E}_{out}(t) = \sqrt{T \left( |\vec{E}_{in}(t)|^2 \right)} \cdot \vec{E}_{in}(t) \quad (3.13)$$

La polarisation du champ incident se retrouve en sortie ; ainsi la mémoire de la PMD se trouve à la fois dans la modulation du gain et dans la polarisation du champ de sortie. La restauration de la forme des impulsions ne s'accompagne pas forcément de la restauration du degré de polarisation.

Donc cet indicateur est à utiliser avec précaution. Il est par contre facilement exploitable expérimentalement, aussi l'emploierons nous dans certaines configurations. Par ailleurs, nous verrons dans le chapitre 5 que le régénérateur de type Mamyshev restaure le degré de polarisation.

Pour le mesurer en laboratoire nous avons choisi un polarimètre rapide intégré dans un châssis appelé A2000 comprenant en outre un contrôleur de polarisation rapide. Le polarimètre permet une acquisition de données ultra-rapide jusqu'à un débit de 1 MHz. Cet outil versatile très utile permet une mesure aisée du degré de polarisation très rapide.

### 3.3.1.3 Les composantes du spectre électrique

Le spectre électrique du signal en réception est lui un indicateur beaucoup plus direct. Toutefois l'impact exact sur le spectre électrique d'une régénération imparfaite du degré de polarisation ou de la largeur des impulsions n'est pas clair.

Par ailleurs, la mesure expérimentale des composantes du spectre électrique est délicate. Aussi n'exploiterons-nous pas ce critère comme indicateur d'une compensation réussie.

Nous retenons donc quatre critères - dont trois sont liés - comme indicateurs d'une compensation réussie de la PMD : la largeur des impulsions, le diagramme de l'œil et la mesure des pénalités ainsi que le degré de polarisation à utiliser avec précaution, uniquement dans certains cas. Ce sont tous des paramètres bien connus et couramment employés en laboratoire ainsi que dans les simulations numériques et sont plus ou moins faciles à mesurer en laboratoire. Tous ces critères seront constamment employés par la suite, que ce soit dans les études numériques ou expérimentales de ce manuscrit.

Mesurer le niveau de composantes bien définies du spectre a été réalisé par l'emploi d'une photodiode de bande passante suffisante et d'un analyseur de spectre électrique Ando permettant une mesure jusque 40 GHz et au-delà grâce à un doubleur de fréquence externe. Comme décrit au chapitre 2, ce n'est pas tant le niveau absolu d'une composante RF qui nous intéresse mais plutôt la variation de son niveau en fonction de l'angle entre la polarisation du signal et celle des PSP. Selon le format de modulation et la composante choisie, il faut alors minimiser ou maximiser le niveau de celle-ci pour être dans le pire cas pour la PMD d'ordre 1 ou au contraire aligné selon un des états principaux de polarisation.

Les paragraphes suivants présentent les méthodes originales mises en place dans ces travaux de thèse pour mesurer la capacité d'un régénérateur à combattre la PMD. La relation donnant probabilité de coupure du système dans son ensemble est dérivée pour les deux configurations suivantes : le régénérateur est placé juste devant le récepteur ou déporté au milieu de la ligne de transmission. Enfin cette technique peut-être étendue à une liaison avec un nombre quelconque de régénérateurs optiques.

### 3.3.2 Mesure de l'efficacité d'un régénérateur à compenser la PMD en configuration « back-to-back »

La première configuration place le régénérateur en réception, comme un compensateur de PMD. Elle est détaillée sur la figure 3.14.

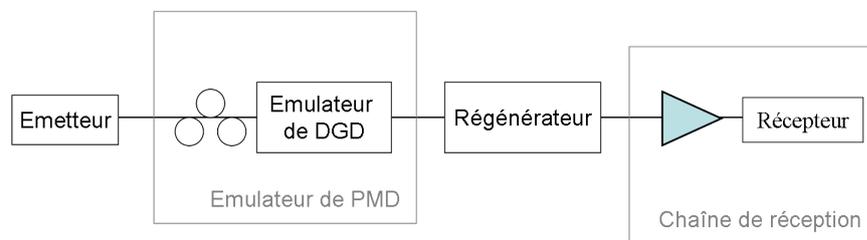


FIG. 3.14 – Première configuration de test : le régénérateur est placé comme un compensateur de PMD

Le régénérateur est testé en configuration « back-to-back ». La PMD est ajoutée artificiellement par un émulateur de PMD. La configuration étudiée comporte un seul canal, sans propagation ; elle est simplifiée au maximum afin de s'abstraire de tout autre effet, tel que la dispersion chromatique ou les effets non-linéaires. Ceci permet toutefois de prendre en compte la plupart des effets induits par la PMD pour un canal unique, sauf son interaction avec les effets non-linéaires. L'émulateur de PMD employé est un élément à DGD variable précédé d'un contrôleur de polarisation. La PMD aux ordres supérieurs n'est pas considérée car dans un système sans compensation de PMD, ce sont les effets de PMD d'ordre 1 qui prédominent pour de faibles pénalités [75]. L'effet de l'émulateur de PMD sur le signal peut être décrit par :

$$\vec{E}_{out}(\omega) = D(\omega) \cdot M \cdot E_{in}(\omega) \cdot \hat{J} \quad (3.14)$$

où  $J$  est la polarisation du signal,  $M$  la matrice de Jones du contrôleur de polarisation et  $D(\omega)$  la matrice de Jones de l'émulateur de PMD.

Comme exposé au chapitre 2, afin de déterminer la PMD tolérée nous nous plaçons dans le pire cas pour la PMD d'ordre 1 ( $\gamma = 1/2$ ) et mesurons l'évolution des pénalités en fonction du DGD. Comme vu à la section 2.3.3, si  $M_{dB}$  est la marge allouée à la PMD,  $\Delta\tau_{pire, M_{dB}}$  le DGD qui donne une pénalité égale à  $M_{dB}$  dans le pire cas, la PMD tolérée pour une probabilité de coupure  $P_{out,2}$  vaut :

$$\langle \Delta\tau \rangle = 2 \frac{\Delta\tau_{pire, M_{dB}}}{\sqrt{\pi \ln(1/P_{out,2})}} \quad [ps] \quad (3.15)$$

Ce calcul repose sur la formule approchée des pénalités donnée par :

$$\varepsilon = A \gamma(1 - \gamma) \left( \frac{\Delta\tau}{T} \right)^2 \quad [dB] \quad (3.16)$$

Cette méthode est la méthode classique employée pour mesurer la PMD tolérée par un couple Tx/Rx. Nous nommerons cette méthode par la suite de méthode de l'élargissement.

Il apparaît que cette méthode n'est plus forcément valide en présence d'un régénérateur optique. En effet, toutes les pénalités ont tendance à se concentrer autour du pire cas  $\gamma = 1/2$ . Or la méthode de l'élargissement se fonde sur une évolution progressive des pénalités en fonction des angles entre la polarisation du signal et les états principaux de polarisation. Donc l'évolution en  $\gamma(1 - \gamma)$  n'est plus représentative en présence d'un régénérateur optique. Les figures 3.15 (resp. 3.16) présentent un exemple de variation des pénalités en fonction du DGD et de  $\gamma$  sans (resp. avec) régénérateur optique. Ces résultats sont obtenus par simulations numériques pour un régénérateur

en marche d'escalier, et une puissance crête des impulsions sans PMD de 30 dBm. Ils sont présentés ici pour illustrer le propos et le modèle numérique employé pour fournir ces résultats est présenté au chapitre 4, paragraphe 4.2. La différence avec ou sans régénérateur est assez nette et il apparaît clairement que la formule (3.16) ne peut plus s'appliquer au cas régénéré. Dans ce cas, il y a une concentration extrême des pénalités autour du pire cas pour des DGD de 10 ps ou plus, comme illustré par la figure 3.17. A noter que les symétries de la figure proviennent du fait que seule la PMD d'ordre 1 est considérée.

La dépendance au paramètre  $\gamma$  est complètement changée. Une méthode alternative doit être employée.

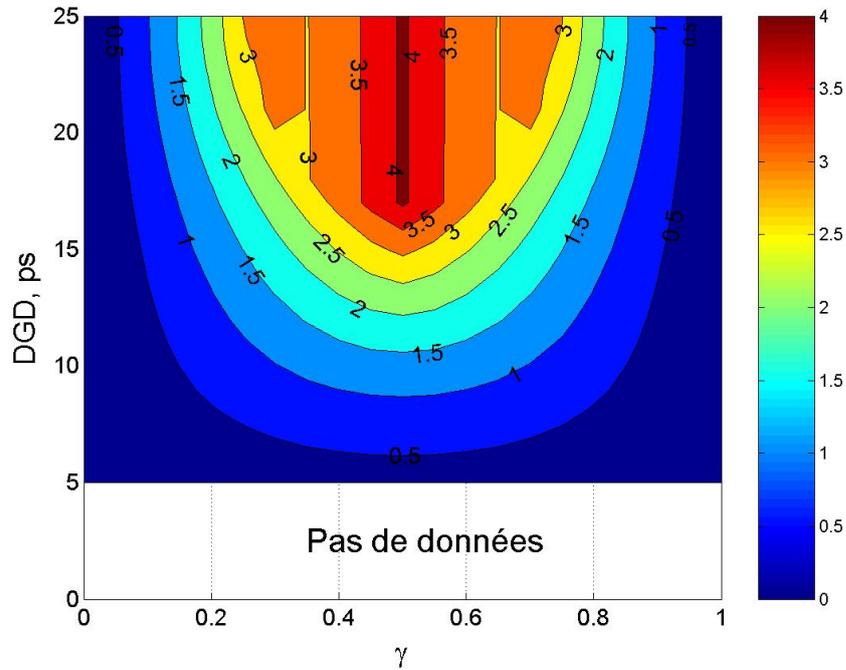


FIG. 3.15 – Cartographie des pénalités vs  $\{\text{DGD}, \gamma\}$  sans régénérateur optique.

La méthode proposée ici consiste à calculer numériquement la probabilité de coupure. C'est un généralisation de la méthode de l'élargissement. La probabilité de coupure est la probabilité d'avoir une pénalité supérieure à la marge  $M_{dB}$ . Comme les deux variables aléatoires  $\Delta\tau$  et  $\gamma$  sont indépendantes, le calcul est simplifié :

$$P_{out,3} = \text{Proba}\{\varepsilon > M_{dB}\} = 1 - \int_0^1 \int_0^{\Delta\tau_{M_{dB}}(\gamma)} f_\gamma f_{\Delta\tau} d\gamma d\Delta\tau \quad (3.17)$$

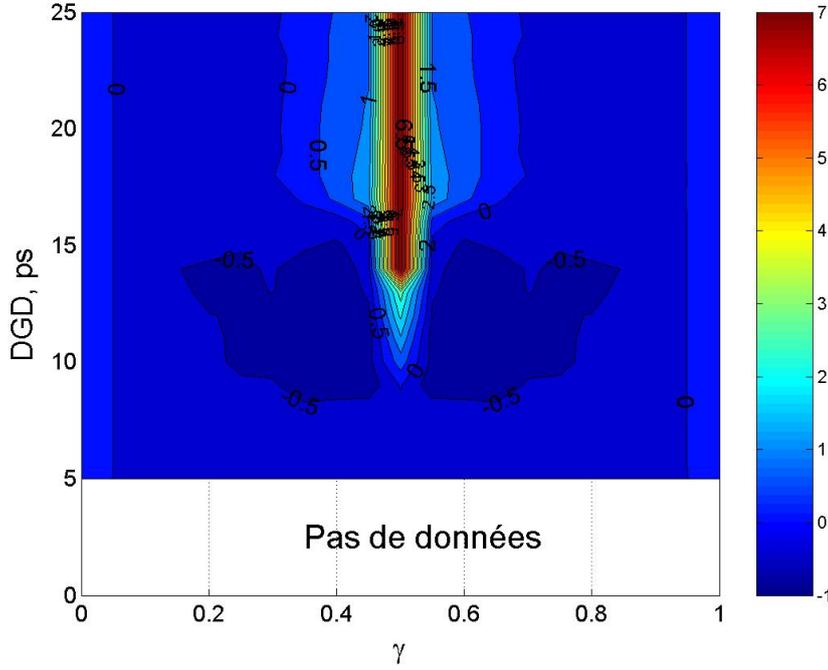


FIG. 3.16 – Cartographie des pénalités vs  $\{\text{DGD}, \gamma\}$  avec régénérateur optique dont la fonction de transmission est en marche d’escalier, et pour une puissance crête de 30 dBm.

La loi de  $\gamma$  est uniforme sur  $[0,1]$  ; le DGD  $\Delta\tau$  suit une loi de Maxwell entièrement caractérisée par la valeur de la PMD  $\langle \Delta\tau \rangle$ . Ainsi la probabilité de coupure est une fonction de  $\langle \Delta\tau \rangle$ . Donc la PMD tolérée par le système peut être déterminée numériquement à partir de la cartographie des pénalités. Nous appellerons cette méthode « méthode de la cartographie ».

Enfin pour comparaison nous utilisons aussi une méthode simplifiée (simpliste) qui consiste à ne pas prendre en compte le rôle de  $\gamma$ . Le problème devient unidimensionnel : les pénalités mesurées pour un DGD donné sont supposées égales aux pénalités mesurées pour le pire cas. Alors, la probabilité de coupure se déduit de la fonction caractéristique de la densité de probabilité maxwellienne :

$$P_{out,1} = 1 - \text{Proba}\{\Delta\tau < \Delta\tau_{pire, M_{dB}}\} = 1 - \text{erf}\left(\frac{\sqrt{k/2}\Delta\tau_{pire, M_{dB}}}{\Delta\tau_{pire, M_{dB}}}\right) + \Delta\tau_{pire, M_{dB}} \sqrt{2k/\pi} \exp(-k\Delta\tau_{pire, M_{dB}}^2/2) \quad (3.18)$$

avec  $k = 8/(\pi \langle \Delta\tau \rangle^2)$ .

Par la suite, nous appellerons cette méthode « méthode simplifiée ».

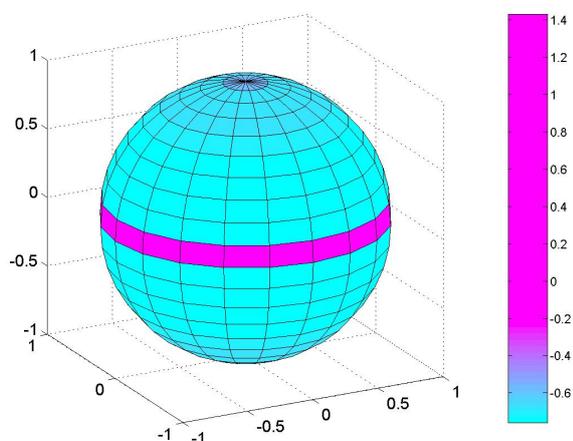


FIG. 3.17 – Evolution des pénalités en fonction de  $\gamma$  pour un DGD de 11 ps - coupe de la figure 3.16.

Ainsi donc nous disposons de trois méthodes de calcul de la PMD tolérée par un couple Tx/Rx avec un régénérateur placé devant le récepteur : la méthode simplifiée, la méthode de l'élargissement et la méthode de la cartographie. La comparaison des trois méthodes a été faite sur l'exemple de la figure 3.16. La figure 3.18 représente les contours d'égale pénalité extraits des cartographies des figures 3.15 et 3.16 correspondant aux trois méthodes décrites.

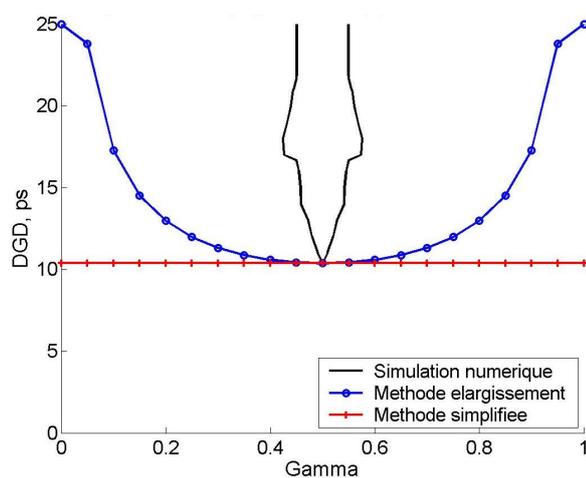


FIG. 3.18 – Comparaison des isocontours donnant 1 dB pénalité pour les trois méthodes de calcul

Les résultats du calcul pour une probabilité de coupure de  $10^{-6}$  sont

Méthode	Marge (dB)	DGD pire cas toléré (ps)	PMD tolérée (ps)
Simplifiée	1	11,87	3,42
Elargissement	1	11,87	3,60
Cartographie	1	11,87	3,84

TAB. 3.1 – PMD tolérée par le couple émetteur/récepteur

donnés dans le tableau 3.1.

La différence maximale entre les valeurs de PMD tolérées calculées est inférieure à 12%. Elle est de moins de 7% entre deux méthodes d'approximation successive. Cette faible différence entre les méthodes de calcul peut se comprendre en revenant à la définition des probabilités de coupure. La probabilité de coupure pour la méthode simplifiée est donnée par l'équation (3.18). Etudions maintenant l'équation (3.17) de la probabilité de coupure pour la méthode de la cartographie. Nous simplifions la cartographie des pénalités de l'exemple avec régénérateur de la figure 3.16 : nous supposons que le domaine où la pénalité est supérieure ou égale à 1 dB est un rectangle vertical, dont la base correspond à l'intervalle de  $\gamma$  compris entre 0,45 et 0,55 et un DGD égal à  $\Delta\tau_{pire,MdB}(\gamma = 0,5)$ . Dans ce cas, l'équation 3.17 peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
P_{out,3} &= 1 - \int_0^1 \int_0^{\Delta\tau_{MdB}(\gamma)} f_\gamma f_{\Delta\tau} d\gamma d\Delta\tau \\
&= 1 - 2 \int_0^{0.45} \int_0^T f_\gamma f_{\Delta\tau} d\gamma d\Delta\tau \\
&\quad - \int_{0.45}^{0.55} \int_0^{\Delta\tau_{MdB,pire}} f_\gamma f_{\Delta\tau} d\gamma d\Delta\tau \quad (3.19) \\
P_{out,3} &\simeq 1 - 2 * 0.45 - 0.1 \int_0^{\Delta\tau_{MdB,pire}} f_{\Delta\tau} d\Delta\tau \\
&\simeq 0.1 P_{out,1}
\end{aligned}$$

Or une augmentation d'un facteur 10 de la probabilité de coupure  $P_{out,1}$  de  $10^{-6}$  à  $10^{-5}$  correspond au passage d'une valeur de PMD de 3,4 à 3,8 ps.

Ainsi, même pour des cas extrêmes de concentration des pénalités autour de  $\gamma = 1/2$ , la méthode standard de l'élargissement donne une très bonne approximation de la PMD tolérée par le système. La méthode simplifiée donne une bonne indication des résultats. Donc tant dans les études numériques que dans les expériences, la mesure des pénalités de PMD dans le pire cas est suffisante en général. Toutefois pour obtenir une mesure précise il faut employer la méthode de la cartographie.

### 3.3.3 Mesure de l'efficacité d'un régénérateur placé au sein de la ligne de transmission à compenser la PMD

Un régénérateur optique est en général placé au sein de la ligne de transmission pour pouvoir limiter efficacement l'accumulation de bruit d'ESA. Aussi faut-il étudier l'impact d'un régénérateur placé dans la ligne de transmission sur la PMD tolérée par la liaison dans son ensemble. La configuration étudiée est schématisée sur la figure 3.19.

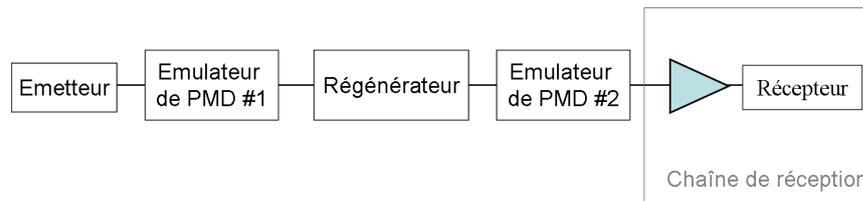


FIG. 3.19 – Deuxième configuration de test : le régénérateur placé au sein de la ligne de transmission

Dans cette thèse, la ligne de transmission sera toujours représentée de façon schématique : elle est simplifiée au maximum. La PMD est ajoutée avant et après le régénérateur à l'aide d'émulateurs de DGD. Le rapport signal sur bruit optique peut être dégradé avant et après le régénérateur, comme il le serait dans une véritable ligne de transmission. Représenter toute la PMD d'une liaison par deux émulateurs de PMD est réaliste : en effet, le modèle des états principaux permet de modéliser au premier ordre tout tronçon du système comme une fibre à maintien de polarisation dont le DGD suit une loi de Maxwell ; la valeur de PMD de chaque tronçon est proportionnelle à la racine carrée de sa longueur.

Il y a donc deux contrôleurs de polarisation dans la liaison, une valeur de DGD avant le régénérateur et une valeur de DGD après. Comment additionner ces valeurs de DGD pour déterminer une PMD globale tolérée par la liaison ?

Ce type de problème n'est pas abordé dans la littérature. Classiquement pour les liaisons avec un régénérateur électronique les impulsions en sortie du régénérateur sont indépendantes des impulsions en entrée du régénérateur et dans ce cas, les PMD avant et après régénérateur sont indépendantes donc la PMD totale équivalente pour la liaison dans son ensemble est donnée :  $PMD_t^2 = PMD_{av}^2 + PMD_{ap}^2$ . Mais avec un régénérateur optique, les impulsions en sortie du régénérateur ne sont pas forcément indépendantes des déformations subies par les impulsions avant le régénérateur. Ainsi la valeur de DGD tolérée après le régénérateur dépend de la valeur du DGD avant celui-ci. Donc le problème est à variable liées. Aussi nous présentons

ici les solutions mises en place dans ces travaux de recherche pour calculer la PMD totale équivalente tolérée par la liaison dans son ensemble :

- Une méthode simplifiée qui ne prend pas en compte les angles entre la polarisation du signal et les états principaux. Pour déterminer la PMD tolérée par la liaison entière, nous nous plaçons dans le pire cas pour les deux émulateurs de PMD. Cela suppose qu'un pire cas puisse être trouvé pour le deuxième émulateur. Or la polarisation d'un signal en sortie d'un régénérateur en auto-modulation dépend de la polarisation du signal en entrée, donc la définition d'un cas pire pour le deuxième émulateur peut poser problème. C'est pourquoi cette méthode simplifiée est limitée à l'étude des régénérateurs en modulation croisée. Dans ce cas, le signal régénéré est parfaitement polarisé et donc l'élargissement induit par la PMD du deuxième tronçon sera maximal pour  $\gamma_{ap} = 1/2$ .
- La méthode complète qui prend en compte les angles entre la polarisation du signal et celle des états principaux de polarisation. Cette méthode est une généralisation de la méthode simplifiée et elle permet de prendre également en compte les régénérateurs à auto-modulation car il n'est plus nécessaire de définir un pire cas pour la PMD après le régénérateur.

Nous verrons par la suite que ces méthodes peuvent être facilement généralisées à la cascade de plusieurs régénérateurs optiques. Pour la première fois à notre connaissance sont ainsi mis en place les outils nécessaires à l'ingénierie système pour la planification de liaisons optiques limitées par la PMD incluant un ou plusieurs régénérateurs optiques.

### 3.3.3.1 Calcul de la PMD totale tolérée pour la liaison - méthode simplifiée

Comment déterminer la PMD tolérée par la liaison dans son ensemble ? Il est possible de déterminer un DGD maximum toléré  $\Delta\tau_{pire,av}$  dans le pire cas pour le premier tronçon et un DGD maximum toléré  $\Delta\tau_{pire,ap}$  pour le deuxième tronçon tels que pour tout  $DGD_{av} < \Delta\tau_{pire,av}$  et  $DGD_{ap} < \Delta\tau_{pire,ap}$ , et pour tout  $\gamma_{av}$  et  $\gamma_{ap}$  (hypothèse de la méthode simplifiée), la pénalité est inférieure à  $M_{dB}$ . Comment combiner ces valeurs de DGD tolérées ? Et surtout comment calculer la probabilité de coupure du système entier ?

Par définition, la probabilité de coupure du système est simplement :

$$P_{out} = 1 - Proba\{\varepsilon \leq M_{dB}\} \quad (3.20)$$

Les valeurs de DGD tolérées avant et après le récepteur sont liées par la capacité du régénérateur à restaurer la largeur d'impulsions déformées par

des niveaux de PMD différents. Ainsi il est possible de définir un domaine  $D$  du quart de plan  $\{DGD_{av}, DGD_{ap}\}$  dans lequel les pénalités sont inférieures à la marge  $M_{dB}$  allouée. La figure 3.20 donne un exemple de cartographie des pénalités mesurées au récepteur en fonction des valeurs de DGD avant et après le régénérateur. Cette cartographie est un exemple de calcul des pénalités d'un système optique avec des impulsions RZ67% à 40 Gbit/s. Le lecteur peut se reporter au chapitre 4 pour la définition du modèle et les paramètres employés pour ces résultats. Les contours d'iso-pénalités sont tracés sur la figure 3.20 et chaque contour délimite un domaine  $D$  où les pénalités sont inférieures à une valeur donnée. En négligeant les angles entre la polarisation du signal et les PSP, la probabilité d'avoir une pénalité inférieure à  $M_{dB}$  vaut :

$$Proba\{\varepsilon \leq M_{dB}\} = \iint_D h_{PMD_{av}, PMD_{ap}}(\Delta\tau_{av}, \Delta\tau_{ap}) d\Delta\tau_{av} d\Delta\tau_{ap} \quad (3.21)$$

où  $h_{PMD_{av}, PMD_{ap}}$  est la loi de probabilité conjointe de  $\Delta\tau_{av}$  et  $\Delta\tau_{ap}$ .

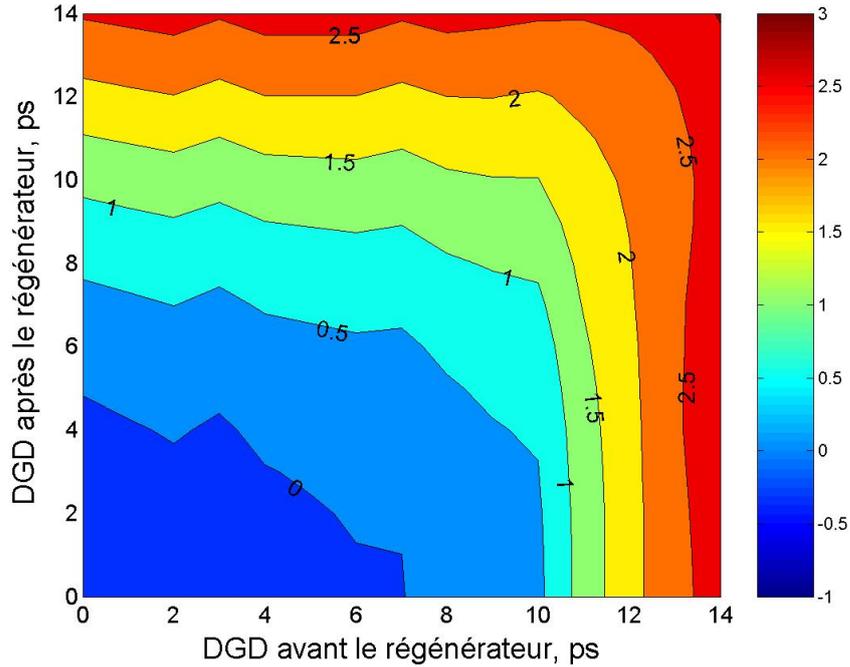


FIG. 3.20 – Domaine de DGD où les pénalités sont inférieures à  $M_{dB}$ . Courbe obtenue par simulation pour un régénérateur en marche d'escalier et une puissance crête des impulsions de 31 dBm.

Les valeurs de DGD avant et après le régénérateur sont indépendantes.

Ainsi le calcul est simplifié :

$$Proba\{\varepsilon \leq M_{dB}\} = \iint_D f_{PMD_{av}}(\Delta\tau_{av}) \cdot f_{PMD_{ap}}(\Delta\tau_{ap}) d\Delta\tau_{av} d\Delta\tau_{ap} \quad (3.22)$$

avec  $f_{PMD_{av}}$  et  $f_{PMD_{ap}}$  les lois de Maxwell pour le DGD avant et après le régénérateur. Chaque loi de Maxwell est caractérisée par la valeur de PMD avant  $\langle \Delta\tau_{av} \rangle$  (resp. après  $\langle \Delta\tau_{ap} \rangle$ ) le régénérateur. Donc la probabilité de coupure calculée est une fonction à trois variables : la marge  $M_{dB}$  correspondante au domaine D, les valeurs de PMD  $\langle \Delta\tau_{av} \rangle$  et  $\langle \Delta\tau_{ap} \rangle$ . Pour une marge  $M_{dB}$  donnée, il est possible de tracer la dépendance de cette fonction aux paramètres  $PMD_{av}$  et  $PMD_{ap}$ .

La figure 3.21 illustre le calcul des probabilités de coupure par l'équation (3.22) pour une marge de 1 dB pour le domaine D correspondant défini par l'isocontour de pénalités 1 dB de la figure 3.20. Les probabilités de coupure sont tracées sous la forme d'isocontours de probabilité du type  $10^{-x}$  (qui correspondent à une probabilité de coupure égale à  $10^{-x}$ ).

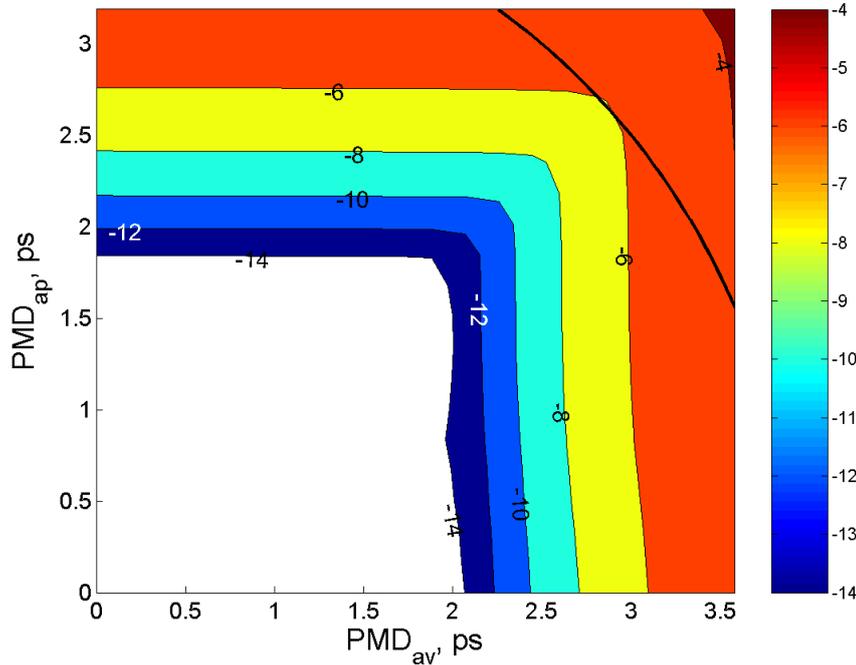


FIG. 3.21 – Logarithme de la probabilité de respecter une marge allouée de 1 dB.

En se reportant à la figure 3.21, l'isocontour correspondant à une probabilité de coupure de  $10^{-6}$  délimite un domaine E du quart de plan  $\{PMD_{av},$

$PMD_{ap}$  dans lequel la probabilité de coupure de la liaison dans son ensemble est inférieure à  $10^{-6}$ . Les PMD avant et après le régénérateur sont indépendantes (modèle des états principaux). Ainsi d'après la règle de concaténation, la PMD totale du système est la somme quadratique des PMD avant/après le régénérateur. Comme illustré sur la figure 3.21, définir la PMD maximale tolérée par le système est donc équivalent à trouver le cercle de plus grand rayon centré sur l'origine (0,0) coupant le domaine E.

Ainsi le calcul de la PMD totale tolérée par le système se déroule en quatre étapes :

1. Simuler/mesurer les pénalités pour les différentes combinaisons de DGD avant et après le régénérateur pour définir une cartographie du type de la figure 3.20.
2. En extraire le domaine D correspondant à une marge  $M_{dB}$  donnée.
3. Calculer par l'équation (3.20) la probabilité de coupure pour les couples de valeurs de PMD avant/après le régénérateur, afin d'obtenir une figure du type de la figure 3.21.
4. Trouver la PMD totale maximum tolérée pour le système pour la probabilité de coupure souhaitée, correspondant au domaine E de la figure 3.21.

Cette méthode de calcul de la probabilité de coupure d'une liaison peut aisément être généralisée à un problème à dimensions multiples pour une liaison avec un nombre quelconque de régénérateurs optiques. La PMD totale équivalente tolérée par le système dans son ensemble est alors obtenue par une sphère et non plus un cercle.

L'essentiel du temps de calcul / mesure correspond à l'obtention de la cartographie de la figure 3.20. Le temps de calcul pour simuler une liaison avec de multiples régénérateurs est alors démultiplié car le nombre de cas à simuler pour les différentes valeurs de DGD des tronçons augmente selon  $N^K$  avec  $N$  le nombre de valeurs de DGD par tronçon et  $K$  le nombre de régénérateurs.

Cette méthode ne prend en compte que le pire cas de la PMD d'ordre 1 :  $\gamma_{av}$  et  $\gamma_{ap}$  sont fixés à 1/2. Cette considération revient à sous-estimer la PMD totale tolérée par le système : cette hypothèse simplificatrice est à comparer à la méthode simplifiée du paragraphe 3.2.2.1. Il conviendra donc de mesurer la différence entre une PMD totale tolérée ainsi approchée et la PMD totale tolérée calculée en prenant en compte l'ensemble des combinaisons de  $\gamma_{av}$  et  $\gamma_{ap}$ . L'extension du calcul de la probabilité de coupure pour prendre en compte toutes les valeurs de  $\gamma_{av}$  et  $\gamma_{ap}$  est décrite dans la section suivante.

### 3.3.3.2 Calcul de la PMD totale tolérée pour la liaison - méthode complète

Pour prendre en compte la totalité des cas ( $\gamma$  variant de 0 à 1), il faut obtenir la carte des pénalités sur le domaine  $\{DGD_{av}, DGD_{ap}\}$  pour chaque couple  $\{\gamma_{av}, \gamma_{ap}\}$  : le domaine de tolérance  $D$  pour une marge donnée devient dépendant du cas considéré :  $D(\gamma_{av}, \gamma_{ap})$ . Et la probabilité de coupure vaut :

$$\begin{aligned} P_{out} &= 1 - Proba\{\varepsilon \leq M_{dB}\} \\ &= 1 - \iint_{\gamma_{av}, \gamma_{ap}} \iint_{D(\gamma_{av}, \gamma_{ap})} f_{PMD_{av}}(\Delta\tau_{av}) \\ &\quad \cdot f_{PMD_{ap}}(\Delta\tau_{ap}) d\Delta\tau_{av} d\Delta\tau_{ap} d\gamma_{av} d\gamma_{ap} \end{aligned} \quad (3.23)$$

La façon de calculer cette intégrale quadruple est relativement simple car l'intégrale double interne se calcule de façon séparée pour chaque couple  $\{\gamma_{av}, \gamma_{ap}\}$ , seul le domaine  $D$  variant pour chaque cas. Une fois l'intégrale double interne calculée pour chaque couple il est aisé d'achever le calcul de la probabilité de coupure.

Bien que de nouvelles variables soient introduites, la probabilité de coupure reste une fonction de trois variables seulement, à savoir de la marge  $M_{dB}$  et des valeurs de PMD avant/après le régénérateur. La méthode de calcul de la PMD tolérée par la liaison dans son ensemble présentée en 3.3.3.1 reste donc valable.

Toutefois le temps de calcul pour la prise en compte complète du problème est fortement accru et correspond à  $L^2$  fois le temps de calcul d'une seule carte des pénalités, si  $L$  est le nombre d'échantillons de  $\gamma_{av}$ . Aussi ne présenterons nous pas systématiquement dans le chapitre 4 les résultats obtenus par cette méthode, appelée par la suite méthode complète.

### 3.3.3.3 Place optimale du régénérateur dans une liaison à forte PMD

Considérons une liaison limitée par la PMD, c'est-à-dire dont la probabilité de coupure est trop forte pour la marge allouée. Quelle est dans ce cas la place optimale du régénérateur telle que la probabilité de coupure du système soit minimale ?

La liaison est supposée uniforme en PMD, c'est-à-dire avec un coefficient de PMD  $coef_{PMD}$  homogène sur toute sa longueur. Le régénérateur est placé à  $x * 100\%$  de la longueur totale. Les valeurs de PMD avant/après le régénérateur valent respectivement  $coef_{PMD}\sqrt{xL}$  et  $coef_{PMD}\sqrt{(1-x)L}$  : la courbe ainsi décrite sur la cartographie de la figure 3.21 est un cercle centré

sur l'origine. Enfin le comportement du régénérateur vis-à-vis de la PMD est caractérisé par la méthode du 3.3.3.1 ou du 3.3.3.2, donc la cartographie des pénalités en fonction du DGD avant/après le régénérateur (et éventuellement des couples  $\{\gamma_{av}, \gamma_{ap}\}$ ) est connue.

La probabilité de coupure de la liaison, qui suit la même équation que dans les sections 3.3.3.1 ou 3.3.3.2, est donc une fonction qui dépend uniquement de la marge en puissance allouée  $M_{dB}$ , et des valeurs de PMD avant/après le régénérateur. Donc la probabilité de coupure du système dépend uniquement de la marge allouée et de la place du régénérateur et de la PMD totale de la liaison, pour un coefficient de PMD fixé. Il est alors possible de calculer cette probabilité de coupure en fonction de  $x$  et donc de trouver la place du régénérateur dans la liaison minimisant la probabilité de coupure du système dans son entier. La place optimale du régénérateur est le point du cercle de rayon  $coef_{PMD}\sqrt{L}$  tracé sur la cartographie de la figure 3.21 qui minimise la probabilité de coupure de la liaison.

La section 3.3 nous a permis de présenter les méthodes employées pour caractériser la capacité d'un régénérateur optique à combattre la PMD. La configuration « back-to-back » permet de tester rapidement la capacité d'un régénérateur ; le placer dans un deuxième temps au sein d'une ligne de transmission permet de caractériser son efficacité en condition normale d'utilisation. Dans la suite de ce manuscrit étudierons chacune de ces configurations à la fois dans les études numériques et expérimentales.

Les nouveaux outils développés pour ces travaux de recherche permettent de calculer la PMD tolérée par le système dans son ensemble pour un régénérateur placé en réception ou au sein de la ligne de transmission. Ceci nous permettra de comparer l'efficacité d'un régénérateur pour compenser la PMD à des techniques plus classiques de compensation de PMD.

## 3.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de présenter le principe de la régénération optique du signal. Les techniques de régénération se classent selon leur capacité : un régénérateur 2R assure la remise en forme des impulsions et la régénération 3R incorpore également leur resynchronisation. Les composants et dispositifs pour la régénération optique du signal ont été abordés ainsi que leurs performances les plus marquantes.

Ensuite nous avons décrit les deux configurations employées pour tester l'efficacité d'un régénérateur optique à combattre la PMD ainsi que les méthodes de calcul originales créées dans ces travaux de recherche pour extraire

la PMD totale tolérée par le système.

Pour un régénérateur placé directement devant le récepteur (configuration « back-to-back »), nous disposons de trois méthodes :

**Méthode simplifiée** Il s'agit d'une méthode de calcul rapide qui néglige le rôle de l'angle entre la polarisation du signal et les états principaux. Elle revient à considérer que la probabilité de coupure est directement limitée par les pénalités obtenues pour le pire cas de la PMD d'ordre 1.

**Méthode de l'élargissement** Il s'agit de la méthode classique fondée sur une évolution de la courbe des pénalités en  $\gamma(1 - \gamma)$ . Cette relation approchée décrit correctement le comportement des couples émetteur / récepteur en présence de PMD.

**Méthode de la cartographie** Cette méthode est plus générale que la méthode de l'élargissement car elle permet de prendre en compte une évolution quelconque des pénalités de PMD. Compte-tenu de la forte concentration des pénalités observée en présence de régénérateurs optiques, il est nécessaire de l'employer pour ne pas sur-estimer la probabilité de coupure.

Pour calculer la PMD tolérée par une liaison avec un régénérateur optique placé en son sein, nous avons dû développer de nouvelles méthodes pour prendre en compte le fait qu'un régénérateur optique conserve une certaine mémoire des déformations subies par le signal avant sa remise en forme. Elles sont fondées sur le calcul de la probabilité de coupure d'un système sur une liaison comportant un (ou plusieurs) régénérateur optique. Là encore nous disposons de plusieurs méthodes :

**Méthode simplifiée** Il s'agit d'une méthode de calcul simplifiée qui ne prend pas en compte le rôle de l'angle entre la polarisation du signal et les états principaux. Elle donne un résultat approché qui permet de fortement minimiser le nombre de configurations à mesurer / simuler. Elle permet de prendre en compte rapidement la variation des paramètres du problème. Sa limitation principale est qu'elle ne peut pas être employée pour des régénérateurs à auto-modulation.

**Méthode complète** Cette méthode généralisée permet d'affiner le calcul de la probabilité de coupure et aussi de mesurer la PMD tolérée par le système pour tout type de régénérateur.

Ces méthodes permettent de calculer la probabilité de coupure pour la liaison dans son ensemble et permettent de mesurer le gain en termes de PMD tolérable par comparaison avec le cas sans régénérateur optique et d'autre part d'étudier la position optimale d'un régénérateur optique dans une liaison limitée par la PMD.

A notre connaissance un tel outil n'existait pas dans la littérature scientifique et pourtant il s'agit d'un outil indispensable à l'ingénierie système pour la planification de réseaux optiques limitées par la PMD et comportant en leur sein un ou plusieurs régénérateurs optiques. Il peut être appliqué à tout type de régénérateur optique et pourrait aussi être appliqué à ce problème en présence de tous les ordres de la PMD.

Dans les chapitres suivants nous allons mesurer la capacité des techniques de régénération optique 2R pour combattre la dispersion modale de polarisation en un seul passage pour des régénérateurs de type I (non remise en forme des impulsions) au chapitre 4 et de type II (avec remise en forme des impulsions) au chapitre 5. Nous y emploierons les méthodes de calcul de la probabilité de coupure exposées ici.

## Chapitre 4

# Etude des régénérateurs de type I

L'étude de la capacité d'un régénérateur optique 2R à compenser la PMD est tout d'abord abordée par les régénérateurs de type I, non spécifiquement adaptés à la remise en forme des impulsions. A notre connaissance, cette étude n'a encore jamais été effectuée pour les régénérateurs de type I. Ce chapitre présente le modèle de régénérateur de type I générique utilisé pour les études numériques ainsi que les conclusions des simulations réalisées. Deux modèles numériques seront employés selon le facteur de qualité considéré :

- Dans la première partie de ce chapitre, un modèle simple emploie l'ouverture du diagramme de l'œil comme indicateur de performance. Le bruit d'ESA n'est pas pris en compte. Les résultats obtenus avec ce modèle font l'objet de la première partie de ce chapitre.
- L'introduction de l'ESA pour le calcul du taux d'erreur binaire dans un deuxième temps conduit à un modèle plus complet : il allie la prise en compte des aspects temporels à l'utilisation des densités de probabilité de puissance optique. Les résultats obtenus par ce modèle sont exposés dans la deuxième partie de ce chapitre.

Outre l'originalité de l'étude de la capacité des régénérateurs de type I à compenser la PMD, nous avons dans ces travaux généralisé le modèle existant de calcul de l'évolution du taux d'erreur binaire au travers d'une cascade de régénérateurs optiques. Fondé sur l'emploi des densités de probabilité de puissance optique et de leur évolution au sein d'une ligne de transmission incluant un ou plusieurs régénérateurs, le modèle original est ici généralisé pour y inclure l'aspect temporel des signaux optiques afin de pouvoir modéliser le fonctionnement d'un régénérateur optique en présence à la fois de bruit d'émission spontanée amplifiée et de dispersion modale de polarisation.

## 4.1 Modèle d'un régénérateur de type I

Un régénérateur de type I est obtenu directement ou par combinaison de composants à semi-conducteurs tels que les amplificateurs optiques à semi-conducteurs, les modulateurs à électro-absorption ou encore les absorbants saturables. Les régénérateurs de type I peuvent être décrits par leur fonction de transfert en puissance, qui prend la forme d'une fonction en marche d'escalier, éventuellement incomplète sans palier pour les niveaux hauts. A notre connaissance, ce type de régénérateur n'a pas été proposé ni étudié dans la littérature pour combattre la PMD.

Le paragraphe suivant va présenter le modèle générique employé pour les simulations numériques.

### 4.1.1 Description de la porte optique non-linéaire

Le régénérateur est défini comme une non-linéarité instantanée sans mémoire. Cette non-linéarité est décrite par le gain de la porte optique non-linéaire  $g(P_{in})$ , où  $P_{in}$  est la puissance en entrée. Nous supposons qu'il est insensible à la polarisation. La phase n'est pas modifiée par la porte optique non linéaire. Le régénérateur considéré dans tout ce chapitre est à modulation croisée ; ceci n'a d'impact que pour la configuration où le régénérateur est placé au sein de la ligne de transmission.

Enfin dans toute cette étude nous supposons que le régénérateur est constituée par une porte optique non-linéaire placée entre deux amplificateurs optiques, un pré-amplificateur et un booster, permettant de considérer comme globalement indépendantes les puissances optiques au sein de la ligne de transmission et les puissances optiques au niveau de la porte optique.

Nous rappelons les équations pour ce régénérateur générique. Le champ électrique en sortie est le produit de deux termes :

$$\vec{E}_{out}(t) = \underbrace{\sqrt{g(|\vec{E}_{in}(t)|^2)}}_{\text{gain}} \cdot \underbrace{\sqrt{P_{sonde}} \hat{J}_{sonde}}_{\text{sonde locale}} \quad (4.1)$$

Le gain de la porte optique non-linéaire est modulé par la puissance du champ incident - appelé pompe. Il est donc donné par  $g(|\vec{E}_{in}(t)|^2)$ . Ce gain module le signal continu injecté - appelé sonde. Une conversion de longueur d'onde est donc effectuée. Le signal en sortie du régénérateur est parfaitement polarisé. Ainsi la mémoire de la PMD se trouve uniquement dans la modulation imprimée à la sonde locale.

L'équation pour les puissances optiques est simple :

$$P_{out}(t) = g(P_{in}(t)) \cdot P_{sonde} \quad (4.2)$$

Dans cette étude, le gain du régénérateur est décrit par une fonction en marche d'escalier de pente variable :

$$g(P_{in}) = \begin{cases} 0 & \text{pour } P_{in} \leq P_0 = (1 - \beta)P_s \\ P_s + (P_{in} - P_s)/\beta & \text{pour } P_0 < P_{in} < P_1 \\ 1 & \text{pour } P_{in} \geq P_1 = (1 + \beta)P_s \end{cases}$$

$\beta$  caractérise la raideur de la courbe ; il sera pris parmi les valeurs  $\{0, 0,1, 0,2, 0,5\}$ .  $P_s$  est la puissance de seuil du régénérateur ; elle est arbitrairement fixée à 0,5 W ; aussi les puissances optiques (arbitraires) à l'entrée de la porte non-linéaire considérées par la suite sont de l'ordre de 30 dBm, en accord avec la puissance de seuil de la porte optique. Pour faire le lien avec des puissances concrètes, seul importe le rapport entre la puissance de seuil et les puissances des impulsions. Ainsi pour une porte optique dont la puissance de seuil serait de 50 mW, les puissances crêtes nécessaires seraient de l'ordre de 100 mW. La figure 4.1 représente le gain de la porte optique en fonction de la puissance optique incidente pour différentes valeurs de  $\beta$ .

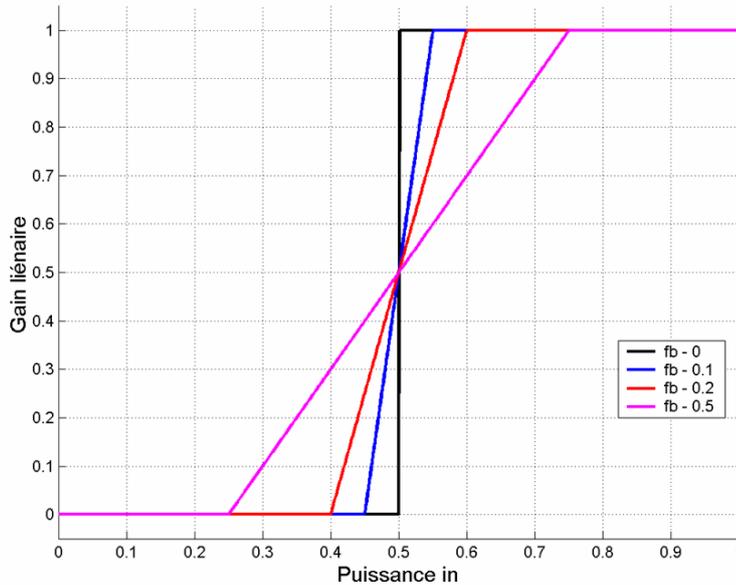


FIG. 4.1 – Gain de la porte optique non-linéaire pour différentes raideurs

Ce modèle peut enfin être complété par l'ajout d'un temps de réponse au régénérateur. La réponse du régénérateur est choisie comme une exponentielle décroissante. Ceci est modélisé par la réponse impulsionnelle suivante [76] :

$$h(t) = \begin{cases} 1/\tau_c \exp(-t/\tau_c) & \text{si } t > 0 \\ 0 & \text{si } t \leq 0 \end{cases} \quad (4.3)$$

Concrètement la multiplication fréquentielle par le filtre passe-bas  $H(\omega)$  est préférée à la convolution temporelle par  $h(t)$  :

$$H(\omega) = \frac{1}{1 + i\omega\tau_c} \quad (4.4)$$

Le temps de réponse  $\tau_c$  correspond au temps au bout duquel le champ est retombé à  $1/e$  de sa valeur maximale. Ce comportement est caractéristique des composants du type SOA ou absorbants saturables.

Nous allons maintenant détailler les deux modèles numériques développés et les résultats obtenus en commençant par l'étude du diagramme de l'œil.

## 4.2 Etude numérique fondée sur l'ouverture du diagramme de l'œil

Dans ce premier modèle, le bruit d'émission spontanée amplifiée n'est pas pris en compte. La PMD se traduit après détection par de l'interférence entre symboles (ISI), et donc une fermeture du diagramme de l'œil. L'ISI créée est causée par l'élargissement des impulsions. Aussi une mesure directe de cet effet est l'ouverture du diagramme de l'œil. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.4.3.4 du chapitre 2, cet indicateur peut être employé pour estimer la PMD. Ainsi, nous concentrant uniquement sur la dégradation causée par la PMD, il n'est pas nécessaire de prendre en compte le bruit d'ESA, comme nous allons le détailler ci-après.

### 4.2.1 Critère de l'ouverture du diagramme de l'œil

#### 4.2.1.1 Choix de l'ouverture du diagramme de l'œil comme estimateur de performance

Une approche analytique de calcul du facteur de qualité d'un signal NRZ en présence de PMD a été présentée dans [77]. L'expression obtenue pour un instant d'échantillonnage idéal est la suivante :

$$Q = \frac{B_o}{B_e} \frac{2 \varepsilon OSNR_0}{\sqrt{1 + 2(1 + \varepsilon)OSNR_0} + \sqrt{1 + 2(1 - \varepsilon)OSNR_0}} \quad (4.5)$$

où  $\varepsilon = y(1 - r)/(1 + r)$  et  $r$  est le taux d'extinction,  $B_o$  et  $B_e$  les bandes des filtres optiques et électriques, et  $OSNR_0$  le rapport signal sur bruit optique en échelle linéaire mesuré dans la bande optique  $B_o$ . Cette expression est très proche de l'expression classique du calcul du facteur  $Q$  en présence de bruit de battement signal-spontané et spontané-spontané [78]. La seule différence est le facteur  $y$  qui représente la fermeture du diagramme de l'œil. Ce paramètre

normalisé s'exprime en fonction de la PMD :

$$y = \sqrt{\frac{1 + \cos(\pi\Delta\tau/T) + (1 - 2\gamma)^2[1 - \cos(\pi\Delta\tau/T)]}{2}} \quad (4.6)$$

Sous l'hypothèse gaussienne, le taux d'erreur binaire peut se déduire du facteur Q de façon classique par la fonction erf complémentaire. Ainsi le taux d'erreur binaire peut être directement relié à l'ouverture du diagramme de l'œil, et par là à la valeur de DGD. Cette expression met en évidence deux effets de la PMD :

- une réduction du taux d'extinction ou de l'ouverture du diagramme de l'œil, i.e. une réduction du niveau moyen des 1 et une augmentation du niveau moyen des 0 (dividende de l'expression) ;
- une remontée du niveau de bruit de battement signal-spontané sur les zéros (si  $\varepsilon$  diminue, la déviation standard des « 0 »  $2(1 - \varepsilon)$  augmente alors que la déviation standard des « 1 »  $2(1 + \varepsilon)$  diminue) (diviseur de l'expression).

L'équation (4.5) relie directement l'ouverture du diagramme de l'œil au facteur Q. Nous pouvons donc considérer comme valide l'emploi de l'ouverture du diagramme de l'œil comme critère de qualité pour une transmission limitée par la dispersion modale de polarisation.

Aussi par la suite nous emploierons la relation (4.5) pour calculer un facteur Q (et un taux d'erreur binaire obtenu par l'équation (1.35)) à partir de l'ouverture de l'œil normalisée obtenue par simulation de signaux à 40 Cbit/s. Pour cela, nous allons fixer les valeurs des paramètres de l'équation (4.5) : la bande du filtre optique est fixé à 80 GHz, la bande du filtre électrique à 40 GHz, le taux d'extinction du signal est pris égal à 13 dB et le rapport signal sur bruit sera de 12 dB sur 80 GHz, soit 10 dB sur 1 nm. Dans ce cas, le facteur Q obtenu pour un œil parfaitement ouvert ( $y = 1$ ) est de 5,8 soit un TEB de  $2,8 \cdot 10^{-9}$ .

#### 4.2.1.2 Définition de l'ouverture du diagramme de l'œil

Un diagramme de l'œil est obtenu par superposition temporelle de tous les symboles émis sur un grand intervalle de temps. En l'absence de bruit d'ESA, le seul indicateur de la dégradation de la qualité du signal par la PMD est la fermeture du diagramme de l'œil. Or l'impact de la PMD et la réponse du régénérateur vont dépendre de la séquence d'impulsions. Pour prendre en compte cet effet de séquence, les 8 combinaisons possibles de trois bits sont employées. Le taux d'erreur binaire en présence d'interférence entre symboles (ISI) est calculé en faisant la moyenne des taux d'erreur conditionnels à chaque triplet. Et le triplet le plus dégradé est la cause majoritaire des

erreurs. Ainsi nous avons choisi de retenir comme définition de l'ouverture du diagramme de l'œil l'ouverture minimale et non l'ouverture moyenne :

$$ouv = \min_k \{s(t_0 + kT) | a_k = 1\} - \max_k \{s(t_0 + kT) | a_k = 0\} \quad (4.7)$$

Ceci est illustré par la figure 4.2 qui montre un diagramme de l'œil dégradé par de l'interférence entre symboles et le contour retenu pour calculer l'ouverture du diagramme de l'œil calculée à partir de la moyenne  $y$  est représenté par les cercles au niveau des symboles 0 et 1. Y sont exposées trois façons de définir l'ouverture du diagramme de l'œil :

- l'ouverture moyenne correspond à la hauteur entre les niveaux moyens des 0 et des 1 moyennés sur les 7 triplets non nuls ;
- l'ouverture dite pire cas est l'ouverture minimale décrite par l'équation (4.7) ;
- la définition proposée par Essiambre correspond à la plus grande hauteur d'un rectangle de largeur égale à 20% du temps bit inscrit dans le diagramme de l'œil.

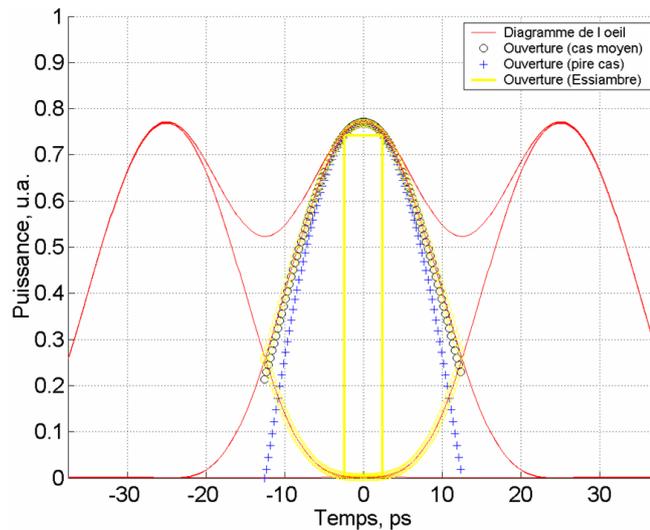


FIG. 4.2 – Diagramme de l'œil en présence d'ISI. L'ouverture du diagramme de l'œil est marquée par des cercles sur les symboles 0 et 1.

Il apparaît clairement sur cette figure que l'ouverture du diagramme de l'œil dépend de l'instant d'échantillonnage, tout comme le taux d'erreur binaire dépend fortement de l'instant d'échantillonnage. Toutes les études numériques et expérimentales de cette thèse supposent un instant d'échantillonnage optimum ; expérimentalement un soin particulier sera porté à l'optimisation de l'instant d'échantillonnage. Ainsi l'instant d'échantillonnage est modifié par un pas temporel fixe et pour chaque instant, le seuil de décision

est ensuite optimisé. Comme nous travaillons dans la section 4.2 sans considérer aucun bruit, l'étape d'optimisation du seuil de décision est sautée et seule est mesurée pour chaque instant d'échantillonnage l'ouverture verticale du diagramme de l'oeil.

L'emploi de triplets d'impulsions permet de prendre en compte l'ISI entre symboles voisins directs (un précurseur et un postcurseur) uniquement. Aussi les valeurs de DGD considérées seront limitées à un temps bit, soit 25 ps au maximum. Dans toute la suite de ce chapitre, nous travaillerons à un débit en ligne de 40 Gbit/s.

## 4.2.2 Régénérateur en configuration back-to-back

Dans cette configuration, le régénérateur optique est placé juste devant le récepteur comme le serait un compensateur de PMD. Le placer ici se justifie car rouvrir le diagramme de l'oeil permet d'améliorer le taux d'erreur binaire final.

### 4.2.2.1 Description de l'émetteur et du récepteur

L'émetteur génère des triplets d'impulsions gaussiennes - les 7 triplets non nuls - de largeur à mi-hauteur de 8,8 ps, correspondant à un format de modulation RZ de rapport cyclique 33%. Le taux d'extinction est de 60 dB. Le choix du format RZ33% a été fait pour faciliter la comparaison avec le régénérateur de type Mamyshev qui sera étudié expérimentalement et numériquement comme exemple de régénérateur de type II.

La puissance crête des impulsions détermine le niveau de puissance optique sur le régénérateur; la puissance de seuil de ce dernier étant fixée à 0,5 W, les puissances crêtes considérées seront comprises entre 27 et 33 dBm.

Un amplificateur optique sans bruit est employé en réception pour assurer une puissance constante sur la photodiode et ainsi garantir que la mesure de l'ouverture du diagramme de l'oeil soit toujours effectuée dans les mêmes conditions. La technique de détection directe est utilisée en réception. L'effet de filtrage de la photodiode à 40 GHz est modélisé par un filtre électrique en cosinus surélevé. Ainsi la puissance électrique après filtrage se déduit du champ électromagnétique du signal selon :

$$\begin{aligned}
 P_{opt}(f) &= \text{FFT}\{P_{opt}(t)\} = \text{FFT}\{|E_{opt}(t)|^2\} \\
 P_{rec}(t) &= \text{IFFT}\{R(f)P_{opt}(f)\} \\
 R(f) &= \begin{cases} \frac{1}{2} \left[ 1 + \cos\left(\frac{\pi f}{roll_{off} \Delta f}\right) \right] & \text{pour } |f| \leq roll_{off} \Delta f \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

avec  $roll_{off}$  le facteur de retombée du filtre et  $\Delta f$  sa largeur. Le filtre en cosinus surélevé a un facteur de retombée de 0,8 et une largeur à mi-hauteur de 40 GHz (soit un paramètre  $\Delta f = 40/0,8 = 50$  GHz). La bande passante de 40 GHz ne donne pas un optimum en termes de sensibilité absolue de la réception mais correspond aux photodiodes 40G couramment employées en laboratoire.

Enfin le calcul de l'ouverture du diagramme de l'œil est effectué en employant la formule (4.7). En l'absence de tout bruit au niveau du récepteur, seule la variation relative de l'ouverture du diagramme de l'œil peut servir de mesure de performance, comme expliqué dans le paragraphe suivant. La figure 4.3 présente le schéma bloc du simulateur employé.

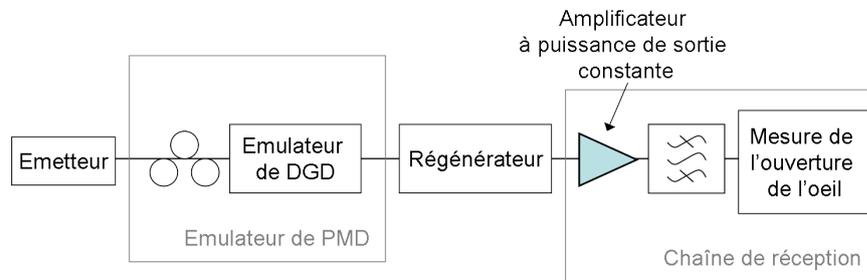


FIG. 4.3 – Schéma bloc du simulateur

#### 4.2.2.2 Définition des pénalités

La pénalité est définie comme la différence entre l'ouverture du diagramme de l'œil détecté et l'ouverture du diagramme de l'œil de référence. L'ouverture de référence  $ouv_{ref}$  est définie comme l'ouverture du diagramme de l'œil en configuration back-to-back sans dégradation pour des impulsions gaussiennes de 8,8 ps à mi-hauteur.

Ainsi une pénalité mesurée en décibels sera définie comme :

$$Pen = 10 \log_{10}(ouv/ouv_{ref}) \quad [dB] \quad (4.9)$$

Cette variable exprimée en échelle linéaire est identique au paramètre  $y$  de l'équation (4.5) du facteur  $Q$ , aussi pourra-t-elle être directement employée pour calculer le facteur  $Q$  et le taux d'erreur binaire pour les paramètres du paragraphe 4.2.1. Dans cette configuration, le tableau 4.1 donne l'équivalence entre l'ouverture normalisée du diagramme de l'œil, le facteur  $Q$  et le taux d'erreur binaire.

### 4.2.2.3 Tolérance du couple émetteur/récepteur à la PMD

En plaçant un émulateur de DGD entre l'émetteur et le récepteur, il est possible de déterminer la tolérance du couple Tx/Rx vis-à-vis de la PMD. La mesure des pénalités est effectuée en se plaçant dans le pire cas pour la PMD d'ordre 1,  $\gamma = 1/2$ .

Les pénalités définies par 4.9 sont tracées sur la figure 4.4.

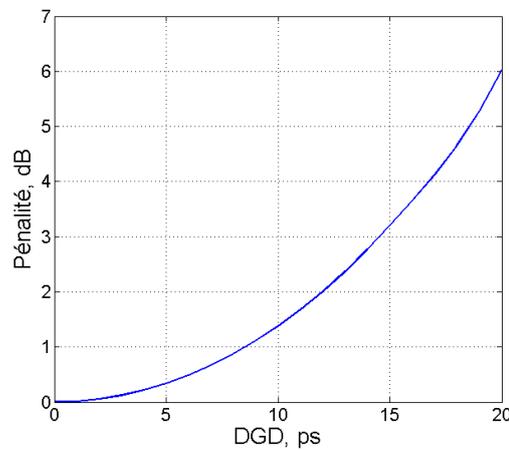


FIG. 4.4 – Pénalités pour le couple Tx/Rx en fonction du DGD pour le cas  $\gamma = 1/2$

Les valeurs de DGD tolérées et de PMD correspondantes pour différentes marges sont listées dans le tableau 4.2. Les valeurs de PMD sont calculées par la méthode de l'élargissement pour une probabilité de coupure de  $10^{-6}$  :

Les résultats sont classiques pour un format de type RZ : la PMD tolérée pour 1 dB de marge et une probabilité de coupure de  $10^{-6}$  est de 2,6 ps, soit environ 10% du temps bit.

Maintenant nous allons insérer un régénérateur devant le récepteur.

Pénalité (dB)	0	0,5	1	2
Facteur Q (lin.)	5,8	4,9	4,3	3,3
TEB	$2,8 \cdot 10^{-9}$	$3,5 \cdot 10^{-7}$	$8,6 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-4}$

TAB. 4.1 – Equivalence ouverture du diagramme de l'oeil - facteur Q - TEB

Marge (dB)	DGD pire cas tol (ps)	PMD tolérée (ps)
0,5	6,16	1,87
1	8,67	2,63
2	12,16	3,69

TAB. 4.2 – PMD tolérée par le couple émetteur/récepteur

#### 4.2.2.4 Insertion d'un régénérateur

Un régénérateur est placé juste devant le récepteur, tout d'abord sans ajouter de PMD. Son impact sur les performances du couple Tx/Rx est étudié.

Pour une porte optique non-linéaire en marche d'escalier ( $\beta = 0$ ), les impulsions en sortie sont des crêteaux, dont la largeur va augmenter avec la puissance crête dès lors qu'elle est supérieure au seuil du régénérateur de 0,5 W. Il s'agit d'un bel exemple de conversion de format. Toutefois, la détection quadratique lisse ces variations de par la réponse impulsionnelle de la photodiode. La figure 4.5a détaille l'évolution de la largeur quadratique moyenne (RMS) pour les impulsions optiques et électriques.

La figure 4.5b montre l'effet de cette variation de la largeur des impulsions sur la sensibilité du récepteur : elle est meilleure pour des impulsions plus courtes. En effet, comme la puissance moyenne sur le récepteur est constante, des impulsions plus courtes auront une puissance crête plus élevée et le diagramme de l'œil sera plus ouvert. Une pénalité négative signifie une amélioration de l'ouverture du diagramme de l'œil par rapport à l'ouverture de référence.

Cet exemple illustre un effet d'amélioration des performances par un régénérateur optique ; mais cet effet est une conversion de format et non un effet de régénération. Nous allons maintenant étudier la capacité d'un régénérateur de type I à compenser la PMD.

#### 4.2.2.5 Test de la tolérance à la PMD avec un régénérateur idéal en réception

L'étude de la tolérance à la PMD du couple émetteur / récepteur associé à un régénérateur optique se fait dans les mêmes conditions que le couple Tx/Rx seul. La mesure des pénalités est faite pour le pire cas de la PMD. Toutefois il faut prendre en compte un nouveau paramètre : la puissance crête des impulsions incidentes sur le régénérateur. Aussi, chaque puissance crête donne lieu à une courbe de tolérance à la PMD différente.

Nous allons présenter en premier les résultats pour une porte optique

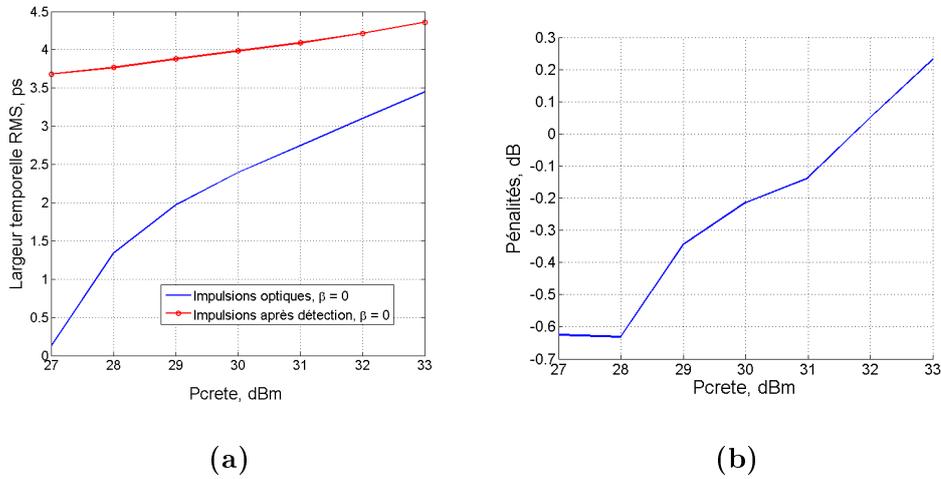


FIG. 4.5 – Evolution des caractéristiques des impulsions en sortie du régénérateur en fonction de la puissance crête incidente : largeurs électriques (a) et pénalités (b).

non-linéaire en marche d'escalier ( $\beta = 0$ ) : ils peuvent être résumés par la figure 4.6 qui représente le DGD tolérable en fonction de la puissance crête des impulsions pour une marge de 1 dB.

Le DGD toléré dépend fortement de la puissance crête des impulsions. En effet, un des effets lié à la séparation des impulsions par le temps de groupe différentiel est une diminution de la puissance crête optique. Ainsi pour des puissances crêtes comparables au seuil du régénérateur (0,5 W), un élargissement trop grand va faire passer les impulsions sous le seuil du régénérateur et aucune puissance ne sera observée à sa sortie. Pour des puissances crêtes au moins deux fois plus grandes que le seuil, cet effet disparaît car les sommets des impulsions ne peuvent plus passer sous le seuil de la porte optique non-linéaire. Un plateau apparaît alors dans le DGD toléré qui traduit la capacité optimale du régénérateur à combattre la PMD. La puissance crête optimale se situe à 32 dBm et permet de tolérer 11,1 ps de DGD.

Cette courbe met par ailleurs en évidence la tolérance limitée du système aux variations de puissance crête du signal. En effet, seule une plage de 3 dB en puissance donne un DGD toléré supérieur à 90% de son maximum.

Examinons maintenant plus en détail la façon dont le régénérateur combat la PMD. L'idée naturelle se vérifie : la PMD « élargit » les impulsions, et le régénérateur les rétrécit. Ainsi la largeur des impulsions en sortie du régénérateur évolue lentement sur une grande plage de DGD, comme le montre la figure 4.7, et cette variation est encore atténuée par la réponse impulsion-

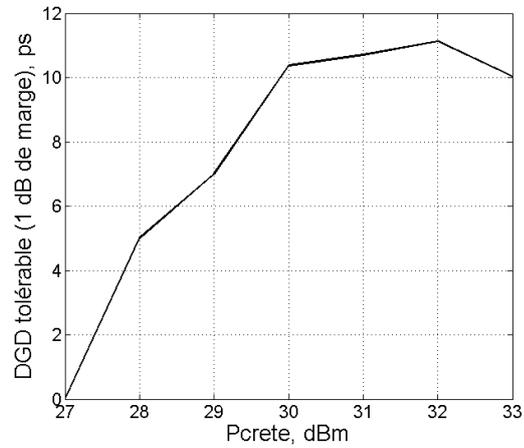


FIG. 4.6 – DGD maximum toléré en fonction de la puissance crête des impulsions en présence d'un régénérateur en réception pour une marge de 1 dB

nelle de la photodiode. Les diagrammes de l'œil avec et sans régénérateur sont présentés sur la figure 4.8 pour un DGD de 11 ps et une puissance crête de 32 dBm.

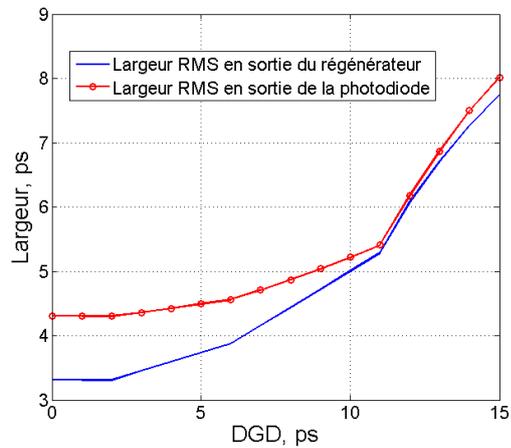


FIG. 4.7 – Evolution de la largeur des impulsions en sortie du régénérateur en fonction du DGD.

Le tableau 4.3 expose les résultats obtenus pour différentes marges en puissance pour la PMD. Les valeurs de PMD sont calculées par la méthode de l'élargissement pour une probabilité de coupure de  $10^{-6}$ .

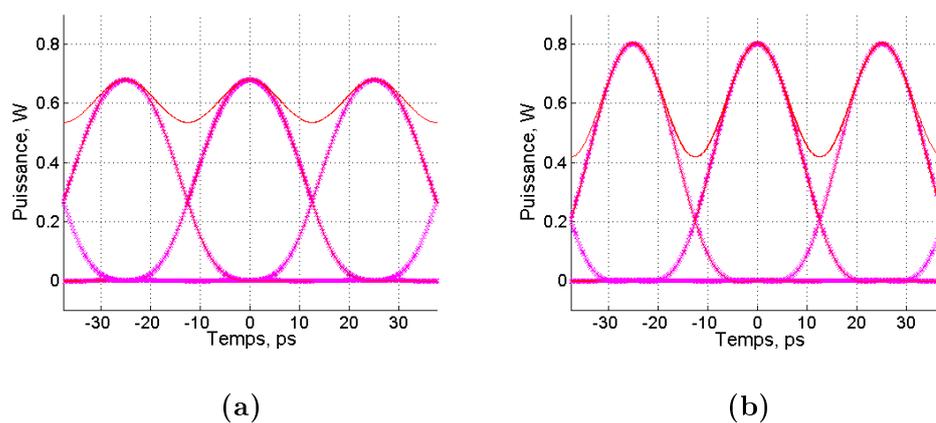


FIG. 4.8 – Exemples de diagrammes de l'œil électriques sans (a) et avec (b) régénérateur pour un DGD de 11 ps

Marge (dB)	Pcrête (dBm)	DGD tol. (ps)	PMD tol. (ps)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0,5	31	10,13	3,08	65	1
1	32	11,13	3,38	28	3
2	33	12,65	3,84	4	3

TAB. 4.3 – PMD tolérée avec un régénérateur idéal en réception

Sont indiqués dans le tableau 4.3 pour chaque marge en dB : le DGD toléré, la PMD tolérée pour une probabilité de coupure de  $10^{-6}$ , la puissance crête optimale correspondante et la plage de tolérance à la puissance crête. Enfin le gain en PMD toléré par le système, lorsqu'un régénérateur est employé : il s'agit du rapport entre la PMD tolérée avec régénérateur à la PMD tolérée sans régénérateur pour une même marge en puissance.

Les gains sur la PMD tolérable se réduisent lorsque la marge allouée à la PMD augmente : ils passent de 65% pour 0,5 dB de marge à 4% seulement pour 2 dB de marge. Ce comportement s'explique assez simplement : le DGD qui donne une pénalité de 2 dB est de 12,2 ps sans régénérateur. Pour des DGD aussi élevés, la déformation des impulsions est grande et le régénérateur ne permet plus d'y remédier. Cette observation est corroborée par l'évolution des pénalités en fonction du DGD avec et sans régénérateur présentée sur la figure 4.9. Les courbes avec et sans régénérateur se rejoignent pour des DGD de 11 ps. En-dessous de cette valeur, le régénérateur permet de diminuer significativement les pénalités.

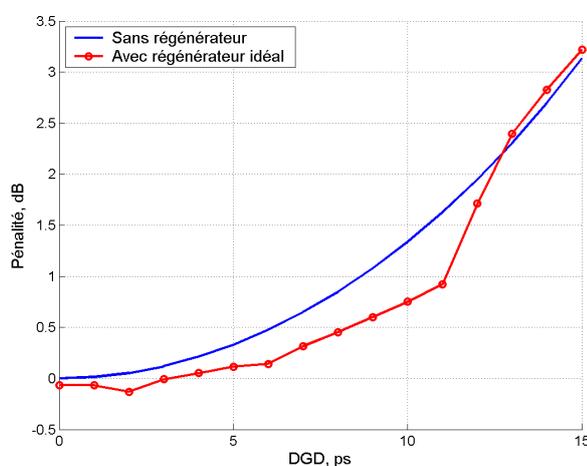


FIG. 4.9 – Pénalités en fonction du DGD avec et sans régénérateur

Mais compte-tenu de la faible efficacité du régénérateur pour de fortes valeurs de PMD, son emploi ne peut se justifier : en effet, il suffit de consacrer 2 dB de marge à la PMD pour annuler le gain apporté par un régénérateur. Le paragraphe suivant étudie l'impact de la raideur de la porte optique non-linéaire.

Marge (dB)	0,5			
$\beta$	PMD tol. (ps)	Pcrête (dBm)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	3,08	31	65	1
0,2	2,97	30,5	59	2
0,5	2,97	28	59	3
Marge (dB)	1			
$\beta$	PMD tol. (ps)	Pcrête (dBm)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	3,38	32	28	3
0,2	3,34	32	27	3
0,5	3,28	29,5	25	4
Marge (dB)	2			
$\beta$	PMD tol. (ps)	Pcrête (dBm)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	3,84	33	4	3
0,2	3,89	33	5	3
0,5	3,86	33	4	5

TAB. 4.4 – PMD tolérée avec un régénérateur en réception pour différentes raideurs de la porte optique

#### 4.2.2.6 Influence de la raideur de la porte optique

Le tableau 4.4 fait la synthèse des résultats pour un paramètre  $\beta$  variable. Pour mémoire  $\beta = 0$  correspond à une porte optique en marche d'escalier.

Deux observations peuvent être faites. D'une part diminuer la raideur de la porte laisse inchangée la PMD tolérée. L'explication en est la suivante. Considérons une impulsion quelconque en entrée d'une porte optique en marche d'escalier. Le seuil du régénérateur va définir la largeur de l'impulsion en sortie du régénérateur, comme illustré sur la figure 4.10a : ce seuil coupe l'impulsion aux instants  $t_1$  et  $t_2$ . L'impulsion en sortie du régénérateur est rectangulaire de largeur à mi-hauteur  $t_2 - t_1$ . Diminuer la raideur de la porte va laisser la largeur à mi-hauteur de l'impulsion inchangée. Seule la largeur RMS de l'impulsion optique sera légèrement augmentée, cf. figure 4.10b. Ce raisonnement est en particulier vrai pour les impulsions déformées par la PMD. Ainsi diminuer la raideur de la porte ne change pas la PMD tolérée.

D'autre part, la gamme de fonctionnement pour les puissances crêtes des impulsions est augmentée : elle glisse vers les basses puissances. Ceci peut se comprendre simplement. La gamme de fonctionnement du régénérateur en présence de PMD est limitée :

- Par la sélectivité du régénérateur pour les basses puissances. S'il est

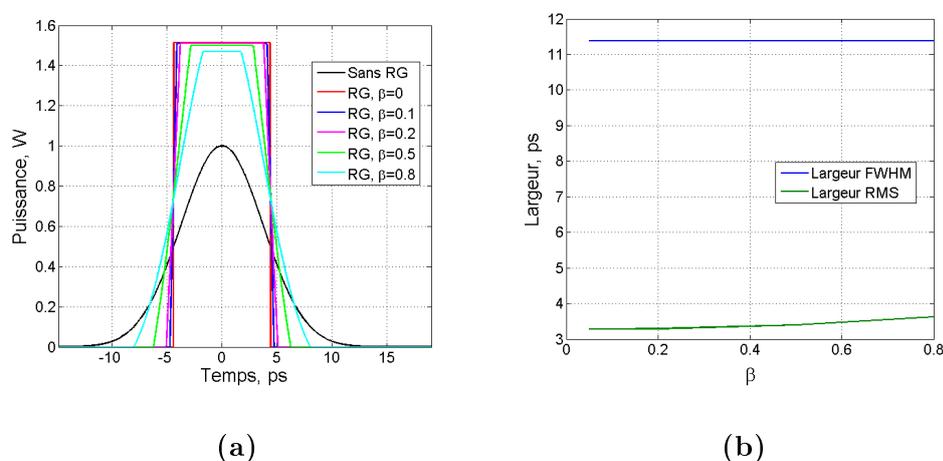


FIG. 4.10 – Forme des impulsions optiques en sortie du régénérateur pour différentes raideurs (a). Evolution des largeurs à mi-hauteur et RMS en fonction de  $\beta$  pour 32 dBm (b).

trop raide, les impulsions élargies dont la puissance crête passe sous le seuil du régénérateur sont bloquées par le régénérateur.

- Si l'impulsion a une puissance crête trop grande, elle ne « voit plus » le régénérateur et le rôle de rétrécissement des impulsions de celui-ci ne joue plus.

Diminuer la raideur de la porte permet de diminuer la limite basse de sa plage de fonctionnement. En effet dès lors que les impulsions de faible puissance ne passent plus sous le seuil du régénérateur, l'effet rétrécissement des impulsions joue son rôle pleinement. La limite haute sera toutefois légèrement réduite car diminuer la raideur de la porte optique non-linéaire augmente légèrement la largeur des impulsions en sortie, cf. figure 4.10b. Donc au final la plage de fonctionnement du régénérateur est élargie si la raideur de la porte optique est diminuée. La figure 4.11 illustre cet effet : la PMD tolérée est tracée en fonction de la puissance crête pour une marge en puissance de 1 dB, pour  $\beta = 0$  (a),  $\beta = 0,2$  (b) et  $\beta = 0,5$  (c).

Ainsi l'emploi d'une porte optique non-linéaire non idéale ne détériore pas les performances ; au contraire, elle permet d'élargir la gamme de fonctionnement pour la puissance crête des impulsions en entrée du régénérateur.

#### 4.2.2.7 Influence du temps de réponse du régénérateur

Ajouter un temps de réponse au régénérateur idéal se traduit par un changement de format des impulsions : elles présentent un temps de montée

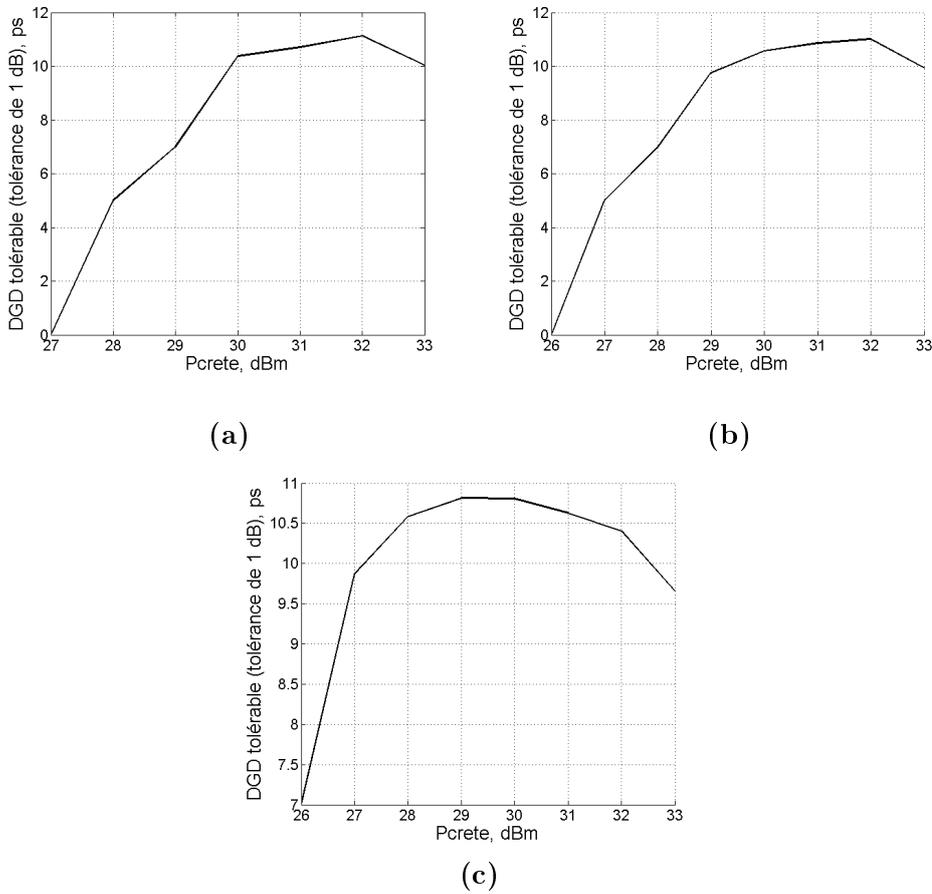


FIG. 4.11 – DGD tolérés pour une marge en puissance de 1 dB en fonction de la puissance crête incidente sur un régénérateur de raideur  $\beta = 0$  (a), 0,2 (b) et 0,5 (c).

non nul et un front descendant affichant une décroissance exponentielle. En sortie d'une porte optique non-linéaire moins raide, les impulsions optiques sont lissées par un petit temps de réponse puis tendent vers une forme triangulaire pour de grands temps de réponse (de l'ordre de 10 ps).

Le diagramme de l'œil après détection quadratique est légèrement plus ouvert pour un temps de réponse de 1 ou 2 ps (impulsion plus adaptée à la photodiode) puis se dégrade graduellement. Pour des temps de réponse supérieurs à 5 ps, un effet de séquence apparaît. Très léger pour 5 ps il devient bien plus marqué pour 10 ps. La figure 4.12 montre bien la dégradation progressive de l'ouverture du diagramme de l'œil pour des portes optiques non-linéaires de  $\beta = 0$  et 0,5. Rappelons que les pénalités sont les variations

de l'ouverture du diagramme de l'œil par rapport à un diagramme de référence obtenu sans PMD ni régénérateur. Passer d'un temps de réponse 0 à 10 ps se traduit par une fermeture du diagramme de l'œil de 1,5 dB.

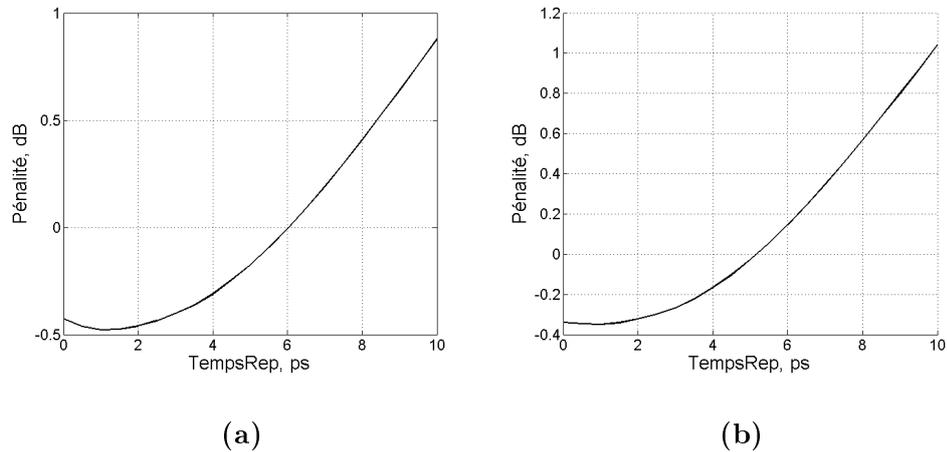


FIG. 4.12 – Fermeture du diagramme de l'œil avec le temps de réponse d'un régénérateur de raideur  $\beta = 0$  (a) et 0,5 (b) placé immédiatement devant le récepteur. La puissance crête des impulsions est de 30 dBm.

Les tableaux 4.5 présentent les valeurs de PMD tolérée pour une marge de 1 dB pour une raideur de porte donnée en fonction du temps de réponse.

Ainsi choisir un régénérateur avec un temps de réponse de 5 ps ne change pratiquement pas les résultats, à part une légère diminution de la gamme de puissance pour un fonctionnement optimal.

Par contre, employer un régénérateur avec un temps de réponse de 10 ps a un impact dramatique sur la PMD tolérée :

- diminution de la PMD maximale tolérée ;
- diminution de la plage de fonctionnement en puissance ;
- décalage de cette plage vers les basses puissances de crête.

Comme attendu, un temps de réponse de 10 ps élargit sensiblement les impulsions déjà déformées par la PMD. Le régénérateur ne joue plus son rôle de rétrécissement des impulsions. Il dégrade même les performances par rapport au cas du récepteur seul.

Cette étude montre que l'emploi d'un régénérateur de type I juste devant le récepteur ne permet pas une compensation efficace de la PMD. En effet, il suffit de dédier une marge système de 2 dB à la PMD pour annuler les

$\beta$	0			
Temps de réponse (ps)	Pcrête (dBm)	PMD tol. (ps)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	32	3,38	28	3
5	32	3,37	28	3
10	29	2,13	-23	1
$\beta$	0,2			
Temps de réponse (ps)	Pcrête (dBm)	PMD tol. (ps)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	32	3,33	27	4
5	31	3,29	25	3
10	29	2,48	-6	0
$\beta$	0,5			
Temps de réponse (ps)	Pcrête (dBm)	PMD tol. (ps)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	29	3,28	1,25	5
5	29	3,29	1,25	4
10	27	2,47	-6	0

TAB. 4.5 – PMD tolérée avec un régénérateur en réception en fonction du temps de réponse pour une marge de 1 dB

bénéfices d'un régénérateur placé en réception. Cette étude rejoint ainsi les conclusions concernant l'emploi d'un régénérateur pour minimiser la gigue d'amplitude : placé en réception, un régénérateur ne permet pas d'améliorer le taux d'erreur binaire d'un système limité par le bruit d'émission spontanée amplifiée.

La seconde partie de cette étude numérique va étudier l'impact d'un régénérateur placé au milieu d'une ligne de transmission, ce qui est la place naturelle pour un régénérateur optique.

### 4.2.3 Régénérateur au milieu d'une ligne de transmission

#### 4.2.3.1 Configuration simulée

Seul l'effet de la PMD est pris en compte ici : il n'y a pas de propagation ni de bruit d'ESA. Par le modèle des états principaux de polarisation, la PMD de la ligne de transmission est modélisée comme un émulateur de DGD restreint au premier ordre. Ainsi le régénérateur est placé entre deux émulateurs de PMD distincts et indépendants, et la configuration étudiée ici est celle présentée au chapitre 3, figure 3.19. Le DGD de chaque émulateur est limité à 25 ps car l'ISI considérée est restreinte aux deux symboles encadrant le symbole utile. Comme le régénérateur fonctionne en modulation croisée,

le signal en sortie est parfaitement polarisé et il est possible de définir un pire cas pour la PMD après le régénérateur. Donc il est possible de calculer la PMD tolérée par la liaison dans son ensemble à la fois par la méthode simplifiée ( 3.3.3.1) et par la méthode complète ( 3.3.3.2).

Les résultats se présentent sous la forme d'une carte des pénalités sur le domaine  $\{DGD_{av}, DGD_{ap}\}$ , ou un ensemble de cartes pour chaque couple  $\{\gamma_{av}, \gamma_{ap}\}$ . L'étape suivante consiste à définir le domaine de DGD toléré pour une marge allouée à la PMD, puis à calculer la probabilité de coupure pour un couple de valeurs de PMD avant et après le régénérateur. Et la PMD maximale tolérée par toute la liaison est la valeur maximale de la quantité  $\sqrt{PMD_{av}^2 + PMD_{ap}^2}$ . Il s'agit de la méthode simplifiée étendue à deux dimensions.

La suite de ce chapitre présente les résultats obtenus pour un régénérateur idéal puis avec une porte optique non-linéaire moins raide.

#### 4.2.3.2 Régénérateur idéal placé au sein d'une ligne de transmission

Comme pour la configuration « back-to-back », les résultats dépendent de la puissance crête des impulsions en entrée du régénérateur. La figure 4.13 présente les résultats de la PMD tolérée en fonction de la puissance pour une marge de 1 dB et une probabilité de coupure de  $10^{-6}$ .

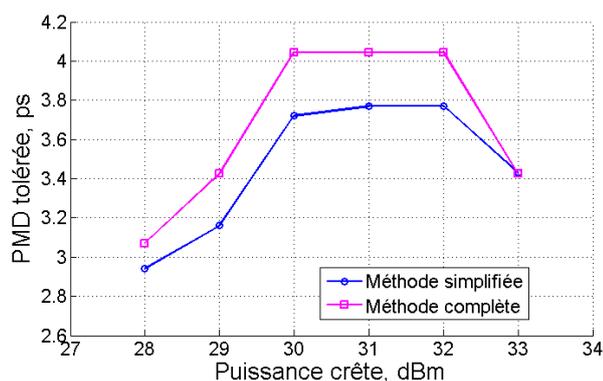


FIG. 4.13 – PMD totale tolérée par la liaison en fonction de la puissance crête des impulsions, calculée par la méthode simplifiée et la méthode complète

A nouveau, le paramètre de puissance crête des impulsions joue un rôle clé : la PMD tolérée est maximale pour une gamme de puissances crêtes de 30 à 32 dBm. Les résultats peuvent être résumés par le tableau 4.6.

Marge (dB)	Pcrête (dBm)	PMD tol. (ps)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0,5	30,5	3,16	69	1
1	31	3,77	43	3
2	32	4,66	26	3

TAB. 4.6 – PMD tolérée avec un régénérateur idéal placé au sein de la ligne de transmission

La méthode complète de calcul donne une PMD tolérée de 4,04 ps pour une marge de 1 dB. Le gain obtenu est de 54%.

Comme précédemment l'amélioration est moindre pour une marge plus grande car les DGD tolérés sans régénérateur pour de grandes marges en puissance sont trop grands pour être compensés efficacement par le régénérateur. Toutefois, déporter le régénérateur dans la ligne de transmission lui permet de traiter les impulsions avant qu'elles ne soient trop dégradées par la PMD. Le régénérateur garde ainsi une efficacité non nulle même pour une marge de 2 dB.

Ainsi l'amélioration obtenue pour 2 dB de marge est un gain de 26% sur la PMD tolérée correspondant à un gain en distance de 59%. Pour 1 dB de marge, la portée du système est doublée.

#### 4.2.3.3 Impact de la raideur de la porte optique non-linéaire

Pour chaque marge en puissance, les résultats sont présentés dans le tableau 4.7 pour différentes raideurs de la porte optique.

Comme pour un régénérateur placé devant le récepteur, la diminution de la raideur de la courbe laisse intactes (ou augmente) les performances et permet une forte augmentation de la plage de fonctionnement en puissance du régénérateur. En particulier, ceci peut être employé pour diminuer la puissance d'attaque du régénérateur. Pour une marge en puissance de 1 dB, la puissance d'attaque du régénérateur minimale passe de 30 dBm pour un régénérateur idéal, à 29 et 27 dBm pour une porte non-linéaire de  $\beta = 0,2$  et 0,5 respectivement.

Enfin pour comparaison, voici les valeurs de PMD tolérée obtenues par la méthode complète de calcul pour une marge de 1 dB (tableau 4.8).

Ces résultats montrent une sous-estimation jusqu'à 16% des performances (pour  $\beta = 0,5$ ). Aussi pour un étude précise, il convient d'employer la méthode complète de calcul.

Marge (dB)	0,5			
$\beta$	PMD tol. (ps)	Pcrête (dBm)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	3,16	30,5	69	1
0,2	3,43	29	83	2
0,5	3,43	28	83	3
Marge (dB)	1			
$\beta$	PMD tol. (ps)	Pcrête (dBm)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	3,77	31	43	3
0,2	3,77	31	43	4
0,5	3,77	29	43	6
Marge (dB)	2			
$\beta$	PMD tol. (ps)	Pcrête (dBm)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	4,66	32	26	3
0,2	4,66	31	26	4
0,5	4,66	31	26	7

TAB. 4.7 – PMD tolérée avec un régénérateur au sein de la ligne de transmission pour différentes raideurs de la porte optique

Marge (dB)	1			
$\beta$	PMD tol. (ps)	Pcrête (dBm)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	4,04	31	54	2
0,2	4,18	31	57	3
0,5	4,39	29	67	5

TAB. 4.8 – PMD tolérée calculée par la méthode complète. Le régénérateur est placé au sein de la ligne de transmission et la une marge vaut 1 dB

Marge (dB)	0,5			
$\beta$	PMD tol. (ps)	Pcrête (dBm)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	3,16	30	69	1
0,2	3,16	30	69	1
0,5	3,16	28	69	1
Marge (dB)	1			
$\beta$	PMD tol. (ps)	Pcrête (dBm)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	3,77	31	43	2
0,2	3,77	31	43	3
0,5	3,77	29	43	4
Marge (dB)	2			
$\beta$	PMD tol. (ps)	Pcrête (dBm)	Gain en PMD tolérée (%)	Plage tol. puis. (dB)
0	4,66	32	26	3
0,2	4,66	31	26	4
0,5	4,66	30	26	6

TAB. 4.9 – PMD tolérée pour un régénérateur au sein de la ligne de transmission avec un temps de réponse de 5 ps

#### 4.2.3.4 Régénérateur avec temps de réponse

Compte-tenu des résultats du chapitre 4.2.2.7, seuls des temps de réponses inférieurs à 5 ps seront étudiés.

Le tableau 4.9 présente les résultats en fonction de la raideur de la porte optique non-linéaire pour des marges en puissance de 0,5, 1 et 2 dB.

Les résultats sont légèrement dégradés (plage de fonctionnement plus courtes). Un temps de réponse de 5 ps ne diminue pratiquement pas la capacité d'un régénérateur à compenser la PMD en un seul passage.

#### 4.2.3.5 Place optimale d'un régénérateur dans un lien à forte PMD

Soit une liaison limitée par la PMD, c'est-à-dire dont la probabilité de coupure est trop élevée. Nous allons présenter ici le gain potentiel apporté par un régénérateur placé au sein de cette liaison. Comme décrit au chapitre 3, pour une marge donnée, la probabilité de coupure du système total est fonction de la PMD du lien et de la place du régénérateur dans la liaison.

En reprenant les notations du chapitre 3, le régénérateur est placé à  $x * 100\%$  de la distance totale. Les valeurs de PMD avant/après le régénérateur sont alors respectivement données par  $coef_{PMD}\sqrt{xL}$  et  $coef_{PMD}\sqrt{(1-x)L}$ . En exploitant l'équation (3.22) et les cartes de pénalités  $\{DGD_{av}, DGD_{ap}\}$  pour un régénérateur dans une configuration donnée, nous allons étudier l'impact de la place du régénérateur dans le lien.

Les résultats présentés ici sont obtenus pour un régénérateur idéal et une puissance crête de 30 dBm. La cartographie des pénalités est montrée par la figure 4.14.

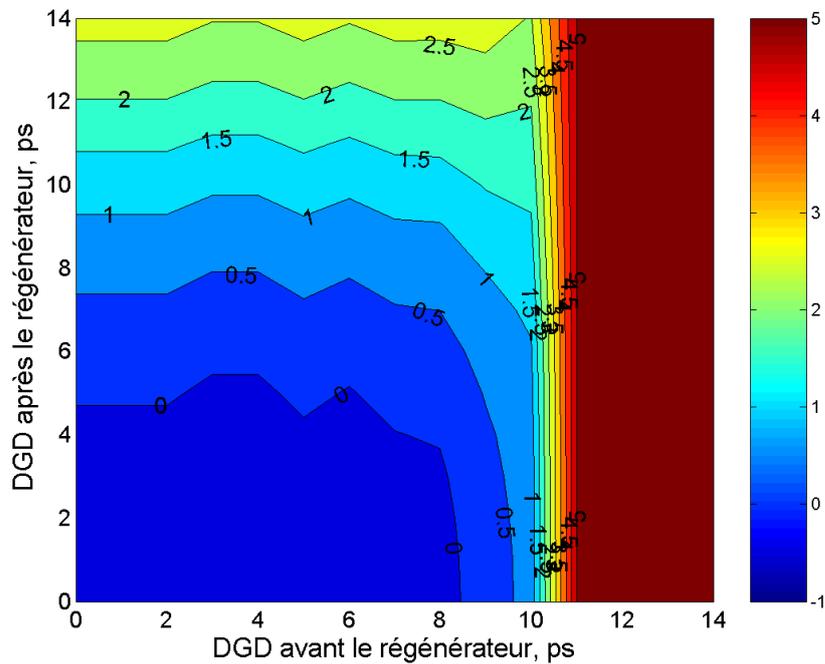


FIG. 4.14 – Cartographie des pénalités - Régénérateur idéal pour une puissance crête de 30 dBm.

Nous présentons ensuite sur la figure 4.15 l'évolution de la probabilité de

coupure selon la place du régénérateur dans la liaison pour une marge de 1 dB, le domaine D où les pénalités sont inférieures à 1 dB étant extrait de la figure 4.14.

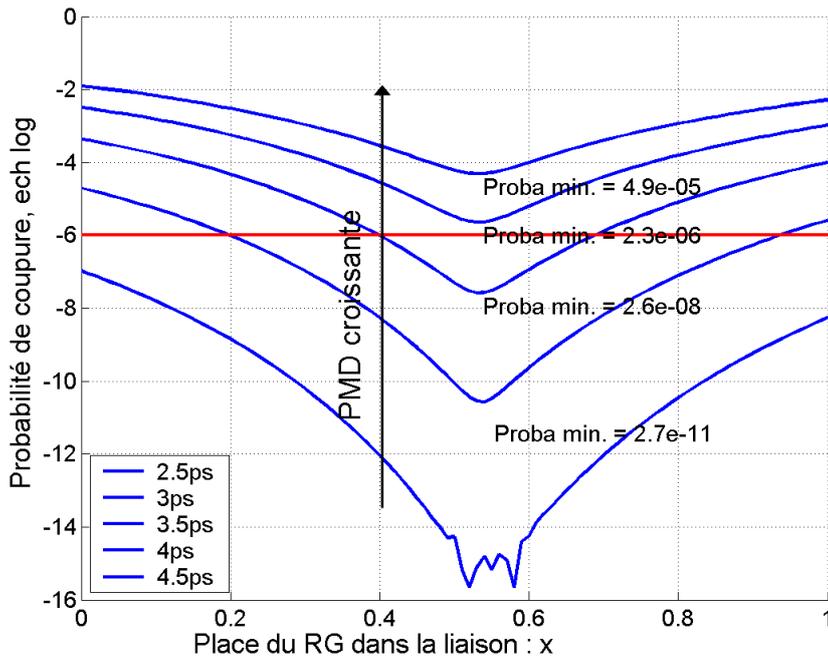


FIG. 4.15 – Variation de la probabilité de coupure d’une liaison en fonction de la position du régénérateur - Régénérateur idéal pour une marge de 1 dB et une puissance crête de 30 dBm.

La figure 4.15 présente l’évolution de la probabilité de coupure de la liaison  $P_{out}(x)$  en fonction de la position du régénérateur, pour des valeurs de PMD du lien allant de 2,5 à 4,5 ps. Le palier de la courbe obtenue pour une PMD de 2,5 ps pour des positions du régénérateur proches du centre de la liaison est un artefact de simulation. Nous pouvons noter tout de suite que la place optimale du régénérateur dans le lien est quasiment indépendante de la valeur de PMD. Cela signifie que le lieu géométrique des points associés à une probabilité de coupure minimale dans le plan  $\{PMD_{av}, PMD_{ap}\}$  est une droite.

Considérons ensuite la courbe pour une PMD de 3,5 ps : la probabilité de coupure diminue lorsque le régénérateur est progressivement déplacé de l’émetteur vers le récepteur avant de réaugmenter une fois la position optimale dépassée. Les courbes présentent un minimum bien défini correspondant à la position  $x_{opt}$ . De façon générale, nous pouvons noter que :

- $x_{opt} < 0,5$  si  $P_{out}(x=0) < P_{out}(x=1)$
- $x_{opt} > 0,5$  si  $P_{out}(x=0) > P_{out}(x=1)$

Pour la courbe de 3,5 ps,  $x_{opt} = 0,54$ . La probabilité de coupure minimum vaut  $2,6 \cdot 10^{-8}$ . A comparer à  $1,4 \cdot 10^{-3}$  sans régénérateur. Soit une amélioration de plus de  $5 \cdot 10^4$  fois du temps d'indisponibilité de la liaison.

Examinons maintenant l'évolution de la probabilité de coupure et de la position optimale du régénérateur en fonction de la puissance crête des impulsions pour différentes valeurs de la raideur de la porte optique non-linéaire. Les résultats sont synthétisés sur la figure 4.16 pour une PMD de 4 ps et une marge de 1 dB.

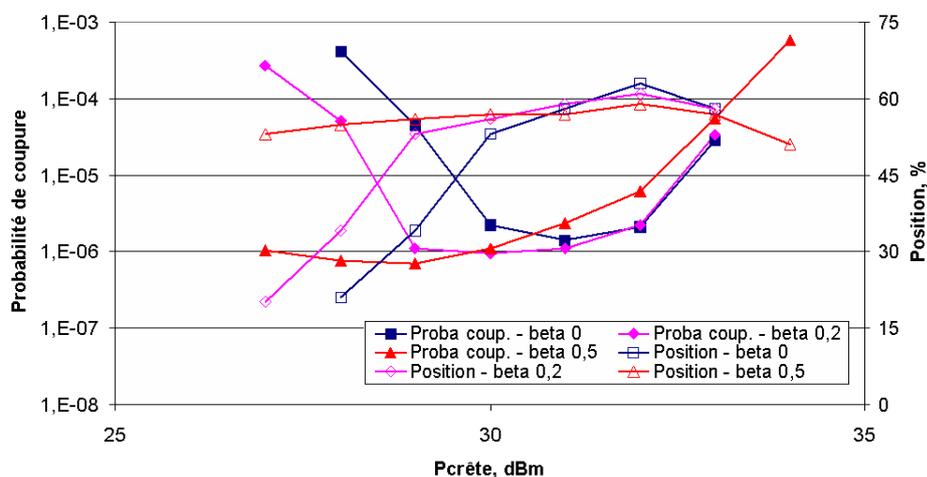


FIG. 4.16 – Evolution de la probabilité de coupure (symboles pleins) et de la position optimale du régénérateur (symboles vides) en fonction de la puissance crête des impulsions pour une PMD de 4 ps

L'évolution de la probabilité de coupure avec la puissance crête est nette et présente un minimum bien défini pour  $\beta = 0$  ou  $\beta = 0,2$ . La puissance crête est donc bien un paramètre critique : le régénérateur apporte une amélioration maximale pour une gamme de puissances crêtes bien définie. Pour une porte optique non-linéaire moins raide, la courbe s'évase et à nouveau, nous pouvons conclure que la plage de fonctionnement en puissance d'un régénérateur de raideur  $\beta = 0,5$  est assez grande. Comme expliqué au paragraphe 4.2.2.6, diminuer la sélectivité du régénérateur augmente sa capacité à régénérer la PMD pour de faibles puissances crêtes en entrée et la diminue légèrement pour les grandes puissances crêtes. La position optimale du régénérateur dans la liaison varie de manière opposée par rapport à la probabilité de coupure. Notons aussi que lorsque le régénérateur est proche de son point de fonctionnement optimal, la position optimale est proche de 0,57.

La figure 4.17 présente la comparaison des résultats pour une porte optique non-linéaire en marche d'escalier avec un temps de réponse nul ou de 5 ps. Les comportements sont identiques ; la courbe de la probabilité de coupure est simplement décalée vers le haut. Ceci permet donc de confirmer que même un temps de réponse de 5 ps dégrade les performances du régénérateur (probabilité de coupure optimale 3 fois plus élevée pour un temps de réponse de 5 ps par rapport à un régénérateur sans temps de réponse).

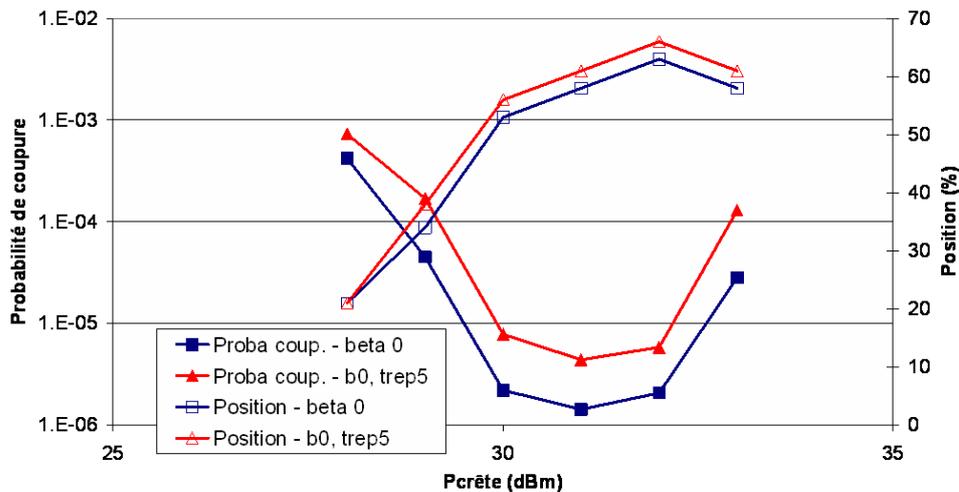


FIG. 4.17 – Evolution de la probabilité de coupure et de la position optimale du régénérateur idéal en fonction de la puissance crête pour un temps de réponse nul ou de 5 ps (PMD de 4 ps et marge de 1 dB).

L'évolution de la probabilité de coupure avec la marge allouée est illustrée par la figure 4.18 : pour chaque marge en puissance, sont représentées les courbes de probabilité de coupure en fonction de la puissance crête pour différentes raideurs de la porte optique. Cette représentation permet de faire ressortir une tendance passée jusque là inaperçue : augmenter la marge en puissance semble élargir considérablement la gamme de fonctionnement du régénérateur, et notamment vers les grandes puissances crêtes. Mais en fait, pour de fortes puissances crêtes, le régénérateur joue de moins en moins son rôle de rétrécissement. Au contraire, le plateau de la fonction de transfert va écrêter les impulsions et donc les élargir. Les performances reposent donc de plus en plus sur le récepteur. Donc tout se passe comme si le régénérateur était plus efficace alors qu'en fait pour de grandes marges du système, la performance finale repose à la fois sur le régénérateur et le récepteur. Or comme nous l'avons déjà vu, plus la marge en puissance est grande, moins le régénérateur est efficace. Donc la différence entre la tolérance à la PMD

du récepteur et celle du régénérateur est faible et ainsi il semble que la plage de fonctionnement du régénérateur est étendue. Ce comportement ne serait sans doute pas identique pour une cascade de régénérateurs.

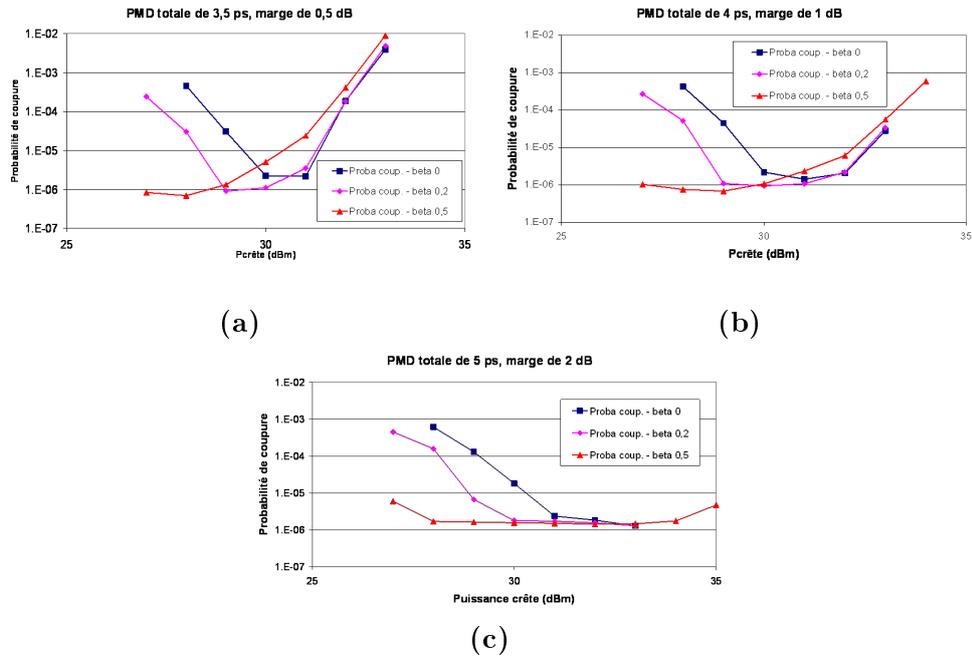


FIG. 4.18 – Evolution de la probabilité de coupure en fonction de la puissance crête pour un régénérateur de raideur  $\beta = 0, 0,2$  et  $0,5$  avec une marge de  $0,5$  dB (a),  $1$  dB (b) et  $2$  dB (c).

La figure 4.19 affiche les valeurs de PMD tolérée en fonction de la marge allouée pour différentes raideurs de la porte optique non-linéaire. Prenons par exemple la courbe  $\beta = 0,5$  : la PMD tolérée pour une probabilité de coupure de  $10^{-6}$  est de  $4,04$  ps, valeur légèrement plus grande que les  $3,77$  ps obtenus par la méthode exposée en 4.2.3.1 (cf. tableau 4.8), soit un gain de  $54\%$ . La différence s'explique par la meilleure précision obtenue ici car les calculs sont moins longs et il est donc possible de prendre un pas de  $0,01$  pour  $x$ , soit un incrément de  $0,1$  ps pour les PMD avant/après le régénérateur. L'incrément pour la méthode du 4.2.3.1 est de  $0,4$  ps.

#### 4.2.4 Conclusion de la première étude numérique

Cette première étude fondée sur l'emploi de l'ouverture du diagramme de l'œil comme estimateur de performance a permis de dégager les tendances

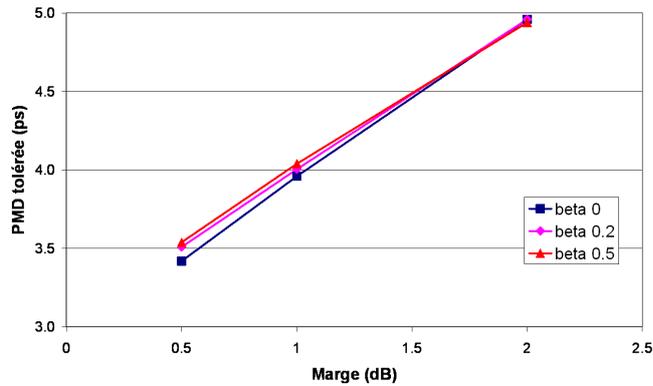


FIG. 4.19 – PMD tolérée en fonction de la marge allouée pour différentes raideurs de la porte optique

suivantes :

- L'amélioration de la PMD tolérée grâce à un régénérateur placé devant le récepteur diminue avec la marge système allouée : le gain est quasiment nul pour une marge de 2 dB. Les impulsions sont trop dégradées pour des pénalités de 2 dB sans régénérateur pour que le régénérateur ait une quelconque efficacité.
- L'emploi d'un régénérateur placé au sein de la ligne de transmission permet une amélioration de la PMD tolérée de 26 à 83%, selon la marge système considérée. De plus, déporter le régénérateur au milieu de la ligne de transmission lui permet de ne pas perdre toute efficacité, même pour de fortes déformations des impulsions : au milieu de la ligne de transmission, il traite les impulsions avant qu'elles ne soient trop dégradées.
- La pente de la fonction de transfert de la porte optique non-linéaire n'a pas d'impact sur les performances obtenues. Au contraire, employer un régénérateur dont la caractéristique est éloignée de la fonction en marche d'escalier permet de diminuer la puissance optique d'attaque.
- L'emploi d'un régénérateur 2R de type I directement devant le récepteur ne permet pas une amélioration des performances. Cette conclusion est identique à celle de l'étude de la capacité d'un régénérateur optique de type I à diminuer la gigue d'amplitude. Aussi seul le déport du régénérateur de type I au sein de la ligne de transmission le rend efficace pour combattre la PMD.
- La place optimale d'un régénérateur dans un lien est proche de 57% de la distance de la liaison lorsque le régénérateur fonctionne dans des conditions optimales de puissance.
- Enfin employer un régénérateur avec un temps de réponse de 5 ps dégrade légèrement les performances en un seul passage. Par contre un

temps de réponse de 10 ps est rédhibitoire pour une utilisation à 40 Gbit/s : en effet, même sans PMD, un fort effet de séquence apparaît.

Cette étude ne prend pas en compte le bruit d'émission spontanée amplifiée. Aussi ne permet-elle pas de vérifier si les points de fonctionnement optimaux du régénérateur pour combattre la PMD permettent aussi une diminution de la gigue d'amplitude induite par le bruit. La section suivante présente le modèle numérique développé pour prendre en compte le bruit d'ESA afin de vérifier les résultats obtenus dans cette première phase, et en particulier que l'emploi de l'ouverture du diagramme de l'œil comme critère de performance est suffisant. Enfin la compatibilité du régénérateur pour compenser la gigue d'amplitude sera aussi étudiée.

### 4.3 Modèle analytique

Cette section présente le modèle développé pour simuler le comportement d'un régénérateur optique de type I en présence à la fois de PMD et de gigue d'amplitude créée par l'accumulation de bruit d'émission spontanée amplifiée.

Tout d'abord nous rappelons les modèles existants, développés avec succès par des travaux au sein de ce laboratoire. Ces modèles permettent de calculer l'évolution du taux d'erreur binaire à travers d'une cascade de régénérateurs optiques par le calcul de la transformation des densités de probabilité de puissance optique au sein de la ligne de transmission. Mais ils ne sont pas adaptés aux travaux de ce manuscrit car ils ne permettent pas la prise en compte de la forme temporelle des impulsions. C'est pourquoi nous avons généralisé le modèle existant à cette fin. Nous décrivons ici le modèle mis en place pour généraliser le calcul des densités de probabilité en y incluant l'aspect temporel des signaux optiques. Grâce à ce modèle original, nous pouvons étudier le comportement d'un régénérateur optique de type I en présence à la fois de bruit d'émission spontané amplifié et PMD.

Les résultats présentés reproduisent les configurations étudiées dans la première partie de ce chapitre : un régénérateur placé directement devant le récepteur et un régénérateur déporté au milieu de la ligne de transmission. Enfin nous nous attachons particulièrement à comparer les résultats fournis par ce modèle aux résultats de l'étude fondée sur l'ouverture du diagramme de l'œil.

### 4.3.1 Calcul du taux d'erreur binaire dans une ligne comportant un régénérateur 3R

Le modèle employé pour mener cette étude est une extension du modèle développé par Laurent Bramerie durant ses travaux de thèse [54]. Nous allons tout d'abord présenter le modèle original puis décrire comment nous l'avons généralisé pour prendre en compte la forme temporelle des impulsions, ainsi que les déformations temporelles induites par la dispersion modale de polarisation.

#### 4.3.1.1 Evolution des densités de probabilité de puissance à travers une porte optique non-linéaire

Le modèle développé par Laurent Bramerie se fonde sur le calcul de l'évolution des densités de probabilité de la puissance optique des symboles dans une ligne de transmission comprenant une ou plusieurs portes optiques non-linéaires. Les symboles « 0 » et « 1 » sont simplement représentés par des niveaux de puissance optique bas et haut, sans prise en compte de la forme temporelle des impulsions. Comme le calcul du taux d'erreur binaire n'a de sens qu'au niveau du récepteur, les densités de probabilité de puissance sont calculées après détection quadratique. Le bruit thermique est considéré comme négligeable dans les conditions d'utilisation du récepteur. Les seules variations de puissance considérées sont celles dues à l'émission spontanée amplifiée.

La ligne de transmission est modélisée comme la cascade de pas de propagation et d'amplificateurs optiques. L'exemple d'un lien avec un seul pas de propagation est illustré par la figure 4.20. Le signal passe dans un amplificateur optique puis entre dans la chaîne de réception. Celle-ci est constituée d'un filtre optique de bande  $B_o$ , d'un photo-détecteur suivi d'un filtre électrique passe bas de profil rectangulaire de bande passante  $B_e$ . Enfin la prise de décision est effectuée par comparaison de la puissance reçue à un seuil de décision.

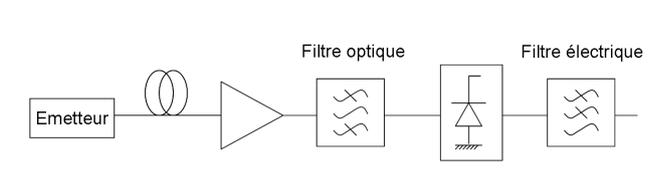


FIG. 4.20 – Schéma d'une liaison avec un unique pas de propagation

Les puissances des symboles dans le modèle sont les puissances intégrées

sur le temps  $T_e = 1/2B_e$ . La distribution de la puissance optique en sortie de l'amplificateur est calculée par le modèle de Marcuse [79]. Le bruit d'émission spontanée amplifiée est modélisé comme un processus gaussien centré, de densité spectrale de puissance constante sur la bande d'amplification ; il est donc considéré comme un bruit blanc dont la puissance dans la bande optique  $B_o$  vaut :

$$P_{sp} = 2N_{esa}B_o \quad [dB] \quad (4.10)$$

Lors de la détection quadratique apparaissent les termes de battement dit battement signal-spontané (battement du signal avec le bruit d'émission spontanée amplifiée) et de battement spontané-spontané (battement de bruit d'émission spontanée avec lui-même), comme vu au chapitre 1 (équation 1.11). Ces battements se traduisent par un élargissement des densités de probabilité de puissance de symboles, dont l'expression est donnée par [79] :

$$\begin{aligned} ddp_{EDFA}(p|P_s) &= \frac{B_o}{B_e} \frac{1}{P_{sp}} \left( \frac{p}{P_s} \right)^{\frac{B_o - B_e}{2B_e}} \\ &\times \exp\left(-\frac{B_o}{B_e} \left[ \frac{p + P_s}{P_{sp}} \right]\right) I_{\frac{B_o - B_e}{B_e}} \left( 2\sqrt{\frac{pP_s}{P_{sp}}} \right) \end{aligned} \quad (4.11)$$

$ddp_{EDFA}(p|P_s)$  est la densité de probabilité de la puissance optique  $p$  en sortie de l'amplificateur sachant la puissance moyenne du signal en entrée  $P_s$ ,  $P_s$  est la puissance moyenne du symbole intégrée sur  $T_e$  et  $I_{\frac{B_o - B_e}{B_e}}$  est la fonction de Bessel modifiée d'ordre  $\frac{B_o - B_e}{B_e}$  et  $\frac{B_o}{B_e}$  est un entier.

Cette équation permet le calcul des densités de probabilité de puissance des symboles 0 et 1 en sortie de l'amplificateur optique. Le calcul du taux d'erreur binaire de la liaison étudiée est alors possible par l'équation (1.3) du chapitre 1.

Pour des liens avec une cascade d'amplificateurs optiques, les densités de probabilité de puissance en sortie de chaque amplificateur peuvent s'obtenir par la formule des probabilités totales. Si  $ddp_{in}(p_{in})$  est la densité de probabilité de puissance en entrée de l'amplificateur optique, la densité de probabilité en sortie est donnée par la relation :

$$ddp_{out}(p_{out}) = \int_0^\infty ddp_{in}(p_{in}) ddp_{EDFA}(p_{out}|p_{in}) dp_{in} \quad (4.12)$$

Ce modèle permet ainsi de décrire l'évolution des densités de probabilité de puissance et du taux d'erreur binaire au sein d'une ligne de transmission constituée d'une cascade de pas de propagation amplifiés.

Le modèle présenté permet le calcul de l'évolution des densités de probabilité de puissance au passage d'une porte optique non-linéaire. Au contraire

des modèles où le bruit de battement est considéré comme un processus gaussien, aucune hypothèse concernant les densités de probabilité n'a été faite ; il est ainsi possible de calculer leur transformation au sein du passage dans une fonction non-linéaire.

Soit une porte optique non-linéaire à modulation croisée de fonction de transfert  $P_{out} = g(P_{in})P_{sonde}$ . Si  $g$  est une fonction régulière et monotone la transformation des densités de probabilité de puissance des symboles en entrée s'écrit :

$$ddp_{out}(p_{out}) = ddp_{in} \left\{ g^{-1} \left( \frac{p_{out}}{p_{sonde}} \right) \right\} \frac{1}{\left| g' \left\{ g^{-1} \left( \frac{p_{out}}{p_{sonde}} \right) \right\} \right|} \quad (4.13)$$

Une équation similaire peut être écrite pour le cas d'un régénérateur à auto-modulation.

Ce modèle a été exploité dans les travaux de thèse de Mathilde Gay [55] qui a réalisé une étude complète de l'influence des paramètres de la porte optique. Ses travaux ont également permis de mettre en évidence les limites de ce modèle qui ne prend pas en compte de déformation temporelle du signal au cours de sa propagation ni les effets de gigue temporelle.

#### 4.3.1.2 Prise en compte de la forme temporelle des impulsions

Le modèle présenté ci-dessus décrit la puissance des symboles 0 et 1 en sortie d'un amplificateur optique par la relation :

$$P = |E + n|^2 = |E|^2 + |n|^2 + 2Re\{En^*\} \quad (4.14)$$

Le champ  $E$  peut être le champ correspondant à un symbole 0  $E_0$  ou à un symboles 1  $E_1$ . La forme des impulsions n'est pas prise en compte. L'équation ci-dessus peut être réécrite :

$$P(kT) = |E(kT) + n(kT)|^2 = |E(kT) + n_k|^2 \quad (4.15)$$

Ce modèle a comme limitation majeure la non prise en compte de la forme temporelle des impulsions. Il est donc inadapté pour les travaux présentés dans ce manuscrit. Aussi il a fallu le généraliser pour inclure les aspects temporels du signal. Nous présentons ici les modifications apportées pour inclure ces aspects.

Afin de prendre en compte la forme temporelle des impulsions, nous proposons d'inclure le champ électrique en fonction du temps dans l'équation ci-dessus. La puissance est alors donnée par l'équation :

$$P(t) = |E(t) + n(t)|^2 = |E(t) + n_k \Pi(t - kT)|^2 \quad (4.16)$$

où  $\Pi$  désigne la fonction porte de support  $T$ .

Le bruit d'émission spontanée amplifiée est considéré comme constant sur un temps bit et les  $n_k$  sont des variables aléatoires indépendantes. La densité de probabilité de  $P(t)$  est donnée par l'équation (4.11) avec pour paramètre de puissance la puissance optique moyenne du signal.

Pour une réalisation donnée du bruit  $n_\rho$  sur le temps bit  $k$ , la puissance sur le temps bit a le profil temporel donné par l'équation :

$$P_\rho(t) = P_s(t) + 2\text{Re}\{n_\rho^* E(t)\} + |n_\rho|^2 \quad (4.17)$$

avec  $P_s(t)$  la puissance du signal. Ainsi un tirage du bruit sur le temps bit  $k$  définit une trajectoire dont la puissance est donnée par  $P_\rho(t)$ . D'autre part, à un instant  $t$  donné, la puissance est une variable aléatoire  $P_t$  dont la densité de probabilité est obtenue par transformation de la densité de probabilité de  $n$  par l'équation (4.13).

Cette approche conduit à définir un processus aléatoire qui permet d'intégrer l'aspect temporel dans le modèle présenté au paragraphe 4.3.1.1. Un exemple des trajectoires du processus est donné sur la figure 4.21, qui représente les trajectoires associées à une impulsion gaussienne isolée de 16,6 ps de largeur à mi-hauteur et un OSNR de 10 dB. Les couleurs dont l'échelle est donnée à droite de la figure représentent les probabilités d'occurrence de chaque point. La ligne rouge superposée représente la puissance de l'impulsion en entrée de l'amplificateur optique, en l'absence de bruit d'émission spontanée amplifiée.

#### 4.3.1.3 Inclusion de la déformation temporelle par la dispersion modale de polarisation

Nous allons maintenant détailler comment ce modèle permet de prendre en compte à la fois le bruit d'émission spontanée amplifiée et la dispersion modale de polarisation.

Considérons la liaison présentée sur la figure 4.22, avec un régénérateur placé en son sein. Le régénérateur scinde la ligne de transmission en deux parties : ligne A et ligne B. Les lignes A et B sont constituées par une succession de pas amplifiés. La PMD est distribuée tout au long de la ligne de transmission.

L'hypothèse d'une transmission linéaire implique une commutation de la PMD et du bruit d'ASE (en l'absence de gain dépendant de la polarisation dans les amplificateurs). Aussi peut-on modéliser les lignes A et B comme étant équivalentes à un émulateur de PMD placé devant un amplificateur

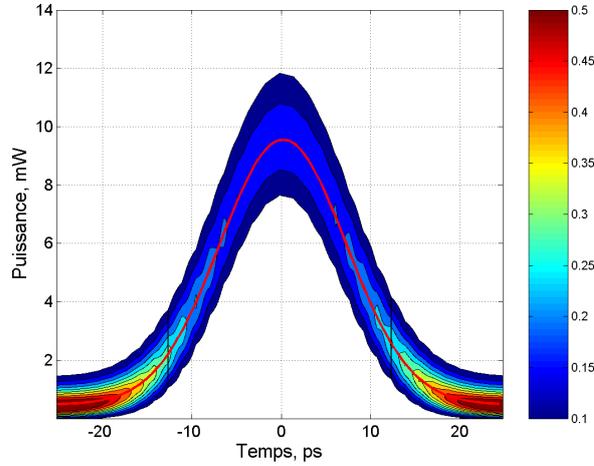


FIG. 4.21 – Représentation des trajectoires obtenues pour une impulsion gaussienne isolée de largeur 16,6 ps et un OSNR de 10 dB

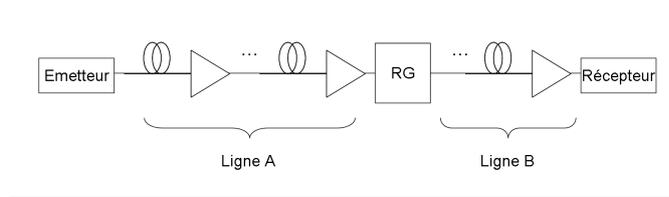


FIG. 4.22 – Schéma de la ligne de transmission étudiée

optique.

Le champ électrique à l'émission s'écrit :

$$E(t) = \sum_k a_k s(t - kT) J_e \quad (4.18)$$

où  $J_e$  est le vecteur de Jones du signal d'émission.

Une réalisation particulière de la PMD, modélisée par le modèle des états principaux de polarisation, présente un DGD  $\Delta\tau$  et des états principaux P et Q. Le champ électrique en sortie de l'émulateur s'écrit alors :

$$E_{emul}(t) = \sum_k a_k [s(t - kT - \Delta\tau/2)(J_e \cdot P)P + s(t - kT + \Delta\tau/2)(J_e \cdot Q)Q] \quad (4.19)$$

La puissance optique en sortie de l'émulateur a pour équation :

$$P_{emul}(t) = \sum_k a_k [h(t - kT - \Delta\tau/2) + h(t - kT + \Delta\tau/2)] \quad (4.20)$$

avec  $h(t) = |s(t)|^2$ .

Au passage dans l'amplificateur optique, nous formons les trajectoires  $P_\rho(t)$  par l'équation (4.17).

Lors du passage dans le régénérateur, chaque variable aléatoire  $P_t$  voit sa densité de probabilité transformée selon la relation (4.13). A chaque instant  $t$ , la variable aléatoire  $R_t$  qui décrit la puissance en sortie du régénérateur s'écrit :

$$R_t = g(P_t)P_{sonde} \quad (4.21)$$

Les trajectoires du processus aléatoire en sortie du régénérateur sont donc données par  $R_\rho(t)$ .

En sortie du régénérateur, le signal se propage à travers la ligne de transmission B. L'ajout de PMD par l'émulateur de PMD B s'écrit de la façon suivante. La variable aléatoire  $Q_t$  obtenue en sortie de l'émulateur de PMD est donnée par la relation :

$$Q_t = \gamma_{ap}R_{t-\Delta\tau_{ap}/2} + (1 - \gamma_{ap})R_{t+\Delta\tau_{ap}/2} \quad (4.22)$$

Les variables aléatoires  $R_{t-\Delta\tau_{ap}/2}$  et  $R_{t+\Delta\tau_{ap}/2}$  peuvent :

- soit appartenir au même temps bit, auquel cas elles ne sont pas indépendantes,
- soit venir de deux temps bit différents, auquel cas elles sont indépendantes.

Donc le calcul de la densité de probabilité de  $Q_t$  dépend du cas rencontré. Si elles sont indépendantes, la densité de probabilité de  $Q_t$  s'obtient par convolution de la loi des deux variables.

Si elles ne sont pas indépendantes, il est possible d'obtenir la loi de  $Q_t$  en revenant à la définition des variables  $R_t$  :

$$\begin{aligned} Q_t &= \gamma_{ap}R_{t-\Delta\tau_{ap}/2} + (1 - \gamma_{ap})R_{t+\Delta\tau_{ap}/2} \\ &= \gamma_{ap}g(P_{t-\Delta\tau_{ap}/2}).P_{sonde} + (1 - \gamma_{ap})g(P_{t+\Delta\tau_{ap}/2}).P_{sonde} \end{aligned} \quad (4.23)$$

Pour une réalisation  $\rho_0$  :

$$\begin{aligned} Q_t\{\rho_0\} &= \gamma_{ap}g(P_{t-\Delta\tau_{ap}/2})\{\rho_0\}.P_{sonde} \\ &\quad + (1 - \gamma_{ap})g(P_{t+\Delta\tau_{ap}/2})\{\rho_0\}.P_{sonde} \\ &= \gamma_{ap}g(P_{t-\Delta\tau_{ap}/2}\{\rho_0\}).P_{sonde} \\ &\quad + (1 - \gamma_{ap})g(P_{t+\Delta\tau_{ap}/2}\{\rho_0\}).P_{sonde} \end{aligned} \quad (4.24)$$

avec  $P_t\{\rho_0\} = P_s(t) + 2Re\{\sqrt{P_s(t)}n\{\rho_0\}^*\} + |n\{\rho_0\}|^2$ .

Il est possible de calculer la densité de probabilité de  $Q_t$  à partir de la loi de  $n$  grâce à l'équation (4.13).

En sortie de l'éémulateur, la puissance à chaque instant  $t$  est décrite par la variable aléatoire  $Q_t$  dont nous connaissons la loi. Le passage dans l'amplificateur optique B se traduit par l'ajout de bruit d'émission spontanée amplifiée et peut se traiter comme présenté par l'équation (4.12).

Au final le taux d'erreur binaire peut être obtenu à partir des densités de probabilité des symboles 0 et 1, comme présenté au chapitre 1 paragraphe 1.1. La figure 4.23 résumé les étapes employées pour simuler une ligne de transmission par le modèle généralisé des densités de probabilité optique.

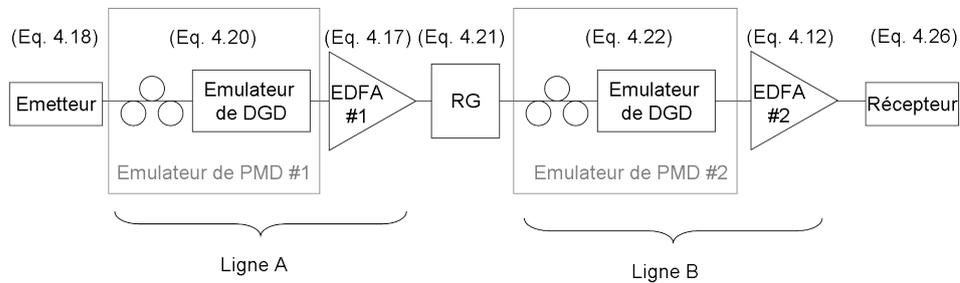


FIG. 4.23 – Schéma récapitulatif du modèle généralisé

#### 4.3.1.4 Description de la configuration simulée

Comme pour la première étude numérique, l'émetteur génère les huit triplets d'impulsions gaussiennes. La largeur à mi-hauteur des impulsions est variable, allant de 8,8 ps pour du RZ33% à 16,6 ps pour du RZ67% pour un débit en ligne de 40 Gb/s. Le taux d'extinction est de 13 dB. Contrairement à l'étude fondée sur l'ouverture du diagramme de l'œil nous employons ici un taux d'extinction plus typique d'un système réel pour obtenir une sensibilité du couple émetteur/récepteur proche d'un système réel.

Plusieurs paramètres sont nécessaires pour définir les densités de probabilité des symboles 0 et 1. Les filtres optiques et électriques employés en réception ont respectivement une largeur à mi-hauteur de 80 GHz et 40 GHz, soit un rapport 2 entre les deux largeurs. La puissance moyenne d'attaque de la photodiode est maintenue constante à 6 dBm. Enfin le rapport signal sur bruit optique donne la valeur de la densité spectrale d'émission spontanée amplifiée :

$$OSNR = \frac{P_s}{N_{esa}B_o} \quad (4.25)$$

Le taux d'erreur binaire est calculé à partir des densités de probabilité des symboles 0 et 1 et de la relation (1.2) du chapitre 1. Il est calculé pour différents instants d'échantillonnage, pour lequel le seuil de décision est optimisé, c'est-à-dire ajusté de façon à minimiser le taux d'erreur binaire. Et dans la suite de ce chapitre, le taux d'erreur binaire minimum sera employé, obtenu pour l'instant d'échantillonnage optimum, quand il est possible de définir un tel instant.

Afin de prendre en compte l'interférence entre symboles, le taux d'erreur binaire est calculé comme la moyenne des taux d'erreur binaires de chaque triplet d'impulsions [80]. Dans notre cas, nous employons huit triplets d'impulsion et ne prenons en compte que le bit au centre de chaque triplet, aussi :

$$TEB_T = \frac{1}{8} \sum_i TEB_i \quad (4.26)$$

où  $TEB_i$  est le taux d'erreur binaire élémentaire du triplet n° i. En pratique, en présence d'interférence entre symbole, un petit nombre de triplets bien spécifiques génèrent le plus d'erreurs de décision et prédominent dans le calcul du taux d'erreur.

Enfin le régénérateur est modélisé comme une porte optique non-linéaire sans mémoire, du même type que présenté au paragraphe 4.1.1. Toutefois, afin d'éviter un infini mathématique, il faut légèrement modifier la fonction de gain  $g$  du régénérateur. Il est nécessaire que en tout point, sa dérivée ne s'annule pas. Aussi peut-on employer la fonction suivante :

$$g(P_{in}) = \begin{cases} \alpha/P_0 \cdot P_{in} + T_{min} & \text{pour } P_{in} \leq P_{0,mod} \\ P_s + (P_{in} - P_s)/\beta & \text{pour } P_{0,mod} < P_{in} < P_{1,mod} \\ \alpha(P_{in} - P_1)/(2P_s - P_1) + T_{max} - \alpha & \text{pour } P_{in} \geq P_{1,mod} \end{cases}$$

où  $T_{min}$  et  $T_{max}$  sont les transmissions minimale et maximale de la porte optique. Par la suite nous fixerons  $T_{max} = 1$  et un contraste de la porte optique  $C = (T_{max}/T_{min})$  de 20 dB. La nouvelle fonction de gain est comparée à l'ancienne sur la figure 4.24.

#### 4.3.1.5 Définition des pénalités

Pour mesurer les dégradations de performance induites par la PMD, nous emploierons les pénalités en OSNR. Pour un taux d'erreur binaire donné, nous définissons l'OSNR de référence comme le rapport signal sur bruit optique requis pour obtenir le taux d'erreur binaire cible. En présence de PMD, l'OSNR requis est généralement plus élevé ; nous appellerons pénalité en OSNR la différence entre ces deux OSNR.

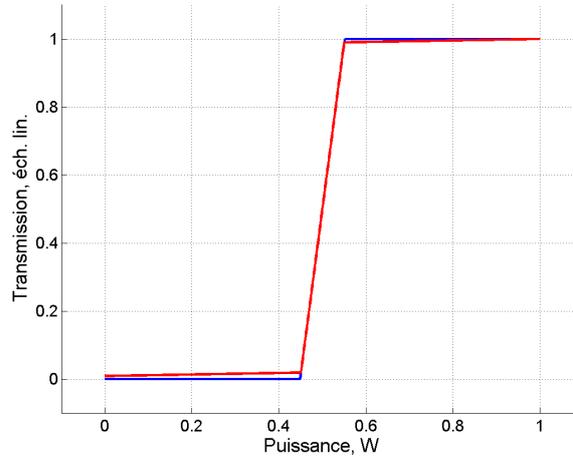


FIG. 4.24 – Comparaison des fonctions de transferts en puissance pour modéliser une porte optique non-linéaire

Ainsi une pénalité en OSNR mesurée en décibels sera définie comme :

$$Pen = 10 \log_{10}(OSNR/OSNR_{ref}) \quad [dB] \quad (4.27)$$

### 4.3.2 Régénérateur en configuration back-to-back

Nous pouvons maintenant présenter les résultats obtenus avec ce modèle. Nous allons reproduire certaines configurations étudiées avec le modèle fondé sur l'ouverture du diagramme de l'œil. Dans cette section, le régénérateur optique est placé directement devant le récepteur.

#### 4.3.2.1 Tolérance du couple émetteur/récepteur à la PMD

Tout d'abord nous avons simulé la sensibilité du couple émetteur/récepteur en configuration back-to-back, pour différentes largeurs des impulsions RZ. Pour une configuration donnée, et un OSNR donné, nous obtenons les résultats sous la forme du taux d'erreur binaire en fonction de l'instant d'échantillonnage, comme présenté sur la figure 4.25. Pour chaque instant d'échantillonnage, le seuil de décision est ajusté de façon optimale, c'est-à-dire afin de minimiser le taux d'erreur binaire.

La figure 4.26 présente l'évolution du taux d'erreur binaire en fonction du rapport signal sur bruit optique pour les formats de modulation RZ33%, RZ50%, RZ67% et NRZ, pour un taux d'extinction de 13 dB. Le temps de montée pour les impulsions NRZ vaut un quart du temps bit. L'instant d'échantillonnage choisi est l'instant optimum.

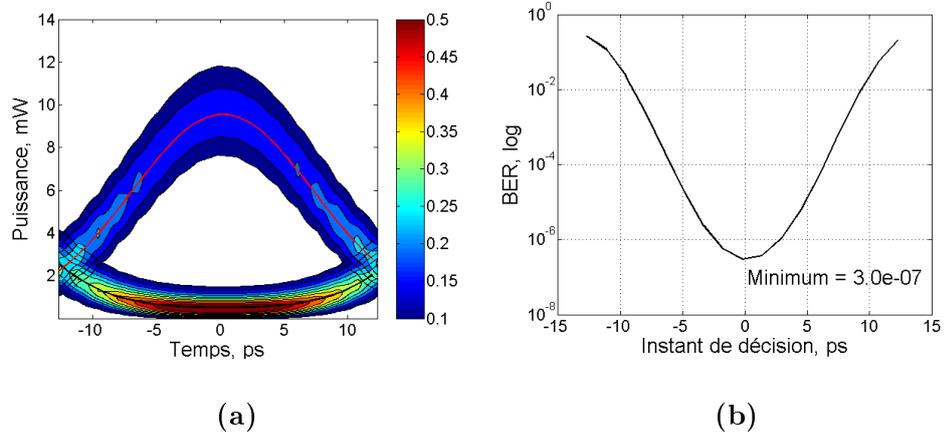


FIG. 4.25 – Exemple de diagramme de l'œil (a) et du taux d'erreur binaire associé (b) pour des impulsions RZ67% et un OSNR de 10 dB

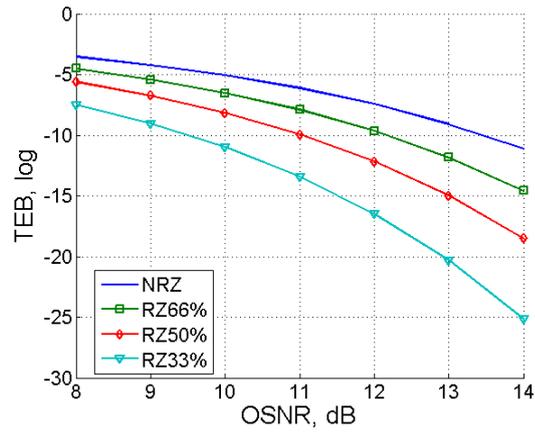


FIG. 4.26 – Courbe du TEB en fonction de l'OSNR pour différents formats de modulation

La différence de sensibilité entre des impulsions de 8,8 ps et de impulsions de type NRZ est de l'ordre de 4 dB pour un taux d'erreur binaire cible de  $10^{-9}$ .

Pour un DGD de 10 ps et dans le pire cas de la PMD d'ordre 1, le diagramme de l'œil et le taux d'erreur binaire pour des impulsions gaussiennes de 16,6 ps sont présentés sur la figure 4.27. En comparaison de la figure 4.25, le diagramme de l'œil montre des impulsions élargies (avec diminution de la puissance crête) ainsi qu'une remontée du niveau des zéros sur les bords du diagramme de l'œil. Le taux d'erreur binaire minimum est passé de  $3 \cdot 10^{-7}$  à  $1,5 \cdot 10^{-5}$ , pour l'instant d'échantillonnage optimum. L'instant d'échantillonnage optimum reste aligné avec le sommet de l'impulsion.

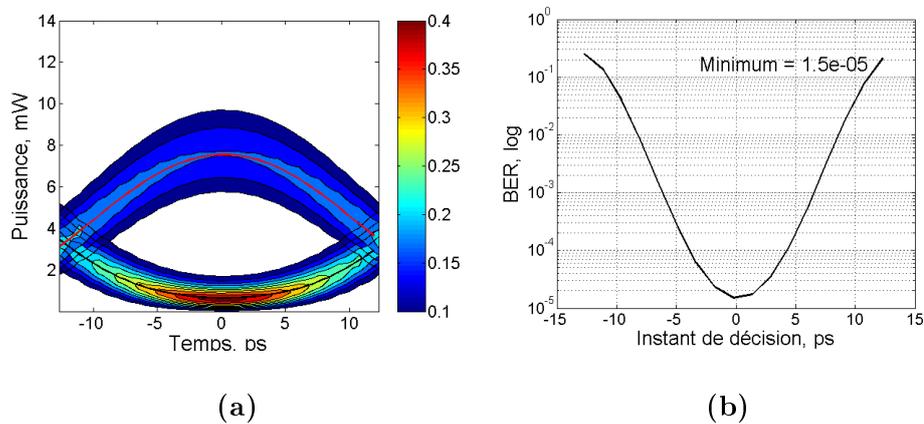


FIG. 4.27 – Exemple de diagramme de l'œil (a) et du taux d'erreur binaire associé (b) pour des impulsions RZ67% et un OSNR de 10 dB, et un DGD de 10 ps

La figure 4.28 présente les pénalités en OSNR en fonction du DGD dans le pire cas de la PMD d'ordre 1 pour un taux d'erreur binaire de cible de  $10^{-8}$ , pour des impulsions gaussiennes de type RZ67% et RZ33%.

La courbe des pénalités pour le cas RZ67% présente une évolution parabolique comme attendu d'après la formule des pénalités 2.42 (avec un paramètre A de l'ordre de 11) ; une pénalité de 1 dB est obtenue pour un DGD de 7,57 ps. Ceci équivaut à une PMD tolérée de 2,30 ps pour une marge de 1 dB et une probabilité de coupure de  $10^{-6}$ , soit un peu moins de 10% du temps bit.

La courbe des pénalités pour le cas RZ33% présente tout d'abord une

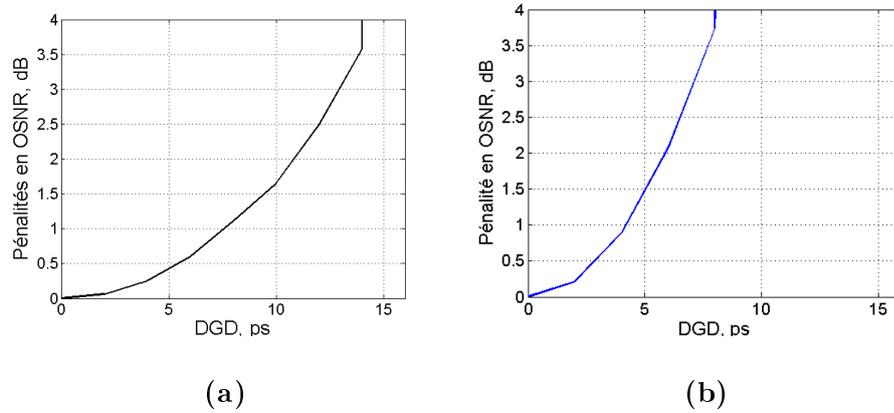


FIG. 4.28 – Courbe des pénalités en OSNR en fonction du DGD dans le pire cas pour la PMD pour des impulsions gaussiennes de type RZ67% (a) et RZ33% (b) et un taux d’erreur cible de  $10^{-8}$

évolution quadratique comme attendu (avec un paramètre  $A$  de l’ordre de 35) puis un plateau pour de forts DGD. L’instant d’échantillonnage est ici pris au centre de l’oeil comme ce serait le cas pour un récepteur classique où l’instant de décision est donné par le circuit de récupération d’horloge. Une pénalité en OSNR de 1 dB est obtenue pour un DGD de 4,18 ps, ce qui équivaut à une PMD tolérée de 1,27 ps pour une marge en OSNR de 1 dB et une probabilité de coupure de  $10^{-6}$ . Ce résultat diffère assez fortement des résultats du paragraphe 4.3.2.1 où 1 dB de pénalité était obtenu pour un DGD de 8,67 ps. Cette différence provient du fait qu’il n’y a pas de filtrage électrique en réception opéré sur les trajectoires détectées : aussi d’un point de vue temporel, tout se passe comme si le photodétecteur laissait passer toutes les composantes fréquentielles et ne lissait pas la forme des impulsions. Aussi l’effet de la PMD se traduit alors par une forte diminution de la puissance crête puis l’apparition d’un double sommet sur les impulsions détectées avec une puissance crête divisée par deux, comme le montre la figure 4.29. Une fois passée l’apparition du double sommet, les performances se stabilisent pour un instant d’échantillonnage optimum car l’effet d’un accroissement du DGD est une augmentation de la séparation temporelle des deux sommets de chaque impulsion, ce qui ne change plus la puissance crête. Cet effet n’est pas observé pour le cas RZ67% car les impulsions sont plus larges et le double sommet n’apparaît que pour de très grands DGD. Ceci est un comportement connu : la dégradation induite par la PMD dépend fortement des caractéristiques du récepteur [32] ; en particulier, pour de grandes bandes passantes du filtre électrique, le format NRZ est plus tolérant à la PMD que les formats RZ.

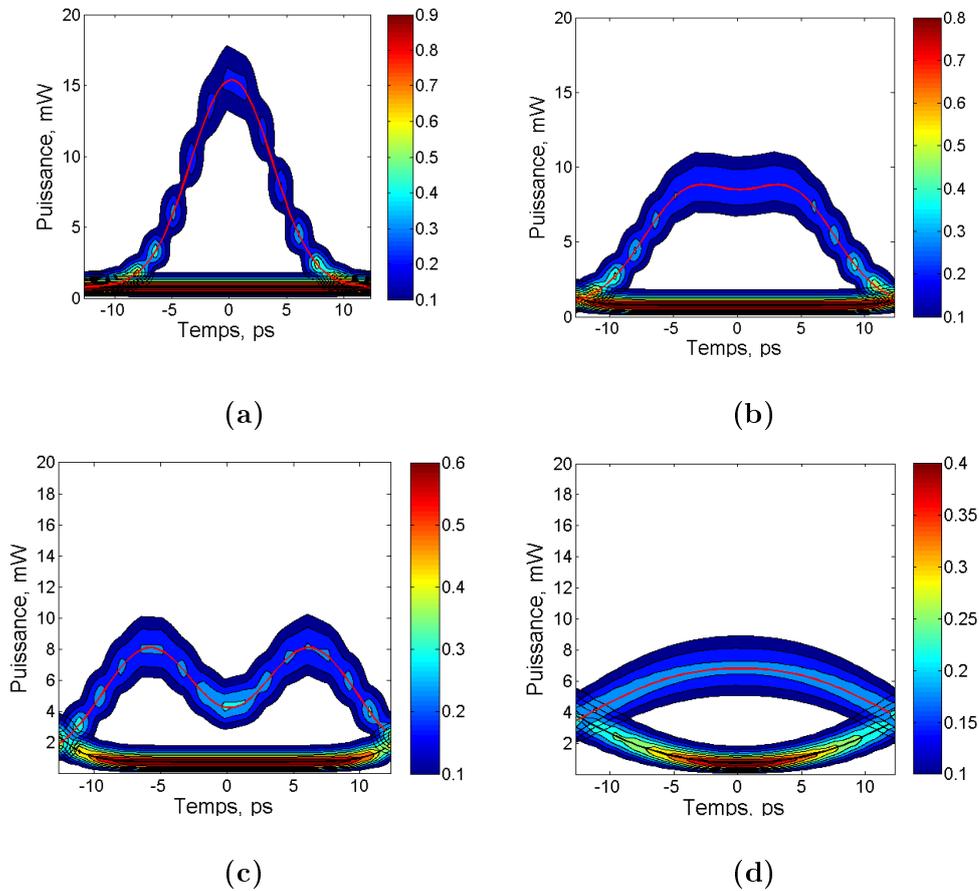


FIG. 4.29 – Evolution du diagramme de l’œil en fonction du DGD pour des impulsions RZ 33% avec un DGD de 0 ps (a), 8 ps (b), 12 ps (c) et 12 ps pour des impulsions RZ 67% (d)

Ceci permet de mettre en évidence certaines limites du modèle. Il est possible d’appliquer un filtre électrique passe-bas à chaque trajectoire mais l’évolution des densités de probabilité à travers ce filtre est difficile à décrire mathématiquement. Aussi cette limite du modèle (photodiode à bande passante infinie) conduit à une pénalisation excessive du format de modulation de type RZ33%. C’est pourquoi par la suite nous allons travailler avec des impulsions de type RZ67%.

#### 4.3.2.2 Insertion d’un régénérateur

Le régénérateur est placé directement devant le récepteur. Son impact sur les performances du système en l’absence de PMD est analysé.

Etudions tout d'abord l'impact du régénérateur sur la sensibilité du système. La figure 4.30 présente l'effet de redistribution d'une porte optique non-linéaire en marche d'escalier sur les densités de probabilité de puissance optique à son entrée. Cette figure a été obtenue pour un signal RZ67%, présentant un rapport signal sur bruit de 12 dB avec un régénérateur en marche d'escalier. La figure 4.30a (resp. 4.30b) présente les densités de probabilités de puissance optique avant (resp. après) le passage dans la porte optique, ainsi que l'évolution du taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision pour un récepteur placé avant (resp. après) le régénérateur. Cette figure met bien en évidence le rôle du régénérateur optique : il transforme de façon significative les densités de probabilité de puissance optique ; à sa sortie elles ont été affinés par les paliers caractéristiques de la fonction de transmission d'une porte optique non-linéaire. Par ailleurs elles présentent aussi un plateau entre les niveaux bas et hauts de puissance.

Ces deux caractéristiques se traduisent directement sur l'évolution du taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision. Cette courbe présente un plateau où l'évolution du TEB est très faible, et les flancs de la courbe sont très raides tout comme les densités de probabilité de puissance optique. D'une part nous pouvons noter que le taux d'erreur binaire minimum en sortie est quasiment identique au taux d'erreur binaire en entrée. D'autre part le TEB est très peu dépendant du seuil de décision. Ainsi le rôle du régénérateur est purement une redistribution des densités de probabilité de puissance optique et ne permet pas une amélioration du taux d'erreur binaire.

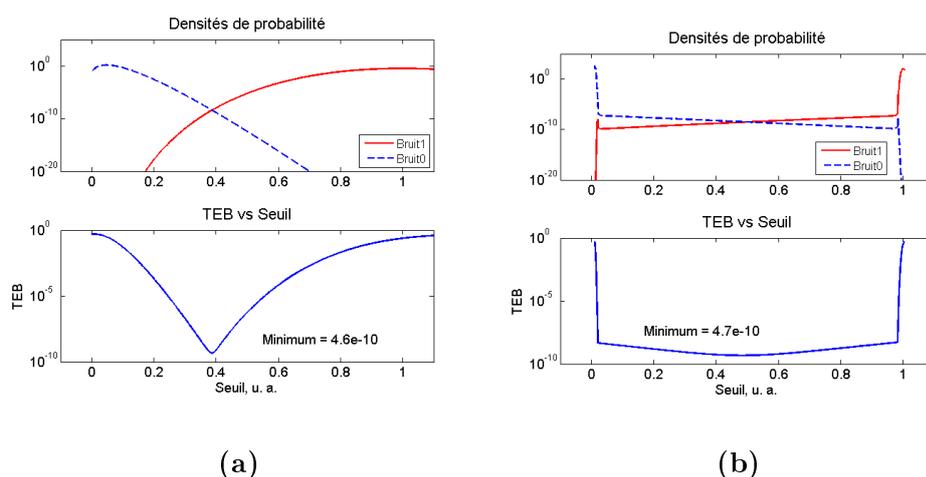


FIG. 4.30 – Utilisation d'une porte optique non-linéaire pour redistribuer les puissances des symboles 0 et 1 : densités de probabilité et taux d'erreur binaire avant (a) et après (b) la porte optique

Le rôle de redistribution des puissances optiques du régénérateur prend toute son importance lorsque le régénérateur est placé au sein d'une ligne de transmission, auquel cas l'ajout d'émission spontanée amplifiée a lieu avant et après le régénérateur. En effet, l'affinement des densités de probabilité de puissance par le régénérateur permet au signal d'être beaucoup plus robuste à l'ajout d'ESA après celui-ci. La figure 4.31 illustre cet effet. Pour obtenir cette figure, le rapport signal sur bruit des lignes avant et après le régénérateur est de 15 dB, équivalent pour la liaison globale à 12 dB en réception. A nouveau sont comparés le cas avec et sans régénérateur : la figure 4.31a (resp. 4.31b) présente les densités de probabilités de puissance optique obtenues en réception sans (resp. avec) une porte optique située au milieu de la liaison, ainsi que l'évolution du taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision au niveau du récepteur.

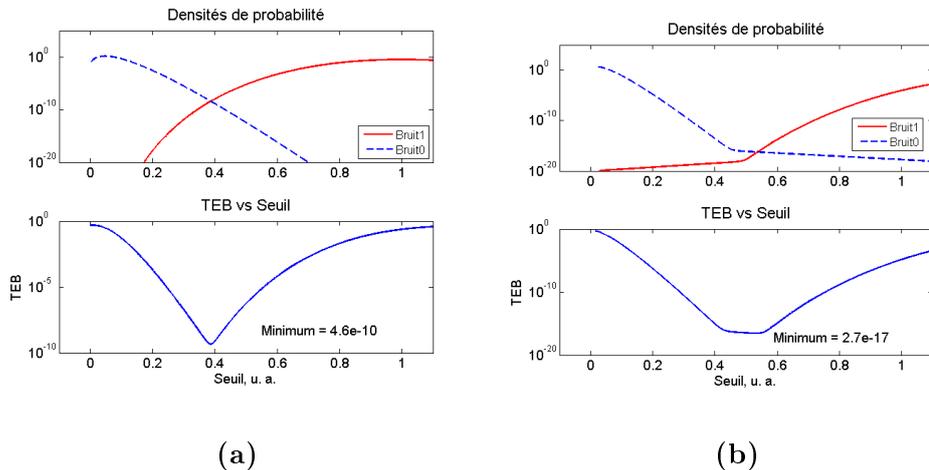


FIG. 4.31 – Effet d'un régénérateur optique placé au milieu de la liaison : densités de probabilité et taux d'erreur binaire sans (a) et avec (b) la porte optique

Le rôle du régénérateur peut être illustré par cet exemple. Le taux d'erreur binaire obtenu en réception avec un régénérateur placé au sein de la ligne de transmission est égal à  $2,7 \cdot 10^{-17}$ , pour un rapport signal sur bruit équivalent pour la liaison globale à 12 dB en réception. Le taux d'erreur binaire obtenu en réception en absence de régénérateur pour un rapport signal sur bruit de la liaison de 15 dB est égal à  $4,4 \cdot 10^{-18}$ . La comparaison de ces deux taux d'erreur illustre le fait que le rôle du régénérateur est de masquer le bruit d'émission spontanée amplifiée de la première section de la liaison.

Comme exposé dans les travaux de thèse de Laurent Bramerie [54], en

présence de bruit optique dominant, un régénérateur ne peut pas améliorer le taux d'erreur binaire ; si le seuil du régénérateur est placé à la puissance optique qui minimise le taux d'erreur binaire, la mesure du TEB après le régénérateur donne une valeur identique au taux d'erreur binaire d'entrée. La figure 4.32 présente l'évolution du taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision du récepteur pour un seuil optimum : la courbe obtenue est une courbe en U, représentative de la redistribution des puissances optiques par la porte optique non-linéaire 3.1.2. Lorsque la puissance des impulsions en entrée du régénérateur dévie de la puissance optimale, le taux d'erreur binaire minimum en sortie du régénérateur reste identique au taux d'erreur binaire en entrée [55]. Toutefois, comme indiqué sur la figure 4.32, la courbe du taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision du récepteur n'est plus la courbe en U classique de la régénération : la gamme de seuils de décision où le taux d'erreur binaire minimum est atteint est une zone très restreinte et sur la majorité de la plage de variation du seuil de décision, le taux d'erreur binaire présente une valeur supérieure à sa valeur minimum.

Ne pas optimiser la puissance optique en entrée du régénérateur diminue de façon notable son efficacité pour diminuer l'effet de l'accumulation de bruit d'ESA dans la liaison. La figure 4.33 illustre l'évolution du taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision lorsque la puissance optique des impulsions est de 1 dB inférieure à la puissance optimale. Cette figure est à comparer aux courbes de la figure 4.31b. Le taux d'erreur binaire en réception a perdu 4 décades.

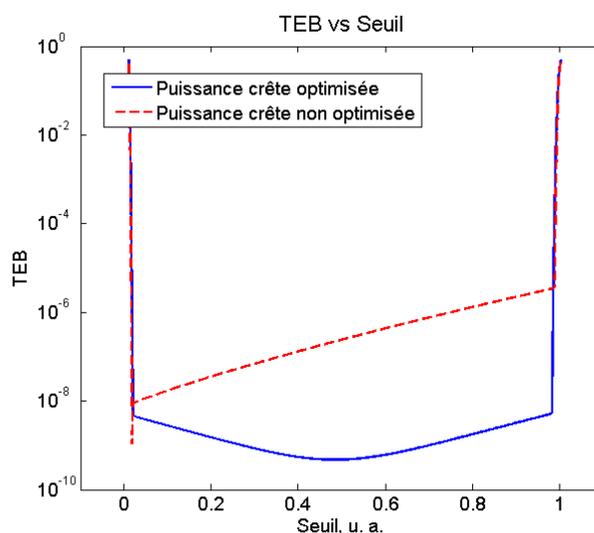


FIG. 4.32 – Taux d'erreur binaire en fonction du seuil de décision du récepteur pour une puissance crête en entrée du régénérateur optimisée et non optimisée pour un régénérateur en réception.

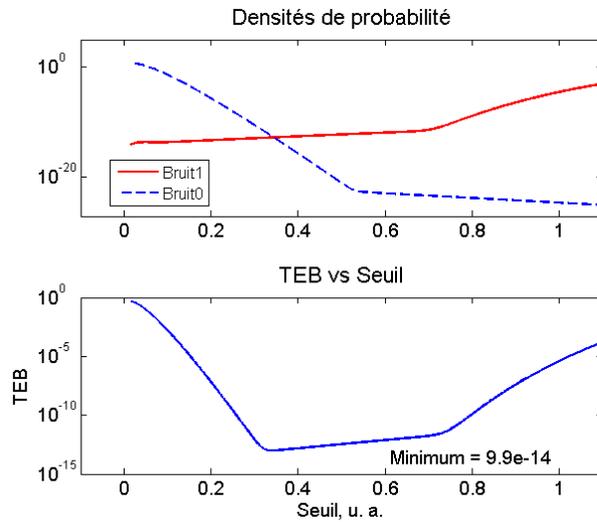


FIG. 4.33 – Taux d’erreur binaire en fonction du seuil de décision du récepteur pour une puissance crête en entrée du régénérateur non optimisée pour un régénérateur au milieu de la liaison.

Pour une porte optique non-linéaire en marche d’escalier, les impulsions optiques en sortie sont des créneaux. Contrairement au modèle de la section 4.1, la photodiode est considérée à bande passante infinie, et donc les impulsions gardent leur forme de créneaux après détection quadratique. Un exemple de diagramme de l’œil en sortie du régénérateur est montré sur la figure 4.34a. La forme des impulsions en sortie du régénérateur varie selon la puissance crête incidente. Plus la puissance crête est petite, plus la largeur des impulsions en sortie se réduit : la figure 4.34b représente un diagramme de l’œil pour une puissance crête inférieure de 2 dB à celle de la figure 4.34a.

#### 4.3.2.3 Test de la tolérance à la PMD avec un régénérateur placé devant le récepteur

L’étude de la tolérance à la PMD du couple émetteur/récepteur avec un régénérateur idéal placé devant le récepteur se fait de la même façon que pour le couple Tx/Rx seul 4.3.2.1. La polarisation en entrée de l’émulateur de PMD est ajustée de façon à obtenir une équipartition de l’énergie entre les deux états principaux de polarisation. Mais il faut également prendre en compte la puissance incidente sur la porte optique.

La figure 4.35 montre l’évolution de la pénalité en OSNR en fonction du DGD pour une puissance crête des impulsions optimale de 31 dBm et un taux d’erreur binaire cible de  $10^{-8}$ . La courbe en pointillé est le cas sans

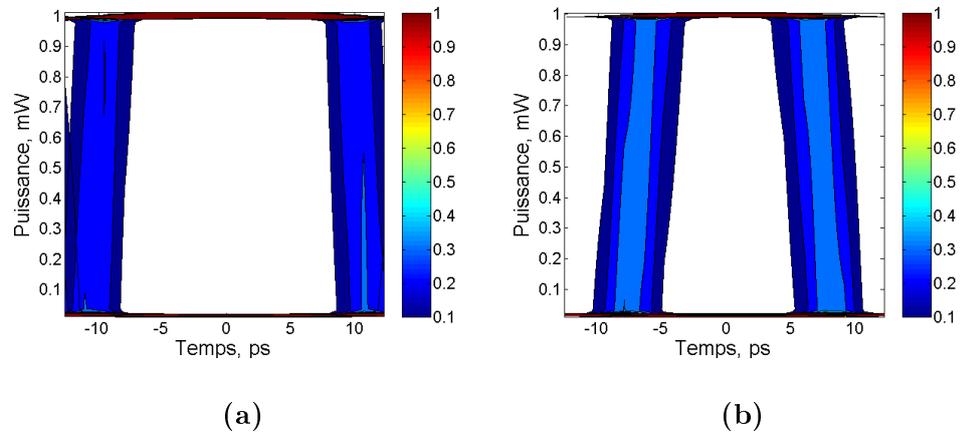


FIG. 4.34 – Diagrammes de l’œil en sortie de la porte optique non-linéaire de  $b = 0,1$  pour le format RZ67% avec un OSNR de 10 dB pour une puissance crête optimale (a) et non optimale (-2 dB) (b)

régénérateur optique. Les deux courbes sont exactement superposées. Ceci peut se comprendre simplement en se rappelant que le taux d’erreur binaire en sortie du récepteur est au mieux identique au taux d’erreur binaire en entrée. Placer un régénérateur directement devant le récepteur n’est donc d’aucune utilité pour combattre la PMD. Aussi allons-nous nous intéresser au cas du régénérateur déporté au sein de la ligne de transmission.

### 4.3.3 Régénérateur au milieu de la ligne de transmission

#### 4.3.3.1 Liaison limitée par le bruit d’émission spontanée amplifiée

Nous étudions tout d’abord le cas d’une liaison sans PMD. Pour cela, nous employons la méthode présentée dans l’article [81], que nous allons décrire.

La configuration simulée est indiquée sur la figure 4.22. Le régénérateur est placé au sein de la ligne de transmission et la sépare en deux parties : A et B. Pour déduire la marge en OSNR apportée par le régénérateur, il faut comparer les taux d’erreur binaires avec et sans régénérateur.

Sans régénérateur, la courbe de sensibilité du récepteur donne le TEB en fonction du rapport signal sur bruit optique. Avec régénérateur, la ligne de transmission est coupée en deux et nous devons considérer deux paramètres : l’OSNR avant et l’OSNR après le régénérateur. Nous pouvons alors tracer les cartographies donnant le taux d’erreur binaire en fonction des valeurs de

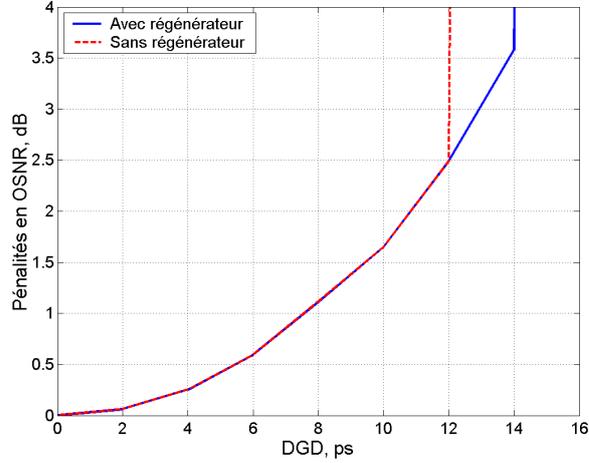


FIG. 4.35 – Comparaison des pénalités en OSNR induites par la PMD d’ordre 1 pour un taux d’erreur cible de  $10^{-8}$  avec et sans régénérateur optique

l’OSNR avant et après le régénérateur. La figure 4.36 représente une telle cartographie pour un régénérateur en marche d’escalier ( $\beta = 0$ ,  $\alpha = 0,1$ ) placé au sein de la ligne de transmission.

Nous supposons que la puissance signal est identique en entrée du régénérateur, en sortie du régénérateur et en entrée du récepteur. Notons  $OSNR_{av}$  et  $OSNR_{ap}$  les rapports signal sur bruit optiques à la sortie des tronçons A (en entrée du régénérateur) et B (en entrée du récepteur) de la ligne de transmission. Alors, si nous négligeons le bruit optique apporté par le régénérateur, nous pouvons écrire :

$$\frac{1}{OSNR_{av}} + \frac{1}{OSNR_{ap}} = \frac{1}{OSNR_{Rx}} \quad [ech.lin.] \quad (4.28)$$

Cette formule permet de calculer le rapport signal sur bruit optique ramené en entrée du récepteur équivalent à l’ensemble de ligne constituée des tronçons A et B. Ainsi est-il possible de comparer les taux d’erreur binaires avec et sans régénérateur, pour un même rapport signal sur bruit au récepteur.

Afin d’en déduire la marge en OSNR apportée par le régénérateur en fonction de sa position, il faut comparer les courbes  $\{OSNR_{av}, OSNR_{ap}\}$  donnant un taux d’erreur binaire identique en réception, pour les cas avec et sans régénérateur. La figure 4.37 donne les courbes obtenues pour un taux d’erreur binaire de  $10^{-8}$  à partir de la courbe d’isoTEB de la figure 4.36. Tout point de la courbe d’isoTEB sans régénérateur est défini par une répartition

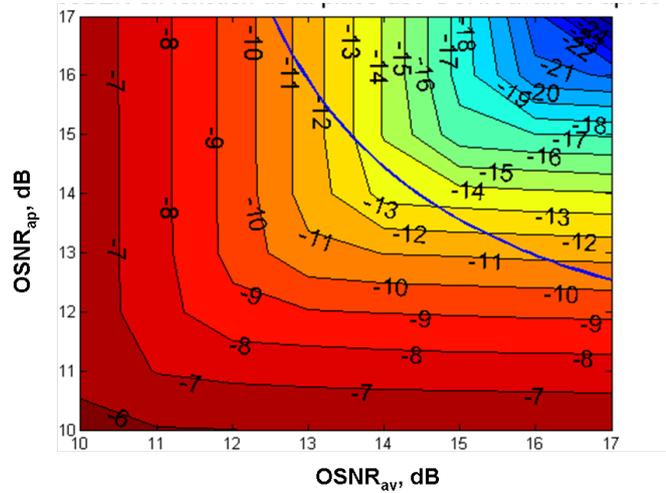


FIG. 4.36 – Cartographie du taux d’erreur binaire en fonction de l’OSNR avant et après le régénérateur de paramètres  $\beta = 0$ ,  $\alpha = 0,1$

entre l’OSNR avant et l’OSNR après le régénérateur qui peut être associé à une position du régénérateur dans la liaison ; la position  $x$  du régénérateur dans la liaison est donnée par la relation suivante :

$$x = \frac{OSNR_{Rx}}{OSNR_{av}} = 1 - \frac{OSNR_{Rx}}{OSNR_{ap}} \quad (4.29)$$

obtenue en considérant une dégradation régulière du rapport signal sur bruit optique au sein de la ligne.

Nous pouvons alors calculer les marges en OSNR apportées par le régénérateur. Comme indiqué dans l’article [81], il y a en fait deux marges : une avant et une après le régénérateur. En tout point de la courbe en pointillé, l’ajout d’un régénérateur permet de tolérer une dégradation supplémentaire de l’OSNR avant (marge verticale) ou après le régénérateur (marge horizontale). Enfin si la dégradation en OSNR est également répartie entre avant et après le régénérateur, nous parlerons de marge équilibrée ; cela correspond à la dégradation simultanée de l’OSNR avant et après le régénérateur. Nous nous concentrerons sur cette marge dans la suite de l’étude.

La figure 4.38 présente ainsi l’évolution de la marge équilibrée apportée par un régénérateur en marche d’escalier en fonction de sa position dans le lien, pour un taux d’erreur binaire de  $10^{-8}$ . La position optimale du régénérateur est le milieu de la liaison ; la dégradation de l’OSNR est alors également répartie entre l’avant et l’après régénérateur. La marge en OSNR apportée est de l’ordre de 3 dB.

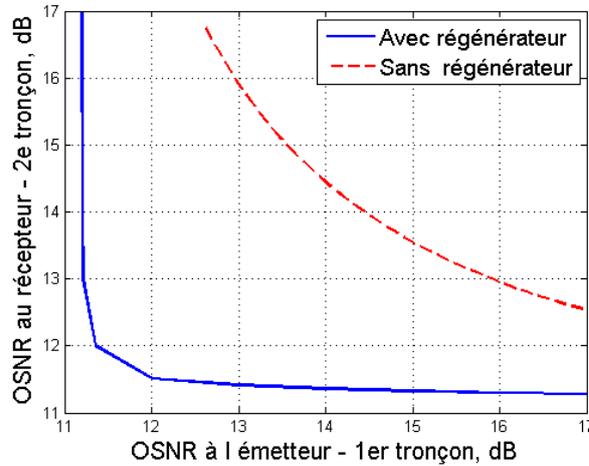


FIG. 4.37 – Courbes d'isoTEB avec (trait plein) et sans régénérateur (trait pointillé) pour un TEB de  $10^{-8}$  avec un régénérateur de paramètres  $\beta = 0$ ,  $\alpha = 0,1$

Toutefois le bon réglage du seuil de décision est déterminant. La figure 4.39 montre l'évolution de la marge en OSNR en fonction de la position du régénérateur lorsque la puissance du seuil est 1 ou 2 dB inférieure à sa valeur optimale. Une puissance de seuil non optimisée déplace la position optimale du régénérateur dans la ligne du milieu ( $x = 0,5$ ) vers le commencement du lien ( $x = 0,35$  ou  $0,25$ ); ce déplacement s'accompagne d'une diminution de la marge en OSNR apportée par le régénérateur (2,5 et 1 dB). Bien que non illustré ici, le même comportement est obtenu si la puissance de seuil est supérieure à sa valeur optimale, la position préférentielle du régénérateur est déplacé vers le début du lien.

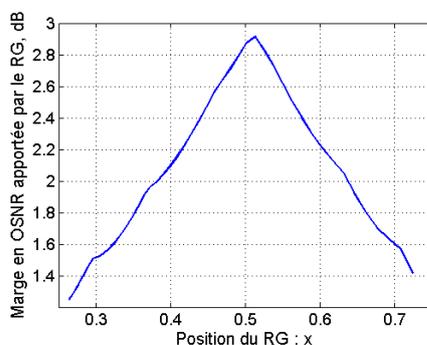
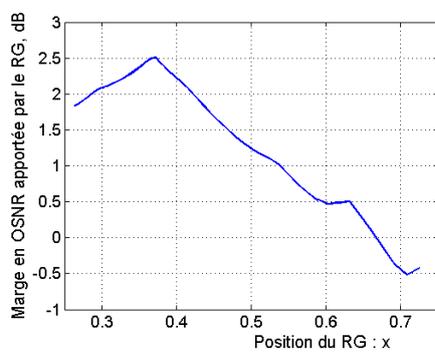
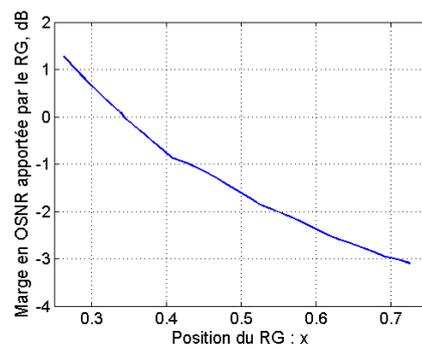


FIG. 4.38 – Marge en OSNR apportée par l’insertion d’un régénérateur au sein de la ligne de transmission en fonction de sa position, pour un TEB de  $10^{-8}$  avec un régénérateur de paramètres  $\beta = 0$ ,  $\alpha = 0,1$



(a)



(b)

FIG. 4.39 – Marge en OSNR apportée par le régénérateur en fonction de sa position pour une puissance de seuil 1 dB (a) et 2 dB (b) inférieure à sa valeur optimale

Enfin nous examinons l'influence de la raideur de la porte optique non-linéaire. La figure 4.40 donne la marge apportée par le régénérateur pour une raideur de la porte optique de  $\beta = 0,2$  et  $\beta = 0,5$ . Nous constatons une diminution de la marge apportée par le régénérateur avec la diminution de la raideur de la porte. La redistribution de la puissance optique est moins efficace avec une porte optique moins raide et la courbe en U de la figure 4.32 devient une courbe en V. Dès lors, l'ajout subséquent de bruit d'émission spontanée amplifiée dégrade plus fortement le taux d'erreur binaire. Ainsi la marge en OSNR apportée par le régénérateur passe de 2,9 à 2,8 puis 2,3 dB pour une porte optique de raideur  $\beta = 0, 0,2$  et  $0,5$ . Mais si la marge maximale apportée par le régénérateur diminue, la plage de tolérance en puissance du régénérateur augmente, c'est-à-dire que même si le seuil n'est pas parfaitement ajusté, la marge en OSNR apportée reste grande sur une plus grande plage de puissance de seuil ou encore du rapport de la puissance de seuil à la puissance signal. Ceci est illustré par la figure 4.41. Ces observations rejoignent celles de la section 4.2.3.3 qui montrait une augmentation de la plage de tolérance en puissance en présence de PMD avec une diminution de la raideur de la porte optique.

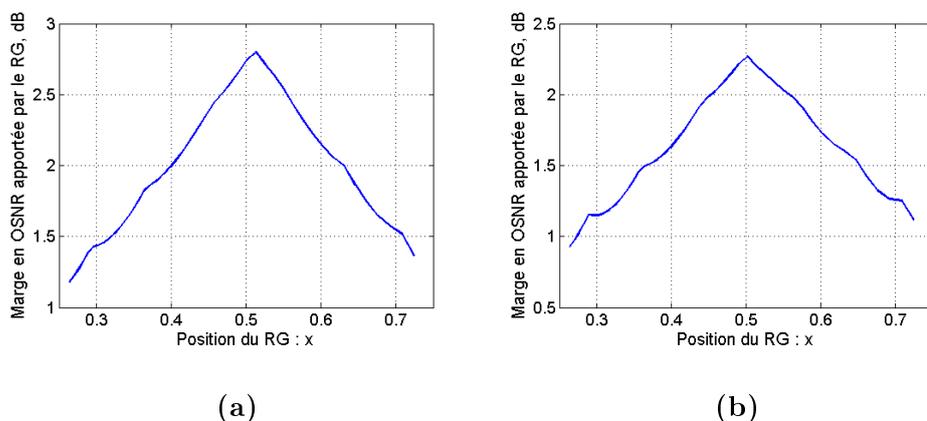


FIG. 4.40 – Marge en OSNR apportée par le régénérateur en fonction de sa position, pour une porte optique de raideur  $\beta = 0.2$  (a) et  $\beta = 0.5$  (b)

Cette section nous a permis d'étudier le cas d'une liaison limitée par le bruit d'émission spontanée amplifiée et d'étudier la place optimale du régénérateur pour un tel cas. En particulier nous avons pu mettre en évidence que si la puissance de seuil du régénérateur n'est pas correctement choisie, d'une part que le gain en OSNR qu'il apporte est fortement réduit et d'autre part que la position optimale du régénérateur ne se situe plus milieu du lien mais est déplacé vers le début de la liaison. Maintenant nous allons nous intéresser au cas général du gain apporté par la présence d'un régénérateur

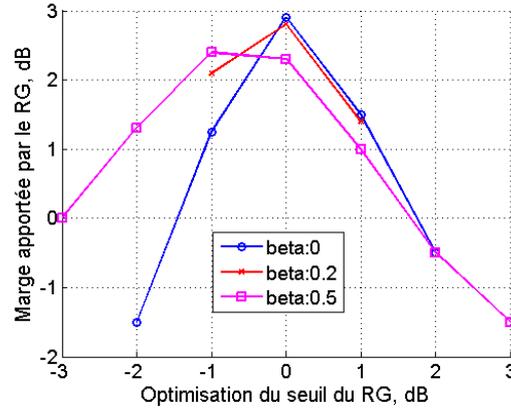


FIG. 4.41 – Evolution de la marge apportée par le régénérateur en fonction du réglage de la puissance de seuil, pour différentes raideurs de la porte optique non-linéaire

optique au sein d'une ligne de transmission limitée par à la fois la PMD et le bruit d'ESA.

#### 4.3.3.2 Lien dominé par la PMD

La configuration simulée est similaire à celle présentée en section 4.2.3. Le régénérateur est placé au sein de la liaison étudiée, la PMD est modélisée par la présence de deux émulateurs indépendants avant et après le régénérateur.

Mais ici nous prenons également en compte le bruit d'émission spontanée amplifiée. Ainsi la chaîne d'amplificateurs présents avant et après le régénérateur sont modélisés par une dégradation du rapport signal sur bruit optique comme à la section 4.3.3.1.

Pour une position donnée du régénérateur et pour une valeur donnée  $OSNR_{Rx}$ , nous simulons l'évolution du taux d'erreur binaire en réception en fonction du temps de groupe différentiel avant et après le régénérateur. Les résultats se présentent comme une cartographie du taux d'erreur binaire en réception, similaire aux résultats de la section 4.2.3 où nous avons obtenu des cartographies des pénalités en ouverture du diagramme de l'œil sur le domaine  $\{DGD_{av}, DGD_{ap}\}$ . La méthode utilisée pour exploiter ces cartographies a été présentée au chapitre 3 section 3.3.3. Nous définissons donc un domaine de DGD toléré pour un critère donné. Puis nous calculons la probabilité de coupure pour des couples de valeurs de PMD avant et après le régénérateur,  $\{PMD_{av}, PMD_{ap}\}$ ; la PMD maximale tolérée par la liaison dans son ensemble est la valeur maximale de la quantité  $\sqrt{PMD_{av}^2 + PMD_{ap}^2}$  qui garantit une probabilité de coupure acceptable.

Il faut aussi définir le critère de tolérance à la PMD. Le facteur de qualité du lien est donné par le taux d'erreur binaire en réception. Nous pouvons alors définir deux critères de tolérance distincts :

- une pénalité en OSNR inférieure à 1 dB,
- une limite maximale au taux d'erreur en réception.

Les deux critères sont valides et donnent des résultats assez différents comme nous allons le voir par la suite.

La pénalité en OSNR est définie ici pour tout taux d'erreur binaire  $TEB_A$  comme la différence entre l'OSNR requis par le système en présence de PMD pour le taux d'erreur binaire  $TEB_A$  et l'OSNR requis en configuration « back-to-back » pour le taux d'erreur binaire  $TEB_A$ . La référence est la courbe de sensibilité du couple émetteur/récepteur qui donne le taux d'erreur binaire en fonction du rapport signal sur bruit optique. Ainsi nous pouvons comparer la tolérance à la PMD du couple émetteur/récepteur et la tolérance d'une liaison avec un régénérateur en son sein.

Le deuxième critère est la définition d'un taux d'erreur maximum toléré par la liaison. Ceci est équivalent à planifier une liaison avec un taux d'erreur maximal acceptable en réception. Cela permet de fixer la PMD tolérable par un lien dominé par la PMD : ce critère est donc essentiellement intéressant pour les liens qui en l'absence de PMD ont une marge disponible en OSNR très grande.

La probabilité de coupure acceptable due à la PMD est ici prise égale à  $10^{-6}$ . Les valeurs du rapport signal sur bruit optique de la liaison varient entre 8 et 14 dB dans 1 nm. La marge allouée à la PMD est de 1 dB. Le taux d'erreur limite choisi est de  $10^{-8}$ . Dans la suite de cette étude, la puissance de seuil de la porte optique est optimisée pour le cas sans PMD : le seuil n'est pas adapté dynamiquement en fonction de la PMD.

Examinons tout d'abord les résultats bruts obtenus pour une liaison à un régénérateur en marche d'escalier ( $\beta = 0$ ) avec un régénérateur positionné au milieu de la liaison. La figure 4.42 montre les cartographies obtenues pour ce lien. Le DGD avant le récepteur est placé en axe des abscisses. Les 4 cartographies correspondent respectivement à un OSNR global de 8, 10, 12 et 14 dB dans 1 nm.

Pour appliquer le critère d'une marge de 1 dB, nous transformons les cartographies du taux d'erreur binaire en cartographies des pénalités en réception. Puis nous procédons selon la méthode rappelée plus haut. Les résultats sont présentés sur la figure 4.43. Nous observons que la PMD tolérée est de l'ordre de 4,5 ps. Cette valeur est à comparer à la valeur obtenue au paragraphe 4.3.2.3 : sans régénérateur, la PMD tolérée par le couple émet-

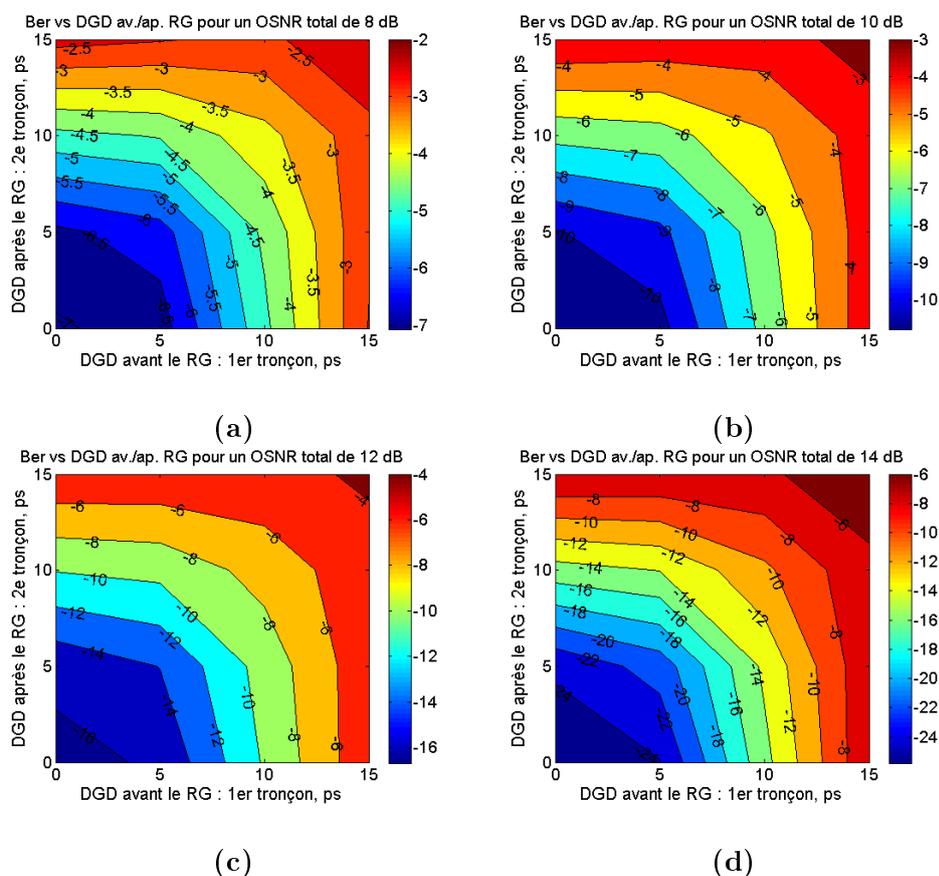


FIG. 4.42 – Cartographies du TEB en fonction des DGD avant/après le RG pour un OSNR de 8 dB (a), 10 dB (b), 12 dB (c) et 14 dB (d)

teur/récepteur pour une marge de 1 dB et un taux d'erreur binaire cible de  $10^{-8}$  est de 2,3 ps, soit un gain de quasiment 100%.

Par ailleurs, nous pouvons noter que la PMD tolérée ici est sensiblement identique quel que soit l'OSNR global de la liaison. Ceci semble indiquer que la capacité du régénérateur à compenser la PMD est indépendante de la dégradation par le bruit d'ESA. L'explication pourrait être que la dégradation par la PMD est une déformation du diagramme de l'œil et conserve intacte la fonction de redistribution du régénérateur.

Pour appliquer le critère d'un taux d'erreur binaire tolérable maximum en réception, nous pouvons directement utiliser les cartographies de la figure 4.42. Les résultats sont présentés sur la figure 4.44. Conformément aux attentes, nous observons que la PMD tolérée est une fonction croissante du rapport signal sur bruit de la liaison. Pour un OSNR global de 8 dB,

la PMD tolérable est nulle car les TEB sont bien plus mauvais que  $10^{-8}$  et elle augmente avec de meilleurs OSNR. Les valeurs exactes sont fortement dépendantes du taux d'erreur limite choisi et ne peuvent donc être prises directement comme valeurs absolues.

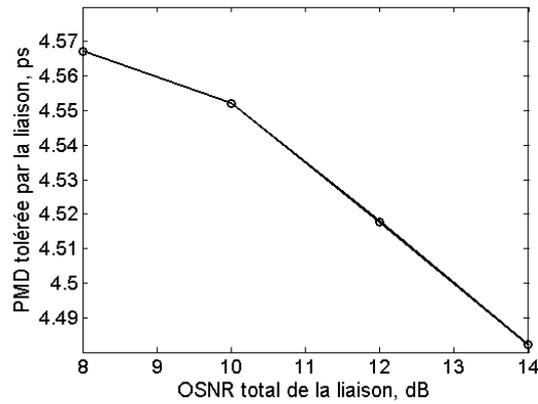


FIG. 4.43 – PMD tolérée de la liaison pour une marge de 1 dB, dans le cas d'un régénérateur en marche d'escalier placé à mi-distance du récepteur

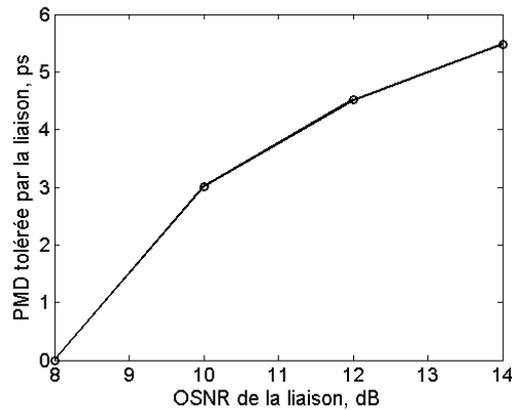


FIG. 4.44 – PMD tolérée de la liaison pour un taux d'erreur maximum de  $10^{-8}$ , dans le cas d'un régénérateur en marche d'escalier placé à mi-distance entre émetteur et récepteur

### 4.3.3.3 Place optimale d'un régénérateur dans un lien dominé par la PMD

Au paragraphe 4.3.3.2 nous avons présenté la PMD tolérée pour la liaison dans son entier avec un régénérateur placé au milieu de la ligne de transmission, c'est-à-dire où la contribution des lignes avant et après le régénérateur en termes de bruit optique sont identiques. Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de la position du régénérateur dans la ligne. Pour cela, dans un premier temps nous réalisons des simulations pour lesquelles la place  $x$  du régénérateur dans la ligne est modifiée :  $x$  est définie par l'équation (4.29). Les résultats sont obtenus sous la forme de cartographies du type de la figure 4.42 mais pour lesquels  $x$  n'est plus égal à 0,5. Les résultats obtenus à partir des cartographies par les deux critères du 4.3.3.2 sont présentés sur la figure 4.45. L'influence de la position du régénérateur dans la liaison est assez forte. La tendance très nette qui se dégage est que la position optimale du régénérateur est au plus près de l'émetteur, quel que soit le critère choisi.

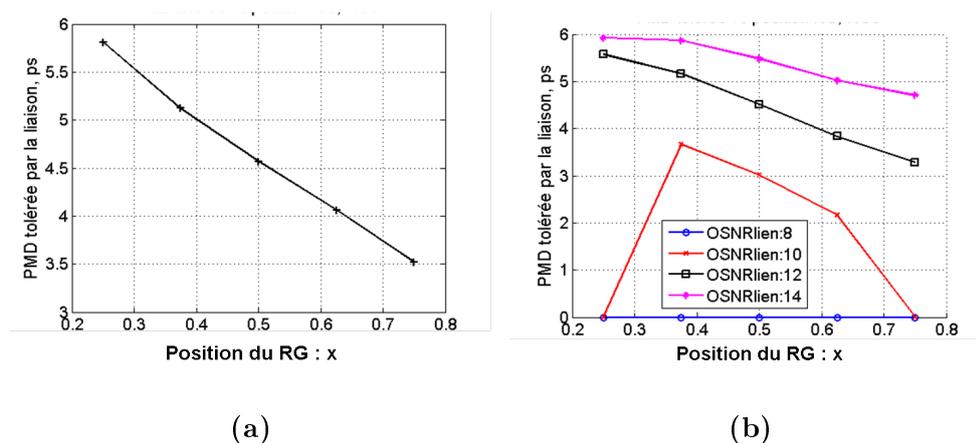


FIG. 4.45 – PMD tolérée de la liaison en fonction de la position du régénérateur pour une marge de 1 dB (a) et un taux d'erreur limite de  $10^{-8}$  (b)

Les courbes de la figure 4.45 expriment deux tendances contradictoires :

- d'une part, comme vu précédemment, la position optimale pour combattre au mieux l'accumulation de l'OSNR est le milieu du lien,
- d'autre part, la position optimale du régénérateur pour combattre la PMD est le début du lien.

La courbe obtenue pour un OSNR de 10 dB dans 1 nm est représentative de ces deux tendances. Le fait que la PMD tolérée soit nulle pour des posi-

tions éloignées du milieu de la liaison montre que pour de telles positions du régénérateur la redistribution des puissances optiques par la porte optique est peu efficace : la dégradation de l'OSNR après ( $x \leq 0,25$ ) ou avant le régénérateur ( $x \geq 0,75$ ) est trop forte pour que la redistribution joue un rôle important ; un comportement similaire peut être observé sur la figure 4.37 où le gain en OSNR diminue lorsque la position du régénérateur est éloignée du milieu de la liaison. Le fait que la PMD tolérée soit plus forte pour  $x = 0,375$  que pour  $x = 0,625$  est significatif que la position optimale du régénérateur vis-à-vis de la PMD est près de l'émetteur.

Le fait que la position optimale du régénérateur pour combattre la PMD soit proche de l'émetteur peut se comprendre en revenant aux densités de probabilité des puissances optiques. Tout d'abord, il faut rappeler que le seuil du régénérateur est laissé inchangé pour toutes les conditions de PMD et qu'il est optimisé pour le cas sans PMD. Ainsi la puissance de seuil du régénérateur est optimisée pour un DGD avant le régénérateur égal à zéro. Par contre pour un DGD avant le régénérateur égal à 15 ps, la puissance crête des impulsions en entrée du régénérateur est fortement diminuée et donc la puissance de seuil n'est pas du tout optimum pour ce cas. Donc les densités de probabilité en sortie ne sont plus du tout équilibrées ; nous sommes dans le cas de la figure 4.32. L'ajout subséquent de bruit d'émission spontanée amplifiée dégrade alors plus rapidement les performances que pour une puissance de seuil optimale, comme décrit dans la section 4.2.2.4. C'est pourquoi pour obtenir une bonne compensation de la PMD ajoutée avant le régénérateur, il faut le placer aussi près que possible de l'émetteur.

Les valeurs de PMD tolérables pour la liaison sont tout particulièrement élevées pour des positions du régénérateur proches de l'émetteur. La configuration simulée ici est toutefois trompeuse. Pour exploiter les cartographies du taux d'erreur en réception nous procédons comme auparavant en considérant que la PMD présente avant le régénérateur peut être aussi élevée que la PMD après. Ceci est peu représentatif d'un lien où la PMD serait uniformément distribuée le long de la liaison. Bien que certains liens puissent présenter des tronçons isolés avec une valeur de PMD très forte, ceci ne représente pas la majorité des cas. Pour prendre en compte le fait que la PMD est uniformément distribuée le long de la liaison, il nous faut utiliser les méthodes développées dans le chapitre 3.

Pour cela, nous devons prendre en compte les deux paramètres de la liaison : le rapport signal sur bruit en réception  $OSNR_{Rx}$  et la PMD de la liaison  $coef_{PMD}\sqrt{L}$ . Afin de combiner les deux de façon réaliste, pour modéliser une liaison où la dégradation de l'OSNR et l'accumulation de la PMD sont uniformes, nous définissons les contributions des lignes A et B (avant et après le régénérateur) par le paramètre  $x$  déjà utilisé :

- les valeurs  $OSNR_{av}$  et  $OSNR_{ap}$  sont données par la relation (4.29),
- les valeurs de PMD avant et après le régénérateur valent respectivement  $coef_{PMD}\sqrt{xL}$  et  $coef_{PMD}\sqrt{(1-x)L}$ .

Nous pouvons alors calculer la probabilité de coupure de la liaison à partir de la cartographie du type de la figure 4.42 correspondant à l'OSNR global du lien  $OSNR_{Rx}$  et à chaque valeur de  $x$  à partir de la méthode simplifiée du chapitre 3, section 3.3.3.1. Pour chaque valeur de  $x$ , il faut donc générer une cartographie du taux d'erreur binaire en fonction des DGD avant/après le régénérateur, en déduire la cartographie de la probabilité de coupure en fonction des valeurs de PMD avant/après le régénérateur. Alors en traçant le cercle centré sur l'origine et de rayon  $coef_{PMD}\sqrt{L}$  nous pouvons déduire la probabilité de coupure associée à la position du régénérateur dans la liaison  $x$ . Nous pouvons au final tracer la courbe de la probabilité de coupure en fonction de la place du régénérateur dans la liaison, pour une PMD globale du lien donnée.

Un exemple de résultat ainsi obtenu est présenté sur la figure 4.46 pour un OSNR global de 10 dB pour le critère du taux d'erreur limite de  $10^{-8}$ , et un régénérateur en marche d'escalier avec une puissance de seuil optimisée pour le cas sans PMD. La PMD tolérée par la liaison pour un OSNR global de 10 dB est donc la PMD telle que la probabilité de coupure pour un régénérateur en position optimale est de  $10^{-6}$ , soit 3,35 ps.

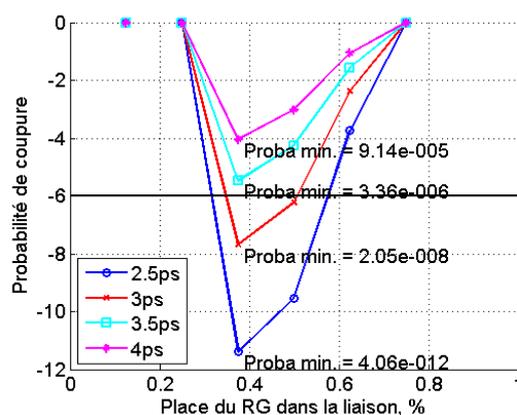


FIG. 4.46 – Exemple d'évolution de la probabilité de coupure en fonction de la position du régénérateur dans le lien, pour différentes valeurs de PMD globale et un OSNR de 10 dB dans 1 nm

Ceci permet ensuite d'en déduire la PMD tolérable par la liaison lorsque la position du régénérateur est optimisée, pour chaque valeur du rapport signal sur bruit optique global de la liaison. La figure 4.47 expose les résultats

obtenus par cette méthode et la place optimale du régénérateur dans une liaison limitée par la PMD, pour une probabilité de coupure de  $10^{-6}$  en prenant le critère du taux d'erreur limite de  $10^{-8}$ .

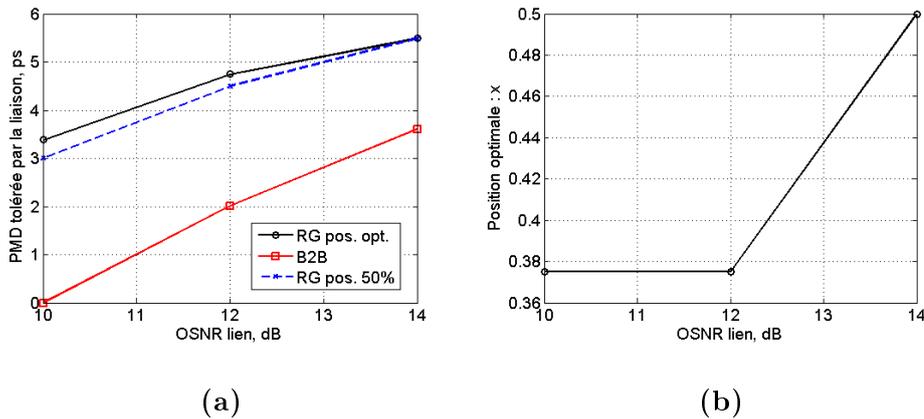


FIG. 4.47 – PMD maximale tolérée par la liaison (a) lorsque la position du régénérateur est optimisée, en fonction de l'OSNR total et position optimale associée (b)

La figure 4.47b montre que la position optimale du régénérateur dans un lien limité par la PMD et le bruit d'émission spontanée amplifiée est aux  $3/8$  de la liaison. Si la liaison est limitée par la PMD seulement (OSNR de 14 dB par exemple), la position optimale du régénérateur est au milieu de la liaison. La figure 4.47a affiche les PMD tolérées par le système pour un lien sans régénérateur et avec régénérateur en position optimale. A noter le cas d'un régénérateur au milieu du lien qui diffère assez peu du régénérateur en position optimale. Le gain en PMD tolérée apporté par le régénérateur est respectivement infini, égal à 135% et à 50% pour un rapport signal sur bruit optique de 10, 12 et 14 dB. Les valeurs obtenues pour le lien avec régénérateur se rapprochent des performances d'un compensateur de PMD efficace.

Le fait que le gain est moindre lorsque le lien est uniquement dominé par la PMD vient peut-être du fait que le critère du taux d'erreur binaire limite toléré par la liaison comprend les effets positifs du régénérateur à la fois sur l'accumulation de bruit d'ESA et de PMD.

#### 4.3.3.4 Influence de la raideur de la porte

La raideur de la porte optique non-linéaire est un paramètre à prendre en compte comme nous l'avons déjà vu à plusieurs reprises. Les résultats obtenus en fonction du paramètre  $\beta$  sont tracés sur la figure 4.48, pour le critère

du taux d'erreur limite de  $10^{-8}$ . La position optimale du régénérateur est dans tous les cas le milieu de la liaison sauf pour un régénérateur en marche d'escalier où elle est légèrement décalée vers l'émetteur. Nous pouvons observer que la PMD tolérée par la liaison est sensiblement identique pour différentes raideurs de la porte optique non-linéaire. Les valeurs semblent toutefois être maximisées pour  $\beta = 0,2$ . Pour  $\beta = 0,5$  nous observons une diminution marquée de la PMD tolérée lorsque l'OSNR de la liaison est de 10 dB dans 0,1 nm. Comme nous l'avons déjà vu précédemment, la capacité du régénérateur à combattre l'accumulation de bruit d'ESA diminue lorsque la raideur de la porte augmente. Aussi la dégradation par le bruit d'émission spontanée amplifiée domine les dégradations dans le lien pour  $\beta = 0,5$ .

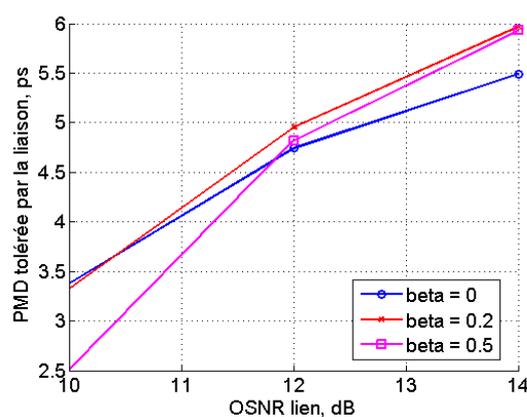


FIG. 4.48 – PMD maximale tolérée par la liaison pour un régénérateur placé au milieu de la liaison et pour différentes raideurs de la porte optique

#### 4.3.4 Conclusion de la seconde étude numérique

Cette deuxième étude fondée sur le calcul des taux d'erreur binaires par le modèle des densités de probabilité de puissance optique permet de tirer quelques conclusions :

- L'emploi d'un régénérateur de type I placé directement devant le récepteur ne permet pas d'améliorer les performances du système.
- L'emploi d'un régénérateur placé au sein de la ligne de transmission permet un gain sensible en termes de PMD tolérée de 135 à 50% selon le rapport signal sur bruit de la liaison optique.
- La place optimale du régénérateur dans le lien en présence à la fois de PMD et de bruit d'ESA est proche du milieu de la liaison.
- Un régénérateur de type I permet de combattre à la fois la PMD et le bruit d'émission spontanée amplifiée, et affiche parfois des performances similaires à un compensateur de PMD d'ordre 1.

- La pente de la fonction de transfert de la porte optique non-linéaire a un léger impact sur les performances. Lorsque la porte optique n'est pas suffisamment raide, sa capacité à combattre l'accumulation d'ESA est diminuée et le taux d'erreur binaire en réception est donc augmenté.

## 4.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre est consacré à l'étude de la capacité des régénérateurs de type I à combattre la PMD, en un seul passage. Cette étude a été menée à l'aide de deux modèles différents.

Le premier fondé sur l'ouverture du diagramme de l'œil comme critère de qualité nous a permis de dégager les conclusions suivantes :

- L'emploi d'un régénérateur placé directement devant le récepteur ne permet pas une amélioration des performances.
- Le déport du régénérateur au sein de la ligne de transmission permet au système de tolérer une PMD plus grande de 25 à 80%.
- La place optimale du régénérateur est à 57% du lien.
- Une porte optique de paramètre  $\beta = 0,5$  a une capacité à compenser la PMD identique à une porte en marche d'escalier tout étant plus tolérante à la puissance en entrée du régénérateur.
- Employer un régénérateur avec un temps de réponse de 5 ps dégrade légèrement les performances. Par contre un temps de réponse de 10 ps est rédhibitoire par l'effet de séquence obtenu.

Toutefois une question intéressante est restée ouverte : la capacité d'un régénérateur de type I à combattre à la fois la PMD et l'accumulation de bruit d'émission spontanée amplifiée. C'est pourquoi un second modèle a été employé à cette fin.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous rappelons les modèles existants, développés avec succès par des travaux au sein de ce laboratoire, permettant de calculer l'évolution du taux d'erreur binaire à travers une cascade de régénérateurs optiques par le calcul de la transformation des densités de probabilité de puissance optique au sein de la ligne de transmission. Nous introduisons ensuite le modèle mis en place pour généraliser le calcul des densités de probabilité en y incluant l'aspect temporel des signaux optiques. Grâce à ce modèle original, nous pouvons étudier le comportement d'un régénérateur optique de type I en présence à la fois de bruit d'émission spontanée amplifié et PMD.

Les conclusions obtenues à l'aide de ce second modèle sont les suivantes :

- L'emploi d'un régénérateur directement devant le récepteur ne permet pas d'améliorer les performances, laissant inchangé le taux d'erreur

binaire.

- Déporter le régénérateur au sein de la ligne de transmission permet une augmentation de la PMD tolérée par le système de 50 à 135%.
- La place optimale du régénérateur est proche du milieu de la liaison.
- Employer un régénérateur de type I au sein de la liaison permet de combattre à la fois la PMD et l'accumulation du bruit d'émission spontanée amplifiée.
- Enfin la raideur de la porte optique non-linéaire a un faible impact sur les performances.

Ainsi au final les deux études mettent toutes deux en avant une capacité intéressante des régénérateurs de type I à compenser la PMD. Par ailleurs le deuxième modèle montre que ce type de régénérateur permet de combattre simultanément la PMD et l'accumulation de bruit d'ESA. La place optimale du régénérateur dans tous les cas est proche du milieu de la liaison. Le placer directement devant le récepteur ne donne aucune amélioration des performances. Ces études semblent aussi démontrer que l'avantage d'un régénérateur en marche d'escalier plutôt qu'une porte optique non-linéaire moins raide ne donne pas un gain en performance notable vis-à-vis de la PMD. Au vu des études précédentes sur la gigue temporelle, le meilleur compromis semble donc d'employer une porte optique pas trop raide, par exemple avec un paramètre  $\beta = 0,2$ .

Toutefois il faut noter que ces résultats ont été obtenus uniquement à l'aide de modèles numériques. Il serait intéressant de conduire une série d'études expérimentales pour quantifier les capacités de ces régénérateurs à compenser la PMD, à l'aide par exemple de composants du type absorbants saturables et amplificateurs optiques à semi-conducteur.

## Chapitre 5

# Etude des régénérateurs de type II

Le deuxième type de régénérateur comprend tous les régénérateurs 2R qui donnent une forme aux impulsions. De par cette caractéristique, ils constituent d'emblée de bons candidats pour compenser la PMD. Et en effet, il s'agit du seul type de régénérateur étudié dans la littérature scientifique pour combattre la PMD.

Ce type de régénérateur est l'objet d'autres travaux de recherche au sein du laboratoire : la technique de régénération en question a été proposée par Mamyshev [67] ; elle utilise l'élargissement spectral par auto-modulation de phase dans une fibre suivie d'un filtre décalé par rapport au signal. Le développement de nouvelles fibres fortement non linéaires permet en effet d'envisager une forte diminution de la puissance nécessaire pour ce type de régénérateur. Par ailleurs, ce régénérateur a été plusieurs fois proposé pour combattre la PMD. Aussi a-t-il été naturellement choisi pour les travaux expérimentaux de cette thèse. Ce chapitre va donc employer la technique de régénération fondée sur l'auto-modulation de phase dans une fibre et un filtrage discriminant comme modèle de régénérateur de type II.

Bien que cette technique ait déjà été employé à plusieurs reprises pour compenser la PMD, nous avons souhaité ici étudier plus en détail les conclusions parfois contradictoires publiées et étudier de façon plus approfondie la capacité d'un régénérateur fondé sur la technique à filtre décalé pour combattre à la fois l'accumulation d'émission spontanée amplifiée et la PMD. Nous verrons au cours de ce chapitre que certains aspects semblent être passés inaperçus dans les études théoriques et expérimentales existantes.

Aussi dans ce chapitre nous présentons tout d'abord les travaux existants dans la littérature. Ensuite nous décrivons le simulateur mis en place pour

modéliser ce type de régénérateur. Dans un deuxième temps sont présentés les résultats des simulations effectuées et de l'étude expérimentale qui se sont déroulées en parallèle. L'étude expérimentale a permis en particulier de mettre à jour des effets jusque là non publiés dans la littérature qui limitent fortement la tolérance à la PMD de ce type de régénérateur.

## 5.1 Etat de l'art

Ce paragraphe décrit plus généralement les différentes techniques de régénération déjà étudiées pour combattre la PMD. Seuls des régénérateurs de type II ont fait l'objet d'une telle étude.

La bibliographie sur le sujet « PMD & régénération » est plutôt mince. Nous allons détailler les différentes techniques étudiées dans la littérature pour cette application.

### 5.1.1 Interféromètre non-linéaire

L'article [64] propose d'employer un convertisseur de longueur d'onde pour améliorer le signal à différents niveaux. Le signal est envoyé dans un SOA ; par conversion phase-amplitude, une modulation de phase est créée. La sonde continue envoyée dans le SOA subit la modulation de phase, à son tour convertie en modulation d'amplitude par un interféromètre Mach-Zehnder à retard différentiel. Enfin un filtre optique en sortie permet une amélioration du taux d'extinction du signal régénéré.

La largeur à mi-hauteur des impulsions générées est fixée par le retard dans l'interféromètre Mach-Zehnder. Il s'agit donc bien d'un régénérateur de type II.

Ce convertisseur de longueur d'onde a été testé expérimentalement pour une modulation de type RZ33% à 10 Gbit/s. Son fonctionnement permet une amélioration du taux d'extinction si le taux d'extinction de la pompe, c'est-à-dire du signal, est supérieur à 11 dB, et une amélioration de la gigue d'amplitude efficace pour un OSNR en entrée de 16 dB ou plus.

La largeur des impulsions créées est indépendante de celle du signal de pompe donc ce régénérateur est un bon candidat pour compenser la PMD : les résultats expérimentaux montrent qu'il permet de remettre en forme des impulsions déformées par un DGD de 25 ps pour le pire cas de la PMD. En supposant que 25 ps de DGD correspondent à 1 dB de pénalité, la PMD tolérée pour une probabilité de coupure de  $10^{-6}$  est de 7,20 ps dans l'hypothèse maxwellienne, soit une PMD tolérée par le système de 7% du temps bit.

### 5.1.2 Régénération par filtrage discriminant

Plusieurs articles ont proposé d'employer la technique d'élargissement spectral par auto-modulation de phase suivi d'un filtrage discriminant pour compenser la PMD : une étude expérimentale a été effectuée [70] et plusieurs études numériques [82] et [71].

Ce régénérateur exploite l'auto-modulation de phase pour élargir le spectre de l'impulsion dans une fibre optique (que nous appellerons fibre non linéaire) avant de sélectionner une partie du spectre élargi grâce à un filtre optique. C'est la largeur du filtre optique qui détermine la largeur de l'impulsion en sortie. Mais sa longueur d'onde centrale doit être légèrement décalée pour sélectionner une des deux bandes spectrales générées. Les bandes spectrales basse et haute correspondent respectivement aux fronts montant et descendant de l'impulsion. Ainsi l'élargissement spectral dépend des fronts de l'impulsion plutôt que de sa largeur. Et ces fronts ne sont pas affectés par une PMD d'ordre 1 modérée.

#### 5.1.2.1 Etude expérimentale

L'article [70] applique la technique de Mamyshev à la compensation de PMD. La démonstration expérimentale de l'invariance de la largeur des impulsions en sortie du régénérateur est effectuée par un montage simple. Une source d'impulsions de largeur variable (8 à 20 ps à mi-hauteur) cadencée à 10 GHz est injectée dans un EDFA saturé pour avoir une puissance constante dans la fibre non-linéaire qui est un tronçon de fibre à dispersion décalée (DSF ou dispersion shifted fiber) de 5 km. La longueur d'onde du laser est de 1541 nm et la longueur d'onde centrale des filtres est fixée à 1541,5 nm. Le zéro de dispersion de la fibre est situé à 1543 nm.

Pour un filtre de 0,2 nm, l'impulsion en sortie a une largeur de 14,5 ps presque constante pour une largeur d'impulsion en entrée de 9 à 16 ps. Pour un filtre de 0,7 nm, l'impulsion en sortie a une largeur quasi-constante de 9 à 10 ps pour des impulsions en entrée de 8 à 17 ps. Les résultats sont en bon accord avec les simulations.

En ce qui concerne la PMD, une source d'impulsions de 8 ps à 10 GHz est multiplexée optiquement pour obtenir un signal à 40 Gbit/s. Un tronçon de DSF de 850 m est employé. La longueur d'onde du signal est de 1547 nm et le filtre de 0,7 nm est centré à 1547,5 nm. Seuls les diagrammes de l'œil sont mesurés. Un premier émulateur avec un DGD de 10 ps est utilisé en configuration pire cas pour la PMD d'ordre 1 : le régénérateur permet de réaffiner les impulsions. Un deuxième émulateur avec un DGD de 6 ps est ensuite ajouté en sortie du régénérateur : sans régénérateur, le diagramme de l'œil est fortement dégradé par la cascade des deux émulateurs, alors que

avec régénérateur, le diagramme de l'œil final est ouvert mais les impulsions semblent fortement élargies. Il est difficile de tirer des conclusions à partir des résultats de cet article.

### 5.1.2.2 Etude numérique

Les articles [82] et [71] constituent deux versions complémentaires de simulations numériques de la technique Mamyshev employée pour compenser la PMD.

La fonction de transfert en énergie du régénérateur correspond bien à une courbe en S typique d'un régénérateur 2R. Une fibre fortement non-linéaire est modélisée : son coefficient non-linéaire est de  $16,2 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , ses pertes de  $0,5 \text{ dB/km}$  et sa dispersion de  $-0,5 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ . Dans cette étude, la fibre non-linéaire est modélisée comme une concaténation de tronçons biréfringents. La fibre longue de  $3 \text{ km}$  a un coefficient de PMD de  $0,1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ .

Pour démontrer la capacité de cette technique à compenser la PMD, une impulsion déformée par de la PMD d'ordre 1 est introduite dans le dispositif. La performance est évaluée en termes de restauration de la largeur quadratique moyenne et du degré de polarisation. En sortie du régénérateur, la largeur de l'impulsion est constante (l'impulsion fait  $5,5 \text{ ps}$  de FWHM) pour un DGD inférieur à  $7 \text{ ps}$  dans le pire cas de la PMD et le DOP est de  $100\%$  pour ces DGD. Donc la PMD est parfaitement compensée. La régénération du DOP provient des effets non-linéaires croisés entre les deux composantes temporelles de polarisation : la XPM crée un décalage fréquentiel positif et négatif pour les deux polarisations, ce qui tend à séparer le spectre des deux polarisations, de sorte qu'ils ne se chevauchent plus sauf au centre (voir la section 5.2.1). Le filtre excentré ne sélectionne alors qu'une des deux polarisations. Lorsque le DGD est trop grand, l'effet de la XPM ne s'applique plus et les deux polarisations sont régénérées séparément.

De nombreuses simulations sont effectuées pour modéliser un système de transmission à  $40 \text{ Gbit/s}$  sur  $1000 \text{ km}$ , avec une PMD de  $0,3 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ , soit au total  $9,5 \text{ ps}$  de PMD. Le régénérateur est placé devant le récepteur. Seule la PMD est prise en compte : il n'y a pas de bruit d'émission spontanée amplifiée. Le critère dévaluation retenu est la pénalité en ouverture de l'œil.

Différents types de régénération sont simulés : pour chaque cas,  $10000$  réalisations de la fibre de propagation sont simulées. En termes de probabilité cumulée, le régénérateur 2R est peu efficace car le DGD toléré est faible : il dégrade même les performances pour des pénalités d'ouverture de l'œil de plus de  $3 \text{ dB}$ . Ainsi pour une régénération efficace, le DGD ne doit pas être trop grand : lorsque les impulsions élargies par la PMD ont une durée

comparable au temps bit, les impulsions voisines commencent à se recouvrir, ce qui crée un effet de séquence par XPM intra-canal.

Même avec cinq régénérateurs dans la ligne, l'amélioration est peu significative et elle est d'autant moins forte que l'ouverture de l'œil est dégradée. Par contre, les performances sont significativement améliorées par l'ajout de modulation synchrone devant le régénérateur, c'est-à-dire par l'emploi d'une régénération 3R.

La modulation synchrone d'amplitude seule n'apporte pas grand chose mais l'effet de la modulation de phase est très probant. En fait cela crée un décalage fréquentiel tout comme la XPM mais qui fonctionne même pour de très grands DGD. Sans modulation de phase, l'impulsion de largeur quadratique moyenne 5,5 ps (de largeur à mi-hauteur 18 ps) tolère jusqu'à 7 ps de DGD. Un DGD toléré de 7 ps se traduit par une PMD tolérée de 1,92 ps pour une probabilité de coupure de  $10^{-6}$ , soit une PMD équivalente à celle tolérée par un couple émetteur/récepteur sans régénérateur pour une marge de 1 dB. L'ajout de la modulation de phase permet d'améliorer fortement les performances en termes de probabilité cumulée. La probabilité cumulée de la pénalité en ouverture de l'œil du système est alors bien en dessous du cas sans régénérateur.

### 5.1.3 Régénération 2R et 3R

L'article de l'université de Chalmers [53] étudie la capacité des techniques de régénération 2R et 3R à compenser la PMD, par des simulations générales qui ne considèrent pas un type de régénérateur particulier.

Concernant la régénération 2R, l'article conclut qu'elle ne permet pas d'améliorer beaucoup les problèmes d'ouverture de l'œil. En particulier pour la PMD, la régénération 2R reste limitée par de sérieux problèmes d'horloge. L'aspect temporel joue en effet un grand rôle au niveau de la réception de données déformées par la PMD. La PMD va déphaser les données et l'horloge du signal RZ, i.e. déphaser l'instant de décision optimum et l'instant de décision récupéré par l'horloge. Nous reviendrons sur cet aspect dans le chapitre 6. Ainsi l'ajout de la resynchronisation à la régénération 2R permet de grandement améliorer les performances.

L'efficacité d'un régénérateur 3R est comparée directement à celle d'un compensateur de PMD. La marge allouée au compensateur de PMD placé en réception est de 2 dB. Le régénérateur est placé au milieu de la liaison. Les marges système allouées au régénérateur varient selon le système considéré. Le régénérateur 3R est considéré idéalement, comme un récepteur et un émetteur mis tête bêche. Pour un système à longue distance limité par le bruit d'ESA, la marge allouée est de 2+3 dB : l'OSNR disponible au milieu

de la ligne est en effet deux fois plus grand. Au contraire pour un système limité par la PMD, seuls 2 dB de marge sont alloués au régénérateur.

Pour le format de modulation NRZ, un régénérateur 3R avec 5 dB de marge montre les mêmes performances qu'un compensateur de PMD avec trois degrés de liberté : une PMD de 35% du temps bit est tolérée pour une probabilité de coupure de  $10^{-3}$ . Pour 2 dB de marge, l'efficacité du régénérateur est nettement moins bonne : une PMD de 23% du temps bit est tolérée, à comparer à 17% sans compensation de PMD.

Enfin pour le format de modulation RZ avec récepteur adaptatif, le régénérateur 3R avec 5 dB de marge est meilleur que le PMDC et il lui est équivalent pour une marge de 2 dB.

#### 5.1.4 Synthèse des travaux existants

Les conclusions sur l'emploi de régénérateurs 2R pour compenser la PMD sont mitigées. Les articles de Matsumoto ([82],[71]) proposent la simulation de régénérateurs de type Mamyshev en configuration système et concluent que ce type de régénérateur ne permet pas une compensation efficace de la PMD. Selon l'article de Chalmers [53], la PMD ne peut être compensée par un régénérateur 2R car la PMD décale l'horloge et l'instant de décision optimum, particulièrement pour la modulation RZ.

Ces conclusions sont toutefois à nuancer par l'expérience de Leuthold [64]. Cet article démontre la réalisation pratique d'un régénérateur 2R de type SOA-MZI et étudie sa capacité à compenser la PMD. Mais l'évaluation précise de cette capacité n'est pas faite : une estimation à partir des données expérimentales conduit à une PMD tolérée de 7% du temps bit pour une probabilité de coupure de  $10^{-6}$ . Enfin l'article [70] présente des résultats expérimentaux de régénération par la technique de Mamyshev mais ils restent quantitatifs.

Concernant la régénération 3R, les conclusions sont plus positives. Les deux articles s'y intéressant ([82],[53]) montrent une efficacité certaine des techniques de régénération de type 3R pour compenser la PMD. La comparaison à un compensateur de PMD faite dans l'article de Chalmers est intéressante mais ces comparaisons sont à étudier soigneusement (notamment l'emploi de différentes marges et les conditions des simulations). Par ailleurs, ils considèrent un régénérateur de type 3R idéal.

Aucune simulation n'a été faite pour une technique autre que la technique de Mamyshev ou la modulation synchrone. Expérimentalement, seul le HHI a présenté l'emploi d'une récupération d'horloge tout optique pour remettre en forme un signal RZ 40 Gbit/s déformé par la PMD. Cet aspect sera abordé dans le chapitre 6.

Dans la suite de ce chapitre 5, nous allons étudier de façon approfondie la capacité d'un régénérateur 2R de type II à compenser la PMD à la fois par des simulations et par une étude expérimentale. Nous nous concentrerons sur le régénérateur de type Mamyshev et présenterons tout d'abord l'étude numérique effectuée ; elle se fonde sur l'étude de l'ouverture de l'œil du signal et du degré de polarisation comme indicateurs de performance de la régénération. Ensuite nous nous intéresserons à sa caractérisation expérimentale. Enfin les résultats des deux études seront comparés et discutés comme conclusion à ce chapitre.

## 5.2 Modèle de régénérateur de type II

Modéliser un régénérateur de type II simplement par sa fonction de transfert en puissance ne permet pas de prendre en compte son effet de mise en forme des impulsions. Car la remise en forme peut provenir de l'interférence entre impulsions avec des phases différentes - comme c'est le cas pour un interféromètre non-linéaire - ou de l'action de mise en forme par filtrage optique - comme pour un régénérateur de type Mamyshev.

Ainsi la propriété de mise en forme des impulsions est propre à chaque régénérateur de type II et ne peut être modélisée de façon unique. Aussi avons-nous choisi de nous focaliser sur le régénérateur à fibre de type Mamyshev pour les raisons déjà évoquées et sa relative facilité de mise en œuvre expérimentale. Dans cette section nous rappelons le principe de fonctionnement du régénérateur, et plus particulièrement sa capacité naturelle à combattre la PMD. Nous détaillons aussi le modèle numérique développé pour conduire les simulations de ce chapitre.

Modéliser par simulations numériques le régénérateur, outre que cela permet de bien comprendre les phénomènes en jeu, est indispensable dans un problème à plusieurs dimensions pour guider la recherche de points de fonctionnement qui servent de base à l'étude expérimentale.

### 5.2.1 Principe de fonctionnement du régénérateur par filtrage discriminant

Comme décrit au chapitre 3, ce régénérateur emploie une fibre comme milieu non-linéaire suivi d'un filtre décalé par rapport à la fréquence du signal. Le régénérateur est à auto-modulation de phase et effectue une conversion de longueur d'onde. L'emploi éventuel d'un deuxième régénérateur permet de revenir à la longueur d'onde initiale et permet aussi de réduire la gigue temporelle dans certaines configurations [83].

L'auto-modulation de phase dans la fibre optique crée de nouvelles fréquences ; le spectre du signal en sortie de la fibre est donc fortement élargi. Sélectionner une partie du spectre éloignée du spectre du signal initial permet la régénération du signal : en effet, une impulsion de faible puissance n'a pas une énergie suffisante pour générer des fréquences passant dans le filtre ; par ailleurs, des variations de puissance des impulsions de grande énergie conduisent à un élargissement fréquentiel plus ou moins important mais le spectre reste suffisamment plat pour garantir une puissance constante en sortie du filtre. Ainsi ce régénérateur permet une régénération complète du signal.

La largeur des impulsions en sortie est figée par le filtre employé. Elle est indépendante de la largeur des impulsions en entrée comme démontré de façon expérimentale dans l'article [70].

Ce régénérateur compense complètement la PMD par discrimination spectrale des états principaux de polarisation lors de la propagation non-linéaire dans la fibre optique du régénérateur. Une impulsion optique déformée par la PMD est la superposition de deux impulsions, décalées dans le temps et polarisées orthogonalement selon la polarisation des états principaux de sortie. Ainsi pour comprendre la capacité du régénérateur à compenser la PMD, il faut étudier la propagation de deux impulsions initialement identiques polarisées orthogonalement. L'effet de modulation de phase croisée va discriminer les deux impulsions dans le domaine fréquentiel : comme représenté sur la figure 5.1a, le front descendant (respectivement montant) de l'impulsion en avance (resp. en retard) crée un décalage fréquentiel positif (resp. négatif) sur l'autre impulsion. Le spectre associé à chaque impulsion (et donc à chaque polarisation) est ainsi décalé vers les fréquences positives ou négatives, et ne chevauche plus l'autre sauf au centre comme le montre la figure 5.1b. Le filtrage décalé ne sélectionne qu'une seule polarisation et remet en forme une impulsion parfaitement polarisée selon la polarisation sélectionnée [82]. Lorsque le DGD devient trop grand, les deux impulsions ne se recouvrent plus temporellement et sont régénérées séparément car la XPM n'a plus d'effet. Donc le régénérateur ne compense plus la PMD ; la déformation des impulsions par la PMD se retrouve entièrement en sortie.

Ainsi ce régénérateur compense véritablement la PMD et permet une restauration de la largeur des impulsions ainsi que du degré de polarisation.

Nous allons maintenant présenter le modèle numérique employé.

### 5.2.2 Présentation du modèle de régénérateur de type II

Le principe de fonctionnement du régénérateur par filtrage discriminant se fonde sur l'équation de Schrödinger non-linéaire simplifiée, présentée au

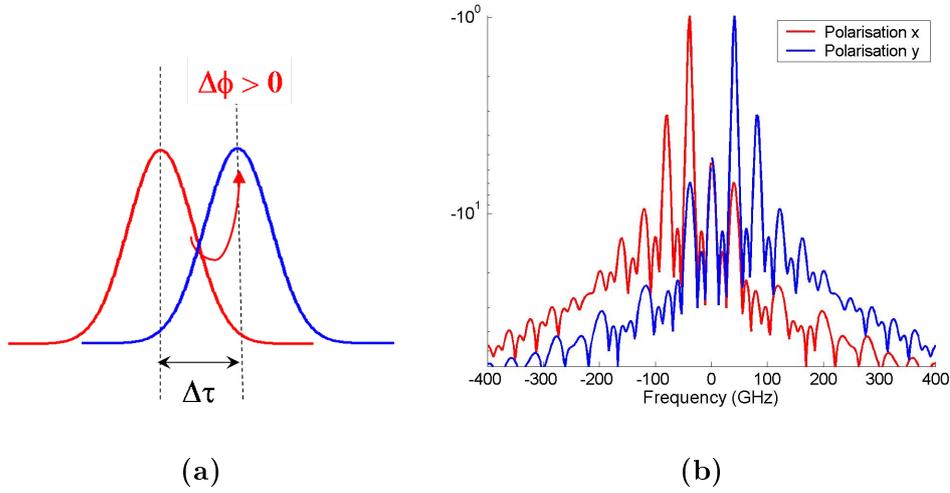


FIG. 5.1 – Principe de discrimination fréquentielle des polarisations par XPM (a) et spectre associé en sortie de la fibre (b).

chapitre 1 et rappelée ici :

$$i \frac{\partial u(Z, T)}{\partial Z} + i \frac{\delta}{2} u(Z, T) - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 u(Z, T)}{\partial T^2} + \gamma |u(Z, T)|^2 u(Z, T) = 0 \quad (5.1)$$

Un simulateur a été développé au sein du laboratoire [83]. Il emploie de façon classique la méthode dite du split-step Fourier pour simuler la propagation dans la fibre du régénérateur, que nous allons rapidement présenter.

La méthode repose sur une intégration de l'équation de Schrödinger non-linéaire par discrétisation de la propagation sur des pas  $\Delta z$  suffisamment petits pour que l'on puisse considérer que les opérateurs non-linéaire et dispersion commutent. L'opérateur non-linéaire  $N$  s'écrit :

$$\hat{N} = i\gamma |u|^2 \quad (5.2)$$

Il est plus simple de l'appliquer au signal dans le domaine temporel :

$$u(z + \Delta z, t) = \exp(\Delta z \cdot \hat{N}(z + \Delta z)) u(z, t) \quad (5.3)$$

L'opérateur dispersion se calcule très simplement dans le domaine de Fourier :

$$\hat{D}(\omega) = i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 - i \frac{\beta_3}{6} \omega^3 - \frac{\delta}{2} \quad (5.4)$$

Son effet s'écrit alors :

$$u(z + \Delta z, t) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \exp(\Delta z \cdot \hat{D}(\omega)) \cdot \mathcal{F}\{u(z, t)\} \right\} \quad (5.5)$$

Au final, l'équation globale pour un pas de propagation  $\Delta z$  est la suivante :

$$u(z + \Delta z, t) = \exp(\Delta z \cdot \widehat{N}(z + \Delta z)) \mathcal{F}^{-1} \left\{ \exp(\Delta z \cdot \widehat{D}(\omega)) \cdot \mathcal{F}\{u(z, t)\} \right\} \quad (5.6)$$

Pour les besoins particuliers de ces travaux de thèse, il a fallu faire évoluer le simulateur existant au laboratoire de la méthode du « split-step Fourier » pour intégrer l'effet de XPM pour le traitement de deux impulsions du même canal décalées dans le temps et polarisées orthogonalement. Les effets non-linéaires simulés doivent prendre en compte la SPM et la XPM décrites par les équations couplées de Schrödinger. La biréfringence de la fibre du régénérateur est prise en compte par l'emploi de l'équation de Manakov-PMD (où nous avons omis les termes d'interaction entre la PMD et les effets non-linéaires) :

$$i \frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} + \beta_1 \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} u \\ -v \end{bmatrix} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} + \frac{8}{9} \gamma (|u|^2 + |v|^2) \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = 0 \quad (5.7)$$

Il est nécessaire d'employer cette équation pour bien représenter le moyennage des effets non-linéaires dans une fibre biréfringente [84]. Au cours de la propagation dans une telle fibre, les polarisations diffusent rapidement sur l'ensemble de la sphère de Poincaré. La longueur caractéristique de cette diffusion (la longueur de corrélation est de l'ordre de 100 m) est inférieure à la longueur caractéristique des effets non-linéaires (de l'ordre de quelques km). L'enveloppe des impulsions n'a pas le temps de suivre les rapides variations de polarisation, et les effets non-linéaires se moyennent sur tous les états de polarisation : les coefficients pour la XPM et la SPM deviennent égaux et ont pour valeur 8/9 du coefficient Kerr.

Pour simplifier le modèle, la PMD de la fibre du régénérateur est considérée comme nulle, ce qui annule le terme  $\beta_1$ . La PMD de la fibre non-linéaire employée dans les expériences est de 0,22 ps ; aussi le DGD maximum attendu est de  $3 \times 0,22$  soit 0,66 ps. Considérons que l'impulsion injectée dans le régénérateur a préalablement été déformée par un émulateur de PMD avec une équipartition de l'énergie entre les deux PSP ; l'impact d'un DGD non nul sur sa propagation dans la fibre non-linéaire est de déséquilibrer les spectres générés par les deux polarisations au sein de l'impulsion - au lieu d'une propagation symétrique, la propagation est désormais différente pour les deux polarisations de l'impulsion. Ainsi on devrait observer une dissymétrie entre les spectres des deux impulsions, mais la déformation engendrée par la PMD de la fibre devrait rester négligeable compte tenu des faibles valeurs de DGD attendues.

### 5.2.3 Validation du modèle

La première confirmation de la validité du modèle est qualitative. Il s'agit de reproduire les effets décrits plus haut. Pour une impulsion déformée par

la PMD, le spectre généré en sortie de la fibre non-linéaire est différent pour chaque état principal de polarisation. L'effet de modulation de phase croisée d'une polarisation sur l'autre sépare le spectre entre une partie haute pour l'impulsion rapide qui voit le front montant de l'impulsion lente et une partie basse pour l'impulsion lente. La figure 5.2 montre bien que cet effet est observé pour les simulations numériques ; la propagation dans la fibre non-linéaire est simulée pour une unique impulsion gaussienne de largeur 5,5 ps, préalablement déformée par un DGD de 5 ps pour un élargissement maximum pour la PMD d'ordre 1.

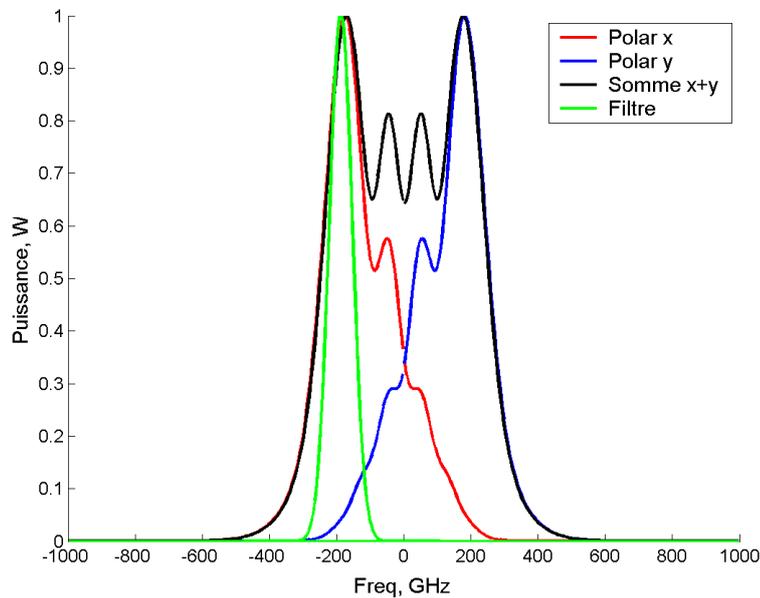


FIG. 5.2 – Spectre obtenu en sortie de la fibre du régénérateur : les deux impulsions polarisées orthogonalement ont des spectres distincts

La deuxième validation est quantitative : il s'agit de reproduire les résultats de l'article [82]. Pour cela les paramètres employés, extraits de l'article, sont résumés dans le tableau 5.1. Ce sont les paramètres employés pour la figure 5.2.

Les résultats obtenus par ce modèle sont sensiblement identiques à ceux de l'article [82]. En attestent les figures 5.3a et 5.3b obtenues par simulation qui sont tout à fait comparables aux figures 2a et 2b de l'article [82]. La figure 5.3b représente l'évolution du degré de polarisation et de la largeur quadratique moyenne en fonction du DGD avant le régénérateur en se plaçant dans le pire cas pour la PMD ; ces deux paramètres sont significatifs de la compensation de PMD par ce régénérateur.

Largeur à mi-hauteur des impulsions gaussiennes	5,5 ps
DGD	5 ps
Longueur de fibre	3 km
Dispersion locale	-0,5 ps/(nm.km)
Coefficient non-linéaire $\gamma$	16,2 W <sup>-1</sup> .km <sup>-1</sup>
Atténuation	0,5 dB/km
Energie par impulsion	3 pJ
Filtrage gaussien de largeur à mi-hauteur	80 GHz
Décalage du filtre	1,5 nm

TAB. 5.1 – Paramètres de l'article [82]

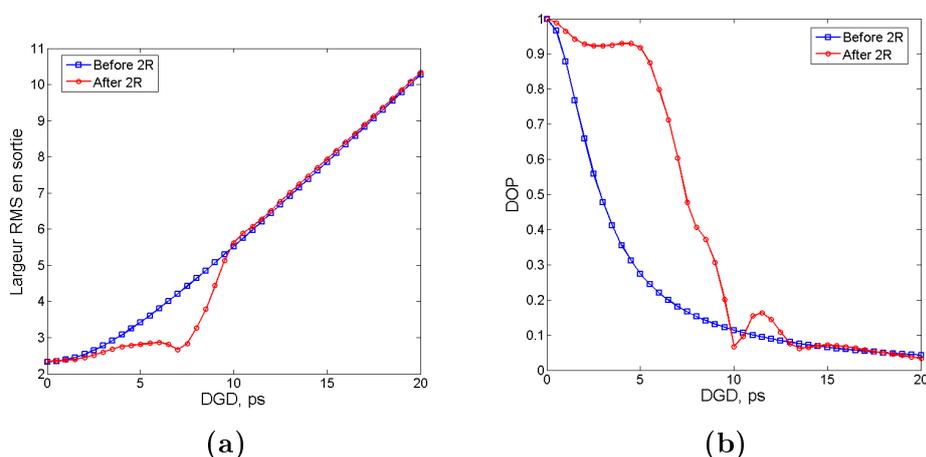


FIG. 5.3 – Evolution de la largeur quadratique moyenne (a) et du degré de polarisation (b) en fonction du DGD avant le régénérateur pour une impulsion unique.

Les courbes de l'article [82] présentent une amélioration légèrement meilleure du degré de polarisation par le régénérateur. L'accord avec notre résultat est toutefois suffisamment bon pour pouvoir exploiter le simulateur développé.

### 5.3 Etude numérique fondée sur l'ouverture du diagramme de l'œil

Nous allons à nouveau employer ici l'ouverture de l'œil comme critère de qualité pour évaluer la performance du régénérateur vis-à-vis de la PMD. Ce

même critère est notamment employé dans les articles de Matsumoto pour étudier la capacité d'un dispositif (régénérateur ou compensateur) à combattre la PMD.

Cette étude numérique se veut être une pré-étude pour orienter les expériences vers le bon choix de paramètres. Aussi allons nous restreindre les paramètres de l'étude numériques à ceux des composants disponibles au laboratoire. Ensuite nous allons présenter les méthodes de recherche de points de fonctionnement potentiels et nous en tirerons les premières conclusions.

### 5.3.1 Paramètres de l'étude

Nous décrivons ici le choix de la fibre et des filtres optiques et leurs caractéristiques.

Le choix naturel pour la fibre est la fibre à dispersion décalée. Cette fibre possède une dispersion locale très faible : la longueur d'onde de dispersion nulle est de 1545,7 nm dans notre cas ; nous avons employé un tronçon de 11,5 km de long. La pente de la dispersion cumulée du tronçon est de 0,90 ps/nm<sup>2</sup>. La gamme de dispersion étudiée est comprise entre -0,5 et -0,1 ps/(nm.km).

En termes de filtres optiques, il est nécessaire d'en employer deux : le filtre en entrée permet d'éliminer le bruit optique en excès hors de la bande du signal et le filtre de sortie est celui qui met en forme les impulsions issues du régénérateur. Nous verrons dans l'étude expérimentale que nous pouvons nous passer du filtre d'entrée car nous nous concentrons ici sur la capacité du régénérateur à compenser la PMD et non sur son comportement vis-à-vis du bruit optique d'ESA : aussi l'OSNR du signal en entrée du régénérateur est supérieur à 25 dB dans 1 nm et le bruit optique a une puissance suffisamment faible pour pouvoir être négligé. Par contre le choix du filtre de sortie est important : en effet, nous souhaitons éviter un changement de format des impulsions lors de leur passage à travers le régénérateur. Aussi le choix d'un filtre gaussien semblait préférable pour conserver des impulsions en sortie du régénérateur aussi proches que possibles des impulsions initiales. Malheureusement, nous n'avons pas à notre disposition de filtres gaussiens accordables. Aussi le choix s'est porté sur l'emploi d'un démultiplexeur optique de la société Photonetics avec une grille à 100 GHz et un profil gaussien de largeur spectrale de 49 GHz.

L'utilisation d'un laser accordable permet de choisir le décalage du filtre de sortie par rapport à la longueur d'onde du signal. Mais l'emploi d'un filtre fixe contraint fortement les paramètres : le démultiplexeur correspond à une batterie de filtres identiques à intervalle de 100 GHz. Changer de sor-

Largeur à mi-hauteur des impulsions	9 ps
Longueur de fibre	11,5 km
Coefficient non-linéaire gamma	$2,1 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$
Dispersion locale	$-0,5 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$
Atténuation	0,2 dB/km
Filtrage gaussien de largeur à mi-hauteur	49 GHz

TAB. 5.2 – Paramètres fixes employés pour l'étude numérique

tie du démultiplexeur revient à changer la dispersion locale de la fibre de  $0,72 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$  ! Cette variation est trop forte car nous cherchons à travailler avec des dispersions locales légèrement négatives de l'ordre de  $-0,3 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ . Aussi la longueur d'onde de travail est donc contrainte à cette région de dispersion. Ainsi les paramètres dispersion locale et décalage du filtre de sortie sont liés.

Le tableau 5.2 résume les paramètres fixes employés.

### 5.3.2 Recherche de points de fonctionnement

La configuration simulée est représentée sur la figure 5.4. Comme toujours nous nous plaçons dans le pire cas pour la PMD d'ordre 1 : les impulsions qui entrent dans le régénérateur sont préalablement déformées par un émulateur de PMD d'ordre 1 et la polarisation du signal est ajustée de manière à injecter une même énergie dans les deux états principaux de polarisation. Une impulsion optique isolée est considérée ici dans un premier temps.

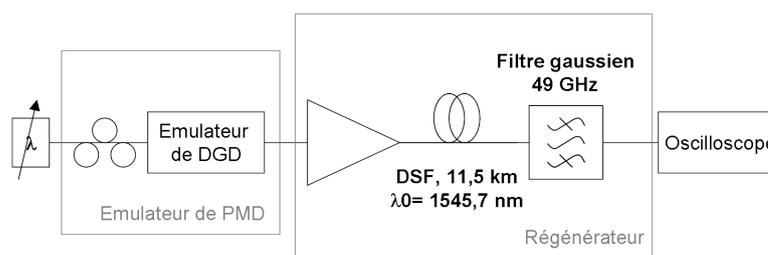


FIG. 5.4 – Configuration simulée pour le régénérateur par filtrage discriminant

Nous cherchons des points de fonctionnement qui laissent inchangée la largeur quadratique moyenne (root mean square en anglais ou RMS) des impulsions optiques en sortie du régénérateur sur une grande gamme de DGD, comme par exemple sur la figure 5.3a. Comme nous l'avons vu au chapitre 3, ce critère est la mesure la plus directe d'une compensation efficace de la

PMD. Trois paramètres majeurs sont ajustables : la dispersion locale de la fibre, le décalage du filtre de sortie par rapport à la longueur d'onde du signal et la puissance injectée dans la fibre, aux restrictions près imposées par l'emploi d'un filtre fixe en sortie du régénérateur.

De telles simulations génèrent une grande quantité d'information. Aussi avons-nous choisi une représentation graphique pour exploiter les résultats. Nous avons représenté le DGD toléré en fonction des paramètres puissance injectée dans la fibre, décalage du filtre pour une dispersion locale donnée sous forme d'une cartographie des isocontours de DGD toléré. Dans cette section, un DGD est dit toléré si la largeur RMS des impulsions en sortie du régénérateur ne s'écarte pas de plus de 20% de la largeur RMS des impulsions initiales. Sans régénérateur, le DGD toléré pour un élargissement de 20% de la largeur RMS est de 5 ps.

Les résultats pour 4 dispersions locales sont présentés sur la figure 5.5 pour quatre valeurs de dispersion locale : -0,1, -0,2, -0,3 et -0,4 ps/(nm.km). La valeur en dBm indiquée à côté de chaque point correspond à la puissance moyenne en sortie du filtre. La puissance en sortie du filtre est d'autant plus faible que le décalage fréquentiel est grand.

Les meilleurs résultats sont obtenus pour une dispersion locale de -0,2 ps/(nm.km) et aussi pour -0,3 ps/(nm.km). Ces deux cas permettent d'obtenir un DGD toléré supérieur à 14 ps, sur une plage de puissances et de décalage toutefois très réduite à -0,3 ps/(nm.km) ; en revanche les zones où le DGD toléré est supérieur à 13 ps sont très étendues. Le filtre est placé à des longueurs d'onde supérieures à la longueur d'onde du signal ; les décalages fréquentiels correspondants sont donc négatifs mais pour faciliter la lecture, nous parlerons par convention de décalage fréquentiels positifs.

Pour une dispersion locale de -0,3 ps/(nm.km), il faut employer un décalage fréquentiel du filtre de l'ordre de 200 GHz et des puissances moyennes entre 22 et 24 dBm. La zone optimale à {180 GHz, 23,5 dBm} (cercle noir sur la figure 5.5c) donne une puissance moyenne en sortie de 7 dBm, ce qui est relativement élevé. Un décalage du filtre de 180 GHz plutôt que de 220 GHz est choisi car la plage de fonctionnement en puissance pour 180 GHz est plus étendue. Ce cas est détaillé sur la figure 5.6. Le DOP tout comme la largeur RMS restent inchangés sur une grande plage de DGD. Mais cet optimum est très localisé et risque de ce fait d'être difficile à mettre en évidence expérimentalement.

Pour une dispersion locale de -0,2 ps/(nm.km), l'optimum est atteint pour un décalage du filtre de 240 GHz et une puissance moyenne de 24 dBm (cercle noir sur la figure 5.5b). Là encore, la puissance moyenne en sortie

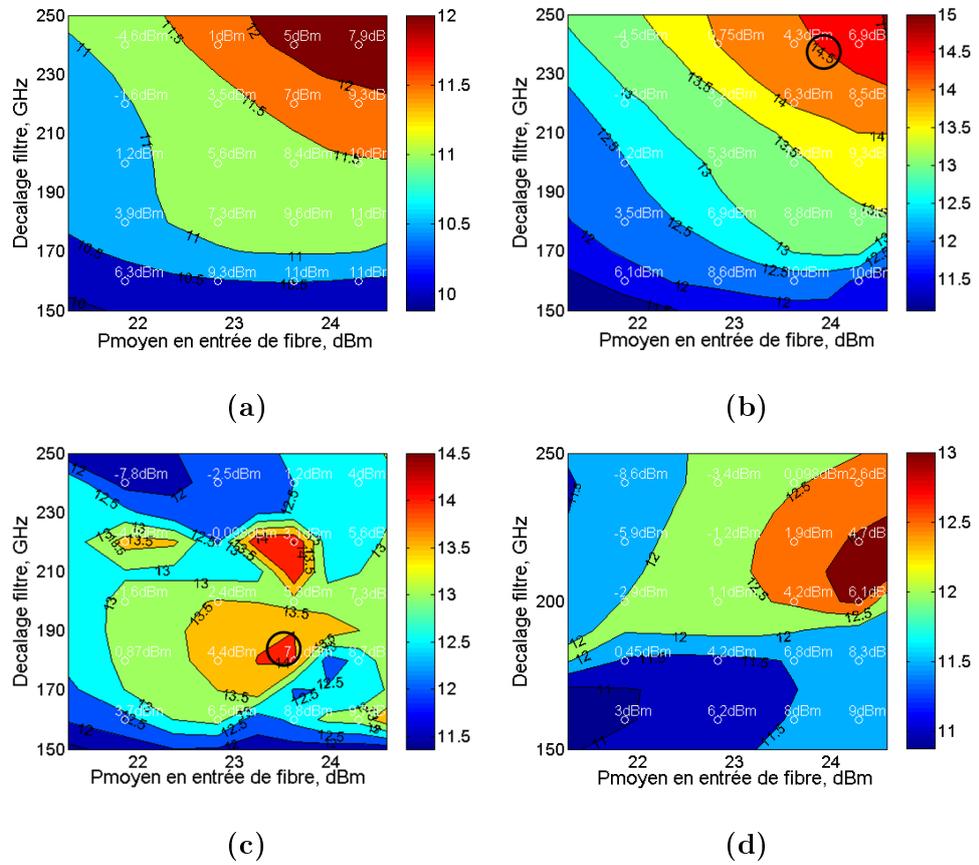


FIG. 5.5 – Isocontours des DGD tolérés en fonction de la puissance moyenne en entrée de la fibre et du décalage du filtre optique pour une dispersion locale de  $-0,1$  (a),  $-0,2$  (b),  $-0,3$  (c) et  $-0,4$  (d) ps/(nm.km).

est de 5 dBm. Le résultat est légèrement meilleur que dans le cas précédent, comme détaillé sur la figure 5.7. Le DOP reste égal à 1 jusqu'à un DGD de 10 ps en entrée. A nouveau, ce type de comportement est conforme à ce qui est décrit au paragraphe 5.2.1. Expérimentalement cet optimum sera sans doute difficile à atteindre compte-tenu des puissances requises et des décalages considérés.

Nous venons d'étudier le cas où une impulsion isolée est injectée dans le régénérateur. Nous allons maintenant nous intéresser au comportement du régénérateur pour des motifs d'impulsions, en l'occurrence des triplets. Employer des triplets d'impulsions permet de mesurer les ouvertures du diagramme de l'œil en réception et ainsi d'évaluer précisément les pénalités.

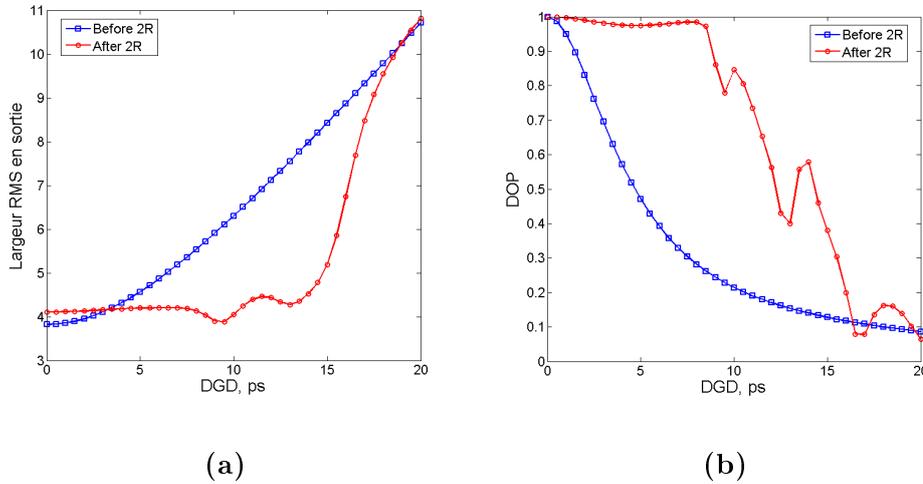


FIG. 5.6 – Evolution du degré de polarisation (a) et de la largeur RMS des impulsions (b) en sortie du régénérateur pour le premier cas ( $D = -0,3$  ps/(nm.km)).

### 5.3.3 Etude pour des motifs d'impulsions

Dès lors qu'on injecte des triplets d'impulsions dans le régénérateur, les résultats changent. En effet, pour de forts DGD apparaît un effet de séquence assez prononcé. Ce phénomène limite assez rapidement les points de fonctionnement trouvés ci-dessus lorsque le DGD augmente :

- Pour l'optimum à  $-0,2$  ps/(nm.km), un fort effet de séquence apparaît pour un DGD de 7 ps comme illustré sur la figure 5.8 : certaines impulsions ont une puissance crête pratiquement deux fois moins grande que d'autres.
- Pour l'optimum à  $-0,3$  ps/(nm.km), des limitations sévères sont également observées.

Dans les deux cas, les DGD tolérés sont similaires. Pour le cas  $D = -0,2$  ps/(nm.km), le DGD toléré est de 6,8 ps pour une marge de 1 dB, et il ne vaut que 7,2 ps pour une marge de 2 dB. La faible différence entre les deux valeurs confirme que l'effet de séquence qui commence à apparaître pour un DGD de 6,8 ps est le facteur limitant : malgré une marge allouée supplémentaire de 1 dB, le gain en DGD toléré n'est que de 0,4 ps.

Cet effet de séquence provient de l'interaction entre impulsions consécutives en raison du DGD. En effet, chaque impulsion d'un même canal sera affectée de manière identique par la PMD. Donc les composantes en avance et en retard (polarisation selon le PSP rapide ou lent) de deux impulsions voi-

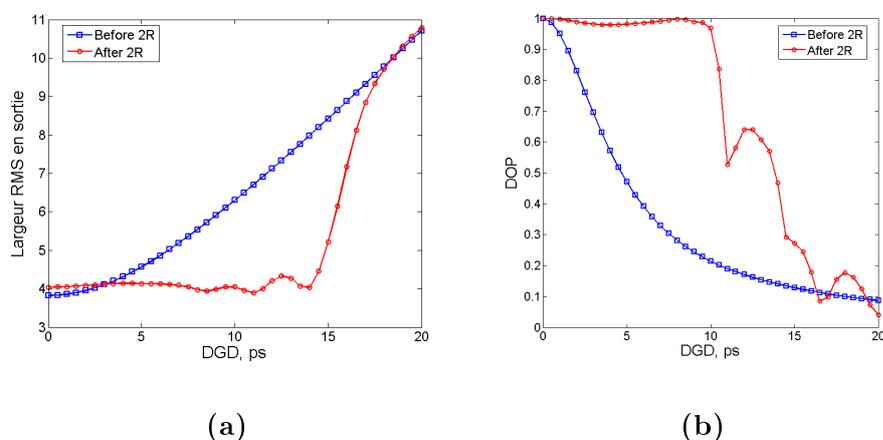


FIG. 5.7 – Evolution du degré de polarisation (a) et de la largeur RMS des impulsions (b) en sortie du régénérateur pour le premier cas ( $D = -0,2$  ps/(nm.km)).

sines vont se recouvrir temporellement dès que le DGD sera non négligeable par rapport au temps bit. Elles vont alors interagir lors de la propagation non-linéaire au sein de la fibre, notamment par un effet de modulation de phase croisée. Ceci va donc modifier l'évolution du spectre de chaque composante d'une impulsion, d'une façon différente en fonction de la présence ou non d'impulsions dans le temps bit voisin.

En conséquence, il faut tracer à nouveau des cartographies prenant en compte cet effet. Les résultats sont présentés sur la figure 5.9. A nouveau, le critère de tolérance du DGD est que la largeur RMS des impulsions déformées ne soit pas supérieure de plus de 20% par rapport à la largeur RMS des impulsions initiales.

Deux points de fonctionnement optimum se dégagent :

- pour une dispersion locale de  $-0,1$  ps/(nm.km), un décalage du filtre de 100 GHz et une puissance dans la fibre de 23 dBm permettent de tolérer des DGD jusqu'à 11 ps ;
- pour une dispersion locale de  $-0,3$  ps/(nm.km), l'optimum est obtenu pour un décalage du filtre de 80 GHz et une puissance injectée de 23 dBm. Les DGD tolérés sont également de l'ordre de 11 ps.

Ces nouveaux résultats donnent des DGD tolérés maximum de 11 ps. Les points optimaux se trouvent localisés dans des régions où les décalages du filtre sont de l'ordre de 100 GHz. Enfin les puissances obtenues en sortie du filtre optique sont de l'ordre de 0 dBm.

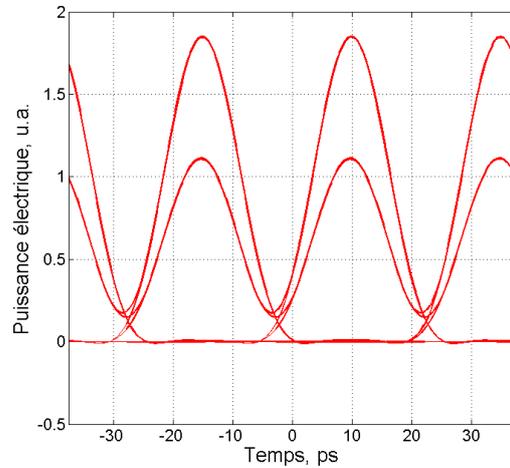


FIG. 5.8 – Effet de séquence observé pour le point de fonctionnement pour  $D = -0,2 \text{ ps}/(\text{nm.km})$  avec un DGD de 7 ps

Ces optima nous ont servi de points de départ pour les expériences réalisées. Nous allons maintenant en présenter les résultats.

## 5.4 Mise en œuvre expérimentale

Expérimentalement, nous nous sommes attachés dans un premier temps à étudier la capacité du régénérateur à compenser la PMD. Sa capacité à régénérer un signal dégradé par de la gigue d'amplitude n'a pas été au centre de nos préoccupations. La capacité conjointe à compenser la PMD et le bruit d'amplitude constituait plutôt un but expérimental secondaire. Aussi allons-nous commencer par présenter le comportement du régénérateur vis-à-vis de la PMD.

### 5.4.1 Configuration expérimentale

La configuration expérimentale générale est illustrée par la figure 5.10.

Le signal modulé est de type RZ 33%. Le débit de modulation est de 42,64 Gbit/s ; il inclut donc le surdébit pour un code correcteur d'erreurs standard. La longueur de la séquence est généralement fixée à  $2^7-1$  afin de pouvoir observer et reconnaître le train d'impulsions. Le récepteur employé est un récepteur pré-amplifié à détection directe. La bande passante de la photodiode est de l'ordre de 40 GHz et la puissance moyenne à son entrée est maintenue constante à 6 dBm. Le seuil de décision ainsi que l'instant

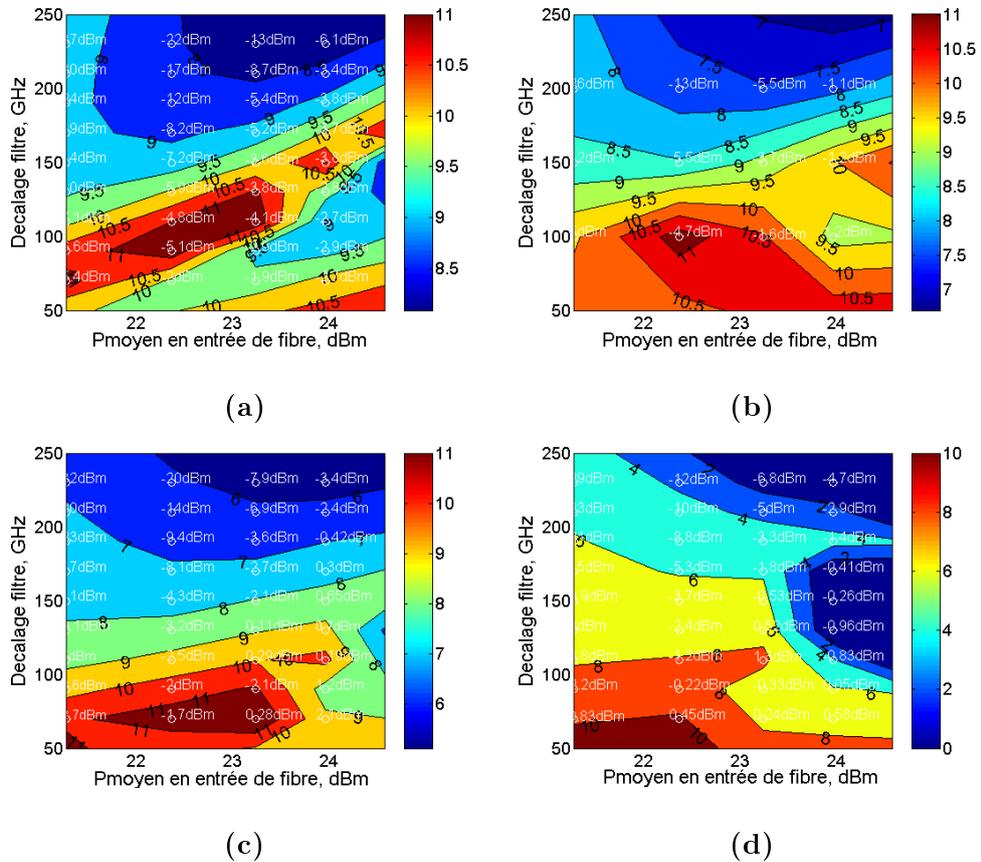


FIG. 5.9 – Isocontours des DGD tolérés en fonction de la puissance moyenne injectée dans la fibre et du décalage du filtre pour des dispersions locales de  $-0,1$  (a),  $-0,2$  (b),  $-0,3$  (c) et  $-0,4$  (d) ps/(nm.km).

d'échantillonnage sont optimisés à la main.

Les impulsions sont injectées tout d'abord dans un émulateur de PMD composé par un contrôleur de polarisation manuel suivi d'un émulateur de DGD variable. L'émulateur de DGD choisi (General Photonics) est composé d'une concaténation de cristaux biréfringents; le DGD peut varier de  $0,36$  à  $22$  ps par pas de  $0,36$  ps, et la PDL est quasi-nulle. Ces valeurs sont parfaitement adaptées à un débit de  $42,64$  Gbit/s. Enfin changer le DGD ne change pas ses états principaux, un détail pratique très appréciable. Ainsi une fois réglé dans la configuration voulue, il n'est pas nécessaire de réoptimiser la polarisation du signal lorsque le DGD est changé. En sortie de l'émulateur plusieurs grandeurs sont mesurées :

- le degré de polarisation ;

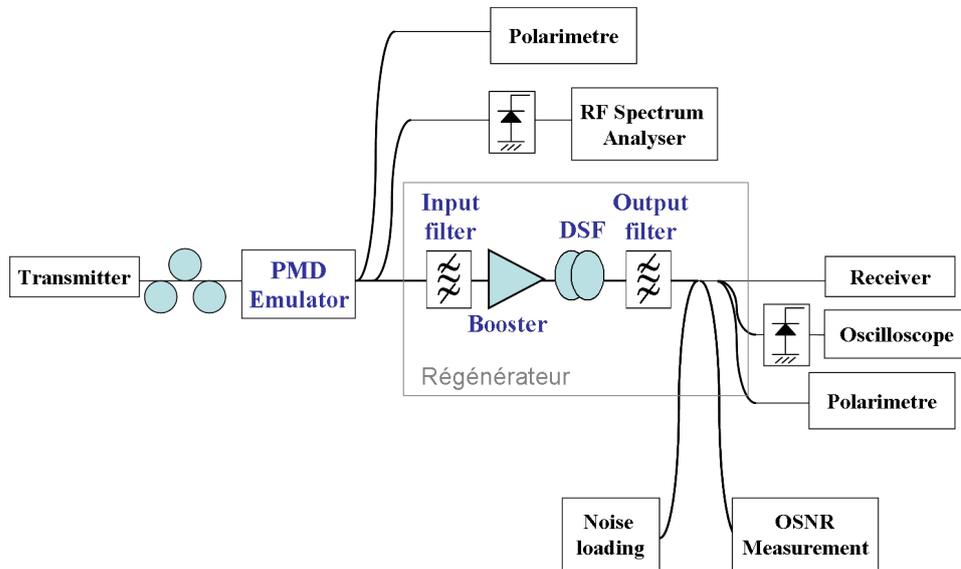


FIG. 5.10 – Configuration générale expérimentale

- la raie spectrale à 42,64 GHz du spectre électrique ;
- le diagramme de l'œil.

Ces trois mesures sont utilisées conjointement pour régler la configuration de l'émutateur de PMD. En général nous souhaitons nous placer de façon à envoyer autant d'énergie sur les deux états principaux de polarisation de l'émutateur pour avoir la dégradation maximale induite par la PMD d'ordre 1. Pour cela, comme décrit au paragraphe 2.3.2, nous minimisons le degré de polarisation et la raie spectrale électrique. L'observation du diagramme de l'œil permet de s'assurer du bon réglage car l'œil obtenu doit être symétrique. La figure 5.11 montre le diagramme de l'œil d'un signal RZ déformé par un DGD de 12 ps dans le pire cas. La composante RF est constamment mesurée pour s'assurer que la polarisation du signal ne dévie pas de son point de réglage au cours de l'expérience.

Pour l'expérience de ce chapitre, les impulsions déformées par la PMD sont ensuite directement envoyées dans le régénérateur constitué par :

- un amplificateur dopé à l'erbium forte puissance (27 dBm) de Keopsys ;
- un tronçon de fibre DSF de 11,5 km de long, dont la longueur d'onde de dispersion nulle est de 1545,7 nm. La pente de dispersion est de 0,90 ps/nm<sup>2</sup> pour le tronçon dans sa totalité ;
- un filtre optique gaussien constitué par un démultiplexeur utilisant une grille de 100 GHz, avec une bande passante à 3 dB de 49 GHz.

En sortie du régénérateur différentes grandeurs peuvent être mesurées :

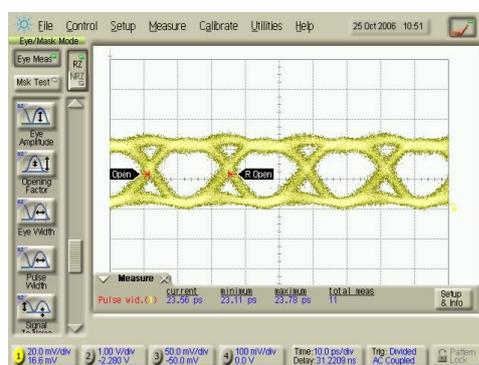


FIG. 5.11 – Diagramme de l’œil d’un signal RZ déformé par un DGD de 12 ps dans le pire cas

le degré de polarisation, le spectre optique du signal et le diagramme de l’œil ainsi que le taux d’erreur binaire. Mais si le régénérateur est convenablement réglé, aucune erreur ne peut être mesurée. Aussi plaçons nous une source de bruit optique devant le récepteur afin de volontairement dégrader les performances pour pouvoir faire des mesures reproductibles. La source de bruit est réalisée par une cascade de deux amplificateurs dopés à l’erbium et de filtres égaliseurs de gain ; un atténuateur optique variable permet d’ajuster le niveau de bruit ajouté au signal. L’OSNR est alors mesuré à cet endroit à l’aide d’un analyseur de spectre optique avec une résolution de 1 nm. La technique d’interpolation est employée pour estimer le bruit dans la bande du signal.

### 5.4.2 Considérations pratiques

La mise en évidence directe des effets de séquence s’est avérée difficile expérimentalement : il semblait intéressant d’essayer de reproduire en pratique la différence entre les résultats des figures 5.5 (impulsion isolée) et 5.9 (séquences d’impulsions). Mais cela n’a pas été possible.

D’une part il n’était pas possible d’obtenir des mots du type (1010) en sortie du multiplexeur électrique 10 Gbit/s vers 40 Gbit/s. La question du bon fonctionnement de la valise pour générer cette séquence est posée et n’a pas été élucidée.

D’autre part, la programmation de mots fixés à l’émission nécessite un réglage spécial du modulateur codeur : il faut changer le point de polarisation et sa tension crête à crête d’attaque. En effet, le déséquilibre entre le nombre de 0 et de 1 du mot change les niveaux optiques et électriques moyens si bien qu’il est nécessaire de modifier la tension d’attaque du modulateur. Mais nous n’avons pas été en mesure de résorber les résidus de puissance au niveau des symboles « 0 » qui se sont avérés trop gênants pour obtenir des

résultats exploitables à travers le régénérateur de type Mamyshev qui repose sur une propagation non-linéaire dans la fibre.

La configuration expérimentale demande de nombreux points de mesure localisés en différents endroits. Par exemple, il est fortement souhaitable de pouvoir mesurer le diagramme de l'oeil à l'émission pour contrôler sa qualité, en sortie de la fibre à dispersion décalée, en sortie du filtre optique du régénérateur, etc ... Aussi nous avons mis en place de nombreux points de prélèvements du signal (par des coupleurs de faible pertes : 2% ou 5%) associé à un switch optique qui permet de passer automatiquement d'un point de mesure à l'autre.

Toutefois il n'est pas possible de complètement automatiser la configuration. Par exemple il est souvent souhaitable de faire une mesure de référence de la qualité du « back-to-back » afin de vérifier que les performances sont inchangées. Dans ce cas il faut modifier manuellement le montage pour court-circuiter le régénérateur, et donc aussi réajuster les niveaux optiques du système. Ainsi la réalisation de type d'expériences prend telle du temps.

Nous allons maintenant présenter les résultats obtenus.

### 5.4.3 Résultats

Dans un premier temps, nous nous sommes placés dans les conditions du deuxième optimum décrit paragraphe 5.3.2 : une dispersion locale de  $-0,2$  ps/(nm.km), un décalage du filtre de 240 GHz et une puissance dans la fibre de 23 dBm.

En l'absence de PMD, nous obtenons un diagramme de l'œil ouvert. Le réglage fin du point de fonctionnement du régénérateur peut être effectuée avec un signal de rapport signal sur bruit dégradé ; pour cela il faut modifier la configuration expérimentale et changer de place l'ajout de bruit d'ESA. Pour caractériser le diagramme de l'oeil en sortie du régénérateur nous avons mesuré le taux d'erreur binaire en fonction de l'OSNR du signal en réception. Pour cela il faut à nouveau changer de place l'ajout de bruit d'émission spontanée amplifiée. L'OSNR est réglé en ajustant l'atténuateur optique de la source de bruit. Les résultats sont présentés sur la figure 5.12. La courbe obtenue se confond avec la courbe de référence mesurée sans régénérateur. Ceci permet de vérifier d'une part que le régénérateur ne présente pas de plancher d'erreurs et d'autre part que les impulsions en sortie du régénérateur ne diffèrent pratiquement pas des impulsions initiales. En effet, un changement de format de modulation se traduirait par une différence au niveau des courbes TEB vs OSNR : par exemple si les impulsions en sortie du régénérateur étaient plus fines, la puissance crête électrique des impulsions détectées serait plus grande et le taux d'erreur binaire serait meilleur.

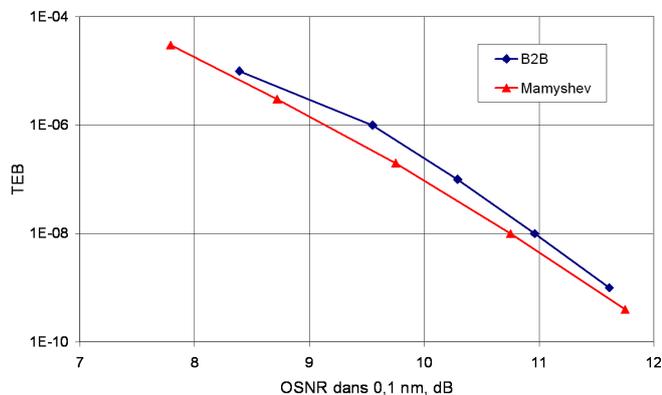
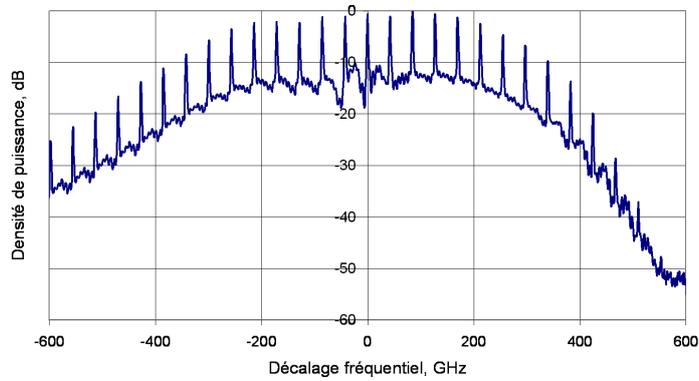


FIG. 5.12 – Evolution du taux d’erreur binaire en fonction de l’OSNR du signal régénéré

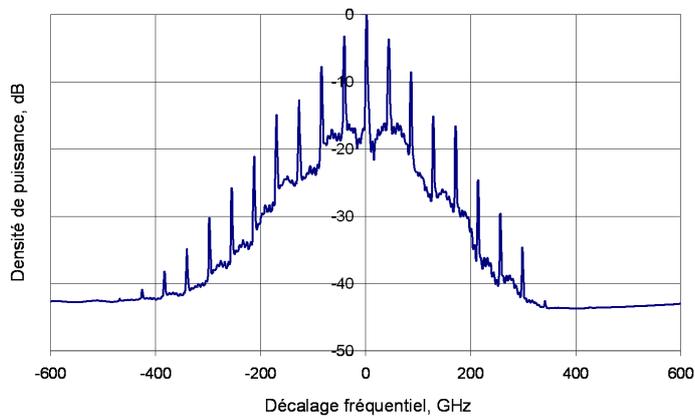
En tout premier lieu, nous avons cherché à vérifier le principe de différenciation spectrale des polarisations. Nous avons ainsi observé les spectres du signal directement en sortie de la fibre DSF, et nous avons pu constater une nette différence entre le cas sans PMD et le cas avec PMD. La figure 5.13 montre des spectres relevés pour un décalage du filtre de 140 GHz et une puissance moyenne dans la fibre de 22 dBm : sans PMD, nous observons un spectre très large et plat dans la zone de fréquence proche de la longueur d’onde initiale ; avec un DGD de 8 ps, placé dans le pire cas, le spectre est beaucoup moins élargi, en raison de la plus faible puissance crête des impulsions, mais reste toutefois symétrique.

La mesure des polarisations du spectre à l’aide d’un polariseur est délicate à réaliser et nous en présentons un exemple sur la figure 5.14, pour une puissance moyenne de 22 dBm et un DGD de 8 ps, avec  $\gamma = 1/2$ . Elle s’effectue conjointement à la mesure des impulsions optiques ; les deux PSP correspondent aux polarisations de temps de groupe maximal et minimum. Le cas  $\gamma = 1/2$  correspond à un œil symétrique et élargi. Les diagrammes de l’œil, bien que très bruités, permettent de bien suivre l’évolution du temps de groupe des impulsions d’un état principal à l’autre.

Nous avons ensuite voulu reproduire l’effet de séquence observé en simulation. Un DGD de 8 ps a été fixé, dans le pire cas pour la PMD d’ordre 1, et l’effet de séquence est très net. En se plaçant selon un des états principaux de polarisation, la séquence est propre comme le montre la figure 5.15a. À noter que cette image présente un artefact de mesure. Dans le pire cas ( $\gamma = 1/2$ ), nous voyons que les impulsions successives d’un même groupe ont des puissances crêtes croissantes. Ainsi ce point de fonctionnement ne permet



(a)



(b)

FIG. 5.13 – Spectres mesurés en sortie de la fibre DSF pour un décalage de 140 GHz et une puissance de 22 dBm, sans PMD (a) et avec un DGD de 8 ps dans le pire cas (b).

pas de tolérer une forte PMD. Pour comparaison la figure présente aussi les résultats simulés pour cette configuration, qui montrent également un effet de séquence prononcé pour le cas  $\gamma = 1/2$ . Aussi avons-nous cherché ensuite à nous placer dans les configurations du paragraphe 5.3.3, avec des triplets d'impulsions.

Nous nous sommes placés à des décalages du filtre par rapport au signal de 100 GHz, toujours pour une dispersion locale de  $-0,2 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ . La puissance moyenne est de 22 dBm. Les premiers résultats obtenus le sont pour un DGD de 10 ps. Le diagramme de l'œil obtenu en configuration de pire cas pour la PMD ( $\gamma = 1/2$ ) est présenté sur la figure 5.16a : il est bien ouvert mais présente un résidu de puissance du symbole « 1 » précédent au niveau du symbole « 0 » suivant. Puis en se plaçant dans un cas légère-

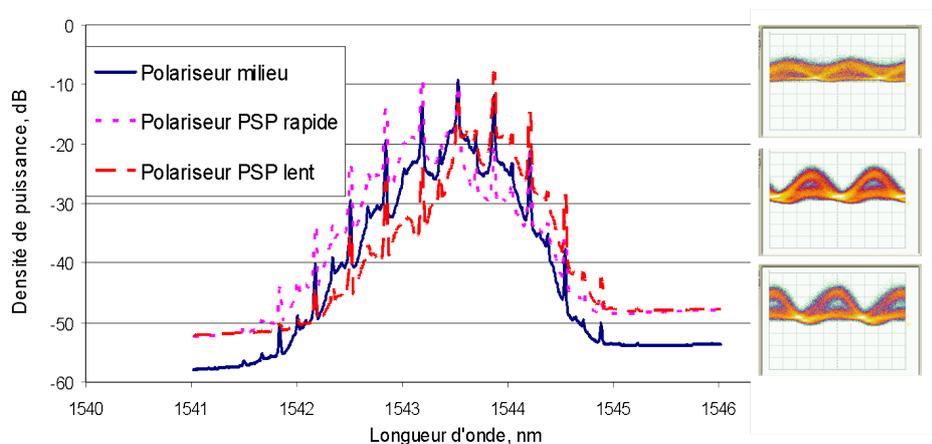
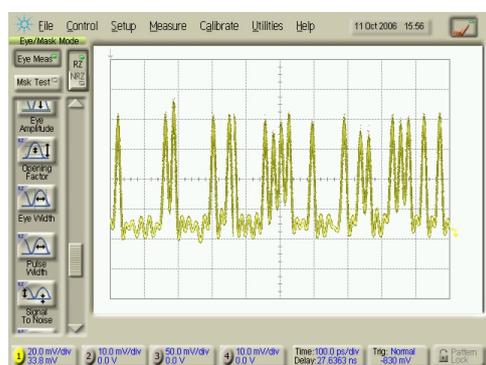


FIG. 5.14 – Spectres mesurés en sortie de la fibre avec un polariseur placé selon le PSP rapide, le PSP lent et entre les deux, et les diagrammes de l'œil correspondants.

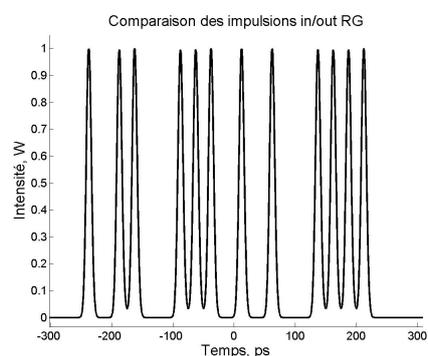
ment dissymétrique difficile à quantifier, tel que l'énergie entre les deux états principaux de polarisation soit légèrement différente ( $\gamma = 3/5$ ), nous avons observé le diagramme de l'œil de la figure 5.16b. Ce diagramme de l'œil est bien plus dégradé que celui de gauche : les impulsions semblent bien plus larges et plutôt du type NRZ car il n'y a pas de retour à zéro entre deux symboles « 1 » consécutifs ; et par ailleurs les symboles « 1 » semblent plus bruités. Cette observation était tout à fait reproductible. Les deux cas sont très proches l'un de l'autre. Ainsi de façon inattendue nous observons un cas où le diagramme de l'œil obtenu en sortie du régénérateur est meilleur lorsque les impulsions en entrée sont le plus élargies ( $\gamma = 1/2$ ) que pour un cas moins pénalisant pour la PMD d'ordre 1 ( $\gamma = 3/5$ ). Par ailleurs le degré de polarisation du signal en sortie du régénérateur est de 0,6 pour  $\gamma = 1/2$  et de 0,08 pour le cas  $\gamma = 3/5$ , alors qu'il est de 0,2 en entrée du régénérateur. Nous avons donc une régénération du degré de polarisation et de la forme de l'impulsion dans le pire cas, et une dégradation dans un cas proche mais légèrement dissymétrique.

Ce comportement a pu être également observé dans une configuration légèrement différente : le décalage du filtre est de 140 GHz, la dispersion locale de  $-0,23$  ps/(nm.km) et la puissance moyenne injectée dans la fibre est comprise entre 18 et 22 dBm. Les résultats obtenus sont décrits par la figure 5.17 pour un DGD de 8 ps. Sont présentés dans l'ordre :

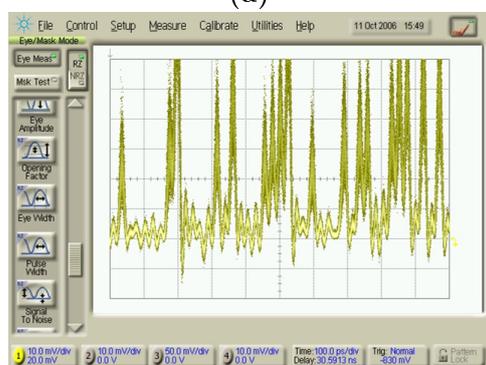
- les diagrammes de l'œil en entrée du régénérateur pour le pire cas (DOP=0,25) et un cas légèrement dissymétrique (DOP=0,29) ;
- les diagrammes de l'œil en sortie du filtre optique pour une puis-



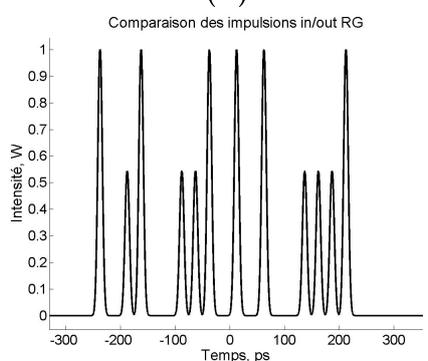
(a)



(b)



(c)



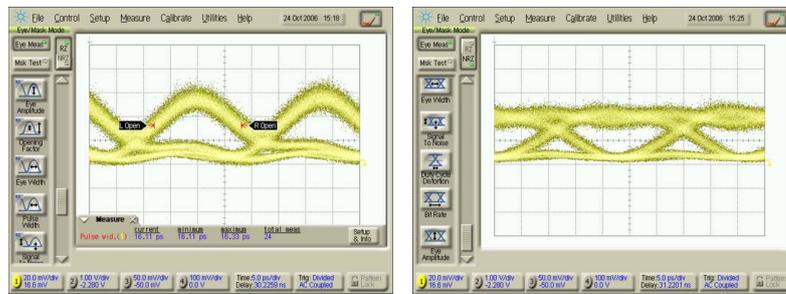
(d)

FIG. 5.15 – Effet de séquence observé expérimentalement avec  $D = -0,2$  ps/(nm.km), un décalage du filtre de 240 GHz et une puissance moyenne de 24 dBm pour un DGD de 8 ps. Selon un état principal de polarisation (a), dans le pire cas (b) et les résultats obtenus par simulation (c) et (d).

sance de 20 dBm dans le pire cas ( $DOP=0,75$ ) et le cas dissymétrique ( $DOP=0,30$ );

- les diagrammes de l'œil en sortie du filtre optique pour une puissance de 22 dBm pour le pire cas ( $DOP=0,8$ ) et le cas dissymétrique ( $DOP=0,6$ ).

A nouveau nous pouvons observer expérimentalement une régénération partielle de la forme de l'impulsion et du degré de polarisation dans le pire cas pour la PMD d'ordre 1 alors que les impulsions sont au contraire dégradées en sortie du régénérateur dans un cas dissymétrique.



(a)

(b)

FIG. 5.16 – Diagrammes de l’œil obtenus en sortie du régénérateur pour un DGD de 10 ps dans le pire cas pour la PMD (a) et dans un cas légèrement dissymétrique (b).

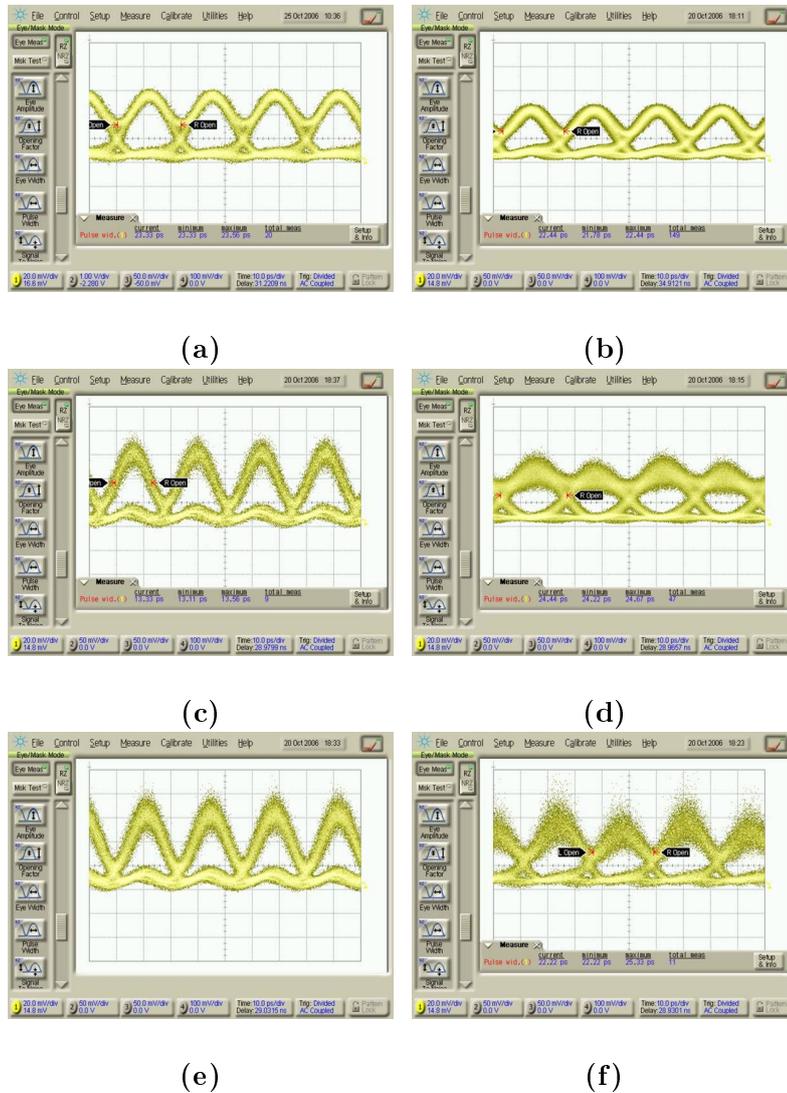


FIG. 5.17 – Diagrammes de l’œil observés en entrée et sortie du régénérateur pour le pire cas de la PMD (colonne de gauche) et pour un cas légèrement dissymétrique (colonne de droite) : (a),(b) en entrée du régénérateur, (c),(d) en sortie pour une puissance de 20 dBm et (e),(f) en sortie pour une puissance de 22 dBm.

#### 5.4.4 Discussion

Ce comportement n'avait pas été prédit par les simulations. La cause en est sans doute à chercher dans la forme du spectre mesuré en sortie de la fibre DSF. L'équipartition de la puissance (pire cas) se traduit par un spectre bien symétrique comme simulé sur la figure 5.2. Un cas où les états principaux de polarisation ne portent pas la même énergie va se traduire par un spectre dissymétrique en sortie de la fibre. C'est ce que nous avons observé expérimentalement : les spectres en sortie de la fibre pour le pire cas et un cas dissymétrique sont présentés sur la figure 5.18, pour une puissance moyenne de 22 dBm et un décalage du filtre de 140 GHz.

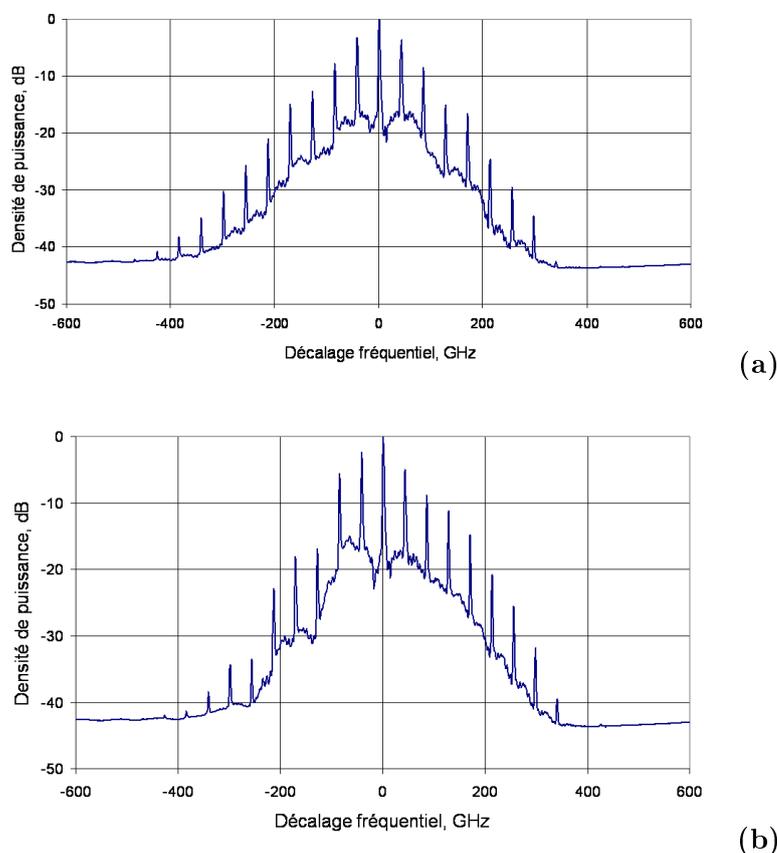


FIG. 5.18 – Spectres mesurés en sortie de la fibre DSF pour une puissance de 22 dBm et un DGD de 8 ps dans le pire cas (a) et dans le cas dissymétrique (b).

En particulier nous pouvons observer un creux dans le spectre situé autour des fréquences sélectionnées par le filtre optique de sortie du régénéra-

teur. Ceci va notamment se traduire par une perte de puissance en sortie du filtre, ce qui peut expliquer le caractère bruité des diagrammes de l'œil en sortie du régénérateur pour le cas dissymétrique. Mais ceci n'explique pas l'élargissement des impulsions.

En l'absence de PMD, le spectre est élargi symétriquement. Les nouvelles composantes spectrales créées correspondent à des instants temporels précis, à savoir les flancs de l'impulsion. Or le filtre optique sélectionne une partie bien définie du spectre optique qui donne une impulsion optique de forme bien définie. Lorsque la puissance crête augmente, le spectre s'élargit d'autant plus. Ainsi le temps de groupe de l'impulsion va dépendre de la puissance crête. En présence de PMD, chaque moitié du spectre correspond à une polarisation donc à une des deux répliques de l'impulsion comme mis en évidence sur la figure 5.14. Changer la puissance relative de chaque polarisation va aussi changer le temps de groupe de l'impulsion générée par cette polarisation en sortie du filtre différemment pour les deux polarisations. Il est donc possible que le temps de groupe différentiel en sortie varie selon la répartition de l'énergie entre les deux PSP. Et c'est bien ce que nous observons en simulation.

La figure 5.19 montre l'évolution du temps de groupe des polarisations x et y en sortie du régénérateur en fonction de la puissance moyenne dans la fibre. La configuration choisie présente un décalage du filtre de 100 GHz et une dispersion locale de la fibre de  $-0,23 \text{ ps}/(\text{nm.km})$ ; le DGD est fixé à 8 ps en entrée du régénérateur et la répartition d'énergie entre les deux PSP vaut 0,43 et 0,57. Le cas  $\gamma = 0,43$  montre bien que le temps de groupe différentiel en sortie du régénérateur varie en fonction de la puissance dans la fibre et donne un exemple où le DGD en sortie du régénérateur est plus grand que le DGD en entrée : il peut être aussi élevé que 14 ps par rapport aux 8 ps en entrée du régénérateur. Par contre cette figure montre aussi le temps de groupe de l'énergie totale en sortie du régénérateur; il est très proche du temps de groupe de la polarisation x, ce qui signifie que l'énergie de la polarisation y est faible en sortie du filtre optique.

La configuration de la figure 5.18 a été reproduite en simulation. Le décalage du filtre est de 140 GHz, la puissance moyenne dans la fibre de 20 dBm et le DGD de 8,5 ps. La figure 5.20 montre la comparaison entre les diagrammes de l'œil en entrée et en sortie du régénérateur pour une répartition de l'énergie entre les deux PSP de  $\gamma = 0.5$  et  $\gamma = 0.62$ . Si la PMD est bien compensée pour le cas  $\gamma = 0.5$ , en revanche le diagramme de l'œil montre que ce n'est pas du tout le cas pour  $\gamma = 0.62$ . Le tableau 5.3 récapitule les paramètres des impulsions en entrée et sortie du régénérateur.

La question qui se pose maintenant est de savoir s'il reste des points de

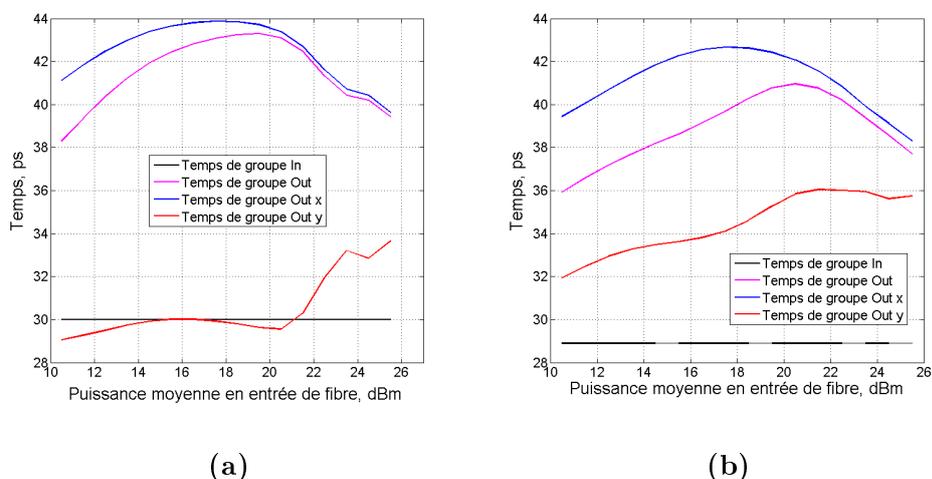


FIG. 5.19 – Evolution du temps de groupe des polarisations x et y en sortie du régénérateur pour un DGD de 8 ps et une répartition d'énergie entre les PSP de 0,43 (a) et 0,57 (b).

	Cas $\gamma = 0,5$	Cas $\gamma = 0,62$
Largeur RMS en entrée du régénérateur (ps)	5,02	4,93
Largeur RMS en sortie du régénérateur (ps)	2,94	5,34
Degré de polarisation initial	0,16	0,17
Degré de polarisation final	0,38	0,27

TAB. 5.3 – Paramètres des impulsions en entrée et sortie du régénérateur

fonctionnement potentiellement intéressants. Pour cela, nous avons refait de nouvelles cartographies du DGD toléré en fonction de la puissance injectée dans la fibre et du décalage du filtre. Les résultats sont présentés sur la figure 5.21 : chaque valeur de DGD représente le minimum des DGD tolérés pour un couple puissance-décalage pour tous les répartitions d'énergie entre les deux états principaux de l'émulateur. Cette représentation permet de visualiser immédiatement la valeur de DGD tolérée pour un couple puissance-décalage.

Les cartographies obtenues peuvent être comparées à celle de la figure 5.9. La dégradation des résultats est visible. En particulier, les DGD maximum tolérés sont de l'ordre de 8 ps lorsque la mauvaise performance du régénérateur pour des cas asymétriques de PMD d'ordre 1 est prise en compte.

Enfin expérimental, la recherche systématique de points de fonctionnement intéressants pour des décalages fréquentiels entre 100 et 200 GHz

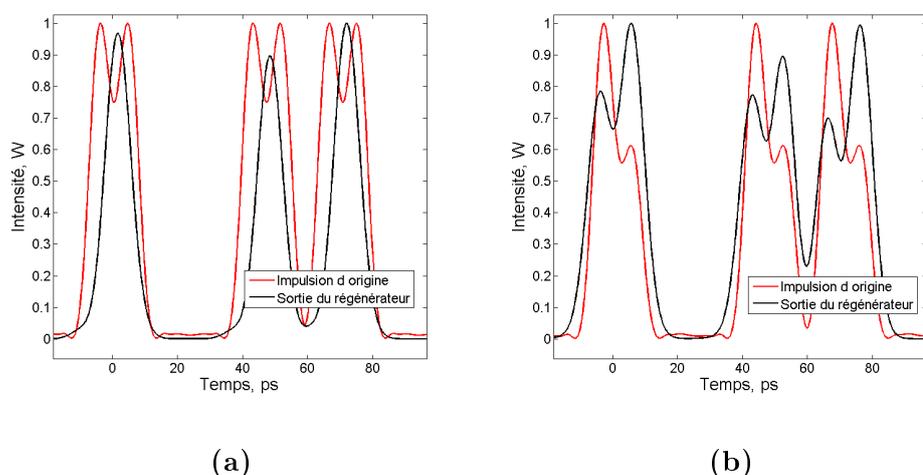


FIG. 5.20 – Comparaison des séquences d’impulsions en entrée et sortie du régénérateur pour un DGD de 8,5 ps et une répartition de l’énergie entre les PSP de  $\gamma = 0,5$  (a) et 0,62 (b). Le décalage du filtre est de 140 GHz, la puissance moyenne de 20 dBm.

n’a pas permis de trouver de points de fonctionnement intéressants, comme prédit par les simulations numériques de la figure 5.9.

## 5.5 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a présenté l’étude théorique et expérimentale de la capacité d’un régénérateur de type Mamyshev à combattre la PMD. Ce régénérateur est fondé sur le filtrage discriminant d’un spectre élargi par auto-modulation de phase dans une fibre optique.

Nous avons tout d’abord rappelé le principe de fonctionnement de ce régénérateur en tant que compensateur de PMD. Ce principe a ensuite été bien mis en évidence par des simulations numériques puis par des expériences. Si dans un premier temps les simulations numériques ont permis de fixer certaines limites à la capacité de ce type de régénérateur à compenser la PMD, les expériences réalisées ont mis en évidence un effet délétère inattendu qui compromet fortement la possibilité d’employer ce type de régénérateur comme compensateur de PMD, du moins en un passage unique. Cet effet identifié expérimentalement a pu être confirmé par simulations numériques : il s’agit d’un creusement asymétrique du spectre élargi par XPM lorsque la répartition d’énergie entre les deux états principaux de polarisation est inégale. A notre connaissance, ceci n’avait jamais été décrit dans la littérature.

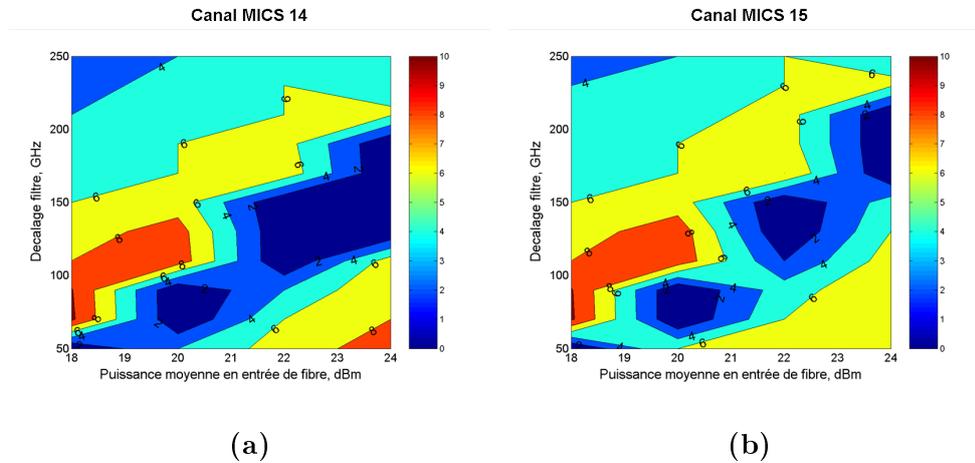


FIG. 5.21 – Exemples de cartographie du DGD toléré en fonction de la puissance moyenne dans la fibre et du décalage du filtre pour le canal 14 ( $-0,29$  ps/(nm.km)) du démultiplexeur pour des  $\gamma$  compris entre 0,5 et 0,82 (a) et entre 0,5 et 0,93 (b).

Il semble donc possible de tirer comme conclusion de ces travaux que le régénérateur fondé sur la technique de Mamyshev ne peut pas assurer une compensation efficace de la PMD en un passage et que son utilisation même, en présence de PMD, est peut-être à proscrire.

Plus généralement, les régénérateurs de type II restent cependant des candidats intéressants pour compenser la PMD. L'étude expérimentale et théorique approfondie de leur capacité à combattre la PMD demanderait à être menée à bien en se concentrant sur une autre technique représentative, en choisissant par exemple un dispositif de type interféromètre non-linéaire.

Dans le dernier chapitre de ce manuscrit, nous abordons l'étude des techniques de régénération 3R utilisés pour compenser la PMD par le biais des récupérations d'horloge. En particulier nous présentons une étude expérimentale de l'impact de la PMD sur un laser auto-pulsant employé comme récupération d'horloge optique, ainsi que son emploi potentiel dans un régénérateur tout optique 3R.

## Chapitre 6

# Influence de la PMD sur les récupérations d'horloge

A travers ce chapitre, nous étendons la portée de ces travaux aux techniques de régénération 3R. Dans la première partie, nous nous focalisons sur l'étude de l'impact de la PMD sur les techniques de récupération d'horloge. La fonction récupération d'horloge au sein d'un régénérateur 3R (ou de tout récepteur) joue un rôle clé sans lequel le système ne peut fonctionner proprement. A travers l'étude de la tolérance à la PMD des techniques de récupération d'horloge, nous étudions plus généralement la tolérance d'un régénérateur 3R à la PMD.

Comme nous allons le voir la PMD peut venir fortement perturber le fonctionnement des circuits de récupération d'horloge, aussi l'identification de techniques résistantes à la PMD constitue un prérequis au développement de régénérateurs 3R tolérants à la PMD. De part la disponibilité au sein du laboratoire de dispositifs pour la récupération d'horloge électriques ou optiques, nous avons pu réaliser une étude théorique et expérimentale générale de leur tolérance à la PMD. L'originalité de ces travaux consiste donc à faire la synthèse des problèmes que crée la PMD pour les techniques de récupération d'horloge et de proposer comme solution un dispositif simple (à base de lasers auto-pulsants) robuste à la PMD qui s'applique non seulement aux régénérateurs optiques mais également aux récepteurs opto-électroniques en général.

Enfin en dernière partie du chapitre, nous proposons une architecture originale de régénérateur 3R adaptée à la compensation de PMD, fondé sur l'emploi de lasers auto-pulsants.

## 6.1 Problèmes posés par la PMD aux techniques de récupération d'horloge électriques

Nous allons tout d'abord étudier les problèmes que pose la PMD aux récupérations d'horloge électriques.

### 6.1.1 Contraintes sur le circuit de récupération d'horloge

Comme nous l'avons évoqué au chapitre 2, la PMD se traduit par une atténuation sélective du spectre électrique du signal détecté. Au final, le phénomène est décrit par le gain dépendant de la fréquence [49] :

$$G(f) = 1 - 4\gamma(1 - \gamma)\sin^2(\pi f\Delta\tau) \quad (6.1)$$

où  $\Delta\tau$  est le DGD et  $\gamma$  caractérise la répartition de l'énergie sur les états principaux. Les pics d'atténuation se situent aux fréquences  $f_k = k/\Delta\tau + 1/(2\Delta\tau)$ ,  $k$  entier. Et l'atténuation est maximale pour  $\gamma = 1/2$ .

Ainsi pour un DGD égal à la moitié du temps bit, nous avons un pic d'atténuation pour la composante spectrale électrique à la fréquence de modulation. Et l'atténuation peut être très forte pour des valeurs de  $\gamma$  proches de  $1/2$ . Dans le cas d'une modulation RZ, le spectre du signal ne présente plus alors de raie fréquentielle correspondant au débit de modulation : le même problème que pour un signal NRZ apparaît. Au contraire, pour  $\gamma = 0$ , le spectre électrique du signal est non atténué par la PMD. Le circuit de récupération d'horloge du récepteur doit donc pouvoir à la fois récupérer une horloge à partir d'un signal de type RZ ou de type NRZ.

La figure 6.1 illustre le cas d'un signal RZ33% au débit de 42,6 Gbit/s, pour un DGD variant de 0 à 20 ps pour  $\gamma = 1/2$ .

Nous allons maintenant illustrer ce problème par un exemple expérimental.

### 6.1.2 Tolérance à la PMD d'une émission/réception 42,6 Gbit/s RZ 33%

Le schéma expérimental est présenté sur la figure 6.2. L'émulateur de DGD est placé en configuration back-to-back, directement entre l'émetteur et le récepteur. Un contrôleur de polarisation manuel permet de choisir l'orientation de la polarisation du signal par rapport aux états principaux de l'émulateur. Nous nous plaçons ici dans le pire cas (équipartition,  $\gamma = 1/2$ ) de façon à obtenir un élargissement maximum par la PMD d'ordre 1 : pour cela nous nous employons à la fois à minimiser le degré de polarisation, la raie spectrale électrique à 42,6 GHz et à symétriser le diagramme de l'œil. Enfin

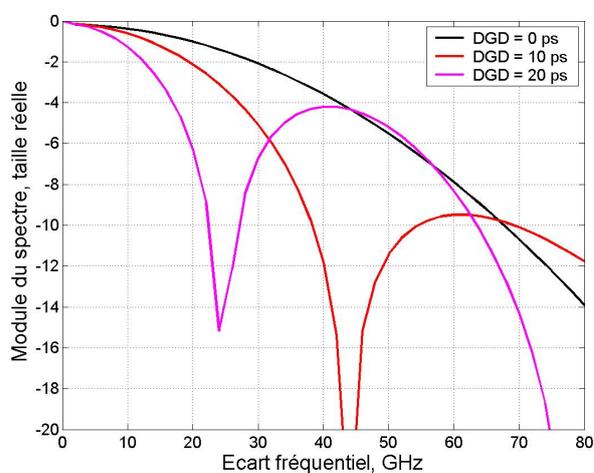


FIG. 6.1 – Spectre électrique d’un signal RZ33% déformé par la PMD d’ordre 1 avec  $\gamma = 1/2$ , pour un DGD de 0, 10 et 20 ps.

en réception, le rapport signal sur bruit optique est artificiellement dégradé pour obtenir le taux d’erreur binaire souhaité : nous avons choisi pour cette expérience à la fois  $10^{-4}$ ,  $10^{-6}$  et  $10^{-8}$ .

La technique de récupération d’horloge utilisée en réception repose sur un filtrage de la composante du signal électrique à 42,6 GHz. L’horloge obtenue à 42,6 GHz est ensuite mélangée à une horloge électrique à 20 GHz qui est la contre-réaction retardée de la sortie du mélangeur électrique. Cette horloge à 20 GHz est obtenue par sélection du produit de mélange à basse fréquence par un filtre à 20 GHz. Le schéma est présenté sur la figure 6.3.

Intéressons-nous maintenant aux résultats. La figure 6.4 montre les courbes d’évolution de la composante RF à 42,6 GHz et du degré de polarisation en fonction du temps de groupe différentiel pour le cas  $\gamma = 1/2$ . Les deux courbes ne sont pas monotones mais passent par un minimum pour un DGD proche de 12 ps. Comme nous l’avons vu au début de ce chapitre, la PMD se traduit par un trou dans le spectre électrique à la fréquence  $\frac{1}{2\Delta\tau}$  ; donc lorsque le DGD augmente, la fréquence d’atténuation maximale diminue et vaut 42,6 GHz pour un DGD égal à la moitié du temps bit, soit 11,7 ps. Le degré de polarisation diminue tout d’abord lorsque le DGD augmente, avant d’augmenter lorsque les deux répliques d’impulsions des bits voisins commencent à se superposer temporellement ; il passe par un minimum lorsque les deux répliques de chaque impulsion créées par la PMD se recouvrent le moins possible. Ces courbes illustrent aussi la difficulté d’employer des techniques de mesure indirecte de la PMD dans un compensateur de PMD : il

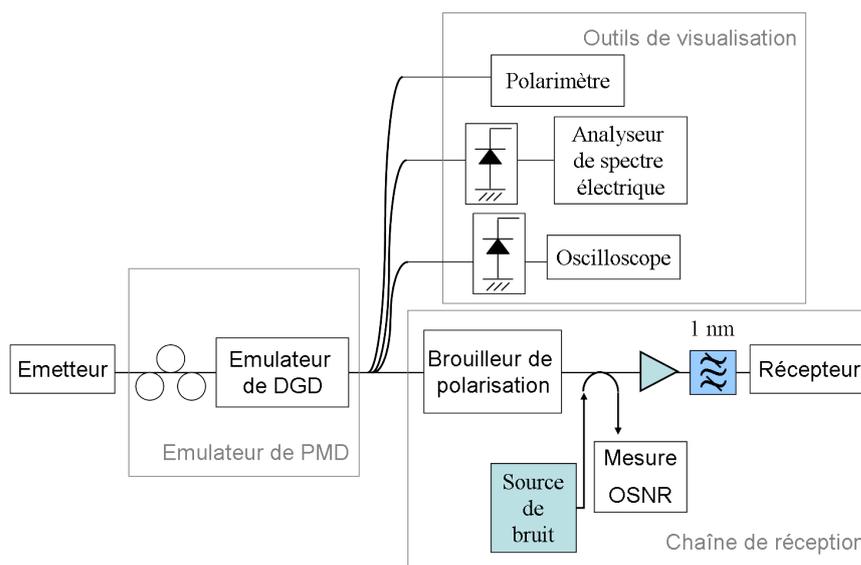


FIG. 6.2 – Schéma expérimental pour évaluer la tolérance à la PMD d'un couple Tx/Rx

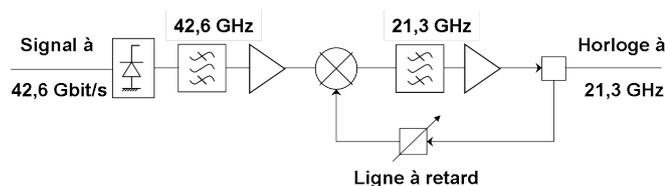


FIG. 6.3 – Architecture de la récupération d'horloge électrique

faut savoir de quel côté du minimum se trouve le système.

Maintenant nous allons présenter les mesures de pénalité. Nous avons réalisé deux séries de mesures :

- la première en employant une récupération d'horloge électronique en réception,
- la deuxième en utilisant directement l'horloge d'émission au niveau du récepteur. Cela permet de faire la mesure tout en se passant de toute imperfection du circuit de récupération d'horloge. Ce type de mesure est possible uniquement en configuration back-to-back et nécessite une optimisation manuelle de l'instant d'échantillonnage.

Rappelons que les pénalités présentées sont des pénalités en OSNR : une pénalité est définie comme le surplus d'OSNR nécessaire pour obtenir un taux d'erreur binaire donné en comparaison du cas sans dégradation. Les résultats sont présentés sur la figure 6.5.

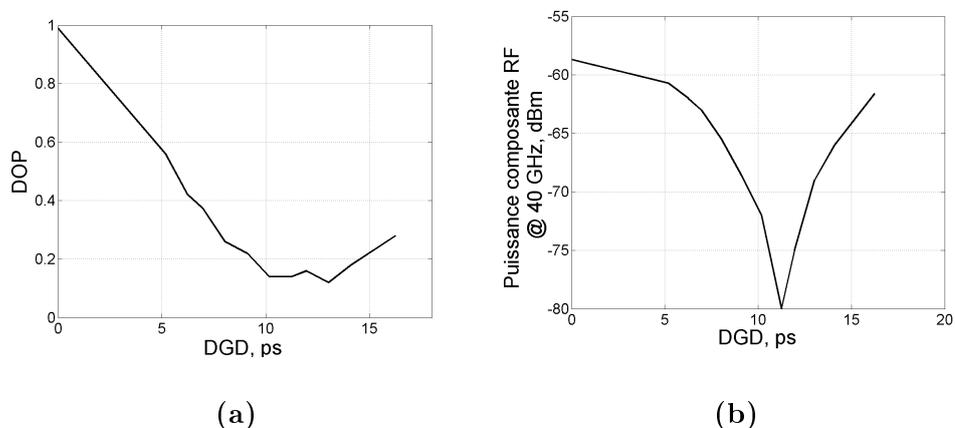


FIG. 6.4 – Evolution de la composante du spectre électrique à 42,6 GHz (a) et du degré de polarisation (b) en fonction du DGD pour  $\gamma = 1/2$ .

Plusieurs observations peuvent être faites. Tout d'abord pour le cas sans récupération d'horloge. La première est que les pénalités sont d'autant moins fortes que les taux d'erreur binaire de référence sont grands (proches de 1). Ensuite une pénalité de 1 dB, resp. 2 dB, est obtenue pour un DGD d'environ 10 ps, resp. 12 ps (les valeurs exactes dépendent du taux d'erreur cible). Ces valeurs sont comparables à celles obtenues par simulation des pénalités d'ouverture du diagramme de l'œil du chapitre 4 (cf. le tableau 4.2). En utilisant une récupération d'horloge, les pénalités pour des DGD de 11 ps ou plus n'ont pu être mesurées car la récupération d'horloge avait décroché. Ce n'est pas étonnant car comme nous l'avons vu sur la figure 6.4, le niveau de la composante spectrale à 42,6 GHz est très faible pour ces valeurs de DGD. Nous disposons donc seulement des mesures à 10 ps et les pénalités mesurées sont plus grandes que sans récupération d'horloge, comme le montre la figure 6.5c).

Ainsi cet exemple met bien en évidence les problèmes que peuvent poser certaines techniques de récupération d'horloge électriques en présence de PMD. Pour des récupérations d'horloge électriques qui sont tolérantes à la PMD, un autre problème se présente comme nous allons le voir.

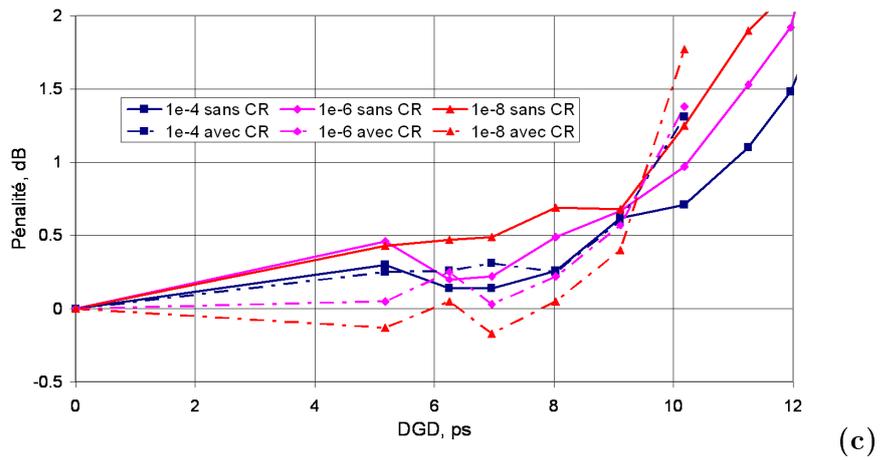
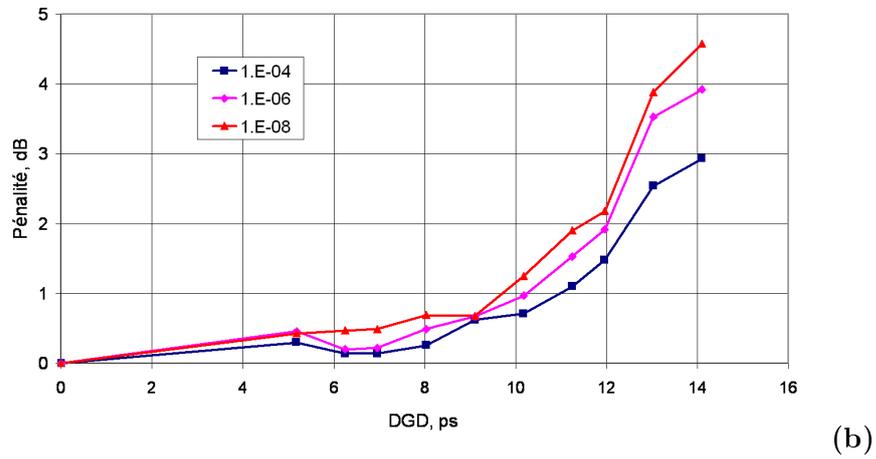
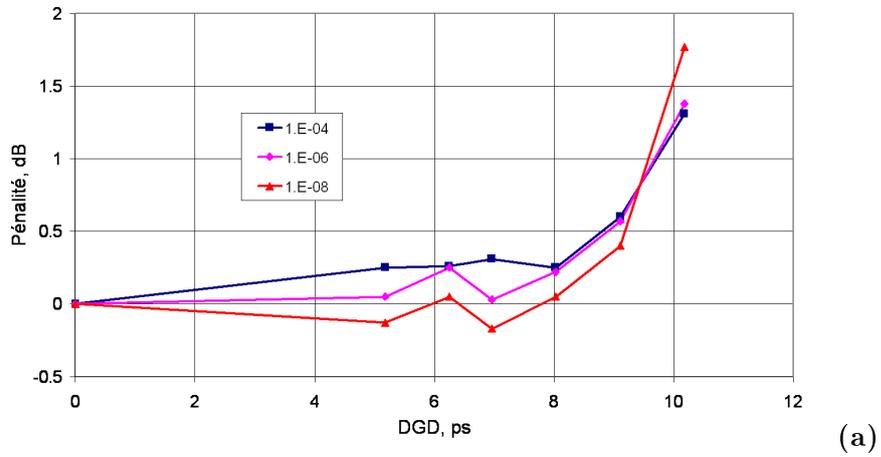


FIG. 6.5 – Courbes des pénalités du couple Tx/Rx en fonction du DGD pour des taux d'erreur binaire cibles de  $10^{-4}$ ,  $10^{-6}$  et  $10^{-8}$  : avec (a) ou sans (b) récupération d'horloge, et comparaison des deux cas (c)

### 6.1.3 Décalage entre le signal et l'horloge récupérée créé par la PMD

Nous avons évoqué au chapitre 5 cet effet cité dans le papier [53]. Pour de grands DGD (par rapport au temps bit), un décalage croissant est observé entre l'horloge générée par un circuit de récupération d'horloge électrique et le signal lui-même. Sans PMD l'instant d'échantillonnage est fixé à sa valeur optimum ; en présence de PMD, et notamment pour de grands DGD, la différence de phase entre l'horloge et les données évolue et il faut alors réajuster l'instant d'échantillonnage en fonction des conditions de PMD. Nous désignons cet effet par le terme décalage.

La figure 6.6 montre les résultats de simples simulations sous Matlab : l'horloge est générée par filtrage direct de la composante à 42,6 GHz du spectre électrique du signal détecté. Pour le cas  $\gamma = 1/2$ , les deux signaux sont en phase, jusqu'à un DGD de 12,5 ps où ils se retrouvent brusquement en opposition de phase. Pour le cas de  $\gamma$  inférieur à 1/2, cet effet est aussi observé avec une transition plus douce comme le montre la figure 6.6.

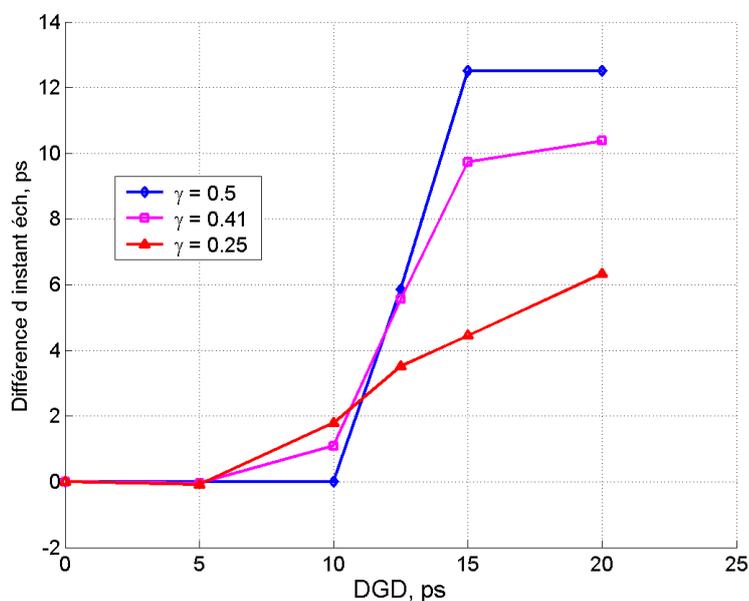


FIG. 6.6 – Décalage entre l'horloge et les données pour un signal RZ 33% au débit de 42,6 Gbit/s en fonction du DGD pour différentes valeurs de  $\gamma$

Cet effet peut aussi être observé sous un autre angle : la figure 6.7 montre les phases respectives de l'horloge électrique et du signal détecté en fonction de  $\gamma$  pour un DGD de 10 ps et de 15 ps. Pour un DGD inférieur à la moitié du

temps bit, l'horloge suit le signal correctement avec une différence maximale de 2 ps. Par contre pour un DGD de 15 ps, les phases de l'horloge électrique et des données suit une évolution contraire jusqu'à être décalées d'un temps bit.

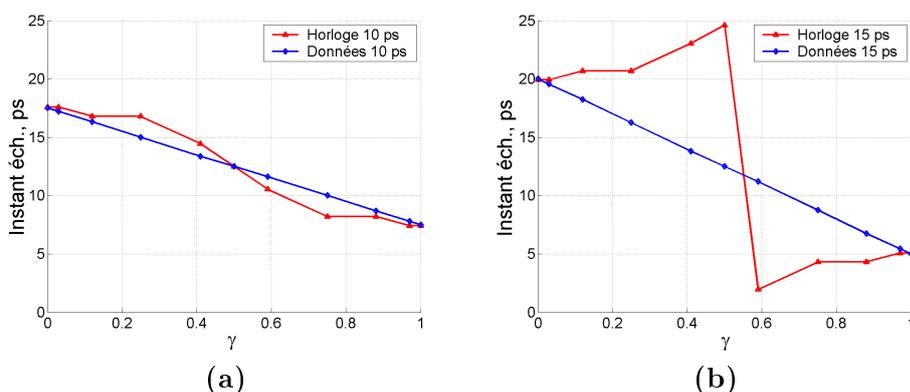


FIG. 6.7 – Evolution des phases respectives du signal détecté et de l'horloge en fonction de  $\gamma$  pour un DGD de 10 ps (a) et 15 ps (b).

Cet effet de décalage apparaît donc pour de grands DGD (devant le temps bit) mais peut poser toutefois de sérieux problèmes. Pour y remédier il convient d'employer un récepteur adaptatif pour garantir un instant d'échantillonnage optimal.

Ainsi le choix d'une récupération d'horloge électrique pour des récepteurs en présence de forte PMD est essentiel. Ceci est aussi vrai pour les régénérateurs 3R pour lesquels la récupération d'horloge est un élément clé et peut constituer une des limites potentielles de la capacité d'un régénérateur 3R à compenser la PMD. Nous allons maintenant nous intéresser aux récupérations d'horloge tout optiques dont le comportement est différent.

## 6.2 Comportement des récupérations d'horloge tout optiques

Au sein du laboratoire, nous avons étudié deux types de récupération d'horloge tout optique, dans le cadre du projet RNRT ROTOR (Récupération d'Horloge Tout Optique pour la Régénération) :

- une technique passive fondée sur le filtrage des raies de modulation du signal optique par un étalon Fabry-Perot très sélectif ;
- une technique active employant un laser auto-pulsant au débit signal verouillé par injection optique.

Nous allons examiner le comportement des deux techniques vis-à-vis de la PMD. A notre connaissance ce type d'étude n'a pas été publié dans la littérature jusqu'à présent.

### 6.2.1 Récupération d'horloge par étalon Fabry-Perot

Le principe consiste à employer un étalon Fabry-Perot ultra-sélectif pour générer une horloge optique synchrone avec le signal à partir du battement des raies de modulation sélectionnées. Une horloge optique est naturellement obtenue à partir de trois raies de modulation ou plus : considérons une source continue à la pulsation optique  $\omega_0$  modulée en amplitude par un signal sinusoïdal de fréquence  $\omega_h$  avec un indice de modulation  $m$ . Le champ électrique de l'horloge a pour équation :

$$\begin{aligned} E(t) &= [1 + m \cos(\omega_h t)] \cos(\omega_0 t) \\ &= \cos(\omega_0 t) + \frac{m}{2} \cos((\omega_0 + \omega_h)t) + \frac{m}{2} \cos((\omega_0 - \omega_h)t) \end{aligned} \quad (6.2)$$

Le spectre optique associé présente trois raies : la porteuse à la fréquence  $f_0$  et deux raies de modulation à  $f_0 - f_h$  et  $f_0 + f_h$ . Ainsi en sélectionnant par filtrage les raies de modulation d'un signal optique une horloge optique est créée.

Mais un tel filtrage ne permet pas de compenser la PMD du signal : l'horloge récupérée sera affectée par une PMD identique à celle du signal. En effet, les raies de modulation filtrées conservent leur polarisation ; ainsi en présence de PMD, elles ont chacune une polarisation différente, ce qui est caractéristique de la PMD, par définition. Le DGD dicte la vitesse de variation des polarisations des différentes raies de modulation.

La figure 6.8 montre l'horloge filtrée à partir d'un signal RZ 33% à 42,6 Gbit/s, obtenue par simulation numérique pour différentes conditions de PMD. Pour un temps de groupe différentiel de 7 ps avec une équipartition de l'énergie entre les PSP ( $\gamma = 1/2$ ), l'horloge extraite par filtrage est simplement élargie par la PMD. Pour un DGD de 12,5 ps, les horloges extraites pour chaque état principal de PMD sont décalées d'un demi temps bit. Si l'énergie est également répartie entre les états principaux, la puissance de l'horloge optique est une sinusoïde à la fréquence de 80 GHz. Pour  $\gamma = 1/4$ , la contribution d'un des deux états principaux de polarisation est nettement plus faible comme le montre la trace de l'horloge.

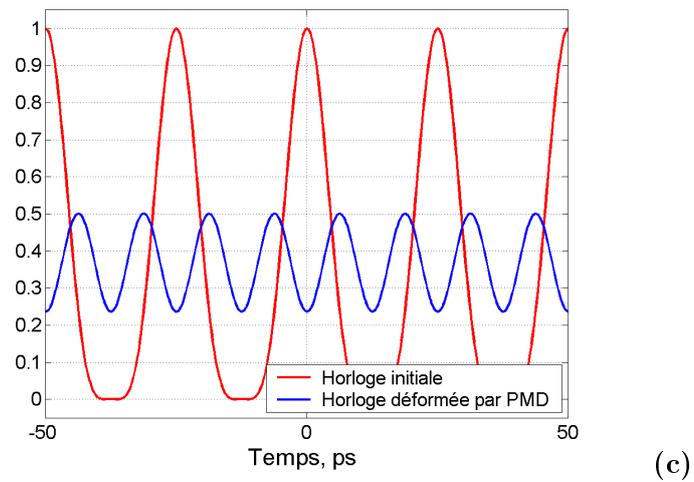
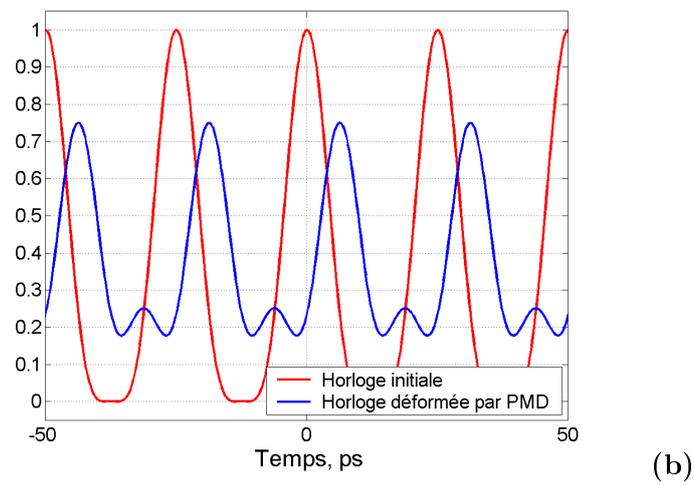
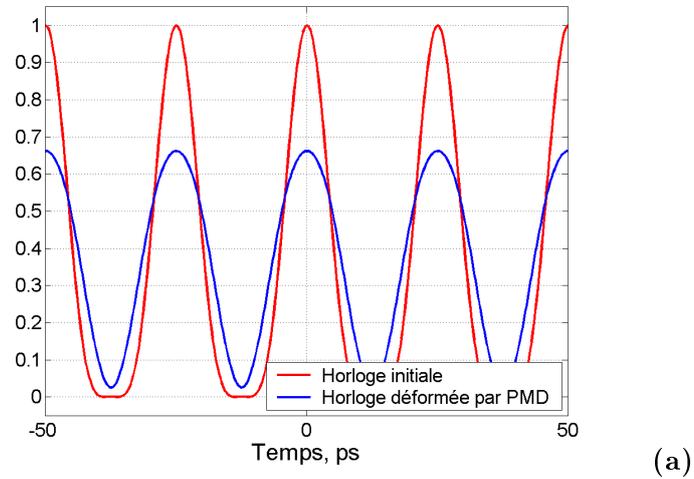


FIG. 6.8 – Exemples d'horloge extraite d'un signal RZ 33% déformé par la PMD : pour un DGD de 7 ps avec  $\gamma = 1/2$  (a), pour un DGD de 12,5 ps avec  $\gamma = 1/2$  (b) et pour un DGD de 12,5 ps avec  $\gamma = 1/4$  (c).

Ceci n'a pu être confirmé expérimentalement en raison de la très forte PDL de l'étalon Fabry-Perot. La valeur de PDL extrêmement élevée vient d'une légère différence entre les fonctions de transfert du filtre des polarisations x et y : elles sont légèrement décalées et compte-tenu de la sélectivité du filtre, la PDL obtenue varie avec la longueur d'onde et peut monter jusque 18 dB. Cette valeur extrême s'explique par la très grande sélectivité de l'étalon Fabry-Perot : du fait du décalage fréquentiels des fonctions de transfert en TE et en TM, la polarisation x peut être fortement atténuée alors que la polarisation y ne l'est pratiquement pas, pour les fréquences proches des pics de résonance du filtre. La figure 6.9 montre l'évolution de la valeur de PDL en fonction de la fréquence d'un pic de résonance du filtre, ainsi que la puissance maximale mesurée en sortie du filtre. La fréquence du pic de résonance est fixée par le contrôle du courant et donc de la température du Peltier du filtre Fabry-Perot. Cette figure met bien en évidence les deux maxima des fonctions de transfert en TE et en TM, décalés de 2,92 pm. Le point de PDL nulle est obtenu à l'intersection des courbes des deux fonctions de transfert TE et TM.

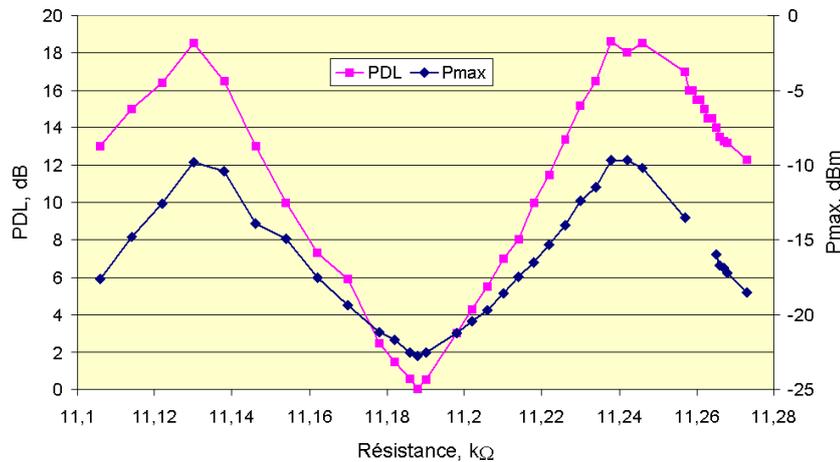


FIG. 6.9 – Valeur de PDL en fonction de la fréquence centrale du filtre, fixée par le courant (et donc la température) du Pelletier.

Pour pouvoir confirmer de façon expérimentale l'impossibilité de compenser la PMD par le biais d'un étalon Fabry-Perot, il faudrait pouvoir disposer d'un filtre présentant une PDL de l'ordre de 5 dB. En effet il devient alors possible sans trop de difficultés de mettre en évidence les variations importantes de la forme des impulsions de l'horloge optique pour différentes conditions de PMD, telles que celles présentées sur la figure 6.8.

## 6.2.2 Récupération d'horloge par laser auto-pulsant

Cette technique exploite les propriétés des lasers auto-pulsants. Le laser est clivé de façon à avoir une longueur de cavité choisie pour obtenir naturellement une horloge à la fréquence souhaitée, c'est-à-dire 42,6 GHz.

Pour obtenir le verrouillage de l'horloge optique sur le signal injecté, il faut faire coïncider les modes Fabry-Perot du laser avec la fréquence porteuse du signal. La figure 6.10 gauche représente le spectre électrique du laser auto-pulsant et la fréquence du signal injecté. Les modes Fabry-Perot du laser séparés de 42,6 GHz sont bien visibles. La figure de droite représente le spectre électrique détecté du laser lorsque la fréquence du signal est superposée avec les modes Fabry-Perot du laser ; l'horloge optique est alors synchrone au signal injecté.

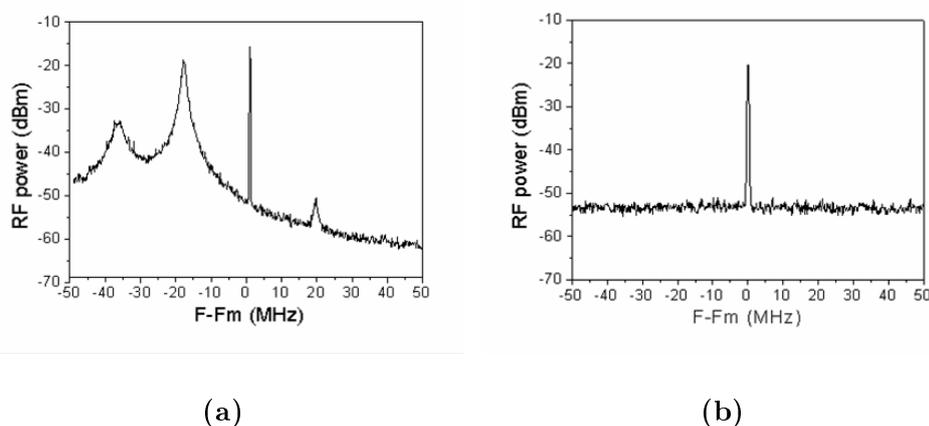


FIG. 6.10 – Spectres électriques détectés en sortie du laser auto-pulsant en absence (a) et avec (b) verrouillage du laser sur le signal injecté.

Lorsqu'un signal déformé par la PMD est injecté dans le laser, l'horloge ne retraduit pas la PMD en sortie comme dans le cas du filtrage passif décrit ci-dessus. En effet, le verrouillage du laser est uniquement sensible à l'énergie du signal en entrée. Or en termes d'énergie, la PMD va changer le barycentre du signal en modifiant son temps de groupe. Donc un laser auto-pulsant verrouillé permet au contraire de fournir une horloge synchrone avec le signal, qui suit les variations de son temps de groupe, et qui reste parfaitement en phase avec le signal. Ainsi contrairement au cas des récupérations d'horloge électriques, l'horloge en sortie du laser auto-pulsant est parfaitement en phase avec le signal, même en présence de PMD : l'effet de décalage précédemment décrit n'apparaît pas.

Cette description s'applique à un cas idéal : en pratique la cavité laser n'est jamais parfaitement symétrique et présente une différence d'indice

entre ses deux axes longitudinaux. Le laser présente donc en général deux intervalles spectraux libres selon les deux axes de la cavité ; et, pour un ordre d'interférence de la cavité de 5000, une différence d'intervalle spectral libre de 1 kHz équivaut à une différence de 5 MHz entre les fréquences de résonance de deux polarisations orthogonales.

Compte-tenu des promesses de ces composants, nous les avons caractérisés expérimentalement.

### 6.2.3 Caractérisation expérimentale des lasers auto-pulsants

Nous avons deux composants à notre disposition :

- Un laser auto-pulsant Fabry-Perot de type massif, fournissant une horloge à une fréquence de 41,6 GHz.
- Un laser auto-pulsant à boîtes quantiques à cavité Fabry-Perot, avec une longueur de cavité de 970  $\mu\text{m}$  donnant une horloge à une fréquence de 42,6 GHz. La très forte sensibilité à la polarisation du signal injecté dans ce laser a compliqué les caractérisations vis-à-vis de la PMD comme nous allons le voir.

Les deux composants fonctionnent en bande L, avec un maximum de gain à 1570 nm (bande L proche) pour le laser à boîtes quantiques et un maximum de gain à 1600 nm (bande L lointaine) pour le laser massif.

Les caractérisations ont été réalisées en deux étapes. Tout d'abord un test rapide a été mené pour évaluer la qualité de l'horloge et valider les points de fonctionnement, ainsi que son comportement en présence de PMD par le montage de la figure 6.11. Dans un deuxième temps, nous avons réalisé un test plus complet permettant de caractériser la qualité de l'horloge générée par chaque composant par une technique de remodulation de l'horloge présentée au paragraphe 6.2.3.2.

Le montage de la figure 6.11 est réalisé comme suit. Le signal, éventuellement déformé par la PMD, est injecté dans le laser au travers d'un deuxième contrôleur de polarisation manuel qui permet de contrôler la polarisation du signal injecté. Le signal est injecté par la face avant du laser (la face semi-transparente), l'horloge émise par la même face du laser est extraite par un circulateur, puis filtrée par un filtre accordable dont la largeur est fixée à 5 nm (seul filtre disponible en bande L), amplifiée par un amplificateur dopé à l'erbium fonctionnant en bande L ; le filtre est placé avant l'amplificateur car il présente de fortes pertes d'insertion (10 dB). Enfin l'horloge est envoyée sur les appareils de mesure, oscilloscope et analyseur de spectre optique. Travailler en bande L lointaine impose des contraintes assez fortes car nous ne pouvons pas utiliser l'émission standard à 40 Gbit/s (en bande C) ; en

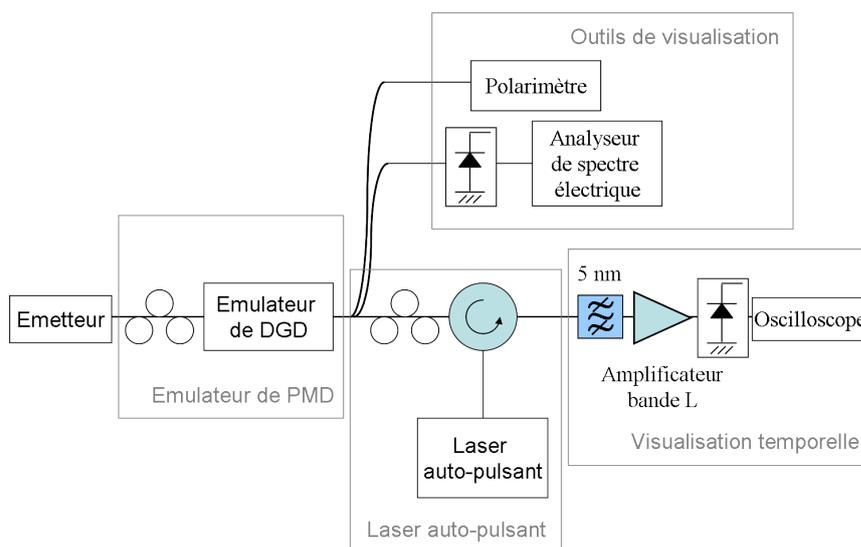


FIG. 6.11 – Schéma expérimental pour évaluer grossièrement la qualité de l'horloge en sortie de chaque composant.

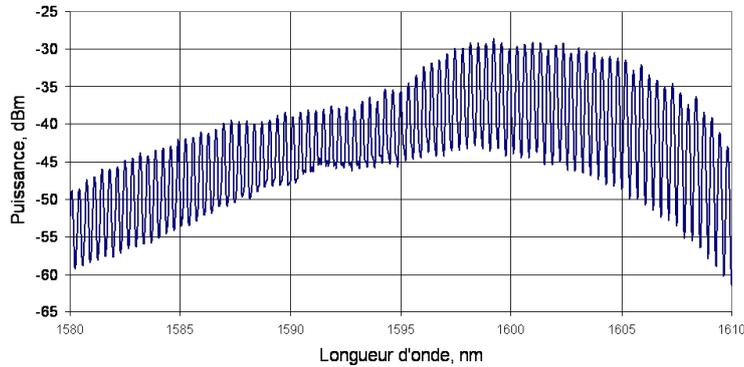
particulier nous avons dû utiliser des sources accordables pour la bande L et toute la chaîne d'émission a dû être adaptée.

### 6.2.3.1 Laser de type massif

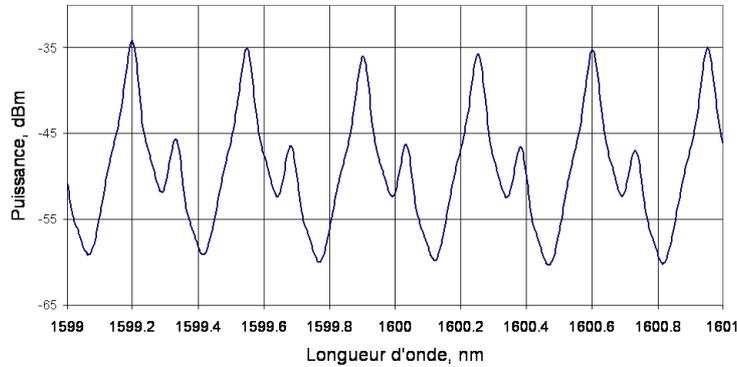
Le premier composant étudié est le laser massif. L'horloge générée en sortie est très bruitée. Le spectre d'émission du laser est présenté sur la figure 6.12a. Un agrandissement d'une petite zone du spectre est présenté sur la figure 6.12b, obtenu pour certaines conditions de fonctionnement du laser. Chaque raie spectrale présente deux pics. Après quelques réglages de l'injection optique, nous nous sommes rendu compte que le deuxième pic plus faible correspond à une forte réflexion au niveau de l'injection optique du signal dans le laser. Ce pic apparaît lorsque la puissance en sortie du laser (en sortie du circulateur) est maximale. En contrôlant précisément l'injection, il est possible de faire disparaître ce deuxième pic. La puissance mesurée en sortie du laser est alors plus faible, ce qui confirme qu'une forte réflexion avait lieu auparavant.

Après optimisation de l'injection optique et des paramètres du laser, l'horloge obtenue est toutefois encore très bruitée, notamment au niveau du sommet des impulsions, comme indiqué sur la figure 6.13. Nous n'avons pas poursuivi son étude par une mesure précise de sa qualité, vu le fort bruit d'amplitude sur le sommet des impulsions.

Nous avons tout de même étudié son comportement en présence de PMD.



(a)



(b)

FIG. 6.12 – Spectre de l’horloge en sortie du laser auto-pulsant de type massif – Spectre complet (a) et zoom sur une portion du spectre proche du gain maximum du laser (b).

Le laser de type massif est obtenu par une croissance homogène et ne présente donc pas de direction cristallographique principale ; il est ainsi quasiment insensible à la polarisation. L’horloge synchronise avec les données suit continûment le signal en présence de PMD, lorsque la polarisation du signal passe d’un état principal de polarisation à l’autre. Ce comportement est reproductible pour différentes valeurs de DGD, comprises entre 0 et 15 ps. Ceci constitue une propriété très utile de ce laser pour l’application que nous étudions. Nous mettrons en application cette propriété par la proposition d’un régénérateur 3R partiel décrit au paragraphe 6.3.

### 6.2.3.2 Laser à boîtes quantiques

L’horloge mesurée en sortie du laser à boîtes quantiques est très propre et très peu entachée de gigue. La figure 6.14 représente l’horloge optique ob-

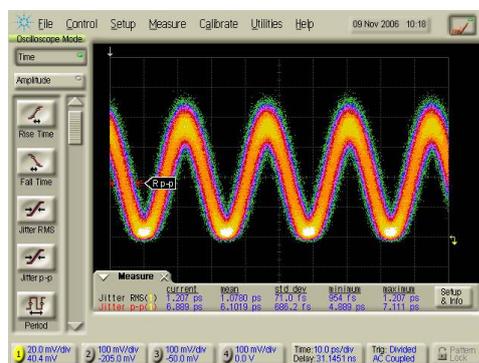


FIG. 6.13 – Horloge en sortie du laser auto-pulsant de type massif après un filtre optique de 5 nm.

tenue lorsque le signal en entrée est issu d'un laser Pritel. Les impulsions du laser Pritel présentent une largeur à mi-hauteur de 1,5 ps et une gigue RMS de 450 fs. L'horloge optique possède alors des impulsions de largeur 4 ps et une gigue temporelle de 354 fs.

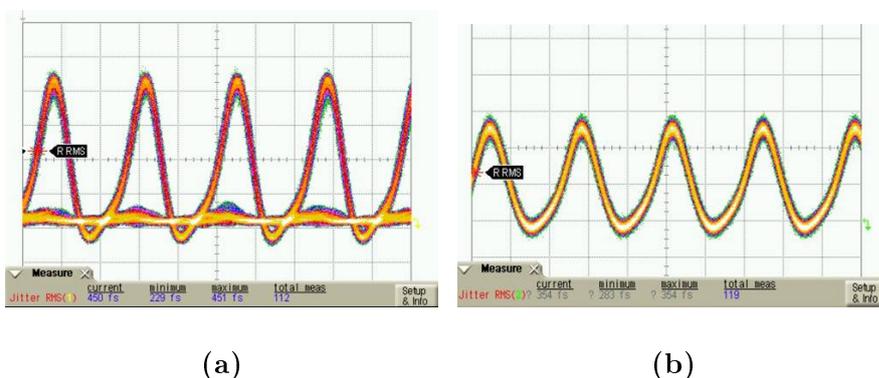


FIG. 6.14 – Horloge en sortie du laser auto-pulsant à boîtes quantiques (b) obtenue pour le signal injecté en entrée (a)

L'injection du signal dans le laser est problématique en raison de la forte sensibilité du composant à la polarisation. Le laser auto-pulsant à boîtes quantiques présente au contraire une direction cristallographique principale. Ainsi pour un seul plan de croissance, la lumière est polarisée selon l'axe de polarisabilité de la lumière, direction orthogonale au plan 100. Le composant possède en fait six plans de croissance ; un même axe sera toujours favorisé mais avec l'empilement de couches, l'axe va se répartir spatialement selon un cône et la sensibilité du composant à la polarisation en sera légèrement réduite. Mais au final ce laser reste tout de même très sensible à la polarisa-

tion : tout se passe comme si le signal était injecté au travers d'un polariseur. C'est pourquoi il faut employer un contrôleur de polarisation manuel pour contrôler précisément la polarisation du signal injecté. Le réglage est assez direct : il peut se faire en observant le spectre électrique de l'horloge détectée ou directement la trace de l'horloge mesurée à l'oscilloscope à échantillonnage. Lorsque le laser se verrouille sur le signal injecté, le diagramme de l'œil est propre et une sinusoïde est observée ; le spectre électrique est alors proche d'une raie à la fréquence du débit de modulation. Si le laser n'est pas verrouillé, la trace de l'horloge est brouillée et se présente sous la forme d'un bruit compris entre des tensions minimale et maximale, les seuls paramètres mesurables ; le spectre électrique est alors plus large que lorsque le laser est verrouillé (cf. 6.10(a)).

Compte tenu de la qualité de l'horloge, nous l'avons caractérisée plus précisément en employant une technique de remodulation de l'horloge proposée dans le cadre du projet ROTOR [87]. Le schéma expérimental est décrit sur la figure 6.15. Le laser auto-pulsant est tout d'abord verrouillé sur le signal par injection optique. L'horloge en sortie du laser est ensuite modulée par une séquence pseudo-aléatoire au moyen d'un modulateur à niobate de lithium. La polarisation de l'horloge injectée dans le modulateur est ajustée de façon à entrer selon l'axe utile du modulateur et une ligne à retard optique permet un alignement temporel précis de la phase données/horloge. Le signal ainsi constitué est ensuite détecté par un récepteur classique. L'horloge électrique utilisée en réception est l'horloge électrique de l'émission, afin de supprimer d'éventuelles erreurs introduites par le circuit de récupération d'horloge. L'analyse du taux d'erreur binaire en fonction de l'OSNR permet de quantifier précisément les performances de l'horloge optique ; en particulier ceci permet de mesurer la qualité de l'horloge (gigue temporelle, bruit d'amplitude, etc.), ainsi que sa robustesse aux dégradations subies par le signal optique, telles que la PMD.

Ce schéma expérimental est relativement complexe à mettre en oeuvre car il demande un contrôle précis de la polarisation en entrée de l'éémulateur de DGD, de la polarisation du signal injectée dans le laser auto-pulsant, de la polarisation de l'horloge injectée dans le second modulateur et un contrôle assez fin de la ligne à retard optique en entrée du second modulateur. Pour cela de nombreux points de visualisations ou de mesure de différents paramètres sont nécessaires (mesure de la composante RF du signal en sortie de l'éémulateur de PMD, contrôle des différents diagrammes de l'oeil, etc ...). Enfin il faut s'assurer en permanence de la stabilité de l'expérience durant la mesure pour pouvoir réaliser une mesure de taux d'erreur à 40 Gbit/s. Cette expérience a été rendue possible par le savoir-faire expérimental et la grande automatisation du banc de mesure que nous avons mis en place sur la plate-forme PERSYST.

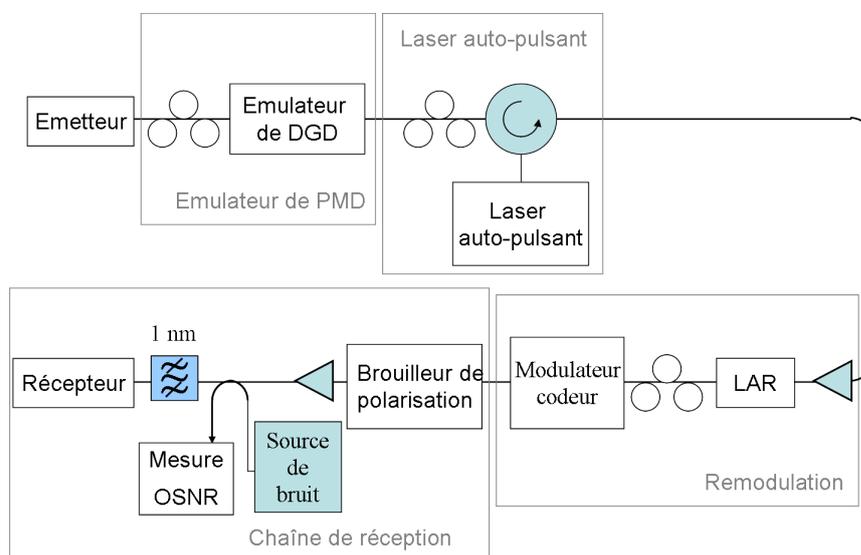


FIG. 6.15 – Schéma expérimental de la technique de remodulation pour caractériser la qualité d'une horloge optique

Cette technique de remodulation a donc été employée pour caractériser l'horloge obtenue en sortie du laser auto-pulsant à boîtes quantiques. La courbe du taux d'erreur binaire en fonction de l'OSNR est présentée sur la figure 6.16. En particulier, aucun plancher d'erreurs n'a été observé. Enfin la courbe obtenue présente de meilleures performances que la courbe de référence de caractérisation de l'émetteur/récepteur 42,6 Gbit/s. Ceci indique que les impulsions obtenues sont plus fines - et donc présentent une puissance crête plus élevée - que les impulsions générées par de modulateurs en niobate de lithium.

En présence de PMD, lorsque la polarisation du signal varie continûment d'un état principal de l'émulateur à l'autre, l'horloge en sortie saute brusquement d'un demi temps bit. Ceci est dû à la forte sensibilité du laser à la polarisation du signal injecté : si nous supposons que le signal injecté est passé au travers un polariseur, l'horloge se verrouille préférentiellement pour une polarisation donnée du signal injecté. En présence de PMD, le signal injecté présente des niveaux d'énergie différents sur les deux polarisations des états principaux de polarisation. Lorsque  $\gamma = 0$ , l'état principal rapide possède toute l'énergie du signal. Le laser est alors verrouillé sur le signal, à condition que l'axe du polariseur virtuel ne corresponde pas à ce PSP. Au fur et à mesure que  $\gamma$  augmente, l'état principal rapide voit son énergie diminuer. L'horloge reste verrouillée sur cet état principal jusqu'à ce que l'énergie soit trop faible sur ce PSP, l'horloge se verrouille alors sur l'autre PSP et la phase de l'horloge saute alors brusquement.

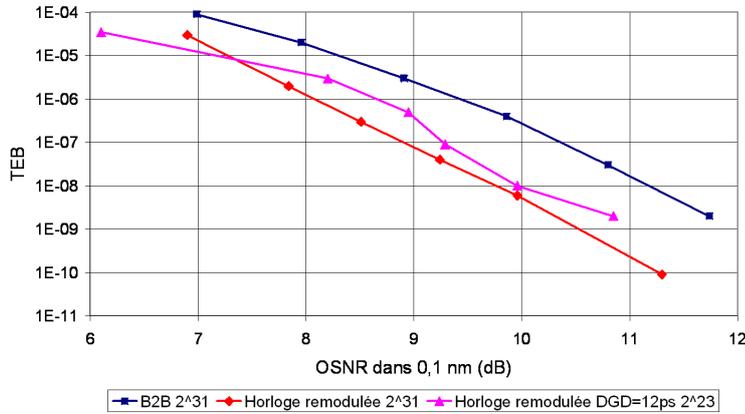


FIG. 6.16 – Caractérisation de l’horloge optique générée par le laser auto-pulsant à boîtes quantiques par la technique de remodulation

Employer un polariseur fixe devant le laser ne permet pas d’améliorer ce problème, même lorsque le polariseur est réglé de façon à laisser passer la moitié de l’énergie présente sur chaque état principal polarisation. Le spectre en sortie du polariseur n’est pas le spectre du signal mais plutôt le spectre du signal filtré par un filtre passe bande périodique ; en effet, d’après la définition de la PMD, la polarisation du signal décrit une rotation périodique avec la fréquence. Le spectre obtenu est donc un spectre cannelé - c’est cet effet qui est mis à profit dans la technique de mesure de la PMD dite des analyseurs fixes [85]. Ceci doit interférer avec le comportement du laser, car le temps de groupe de l’horloge en sortie saute toujours d’un état principal à l’autre. Lorsque l’horloge est verrouillée, pour un DGD de 5 ou 12 ps dans le pire cas, les courbes du taux d’erreur binaire en fonction de l’OSNR obtenues sont identiques à celle de la figure 6.16. Mais il est impossible de savoir quelle est la polarisation du signal véritablement injectée dans le laser.

Ainsi les lasers auto-pulsants sont des composants prometteurs pour la génération d’horloges optiques. Ils peuvent être également employés pour extraire une horloge optique à partir de sous-harmoniques du signal comme par exemple une horloge à 42,6 GHz à partir d’un signal optique à 160 Gbit/s. De plus, ces composants semblent pouvoir générer une horloge optique qui suit de façon continue l’évolution du temps de groupe d’un signal déformé par de la PMD et présentent donc un avantage par rapport aux techniques de récupération d’horloge opto-électroniques. Ainsi ce type de composant a le potentiel pour lever une limitation actuelle à l’emploi de techniques de régénération 3R pour compenser la PMD. Le paragraphe suivant développe l’étude d’une architecture originale de régénérateur optique 3R fondé sur un

laser auto-pulsant pour compenser la PMD.

### 6.3 Etude de faisabilité d'un régénérateur 3R partiel

Ayant à notre disposition un laser auto-pulsant fournissant directement une horloge optique, nous avons cherché une porte optique non-linéaire suffisamment rapide pour constituer un régénérateur tout optique 3R.

#### 6.3.1 Exemple de régénérateur 3R pour compenser la PMD étudié dans la littérature

Un exemple de ce type de régénérateur a été proposé par le HHI [86]. La récupération d'horloge tout optique est réalisée par un laser auto-pulsant de type DBR qui fournit une horloge à 42,6 Gbit/s synchrone de type RZ50% synchrone au signal injecté en entrée. La porte optique non-linéaire est obtenue par un SOA ultra-long de 4 mm, dans lequel sont injecté conjointement le signal et l'horloge. Les effets lents de récupération du gain sont évités grâce à la saturation du gain du SOA par l'horloge optique.

Le régénérateur ainsi constitué permet une remise en forme des impulsions et une réduction de la gigue d'amplitude. Pour étudier sa capacité à combattre la PMD, le signal RZ injecté dans le régénérateur est préalablement déformé par la PMD. Pour cela un émulateur de PMD est employé, délivrant un DGD de 10,2 ps. La polarisation en entrée du signal varie d'un état principal de polarisation à l'autre en passant par le pire cas. Les diagrammes de l'œil en sortie du régénérateur ne varient quasiment pas; seul une dégradation de la gigue des impulsions en sortie est observée pour de forts élargissements par la PMD.

Enfin le bon fonctionnement du régénérateur est évalué quantitativement par l'étude des courbes du taux d'erreur binaire en fonction du rapport signal sur bruit optique pour différentes configurations. Une pénalité de 2,5 dB est obtenue pour le pire cas de la PMD sans régénérateur; avec régénérateur, la pénalité est quasiment annulée. Enfin aucun plancher de TEB n'est observé jusque des taux d'erreur de  $10^{-12}$ .

L'article [86] donne un aperçu des possibilités de ce type de technique pour compenser les dégradations induites par la PMD.

#### 6.3.2 Technique de régénération 3R tout optique employée

Nous proposons d'employer ici une technique différente de l'article [86] reposant sur l'emploi d'un SOA classique et d'un filtre optique décalé en

fréquence. La figure 6.17 présente la structure du régénérateur 3R proposé.

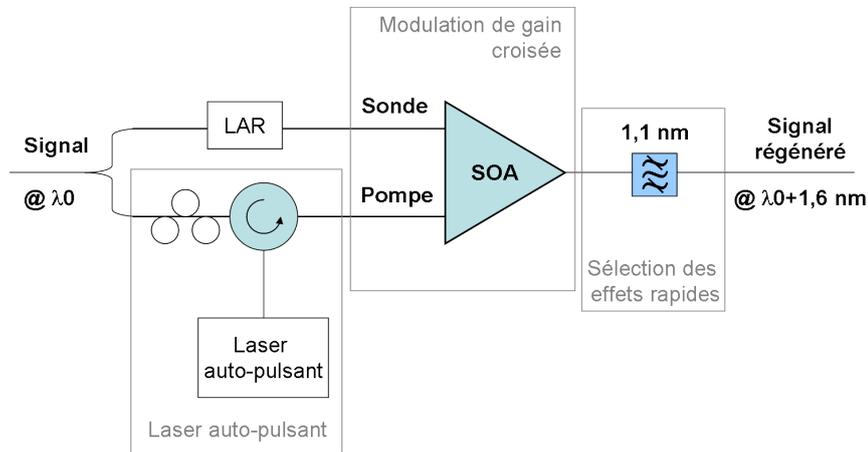


FIG. 6.17 – Architecture du régénérateur tout optique 3R fondé sur l'emploi d'un laser auto-pulsant

Le signal est d'abord séparé en 2 :

- Une partie est injectée dans le laser auto-pulsant pour générer une horloge optique à 42,6 GHz à impulsions courtes (de quelques picosecondes de large).
- L'horloge optique est injectée dans le SOA ; l'emploi d'impulsions courtes permet d'exciter les effets rapides intra-bandes du SOA. Le temps de récupération du SOA présente deux caractéristiques : tout d'abord une réponse ultra-rapide qui suit les impulsions de l'horloge et ensuite une récupération du gain beaucoup plus lente comme représenté sur la figure 6.18. La composante rapide de variation du gain du SOA s'accompagne d'un chirp conséquent, consécutif du couplage phase amplitude dans les SOA.
- La deuxième partie du signal est injectée dans le SOA et joue le rôle de sonde. La sonde subit les variations de gain du SOA imposées par la saturation par les impulsions courtes de l'horloge optique. Placer en sortie du SOA un filtre optique décalé par rapport à la longueur d'onde du signal permet de ne récupérer que les fréquences élevées et donc les composantes rapides du gain du SOA.
- Au final, l'horloge permet d'ouvrir une fenêtre temporelle ultra-courte au travers de laquelle est échantillonné le signal utile. Si un 1 (resp. un 0) est présent sur le signal de sonde, un 1 (resp. un 0) sera présent en sortie du filtre. La polarité du signal n'est pas inversée. Le signal en sortie du filtre optique est donc un signal modulé porteur de la même information que le signal initial, à une longueur d'onde légèrement décalée.

- La resynchronisation du signal est assurée par l'emploi d'une horloge optique. Le bruit d'amplitude sur les 1 est diminué par la saturation du gain du SOA.

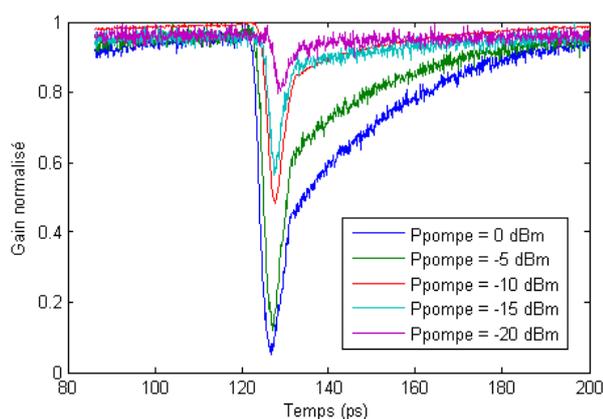


FIG. 6.18 – Temps de recombinaison du gain du SOA après saturation par impulsions ultra-courtes, mesuré à l'aide d'un oscilloscope optique Picosolve

Cette technique permet donc d'exploiter les effets intra-bandes du SOA qui permettent un temps de réponse compatible à un fonctionnement 80 ou 160 Gbit/s [72]. Par l'emploi des lasers auto-pulsants, il doit donc être possible d'obtenir une horloge optique de bonne qualité en présence de PMD, et qui possède un temps de groupe qui suit le temps de groupe du signal. Ainsi cette technique permet de venir échantillonner le signal à un instant bien déterminé, et donc de remettre en forme les impulsions, à condition que l'instant d'échantillonnage sélectionne une partie ouverte du diagramme de l'œil.

### 6.3.3 Etude pratique

En pratique, nous avons été confronté aux limitations des lasers auto-pulsants disponibles au laboratoire : sensibilité à la polarisation pour le composant à boîtes quantiques et mauvaise qualité de l'horloge pour le laser massif. Aussi avons-nous exploité l'un et l'autre pour étudier la faisabilité de la technique proposée.

Ceci pourrait être compliqué par les longueurs d'onde d'émission des lasers : le laser à boîtes quantiques émet en bande L proche (1570 nm) et le laser massif émet en bande L lointaine (1600 nm). Mais la bande de pompage optique du SOA est suffisamment large pour pouvoir accepter des longueurs d'onde de pompe en bande L. La figure 6.19 montre le spectre d'émission du SOA seul, dont le pic se situe à 1550 nm, permettant l'emploi d'une sonde

en bande C. Ainsi il est possible de travailler avec une pompe (l'horloge) en bande L et une sonde (les données) en bande C.

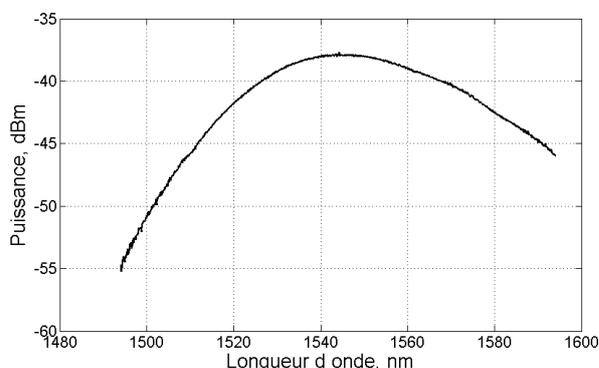


FIG. 6.19 – Spectre d'émission du SOA seul

Tout d'abord nous avons cherché à obtenir un diagramme de l'œil ouvert en sortie du régénérateur 3R en l'absence de PMD. Pour cela nous avons utilisé le laser à boîtes quantiques, en ajustant la polarisation de façon à obtenir une horloge synchrone aux données.

Nous avons ensuite réglé le filtre optique. Il s'agit d'un filtre optique de spectre plat et de largeur 1,2 nm. Le décalage du filtre optique est délicat à régler. Pour cela il faut chercher à obtenir un diagramme de l'œil ouvert et non inversé. En effet, il est possible de sélectionner par filtrage des parties différentes du spectre des impulsions. Si le filtre est légèrement décalé par rapport à la longueur d'onde du signal, la composante continue du signal est coupée mais les effets rapides ne sont pas sélectionnés. Dans ce cas, le diagramme de l'œil obtenu en sortie du dispositif est inversé. Pour sélectionner la réponse rapide du SOA, il faut décaler fortement le filtre pour sélectionner les fréquences optiques fortement décalées par rapport à la longueur d'onde signal. Dans ce cas, le diagramme de l'œil n'est pas inversé et la polarité du signal est conservée. Le décalage final du filtre est de 2 nm.

Une fois le filtre fixé, le diagramme de l'œil obtenu est de bonne qualité, en prenant soin de bien régler le décalage temporel entre l'horloge et le signal de données ; ce décalage fixe l'instant d'échantillonnage et est peu critique pour un signal non déformé par la PMD sans gigue temporelle.

Dans un deuxième temps, nous pouvons dégrader le signal par ajout de PMD. Le diagramme de l'œil obtenu en sortie du régénérateur est toujours ouvert mais le réglage de l'instant d'échantillonnage est beaucoup plus critique. Si la polarisation du signal est progressivement décalée d'un état

principal à l'autre, le diagramme de l'œil obtenu saute d'un demi temps bit en raison de la forte sensibilité à la polarisation du laser. Il est alors nécessaire de réoptimiser le décalage temporel entre l'horloge et le signal de données. Et l'œil obtenu en sortie est alors à nouveau ouvert. Cette forte sensibilité à la polarisation ne permet pas une démonstration de la capacité du régénérateur à compenser la PMD ; aussi avons-nous alors remplacé le laser à boîtes quantiques par le laser massif.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3.a, l'horloge générée par le laser massif suit continûment le temps de groupe des données lorsque la polarisation du signal passe d'un état principal de polarisation à l'autre. Toutefois, le diagramme de l'œil en sortie du régénérateur ne semble pas tout à fait insensible à la PMD : la largeur des impulsions varie en effet légèrement. Mais cela n'a pu être quantifié expérimentalement par le manque de moyens de mesure précis de la largeur des impulsions optiques (et l'impossibilité de faire une mesure de TEB avec ce laser compte-tenu de la mauvaise qualité de l'horloge). De plus le bruit de l'horloge se traduit directement sur le signal régénéré : le diagramme de l'œil en sortie du régénérateur présente un niveau haut assez bruyé.

En combinant les résultats des expériences des deux types de laser, il semble possible de conclure :

- que le principe de fonctionnement du régénérateur est validé (diagramme de l'œil ouvert en sortie) ;
- en présence de PMD, le diagramme de l'œil en sortie du régénérateur est ouvert et le régénérateur suit naturellement les variations dynamiques de la PMD.

Toutefois, compte-tenu des limitations des deux composants, il n'a pas été possible de caractériser précisément les capacités du régénérateur ainsi que la qualité du signal en sortie, ni de mettre en évidence les limites de sa capacité à compenser la PMD. En particulier la question du saut de phase lorsque les conditions de PMD varient (variation de la polarisation du signal par rapport à celles des états principaux de polarisation) reste ouverte : est-ce que le saut de phase observé est dû à la forte sensibilité à la polarisation du composant étudié ou est-ce un phénomène intrinsèque aux lasers auto-pulsants ?

Les composants disponibles au laboratoire pour ces travaux de recherche sont toutefois des premiers prototypes et le travail continu d'amélioration des techniques de fabrication peut nous permettre d'espérer obtenir des composants de meilleures qualités dans un futur proche. La plupart des outils expérimentaux pour caractériser plus précisément la capacité du régénérateur 3R proposé à compenser la PMD ont été mis en place par ces travaux. Aussi le laboratoire serait-il près à poursuivre ces recherches si le temps et la

disponibilité de nouveaux composants le permettent.

## 6.4 Conclusion du chapitre

Ce chapitre a permis de mettre en évidence les problèmes importants que pose la PMD aux techniques de récupération d'horloge opto-électroniques, à savoir d'une part par le phénomène de creusement du spectre électrique et d'autre part par l'effet de décalage horloge - données décrit au paragraphe 6.1. Or le bloc récupération d'horloge constitue un élément clef du régénérateur 3R et il peut donc limiter de prime abord la capacité d'un régénérateur optique 3R à combattre la PMD.

Toutefois, nous avons montré que l'utilisation de techniques de récupération d'horloge tout optiques permet de résoudre ces deux problèmes. Pour cela, nous avons étudié deux types de récupération d'horloge : une technique passive fondée sur le filtrage des raies de modulation du signal optique et l'emploi de lasers auto-pulsants.

La première technique ne permet pas une remise en forme des impulsions, autrement dit elle est transparente à la PMD et retraduit sur l'horloge de sortie la PMD présente en entrée. Elle est donc à exclure d'un régénérateur optique conçu pour combattre la PMD.

Par contre, l'emploi de lasers auto-pulsants semble très prometteur pour cette application. Cette étude détaillée est à notre connaissance une contribution originale et a permis de démontrer le potentiel intéressant des lasers auto-pulsants. Notamment nous avons mis en place les outils pour mener à bien la caractérisation détaillée de la tolérance d'une horloge optique aux déformations du signal par la PMD.

Enfin nous avons proposé une architecture originale et simple de régénérateur 3R tout optique fondée sur l'emploi d'un laser auto-pulsant et l'emploi d'un filtre optique décalé permettant de sélectionner la réponse ultra-rapide du SOA. Cette technique a été testée en présence de PMD et semble prometteuse pour la remise en forme des impulsions. Les composants à disposition n'ont pas permis un test complet des performances compte-tenu de leur forte sensibilité à la polarisation. Mais le développement constant des techniques de fabrication laisse espérer de pouvoir disposer de composants moins sensibles à la polarisation. Il serait alors intéressant de mener à bien l'étude de la capacité (et des limites) de ce régénérateur 3R à combattre la PMD.



# Conclusion

Ce manuscrit est consacré à l'étude de la performance des régénérateurs optiques en présence de dispersion modale de polarisation. La versatilité des techniques de régénération optique du signal leur permet de remédier à un large spectre d'effets limitant la portée des systèmes de transmission optique. Si les régénérateurs sont surtout étudiés pour combattre l'accumulation du bruit d'émission spontanée amplifiée, leur comportement en présence de PMD est peu connu. Or, placés aux nœuds des futurs réseaux tout optiques, ils constitueraient naturellement une cascade de compensateurs de PMD statiques, c'est-à-dire qui ne nécessitent pas une adaptation constante aux variations de conditions de PMD du réseau.

Pour mener à bien cette étude, nous avons tout d'abord proposé dans ce manuscrit une méthode originale pour tester la capacité d'un régénérateur à compenser la PMD par le calcul de la PMD globale tolérée par un système comprenant un régénérateur optique. Elle se fonde sur le calcul de la probabilité de coupure pour un système avec un régénérateur placé au sein de la ligne de transmission. Cette méthode générale peut être appliquée à tout type de régénérateur, et peut être étendue à une cascade de régénérateurs. Elle constitue un outil indispensable de l'ingénierie système et rend possible la planification de réseaux comportant des régénérateurs optiques pour des liens limités par la PMD.

La suite du manuscrit est consacrée à l'étude pratique de la capacité des régénérateurs optiques à compenser la PMD. Ces travaux se sont tout d'abord focalisés sur la régénération 2R, moins coûteuse et complexe que la régénération 3R du signal. Une classification des régénérateurs optiques 2R en deux catégories y est proposée :

- les régénérateurs de type II (tels que les interféromètres non-linéaires) fixent la forme des impulsions en sortie,
- les régénérateurs de type I (tels que les absorbants saturables) ne donnent pas une forme particulière aux impulsions mais se contentent simplement de retranscrire en sortie les puissances optiques d'entrée.

Les configurations étudiées sont principalement les liens avec un seul ré-

générateur, correspondant à une configuration terrestre d'une distance de 2000 km où seul un petit nombre de régénérateurs sera employé. Les études numériques des régénérateurs de type I en un seul passage, avec et sans prise en compte du bruit d'émission spontanée amplifiée, ont permis de tirer les conclusions suivantes pour un régénérateur en modulation croisée. Le gain en termes de PMD tolérée par le système est négligeable voire nul lorsque le régénérateur est placé directement devant le récepteur. Par contre, la déportation du régénérateur au sein de la ligne de transmission permet de combattre simultanément la PMD et l'accumulation de bruit d'ESA. La position optimale d'un régénérateur au sein de la ligne de transmission est proche du milieu du lien. Les deux études (avec ou sans bruit d'ESA) font ressortir une capacité intéressante des régénérateurs de type I à compenser la PMD, avec des gains de PMD tolérée par le système par rapport au cas sans régénérateur de l'ordre de 50% voire plus. Ces études semblent aussi démontrer qu'une fonction caractéristique de la porte optique non-linéaire en marche d'escalier n'est pas la plus adaptée à compenser la PMD rejoignant en cela les conclusions de précédentes études vis-à-vis de la gigue temporelle. Ainsi au vu de ces études, le meilleur compromis semble donc d'employer une porte optique pas trop raide, par exemple avec un paramètre  $\beta = 0,2$ . Préférer une fonction moins raide qu'une marche d'escalier pourrait aussi permettre de diminuer la puissance optique d'attaque tout en conservant une bonne capacité de compensation de la PMD, au détriment d'une moindre redistribution de puissances optiques.

La technique de régénération de type Mamyshev a été étudiée en tant qu'exemple de régénérateur de type II. Une analyse détaillée théorique et expérimentale en un seul passage a mis en évidence des limites drastiques de sa capacité à compenser la PMD. D'une part un fort effet de séquence, conséquence de la XPM entre les répliques d'impulsions en avance et en retard de bit voisins, limite le DGD maximal toléré. D'autre part, la PMD peut dissymétriser le spectre optique en sortie de la fibre optique non-linéaire et parfois complètement annuler le rôle positif du régénérateur observé pour l'équipartition de l'énergie entre les deux états principaux de polarisation. Ainsi ces nouveaux résultats, confirmé expérimentalement, appuient la conclusion que l'emploi de la technique de régénération par élargissement spectral et filtrage décalé ne permet pas une compensation efficace de la PMD, voire peut même dégrader le signal en présence de PMD.

Le dernier chapitre élargit la portée de ces travaux pour toucher les techniques de régénération 3R. Pour étudier l'impact de la dispersion modale de polarisation sur les techniques de régénération 3R du signal, nous nous sommes concentrés sur l'influence de la PMD sur les techniques de récupération d'horloge, élément clé de tout régénérateur 3R et de tout récepteur. Nous avons montré que les techniques de récupération d'horloge tout op-

tiques sont potentiellement plus robustes à la PMD car elles permettent d'éviter le déphasage entre l'horloge et les données créées par la PMD. En particulier l'utilisation de lasers auto-pulsants pour la génération d'horloges optiques est une technique prometteuse. Leur emploi au centre d'une architecture simple de régénérateur optique 3R pour compenser la PMD a été proposé. Son étude pratique s'est vue limitée par les limites des composants disponibles au laboratoire mais des résultats préliminaires encourageants ont été obtenus.

En conclusion, la capacité des régénérateurs de type I à combattre simultanément l'accumulation de bruit d'ESA et de dispersion modale de polarisation en un seul passage est prometteuse. Même si les résultats expérimentaux s'avèrent moins optimistes que les chiffres de ce mémoire, leur emploi en cascade dans les réseaux optiques devrait permettre une compensation efficace de la PMD, simultanément à la réduction des effets du bruit d'émission spontanée amplifiée.

Les méthodes développées dans ce manuscrit permettront d'appréhender la capacité d'une cascade de régénérateur à compenser la PMD, ainsi que la planification de réseaux comprenant des liens avec régénérateurs optiques. Une étude expérimentale de la capacité des régénérateurs optiques 2R de type I à compenser la PMD serait très intéressante et permettrait de valider certains des modèles développés dans ces travaux de recherche. Enfin la poursuite de la caractérisation des lasers auto-pulsants à combattre la PMD serait intéressante car ils peuvent ensuite être utilisés au coeur d'un régénérateur optique 3R ou au sein de récepteurs classiques.



# Bibliographie

- [1] A. Glavieux, M. Joindot, « Communications numériques - Introduction » Masson, 1996.
- [2] P. P. Mitra, J. B. Stark, « Nonlinear limits to the information capacity of optical fibre communications » *Nature*, Vol. 411, 28 june 2001, pp. 1027-1030.
- [3] A. H. Gnauck et al., « 2.5 Tb/s (64x42.7 Gbit/s) transmission over 40x100 km NZDSF using RZ-DPSK format and all-Raman amplified spans » *Optical Fiber Conference, OFC 2002*, paper FC2.
- [4] G. Charlet, A. Klekamp, « Optimum modulation format for high density and/or ultra long haul transmission at 40Gbit/s » *Optical Fiber Conference, OFC 2006*, paper OThI3.
- [5] S. Bigo, G. Charlet, E. Corbel, « What has hybrid phase/intensity encoding brought to 40 Gbit/s ultralong-haul systems ? » *European Conference on Optical Communications, ECOC 2004*, paper Th2.5.1.
- [6] B. Dagens, O. Bertran-Pardo, M. Fischer, F. Gerschütz, J. Koeth, I. Krestnikov, A. Kovsh, O. Le Gouezigou, D. Make, « Uncooled directly modulated quantum dot laser 10Gbit/s transmission at 1.3 $\mu$ m, with constant operation parameters » *European Conference on Optical Communications, ECOC 2006*, Postdeadline paper Th4.5.7.
- [7] S. Chandrasekhar, A. H. Gnauck, L. L. Buhl, X. Zheng, D. Mahgerefteh, Y. Matsui, K. McCallion, Z. F. Fan, P. Tayebati, « Single channel transmission over 9280 km at 10-Gbit/s using small form factor chirp managed laser generating RZ AMI modulation format » *European Conference on Optical Communications, ECOC 2005*, Postdeadline paper Th4.2.5.
- [8] H. Yokoyama, Y. Hashimoto, H. Kurita, I. Ogura, « All-optical subharmonic clock recovery and demultiplexing » *Optical Fiber Conference, OFC 2000*, paper ThP5.
- [9] C. D. Poole, J. A. Nagel, « Polarization effects in lightwave systems » *Optical Fiber Telecommunications IIIA* dans I. P. Kaminow and T. L. Koch, Academic Press, 1997, pp. 114-161.

- [10] P. J. Winzer, G. Raybon, M. Duelk, « 107-Gbit/s Optical ETDM Transmitter for 100G Ethernet Transport » European Conference on Optical Communications, ECOC 2005, Postdeadline paper Th4.1.1.
- [11] R. H. Derksen, G. Lehmann, C.-J. Weiske, C. Schubert, R. Ludwig, S. Ferber, C. Schmidt-Langhorst, M. Möller, J. Lutz, « Integrated 100 Gbit/s ETDM receiver in a transmission experiment over 480 km DMF » Optical Fiber Conference, OFC 2006, Postdeadline paper PDP37.
- [12] M. Daikoku, I. Morita, H. Taga, H. Tanaka, T. Kawanishi, T. Sakamoto, T. Miyazaki, T. Fujita, « 100Gbit/s DQPSK Transmission Experiment without OTDM for 100G Ethernet Transport » Optical Fiber Conference, OFC 2006, Postdeadline paper PDP36.
- [13] R. Leppla, S. Vorbeck, E. Lach, M. Schmidt, M. Witte, F. Buchali, E. Le Rouzic, S. Salün, « PMD tolerance of 8 x 170 Gbit/s field transmission experiment over 430 km SSMF with and without PMDC » Optical Fiber Conference, OFC 2005, paper OFF2.
- [14] N. S. Bergano, F. W. Kerfoot, C. R. Davidson, « Margin measurements in optical amplifier systems » IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 5, No. 3, Mar. 1993, pp. 304-306.
- [15] S. Huard, « Polarisation de la lumière », Masson, 1993.
- [16] N. Gisin, J. P. Von Der Weid, J. P. Pellaux, « Polarization Mode Dispersion of short and long single-mode fibers » IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 9, No. 7, Jul. 1991, pp. 821-827.
- [17] C. D. Poole, R. E. Wagner, « Phenomenological approach to polarisation dispersion in long singlemode fibres » Electronics Letters, Vol. 22, No. 19, Sept. 1986, pp. 1029-1030.
- [18] J. P. Gordon, H. Kogelnik, « PMD fundamentals : polarization mode dispersion in optical fibers » Proceedings of the National Academy of Sciences PNAS, Vol. 97, No. 9, Apr. 2000, pp. 4541-4550.
- [19] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, « Polarization mode dispersion, decorrelation, and diffusion in optical fibers with randomly varying birefringence » IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 14, No. 2, Feb. 1996, pp. 148-157.
- [20] M. Midrio, « Nonlinear principal states of polarization in optical fibers with randomly varying birefringence » Journal of Optical Society of America B, Vol. 17, No. 2, Feb. 2000, pp. 169-177.
- [21] G. J. Foschini, C. D. Poole, « Statistical theory of polarization dispersion in single mode fibers » IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 9, No. 11, Nov. 1991, pp. 1439-1456.
- [22] H. Sunnerud, « Polarization mode dispersion in optical fibers : characterization, transmission impairments and compensation », PhD Thesis, Mar. 2001.

- [23] F. Curti, B. Daino, G. de Marchis, F. Matera, « Statistical treatment of the evolution of the principal states of polarization in single mode fibers » *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 8, No. 8, Aug. 1990, pp. 1162-1166.
- [24] L. E. Nelson, R. M. Jopson, « Introduction to polarization mode dispersion in optical systems » in *Polarization Mode Dispersion*, A. Galtarossa, C. R. Menyuk, Springer, 2005, pp. 1-34.
- [25] A. Mecozzi, M. Shtaif, J. A. Nagel, « Frequency autocorrelation of the differential group delay in optical fibers » *European Conference on Optical Communications, ECOC 2000*, Vol. 2, pp. 91-92.
- [26] B. L. Heffner, « Automated measurement of polarization mode dispersion using Jones matrix eigenanalysis » *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, No. 9, Sept. 1992, pp. 1066-1069.
- [27] B. L. Heffner, « Accurate, automated measurement of differential group delay dispersion and principal state variation using Jones matrix eigenanalysis » *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 5, No. 7, Jul. 1993, pp. 814-817.
- [28] L. M. Gleeson, E. S. Sikora, M. J. Mahoney, « Experimental and numerical investigation into the penalties induced by second order polarization mode dispersion at 10 Gb/s » *European Conference on Optical Communications, ECOC 1997*, Vol. 1, pp. 15-18.
- [29] D. Penninckx, F. Bruyère, « Impact of the statistics of second-order polarization-mode dispersion on, system performance » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 1998*, pp. 340-342.
- [30] A. Galtarossa, L. Palmieri, « Relationship between pulse broadening due to polarisation mode dispersion and differential group delay in long singlemode fibres » *Electronics Letters*, Vol. 34, No. 5, Mar. 1998, pp. 492-493.
- [31] M. Karlsson, « Polarization mode dispersion-induced pulse broadening in optical fibers » *Optics Letters*, Vol. 23, No. 9, May 1998, pp. 688-690.
- [32] C. H. Kim, H. Kim, R. Jopson, P. J. Winzer, « Dependence of polarization-mode dispersion penalties on decision threshold and receiver bandwidth » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2002*, paper TuI4.
- [33] C. D. Poole, R. W. Tkach, A. R. Chraplyvy, D. A. Fishman, « Fading in lightwave systems due to polarisation mode dispersion » *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 3, No. 1, Jan. 1991, pp. 68-70.
- [34] H. Bülow, « Operation of digital optical transmission system with minimal degradation due to polarization mode dispersion » *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 3, Feb. 1995, pp. 214-215.

- [35] H. Kogelnik, R. M. Jopson, L. E. Nelson, « Polarization-mode dispersion » in *Optical Fiber Telecommunications IVB « Systems and impairments »*, I. Kaminow and T. Li, Academic Press, 2002, pp. 725-861.
- [36] H. Sunnerud, M. Karlsson, P. A. Andrekson, « A comparison between NRZ and RZ data formats with respect to PMD-induced system degradation » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2001*, paper WT3.
- [37] P. J. Winzer, H. Kogelnik, C. H. Kim, H. Kim, R. Jopson, L. E. Nelson, « Effect of receiver design on PMD outage for RZ and NRZ » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2002*, paper Tu11.
- [38] C. D. Poole, J. H. Winters, Z. Haas, M. A. Santoro, « Fiber-optic transmission polarization-dependent distortion compensation », Patent Number EP0578380, US5311346, Dec. 1994.
- [39] C. Francia, F. Bruyère, J. P. Thiéry, D. Penninckx, « Simple dynamic polarisation mode dispersion compensator » *Electronic Letters*, Vol. 35, No. 5, Mar. 1999, pp. 414-415.
- [40] M. Karlsson, C. Xie, H. Sunnerud, P. A. Andrekson, « Higher order polarization mode dispersion compensator with three degrees of freedom » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2001*, paper MO1.
- [41] M. Akbulut, L. Xu, A. M. Weiner, P. J. Miller, « Wideband All Order PMD Compensation via Pulse Shaping » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2005*, Potdeadline paper PDP7.
- [42] X. Liu, C. R. Giles, X. Wei, C. Xie, L Möller, A. J. van Wijngaarden, Y.-H. Kao, « Improved PMD Tolerance in Systems Using Enhanced Forward Error Correction through Distributed Fast Polarisation Scrambling » *European Conference on Optical Communications, ECOC'2005*, paper We1.3.6.
- [43] M. Karlsson, H. Sunnerud, P. A. Andrekson, « A comparison of different PMD-compensation techniques » *European Conference on Optical Communications, ECOC'2000*, Vol. 2, pp. 33-36.
- [44] H. Bülow, D. Schlump, J. Weber, B. Wedding, R. Heidemann, « Electronic equalization of fiber PMD-induced distortion at 10 Gbit/s » *Optical Fiber Communication Conference, OFC'98*, Vol. 1, pp. 151-152.
- [45] H. Bülow, R. Ballentin, W. Baumert, G. Maisonneuve, G. Thielecke, T. Wehren, « Adaptive PMD mitigation using an electronic SiGe equalizer IC » *European Conference on Optical Communications, ECOC'99*, Vol. 2, pp. 138-139.
- [46] H. Bülow, G. Thielecke, « Electronic PMD mitigation from linear equalization to maximum likelihood detection » *Optical Fiber Communication Conference, OFC'2001*, paper WAA3.

- [47] S. M. Reza Motaghian Nezam, J. E. McGeehan, A. E. Willner, « Theoretical and experimental analysis of the dependence of a signal's degree of polarization on the optical data spectrum » *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 22, No. 3, Mar. 2004, pp. 763-772.
- [48] H. Rosenfeldt, C. Knothe, R. Ulrich, E. Brinkmeyer, U. Feiste, C. Schubert, J. Berger, R. Ludwig, H. G. Weber, A. Ehrhardt, « Automatic PMD compensation at 40 Gbit/s and 80 Gbit/s using a 3-dimensionnal DOP evaluation for feedback » *Optical Fiber Communication Conference, OFC'2001*, Postdeadline paper PD27.
- [49] S. Bahsoun, J. Nagel, C. Poole, « Measurement of temporal variations in fibre transfer characteristics to 20 GHz due to polarisation-mode dispersion » *European Conference on Optical Communications, ECOC'90*, Postdeadline paper 1003.
- [50] Buchali F., Lanne S., Thiéry J.-P., Baumert W., Bülow H., « Fast eye monitor for 10 Gbit/s and its application for optical PMD compensation » *Optical Fiber Communication Conference, OFC'2001*, paper TuP5.
- [51] M. Gay, L. Bramerie, J. C. Simon, A. O'Hare, D. Massoubre, J. L. Oudar, A. Shen, « Cascadability and wavelength tunability assessment of a 2R regeneration device based on saturable absorber and semiconductor optical amplifier » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2006*, paper OThB1.
- [52] B. Lavigne, E. Balmefrezol, P. Brindel, B. Dagens, R. Brenot, L. Pierre, J.-L. Moncelet, D. de la Grandiere, J.-C. Remy, J.-C. Bouley, B. Thedrez, O. Leclerc, « Low input power all-optical 3R regenerator based on SOA devices for 42.66 Gbit/s ULH WDM RZ transmissions with 23 dB span loss and all-EDFA amplification » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2003*, Postdeadline paper PDP15.
- [53] M. Karlsson, H. Sunnerud, B.-E. Olsson, « PMD compensation using 2R and 3R regenerators » *European Conference on Optical Communications, ECOC 2004*, paper We1.4.2.
- [54] L. Bramerie, « Etude de la régénération optique dans les systèmes de transmissions à très haut débit », Thèse de doctorat de l'Université de Rennes I, 2004.
- [55] M. Gay, « Etude théorique et expérimentale de l'impact de la régénération 2R dans un système de transmission optique haut débit », Thèse de doctorat de l'Université de Rennes I, 2006.
- [56] J. Mangeney, G. Aubin, J. Oudar, J. Harmand, G. Patriarche, H. Choumane, N. Stelmakh, J. Loutioz, « All-optical discrimination at 1.5  $\mu\text{m}$  using ultrafast saturable absorber vertical cavity device » *Electronic Letters*, Vol. 36, No. 17, Aug. 2000, pp. 1486-1488.

- [57] M. Gicquel-Guezo, S. Loualiche, J. Even, C. Labbé, O. Dehease, A. Le Corre, H. Folliot, Y. Pellan, « 290 fs switching time of Fe-doped quantum well saturable absorbers in a microcavity in 1.55  $\mu\text{m}$  range », *Applied Physics Letters*, Vol. 85, No. 24, 2004, pp. 5926-5928.
- [58] J.-C. Simon, L. Lablonde, I. Valiente, L. Billes, P. Lamouler, « Two-stage wavelength converter with improved extinction ratio » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 1995*, Postdeadline paper PDP15-2.
- [59] N. E. Dahdah, B. Charbonnier, R. Coquillé, M. Joindot, E. Pincemin, « All-optical 2R regenerative wavelength conversion of 40 Gbit/s RZ data using electro-absorption modulator with shifted bandpass filter » *European Conference on Optical Communications, ECOC 2005*, paper We.1.5.2.
- [60] Y. Du, et al, « A novel monolithically integrated Mach-Zehnder wavelength converter using cross modulation in electro-absorber » *European Conference on Optical Communications, ECOC 2005*, paper We.1.5.1.
- [61] J. Yu, P. Jeppesen, « Simultaneous all-optical demultiplexing and regeneration on self-phase and cross-phase modulation in a dispersion shifted fiber » *Journal of Lightwave Technology*, vol. 19, no 7, Jul. 2001, pp 941-949.
- [62] F. Seguneau, B. Lavigne, D. Rouvillain, P. Brindel, L. Pierre, O. Leclerc, « Experimental demonstration of simple NOLM-based 2R regenerator for 42.66 Gbit/s WDM long-haul transmissions » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2004*, paper WN4.
- [63] Y. Ueno, S. Nakamura, K. Tajima, « Penalty free error free all-optical data pulse regeneration at 84 Gbit/s by using a symmetric Mach-Zehnder-type semiconductor regenerator » *Photonics Technology Letters*, Vol. 13, No. 5, 2001, pp. 469-471.
- [64] J. Leuthold, « Signal regeneration and all-optical wavelength conversion » *IEEE LEOS 2002*, paper MM1.
- [65] M. Tsurusawa, K. Nishimura, R. Inohara, M. Usami, « Distinct regeneration capabilities of 40 Gbit/s signal impaired with amplitude noise and timing jitter using SOA-based all-optical discriminated switch » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2002*, paper TuN4.
- [66] H. Thiele, A. Ellis, I. Phillips, « Recirculating loop demonstration of 40 Gbit/s all-optical 3R data regeneration using a semiconductor nonlinear interferometer » *Electronic Letters*, Vol. 35, No. 3, Feb. 1999, pp. 230-231.
- [67] P. V. Mamyshev, « All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect » *European Conference on Optical Communications, ECOC 1998*, pp. 475-476.

- [68] J. Leuthold, G. Raybon, Y. Su, R. Essiambre, S. Cabot, J. Jacques, M. Kauer, « 40 Gbit/s transmission and cascaded all-optical wavelength conversion over 1 000 000 km » *Electronic Letters*, Vol. 38, No. 16, 2002.
- [69] T. Her, G. Raybon, C. Headley, « Experimental demonstration of a fiber-based optical 2R regenerator in front of an 80 Gb/s receiver » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2003*, paper TuH3.
- [70] B.-E. Olsson, D. J. Blumenthal, « Pulse restoration by filtering of self-phase modulation broadened optical spectrum » *Journal of Lightwave Technology*, vol. 20, no 7, Jul. 2002, pp. 1113-1117.
- [71] M. Matsumoto, « PMD mitigation by a fiber-based all-optical signal regenerator » *Leos Summer Topical Meeting 2003*, paper WB2.5.
- [72] Y. Liu, E. Tangdionga, Z. Li, H. de Waardt, A. M. J. Koonen, G. D. Khoe, H. J. S. Dorren, X. Shu, I. Bennion, « Error-free 320 Gb/s SOA-based wavelength conversion using optical filtering » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2006*, Postdeadline paper PDP28.
- [73] L. Bramerie, A. Clarke, G. Girault, S. Lobo, M. Gay, C. Guignard, V. Roncin, B. Kennedy, P. Maguire, S. Feve, B. Clouet, F. Ginovart, L. P. Barry, J.-C. Simon, « Investigation of SOA-based wavelength conversion at 80 Gb/s » *Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO 2006*, paper CMT7.
- [74] M. Gay, L. Bramerie, J. C. Simon, V. Roncin, G. Girault, M. Joindot, B. Clouet, S. Lobo, S. Feve, T. Chartier, « 2R and 3R optical regeneration : from device to system characterization » *European Conference on Optical Communications, ECOC 2006*, paper Tu1.3.1.
- [75] H. Bülow, « System outage probability due to first- and second-order PMD » *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, No. 5, May 1998, pp. 696-698.
- [76] P. Ohlen, E. Berglind, « Measurements and modelling of pattern-dependent BER and jitter in reshaping optoelectronics repeaters » *IEE Proc-Optoelectron.*, Vol. 147, No. 2, 2000, pp. 97-103.
- [77] C. J. Chen, « System impairment due to polarization-mode dispersion » *Optical Fiber Conference, OFC'1999*, WE2-1, pp. 77-79.
- [78] N. S. Bergano, « Undersea communications systems » *Optical Fiber Telecommunications IVB « Systems and impairments »*, I. Kaminow, T. Li, Academic Press, 2002, pp. 725-861.
- [79] D. Marcuse, « Derivation of analytical expressions for the bit-error probability in lightwave systems with optical amplifiers », *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 8, No. 12, Dec. 1990, pp. 1816-1823.
- [80] C. J. Anderson, J. A. Lyle, « Technique for evaluating system performance using Q in numerical simulations exhibiting intersymbol interference », *Electronic Letters*, Vol. 30, No. 1, Jan. 1994, pp. 71-72.

- [81] B. Charbonnier, N. El Dahdah, M. Joindot, « OSNR margin brought by nonlinear regenerators in optical communication links » *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 3, Feb. 2006, pp. 475-477.
- [82] M. Matsumoto, « Polarization mode dispersion mitigation by a fiber-based 2R regenerator combined with synchronous modulation » *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, No. 1, Jan. 2004, pp. 290-292.
- [83] T. N. Nguyen, M. Gay, L. Bramerie, T. Chartier, J.-C. Simon, L. Brilland, A. Monteville, J. Troles, F. Smektala, « Régénération tout optique à base de fibres optiques non-linéaires » *Journées Nationales de l'Optique Guidée, JNOG 2005*, papier P64.
- [84] P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, H. H. Chen, « Stability of solitons in randomly varying birefringent fibers » *Optics Letters*, Vol. 16, No. 16, 15 Aug. 1991, pp. 1231-1233.
- [85] C. D. Poole, D. L. Favin, « Polarization-mode dispersion measurements based on transmission spectra through a polarizer » *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 12, No. 6, Jun. 1994, pp. 917-929.
- [86] C. Bornholdt, J. Slovak, Ch. Schmidt, B. Sartorius, « Mitigation of PMD @ 40 Gb/s Using an Optically Clocked 3R Regenerator » *Optical Fiber Communication Conference, OFC 2005*, paper OTuO6.
- [87] V. Roncin et al, *Proc. Conference on Optical Communications, ECOC'2006*, paper We3.P.91.

# Publications

M. Gay, L. Bramerie, J-C. Simon, V. Roncin, G. Girault, M. Joindot, **B. Clouet**, S. Lobo, S. Feve, T. Chartier, « 2R and 3R optical regeneration : from device to system characterization » ECOC 2006, paper Tu 1.3.1.

L. Bramerie, A. Clarke, G. Girault, S. Lobo, M. Gay, C. Guignard, V. Roncin, B. Kennedy, P. Maguire, S. Feve, **B. Clouet**, F. Ginovart, L. P. Barry, J-C. Simon, « Investigation of SOA-Based Wavelength Conversion at 80 Gb/s » CLEO 2006, paper CMT7.

V. Roncin, B. Le-Guyader, S. Lobo, **B. Clouet**, J.C. Simon, « 43 Gbit/s Bit error rate assessment of a simple all optical clock recovery scheme » ECOC 2005, paper Th 1.3.7.

**B. Clouet**, B. Le Guyader, S. Lobo, F. Merlaud, J.C. Simon, T. Duccellier, « Cascadability Study of 16 1x9 Wavelength Selective Switches with 5x42.6 Gb/s CS-RZ Channels » ECOC 2005, paper We4.P.117.

**B. Clouet**, B. LeGuyader, S. Lobo, L. Bramerie, F. Merlaud, E. Gueorguiev, C. Vitre, M. LeFlohic, J-C Simon, « Transmission RZ de 40x40 Gbit/s sur 3 pas de 40 dB de Fibre Standard avec 27.4 dB de Gain Raman contra-propagatif et un EDFA de 27 dBm » JNOG 2004, article 502.

B. LeGuyader, S. Lobo, **B. Clouet**, F. Merlaud, E. Gueorguiev, C. Vitre, M. LeFlohic, J-C. Simon, « 40x40.0 Gb/s RZ Transmission over 3x40 dB SSMF Spans using 27.4 dB Contra-Raman Gain and +27 dBm EDFA » ECOC 2004, paper We4.P.123.

**B. Clouet**, B. Leguyader, S. Lobo, L. Bramerie, F. Merlaud, E. Gueorguiev, C. Vitre, M. LeFlohic, J-C. Simon, « 1,6 Terabit/s RZ Transmission over 4x40 dB SSMF spans using 27.4 dB Contra-Raman Gain and + 26.5 dBm EDFA » OAA 2004, Postdeadline paper PDP5.



VU :

Le Directeur de Thèse

VU :

Le responsable de l'École Doctorale



D<sup>e</sup> UR/2007/ENSSAT/12 n° 187

VU pour autorisation de soutenance

Rennes, le 4 DEC. 2007

Le président de l'université de Rennes 1,

Bertrand FORTIN



VU après soutenance pour autorisation de publication :

Le président du jury,

Oliver EMILE





## Executive summary

With the constant increase of the line bit rate, optical effects creating temporal distortions of pulses are more and more critical. Polarisation mode dispersion (PMD) in the installed fiber plant can limit the transmission distance for 40 Gbit/s signals. Future all optical networks will integrate optical functions for wavelength conversion and regeneration in their switching nodes. In this manuscript we will particularly examine the capability of optical regenerators to combat PMD. If their efficiency is proven they will naturally constitute a cascade of PMD compensators distributed in the network.

After a general introduction to optical transmission systems and to the polarisation mode dispersion, we present optical regeneration techniques. We propose an original method to characterise the behavior of a regenerator in the presence of PMD, to calculate the outage probability of a link including a regenerator and to study its optimal position within the link.

2R regenerators can be classified into two categories : type I regenerators process pulses without shaping them while type II regenerators give a specific shape to the pulses. The numerical study of the ability for a type I regenerator to combat PMD in a single passage clearly shows that placing a regenerator directly in front of the receiver is useless. Only placing the regenerator inside the link allows to compensate for PMD and its efficiency is maximum when placed close to the middle of the link.

The regeneration technique based on self phase modulation and a detuned filter constitutes a good example of type II regenerators. By its very principle, this regenerator provides a natural way of compensating PMD. But a deep theoretical and experimental investigation shows that it cannot compensate for PMD in a single passage.

This work is concluded by studying the impact of PMD on electrical and optical clock recovery techniques, one of the key components of each 3R regenerator or receiver. Simple electronic techniques cannot be used because of the electrical spectral « hole burning » effect induced by PMD and the induced clock-data time shift. However using optical clock recovery techniques allows to avoid these two limitations. In particular self-pulsating lasers are very promising components for performing optical clock recovery in the presence of PMD. And their use in a new 3R regenerator allows to demonstrate the possibility of PMD compensation by a 3R regenerator with a simple architecture.

## Résumé

Avec l'augmentation continue du débit par canal, les effets de déformation des impulsions sont de plus en plus critiques, comme peut l'être la dispersion modale de polarisation (PMD) pour un débit de 40 Gbit/s dans les réseaux de fibre optique actuels. Les réseaux tout optiques du futur intégreront des fonctions de conversion de longueur d'onde et de régénération tout optique au niveau des nœuds de commutation. Dans ce mémoire, nous étudions plus particulièrement la capacité des régénérateurs optiques à combattre la PMD. Si leur efficacité est avérée, ils constitueront tout naturellement des compensateurs de PMD distribués dans le réseau.

Après une introduction aux systèmes de télécommunications par fibre optique et au phénomène de dispersion modale de polarisation, nous présentons les techniques de régénération du signal. Nous proposons une méthode originale pour caractériser un régénérateur optique vis-à-vis de la PMD et en déduire la probabilité de coupure d'une liaison avec un régénérateur d'une part, et sa place optimale au sein de la liaison d'autre part.

Les régénérateurs 2R peuvent être classés en deux catégories : les régénérateurs de type I traitent les impulsions sans leur donner de forme particulière tandis que les régénérateurs de type II donnent une forme bien spécifique aux impulsions. L'étude numérique de la capacité d'un régénérateur de type I à combattre la PMD en un passage unique met en évidence l'inutilité d'un régénérateur placé directement devant le récepteur. Seul un régénérateur déporté au sein de la ligne de transmission permet de compenser la PMD dans une certaine mesure, et son efficacité est maximale s'il est placé pratiquement au milieu de la liaison.

La technique de régénération par élargissement spectral et filtrage décalé constitue un bon exemple de régénérateur de type II. Par son principe même, ce type de régénérateur permet une compensation naturelle de la PMD. Mais son étude approfondie théorique et expérimentale démontre son inefficacité pour combattre la PMD en un passage.

Ces travaux se concluent par l'étude de l'impact de la PMD sur les techniques de récupération d'horloge électriques ou optiques, élément clé de tout régénérateur 3R et de tout récepteur. Les techniques électroniques simples ne peuvent être employées en raison du creusement du spectre électrique induit par la PMD et du décalage temporel horloge-données créé. Aussi l'utilisation de techniques de récupération d'horloge tout optiques permet de circonvenir ces deux limitations. En particulier, les lasers auto-pulsants constituent des composants très prometteurs pour réaliser une récupération d'horloge optique en présence de PMD. Enfin leur utilisation dans un régénérateur 3R original permet de démontrer la faisabilité d'une compensation de la PMD par un régénérateur 3R tout optique à architecture simple.