

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي



BADJI MOKHTAR ANNABA UNIVERSITY  
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA

جامعة باجي مختار - عنابة

Année 2017

Faculté des sciences de l'ingénierie  
Département d'électronique

## THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de DOCTORAT EN SCIENCES

Option : Télécommunications

**Applications des similaritons dans les systèmes  
de télécommunications par fibre optique  
à très haut débit**

Par :

**GRAINI Leila**

Thèse soutenue le lundi 17 Avril 2017, devant le Jury composé de:

**TOUMI Salah**

**Prof. Université d'Annaba**

**Président**

**SAOUCHI Kaddour**

**M.C.A. Université d'Annaba**

**Directeur de thèse**

**BARTIL Arres**

**Prof. Université de Setif**

**Examineur**

**MESSAOUDI Kamel**

**M.C.A. Université de Souk Ahras**

**Examineur**

*A mes parents,*

*A mes frères,*

*A ma sœur.*

# Remerciement

Avant tout, je remercie tout d'abord **Allah**, le tout puissant, de m'avoir donné le courage et la volonté pour accomplir ce travail de recherche.

Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a été dirigé par Monsieur **SAOUCHI Kaddour**, au sein du laboratoire d'études et de recherches en Instrumentation et Communication d'Annaba **L.E.R.I.C.A.** Monsieur **SAOUCHI Kaddour** est maître de conférences à l'université de Badji Mokhtar d'Annaba. Je tiens à lui exprimer toute ma gratitude et ma reconnaissance d'avoir proposé et dirigé ce travail. Ses qualités humaines, son esprit critique et particulièrement ses conseils et ses orientations ont apporté beaucoup à l'aboutissement de ce travail.

Je remercie également Monsieur **TOUMI Salah**, professeur à l'université d'Annaba, de m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de mémoire.

J'adresse tous mes remerciements aux membres du jury, Monsieur **BARTOL Arres**, professeur à l'université de Setif et Monsieur **MESSAOUDI Kamel**, maître de conférences à l'université de Souk Ahras d'avoir accepté de participer à ce jury comme examinateurs.

Enfin, je tiens à exprimer toute mes reconnaissances à toutes les personnes qui ont contribué de loin ou de près au bon déroulement de mon travail.

# المخلص

تهدف هذه الأطروحة لتطبيق نبضات ذاتية التماثل (similaritons) في أنظمة الاتصالات بالألياف البصرية عالية التدفق.

أولا، تقدم طريقة جديدة لتوليد نبضات ذاتية التماثل تعمل على نفس طول موجات أنظمة الاتصالات البصرية من خلال استغلال خصائص ألياف مايكروية التركيب تسمى الألياف البلورية الفوتونية: كارتفاع المعامل غير الخطي وانخفاض معامل التشتت الطبيعي والخصائص الهامة لعملية التضخيم من خلال تأثير رامان مما يسمح لنا بتوليد نبضات ذاتية التماثل ذات طاقة ضوئية عالية، ذات نطاق طيفي واسع، والحد من طول الألياف اللازمة لتوليد هذه النبضات. هذه النتائج سوف تكون الأساس للتطبيقات المقترحين.

فيما يتعلق بأنظمة WDM تقوم بتوليد أطيف عظمى تسمى Supercontinuum من خلال أطيف نبضات ذاتية التماثل حيث أن تجزئة كل طيف يولد مصدر متعدد الموجات عبارة عن عدد من القنوات المتماثلة بأطوال موجات مختلفة لها نفس خصائص المصدر الأصلي الواحد مما يقلل من تعقيد نظام الاتصالات مع تحسين في الأداء و انخفاض التكلفة.

أما بالنسبة لأنظمة الاتصالات OTDM، نطبق الخصائص الطيفية للنبضات ذاتية التماثل في تجديد الإشارات الضوئية عالية التدفق حيث الطرق الالكترونية لم تعد تنافسية و بات من الضروري استخدام الطرق الضوئية، حيث تعتبر في الوقت الراهن التقنية المعروفة باسم Mamyshev-2R واحدة من أكثر الطرق الواعدة في تجديد الإشارات الضوئية. في هذا العمل نقوم بالجمع بين مميزات طيف النبض ذاتية التماثل مع هذه التقنية. كما نقوم أيضا بالتجديد على مرحلتين الذي يسمح باستعادة الطول الموجي المبدئي.

## الكلمات المفتاحية:

Similaritons, Supercontinuum, نبضات ذاتية التماثل, OTDM, WDM,

التجديد 2R الضوئي كليا، الألياف البلورية الفوتونية، البصريات غير الخطية.

# *Abstract*

The aim of this thesis is to apply similariton pulses in high bit rate optical fiber telecommunications systems. First of all, we present a new method for the generation of similaritons operating at optical wavelengths by exploiting the characteristics of a microstructured photonic crystal fiber due to its high nonlinearity and low normal dispersion, and the interesting properties of the Raman amplification process enabled us to have an improved output power. This method allows the generation of power and broad similariton spectrums, and reducing the fiber length required for a few meters. The obtained results serve as bases for the two envisaged applications. For the WDM transmissions, we study the supercontinuum generation concept based on the optical simulation spectrum which, after spectral slicing by an optical demultiplexer, generates a multi-wavelength source. It is therefore possible to generate  $N$  identical channels having different wavelengths with the same properties as the original single source. This makes it possible to reduce the complexity of the transmission system while at the same time improving its performance. Interest in terms of costs is then significant. As for OTDM transmissions, we apply the spectral properties of similaritons in the regeneration of a very high bit rate optical signal. For such bit rate, the electronics has reached its limits, and is not competitive. The use of an all-optical 2R regeneration technique is therefore unavoidable. The technique known as Mamyshev is currently considered one of the most promising in the regeneration of optical signals. We then combine the contributions of similaritons with this technique. We also study a two-stage configuration of the all-optical 2R regeneration based on self-similar spectral widening which allows restoring the initial wavelength.

**Keywords:** WDM, OTDM, Crystal photonic microstructured fiber, Nonlinear optics, Optical similariton, Supercontinuum, multi-wavelength transmitter, All- optical 2R regeneration.

# Résumé

*Cette thèse* a pour objectif d'appliquer les impulsions similaritons dans les systèmes de télécommunications par fibre optique à très haut débit. Tout d'abord, nous présentons une nouvelle méthode pour la génération de similaritons fonctionnant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques, en exploitant d'avantage les caractéristiques d'une fibre microstructurée à cristal photonique en raison de sa non linéarité élevée et sa dispersion normale faible. Les propriétés intéressantes du processus d'amplification par l'effet Raman nous permet notamment d'avoir un rendement en puissance amélioré. Cette méthode permettant la génération de similaritons à spectre large, puissant, réduisant ainsi la longueur de fibre nécessaire à quelques mètres. Les résultats obtenus nous serviront des bases pour les deux applications envisagés. Pour ce qui concerne les transmissions WDM, nous étudions le concept supercontinuum à partir du spectre de similariton optique qui après découpage spectral par un démultiplexeur optique, génère une source multi-longueurs d'onde. Il est donc possible de générer N canaux identiques ayant des longueurs d'ondes différentes avec les mêmes propriétés que l'unique source initiale. Ceci permet de réduire la complexité du système de transmission tout en entraînant l'amélioration sensible de ses performances. L'intérêt en termes de coûts est alors significatif. Quant aux transmissions OTDM, nous appliquons les propriétés des similaritons optiques principalement au domaine de la régénération d'un signal optique à très haut débit. Car pour de tels débits, l'électronique a atteint ses limites et n'est plus compétitive. L'utilisation d'une technique de régénération 2R tout optique est donc incontournable. La technique dite de Mamyshev est considérée actuellement comme l'une des plus prometteuses dans la régénération des signaux optiques. Nous combinons alors les apports de similaritons avec cette technique. Nous étudions également une configuration à deux étages qui permet de restaurer la longueur d'onde initiale en se basant sur l'élargissement auto-similaire.

**Mots clés:** WDM, OTDM, Fibre microstructurée à cristal photonique, Optique non linéaire, Similariton optique, Supercontinuum, Emetteur multilongueur d'onde, Régénération 2R tout optique.

# TABLE DES MATIERES

<b>TABLE DES MATIERES</b>	i
<b>LISTE DES FIGURES</b>	iv
<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	01
<b><u>CHAPITRE I :</u>      <b>GENERALITES SUR LES SYSTEMES DE TRANSMISSION PAR FIBRE OPTIQUE</b></b>	
<b>I. Introduction</b>	05
<b>II. Description d'une liaison optique point à point</b>	06
<b>II.1 Émetteur optique</b>	06
II.1.1 Le laser	07
II.1.2 Caractéristiques	10
II.1.3 La Modulation	14
II.1.3.1 Modulation directe	14
II.1.3.2 Modulation externe	16
II.1.3.2.1 Le modulateur à électro-absorption (EAM)	17
II.1.3.2.2 Le modulateur Mach-Zehnder (MZM)	17
II.1.4 Formats de modulation	19
II.1.4.1 Principe de génération des formats NRZ et RZ	20
II.1.4.2 Principe de génération des formats RZ	21
<b>II.2 Récepteur optique</b>	23
II.2.1 Le photodétecteur	24
II.2.2 Le bruit dans les photodétecteurs	26
<b>II.3 Le canal de transmission (La fibre optique monomode conventionnel)</b>	26
II.3.1 Caractéristiques linéaires de la fibre optique	27
II.3.1.1 l'atténuation	27
II.3.1.2 La dispersion chromatique	28
II.3.2 Caractéristiques non linéaires de la fibre optique	31
II.3.2.1 L'effet Kerr optique	31
II.3.2.2 L'effet Brillouin	34
II.3.2.3 L'effet Raman	34
<b>III. Les fibres optiques microstructurées</b>	35
<b>III.1 Fonctionnement de la fibre microstructurée</b>	36
III.1.1 Propagation de la lumière	36
III.1.1.1 Réflexion interne totale modifiée	37
III.1.1.2 Bande interdite photonique	37
<b>III.2 Caractéristiques</b>	38
III.2.1 Les pertes	38
III.2.2 La dispersion	38
III.2.3 Le coefficient non-linéaire	39
<b>IV. La régénération</b>	40
<b>IV.1 La Régénération 1R (ré-amplification)</b>	41
<b>IV.2 La Régénération 2R (Ré-amplification et Remise en forme)</b>	43
<b>IV.3 La Régénération 3R</b>	43
<b>V. Les techniques de transmission: Comment accroître le débit transmis ?</b>	44
<b>V.1 La technique WDM : Wavelength Division Multiple multiplexing</b>	45
<b>V.2 La technique OTDM: Optical Time Division Multiplexing</b>	46

<b>VI. Critères d'évaluation d'une transmission</b>	47
<b>VI.1</b> Diagramme de l'œil	47
<b>VI.2</b> Taux d'erreur binaire	49
<b>VI. Conclusion</b>	50

**CHAPITRE II : PROPAGATION D'IMPULSIONS DANS UNE FIBRE OPTIQUE ET FORMATION DE SIMILARITONS**

<b>I. Propagation d'impulsions dans une fibre optique</b>	52
<b>I.1</b> L'équation non-linéaire de Schrödinger	52
<b>I.1.1</b> La solution de l'équation de Schrödinger non-linéaire	53
<b>I.1.1.1</b> Solution analytique en régime dispersif	54
<b>I.1.1.2</b> Solution analytique en régime non-linéaire	56
<b>I.1.1.3</b> La méthode de Fourier à pas dévisé	57
<b>I.2</b> Propagation dans le régime dispersif anormal : Les effets solitoniques	60
<b>I.3</b> Propagation dans le régime dispersif normal	62
<b>II. Les similaritons optiques</b>	63
<b>II.1</b> Génération active de similariton	63
<b>II.2</b> Génération passive de similariton	68
<b>II.3</b> Propagation d'une paire d'impulsions similaritons	71
<b>II.3.1</b> Interaction des similaritons optiques	71
<b>II.3.2</b> Collision de similaritons optiques	72
<b>III. Conclusion</b>	74

**CHAPITRE III : GENERATION DE SIMILARITONS OPTIQUES DANS LES FIBRES MICROSTRUCTUREES**

<b>I. Introduction</b>	75
<b>II. Conception de l'amplification Raman dans la PCF à dispersion normale</b>	77
<b>II.1</b> L'amplification Raman	78
<b>II.1.1</b> Paramètres de l'amplificateur Raman	79
<b>II.1.2</b> Caractéristiques de la fibre optique (PCF) utilisée	80
<b>II.1.3</b> Le Gain Raman	82
<b>II.1.4</b> Détermination de la longueur de la fibre PCF pour l'amplification	83
<b>III. Evolution du similariton dans la PCF amplificatrice</b>	85
<b>III.1</b> Détermination de la largeur spectrale du similariton	85
<b>III.2</b> Formation de similariton dans la PCF amplificatrice	86
<b>III.2.1</b> Impact de l'énergie et de la durée initiale sur la formation de similariton	86
<b>III.2.1.1</b> Impacte de l'énergie initiale	86
<b>III.2.1.2</b> Impacte de la durée initiale	88
<b>III.2.2</b> Impact de la dispersion de troisième d'ordre sur la formation de similariton	88
<b>III.3</b> Mise en œuvre du modèle numérique	89
<b>IV. Conclusion</b>	93

**CHAPITRE IV : APPLICATION DE SIMILARITONS DANS LES SYSTEMES WDM: GENERATION DE SUPERCONTINUUM**

<b>I. Introduction</b>	94
<b>II. Génération de supercontinuum : Etat de l'art</b>	95
<b>II.1</b> La génération de supercontinuum dans les fibres standard	95
<b>II.2</b> La génération de supercontinuum dans les fibres microstructurées	96



## LISTE DES FIGURES

<i>Figure</i>	<i>Titre</i>	<i>Page</i>
<b>Figure I. 1</b>	<i>Schéma de principe d'un système de transmission optique « point à point ».</i>	06
<b>Figure I. 2</b>	<i>Absorption (a), émission spontanée (b) et émission stimulée (c).</i>	07
<b>Figure I. 3</b>	<i>Condition de Gain (a), condition de phase (b) et spectre d'un Laser Fabry-Perot (c)</i>	09
<b>Figure I. 4</b>	<i>Fonction de transfert électrique/optique d'un laser.</i>	10
<b>Figure I. 5</b>	<i>Mise en évidence des phénomènes de tracking en température (carres) et en courant (losanges) sur deux diodes laser à 1,55 <math>\mu\text{m}</math>.</i>	11
<b>Figure I. 6</b>	<i>Oscillations de relaxation d'un laser.</i>	12
<b>Figure I. 7</b>	<i>Temps de réponse du générateur de courant (a) et du laser selon l'amplitude du courant (b).</i>	13
<b>Figure I. 8</b>	<i>Schéma et principe de la modulation directe.</i>	15
<b>Figure I. 9</b>	<i>Rapport de la largeur d'impulsion sur l'élargissement de l'impulsion en fonction de la longueur de dispersion.</i>	16
<b>Figure I. 10</b>	<i>Principe de la modulation externe</i>	16
<b>Figure I. 11</b>	<i>Schéma de principe d'un modulateur Mach-Zehnder (à gauche) et sa fonction de transfert en intensité et en phase (à droite) en configuration « push-pull »</i>	18
<b>Figure I. 12</b>	<i>Format NRZ (a) et RZ (b)</i>	20
<b>Figure I. 13</b>	<i>Module d'Emission NRZ</i>	20
<b>Figure I. 14</b>	<i>trace temporelle, diagramme de l'œil et spectre du format NRZ</i>	21
<b>Figure I. 15</b>	<i>Module d'émission RZ</i>	22
<b>Figure I. 16</b>	<i>trace temporelle, diagramme de l'oeil et spectre du format RZ-50%</i>	22
<b>Figure I. 17</b>	<i>Schéma de principe d'un récepteur optique.</i>	24
<b>Figure I. 18</b>	<i>Structure d'une fibre optique.</i>	26
<b>Figure I. 19</b>	<i>Pertes linéiques (dB/Km) en fonction de la longueur d'onde pour une fibre standard (SMF).</i>	27
<b>Figure I.20</b>	<i>Impact de la dispersion chromatique sur un signal optique : (a) représentation spectral ; (b) représentation temporelle.</i>	28
<b>Figure I.21</b>	<i>Courbe de dispersion de la fibre SMF.</i>	29
<b>Figure I.22</b>	<i>La compensation de la dispersion chromatique par une DCF.</i>	30
<b>Figure I.23</b>	<i>Effet de la PMD sur les impulsions courtes.</i>	31
<b>Figure I.24</b>	<i>Dépendance temporelle de l'intensité et la variation de la fréquence instantanée associée.</i>	33
<b>Figure I.25</b>	<i>Génération de nouvelles longueurs d'ondes par mélange à quatre ondes.</i>	34
<b>Figure I.26</b>	<i>Structure des fibres à cristaux photoniques.</i>	35

<b>Figure I.27</b>	<i>Section transverse de la structure hexa (a) et le profil d'indice transverse (b).</i>	36
<b>Figure I.28</b>	<i>Pertes de confinement en fonction de <math>\Lambda</math> avec différentes valeurs de <math>d/\Lambda</math> dans une fibre de (a) 2 couronnes et (b) 3 couronnes.</i>	38
<b>Figure I.29</b>	<i>Evolution de dispersion en fonction de la longueur d'onde pour 3 structures différentes de PCF : (a) dispersion positive (<math>d/2 = 0.4 \mu\text{m}</math> et <math>\Lambda = 3.12 \mu\text{m}</math>) ; (b) dispersion autour de zero (<math>d/2 = 0.316 \mu\text{m}</math> et <math>\Lambda = 2.62 \mu\text{m}</math>) ; (c) dispersion négative (<math>d/2 = 0.27 \mu\text{m}</math> et <math>\Lambda = 2.19 \mu\text{m}</math>).</i>	39
<b>Figure I.30</b>	<i>Valeur prévue de l'aire effective de la PCF en fonction de <math>\Lambda</math> et <math>d/\Lambda</math>.</i>	39
<b>Figure I.31</b>	<i>Principe des trois étapes de régénération d'un signal au format RZ.</i>	40
<b>Figure I.32</b>	<i>Principe de la régénération 1R.</i>	41
<b>Figure I.33</b>	<i>Principe de fonctionnement et schéma d'un amplificateur à fibre dopée Erbium.</i>	42
<b>Figure I.34</b>	<i>Principe de la régénération 2R.</i>	43
<b>Figure I.35</b>	<i>Principe de la régénération 3R.</i>	44
<b>Figure I.36</b>	<i>Système d'émission optique et de réception de la technique WDM.</i>	45
<b>Figure I.37</b>	<i>Système d'émission et de réception de la technique OTDM.</i>	47
<b>Figure I.38</b>	<i>Paramètres fondamentaux d'un diagramme de l'œil d'un signal au format RZ.</i>	48
<b>Figure I.39</b>	<i>Relation entre taux d'erreur binaire et facteur Q.</i>	50

\*\*\*\*\*

<b>Figure II. 1</b>	<i>(a) Evolution d'une impulsion gaussienne (<math>T_{FWHM} = 10 \text{ ps}</math>) dans une fibre purement dispersive (<math>D = 17 \text{ ps/Km.nm}</math>) de 3.33 Km (<math>2L_D</math>), (b) Taux d'élargissement de l'impulsion en fonction de la distance de propagation.</i>	55
<b>Figure II. 2</b>	<i>(a) Evolution spectrale d'une impulsion gaussienne de puissance de crête 10W et se propageant dans une fibre purement nonlineaire de <math>10 L_{NL}</math>, (b) profile de l'impulsion gaussienne initiale (cercles) et après <math>10 L_{NL}</math> de propagation (trait plein), (c) et (d) phase et chirp de l'impulsion après <math>10 L_{NL}</math> de propagation.</i>	57
<b>Figure II. 3</b>	<i>Illustration schématique de la division de la longueur de la fibre.</i>	58
<b>Figure II. 4</b>	<i>Principe de la méthode du split-Step Fourier .</i>	59
<b>Figure II. 5</b>	<i>Propagation d'une impulsion Solitaire. Soliton fondamental (a), et Soliton noir (b).</i>	60
<b>Figure II. 6</b>	<i>Soliton d'ordre supérieur (d'ordre 3).</i>	61
<b>Figure II. 7</b>	<i>Profil temporel (a) et spectre (b) d'une impulsion sécante hyperbolique de <math>P_c = 300 \text{ W}</math> et de <math>T_{FWHM} = 2.5 \text{ ps}</math> propagée dans 60 m de fibre (<math>\beta_2 = 5 \text{ ps}^2/\text{Km}</math> et <math>\gamma = 3 \text{ W}^{-1}/\text{Km}</math>).</i>	62
<b>Figure II. 8</b>	<i>Evolution temporelle (a), et spectrale (b) d'une impulsion gaussienne dans une fibre optique amplificatrice.</i>	65

<b>Figure II. 9</b>	<i>Evolution de la largeur temporelle des impulsions avec durées initiales de 0.5 (bleu), 1 (vert), 2 (vert), 4 (bleu claire), 8 (orange) et 16 ps (violet).</i>	65
<b>Figure II. 10</b>	<i>Formes d'impulsion de sortie (a), chirp (b), et spectres (c) après amplification des impulsions avec différentes durées initiales.</i>	66
<b>Figure II. 11</b>	<i>Evolution temporelle d'une impulsion gaussienne vers un similariton dans une fibre ND-DDF(a), profil d'intensité et chirp (b) de l'impulsion à la sortie de la fibre.</i>	69
<b>Figure II. 12</b>	<i>Profils optimisés de la dispersion de vitesse de groupe (a) en forme de peigne et (b) en forme d'escalier en fonction de la longueur des deux fibres hybrides. Pour chaque type de profil, l'ajustement correspondant de type hyperbolique de la dispersion décroissante est présenté en trait pointillé.</i>	70
<b>Figure II. 13</b>	<i>Evolution temporelle d'une paire d'impulsions, décalées de <math>\Delta T_0 = 55</math> ps dans une fibre amplificatrice (a), et évolution temporelle d'une paire d'impulsions, décalées de <math>\Delta T_0 = 4.5</math> ps dans une fibre ND-DDF (b).</i>	72
<b>Figure II. 14</b>	<i>Différence entre le spectre d'impulsions subissant une collision et le spectre d'impulsion n'ayant pas subi de collision.</i>	73

\*\*\*\*\*

<b>Figure III. 1</b>	<i>Configuration de la génération de similaritons.</i>	77
<b>Figure III. 2</b>	<i>Diagramme représentant les échanges d'énergie intervenant dans le processus amplificateur Raman (a). Forme spectrale du gain Raman (b) pour une pompe située à 1450 nm.</i>	78
<b>Figure III. 3</b>	<i>Géométrie de la PCF utilisé.</i>	81
<b>Figure III. 4</b>	<i>Caractéristiques de la PCF : dispersion chromatique et pente de dispersion (a), perte de confinement et l'aire effective (b).</i>	81
<b>Figure III. 5</b>	<i>Variation du gain net d'un amplificateur Raman en fonction de la longueur de la fibre pour différentes puissances de pompe.</i>	84
<b>Figure III. 6</b>	<i>Variation de la largeur spectrale du similariton en fonction de la longueur de la fibre PCF.</i>	86
<b>Figure III. 7</b>	<i>Variation de l'élargissement spectral et temporel en fonction de l'énergie initiale de l'impulsion.</i>	87
<b>Figure III. 8</b>	<i>Evolution temporelle (a) et spectrale (b) de l'impulsion similariton dans la fibre PCF amplificatrice (<math>T_{FWHM} = 0.3</math> ps).</i>	91
<b>Figure III.9</b>	<i>Evolution temporelle (a) et spectrale (b) de l'impulsion similariton dans la fibre PCF amplificatrice (<math>T_{FWHM} = 2.4</math> ps).</i>	92

\*\*\*\*\*

<b>Figure IV. 1</b>	<i>Supercontinuum généré dans une fibre microstructurée avec une dispersion nulle à 780 nm (ligne pointillée) en régime femtoseconde. Spectres à gauche et profils temporels à droite.</i>	97
<b>Figure IV. 2</b>	<i>Principe de la génération des supercontinuuums.</i>	100
<b>Figure IV. 3</b>	<i>Schéma de simulation sous COMSIS permettant de générer les supercontinuuums.</i>	100
<b>Figure IV. 4</b>	<i>Génération de train d'impulsions similaritons, (a) pour un taux de répétition de 10 GHz, (b) un taux de répétition de 40 GHz.</i>	101

<b>Figure IV. 5</b>	<i>Spectre d'entrée (vert), et le supercontinuum généré (bleu) par l'élargissement auto-similaire.</i>	102
<b>Figure IV. 6</b>	<i>Spectre d'entrée (vert), et le supercontinuum généré (bleu) par l'élargissement SPM.</i>	103
<b>Figure IV. 7</b>	<i>Génération de source multi-longueur d'onde: (a) principe de découpage spectrale du supercontinuum par un démultiplexeur optique, (b) Schéma de simulation sous COMSIS.</i>	104
<b>Figure IV. 8</b>	<i>(a) Variation de la puissance, et (b) variation temporelle à travers les 32 canaux.</i>	105
<b>Figure IV. 9</b>	<i>Train d'impulsions de quatre canaux centraux et consécutifs sans compensation de chirp de similaritons (a) et avec compensation de chirp (b), Les spectres de quatre canaux correspondants (c).</i>	107
<b>Figure IV.10</b>	<i>Variation de la durée à mi hauteur et la puissance de crête des impulsions en fonction de la bande passante du démultiplexeur optique.</i>	108
<b>Figure IV.11</b>	<i>Architecture du système WDM a simulé utilisant le supercontinuum comme émetteur multi-longueur d'onde.</i>	109
<b>Figure IV.12</b>	<i>Diagrammes de l'œil pour les quatre canaux (canal 15 à 18), avec compensation de chirp (a) et sans compensation de chirp (b).</i>	112
<b>Figure IV.13</b>	<i>Variation de facteur Q des quatre canaux sans propagation (ligne verte), après transmission avec compensation de chirp (linge bleu), et après transmission sans compensation de chirp (ligne rouge).</i>	113
<b>Figure IV.14</b>	<i>Diagrammes de l'œil des quatre canaux en fonction de rapport cyclique, (a) 30 %, (b) 40 %, et (c) 15 %.</i>	114
<b>Figure IV.15</b>	<i>Variation de facteur Q des quatre canaux en fonction de rapport cyclique (d).</i>	115
<b>Figure IV.16</b>	<i>Diagrammes de l'œil des quatre canaux à 10 Gb/s par canal (a), et 40 Gb/s par canal (b).</i>	116
<b>Figure IV.17</b>	<i>Variation de facteur Q des quatre canaux après transmission à 10 Gb/s (linge bleu), et après transmission à 40 Gb/s (ligne rouge).</i>	117
<b>Figure IV.18</b>	<i>Système WDM dans une ligne de propagation longue distance.</i>	118
<b>Figure IV.19</b>	<i>Evolutions du taux d'erreur binaire (TEB) pour les quatre canaux (canal 15 à 18) à 10 Gb/s par canal en fonction de la distance de transmission.</i>	119
<b>Figure IV.20</b>	<i>Evolutions du taux d'erreur binaire (TEB) pour les quatre canaux (canal 15 à 18) à 10 Gb/s par canal en fonction de la distance de transmission.</i>	120

\*\*\*\*\*

<b>Figure V.1</b>	<i>Principe de fonctionnement des dispositifs tout optiques en auto-modulation.</i>	125
<b>Figure V.2</b>	<i>Schéma de principe de la fonction caractéristique des portes optiques non linéaires pour la régénération 2R.</i>	125

<b>Figure V.3</b>	<i>Principe de la régénération 2R basé sur SPM : Régénérateur de Mamyshev en haut, élargissement spectral et filtrage optique associe en bas.</i>	127
<b>Figure V.4</b>	<i>Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée : évolution non monotone, (b) évolution constante sur une plage de puissance d'entrée et (c) évolution monotone.</i>	128
<b>Figure V.5</b>	<i>La fonction de transfert pour <math>\delta f = 200</math> GHz, et trois valeurs différentes de décalage spectral du filtre.</i>	132
<b>Figure V.6</b>	<i>La fonction de transfert pour <math>\delta f = 200</math> GHz et <math>\Delta F = 450</math> GHz.</i>	133
<b>Figure V.7</b>	<i>Configuration de régénérateur 2R actif simple étage basé sur l'amplification similariton.</i>	134
<b>Figure V.8</b>	<i>Régénération d'impulsions basé sur l'élargissement auto-similaire, (a) et (b) spectres pour <math>P=2</math> W, et <math>P=1</math>mW respectivement, (c) et (d) spectre et forme temporelle d'impulsions régénérés pour <math>P = 2</math> W respectivement.</i>	135
<b>Figure V.9</b>	<i>Elargissement spectrale et l'effet de la gigue temporelle accompagnée, (a) cas élargissement auto-similaire, (b) cas élargissement SPM.</i>	137
<b>Figure V.10</b>	<i>Elargissement auto-similaire passive, (a) l'évolution temporelle et (b) spectrale dans la fibre ND-DDF, et (c) l'effet de la gigue temporelle accompagnée.</i>	140
<b>Figure V.11</b>	<i>Fonction de transfert de deuxième étage du régénérateur.</i>	141
<b>Figure V.12</b>	<i>Le régénérateur dans une configuration B2B.</i>	142
<b>Figure V.13</b>	<i>Régénération d'un signal optique dégradé sans bruit ajouté, signal à l'entrée du régénérateur (en haut), et signal à la sortie du régénérateur (en bas).</i>	144
<b>Figure V.14</b>	<i>Régénération d'un signal optique bruité, (a) signal bruité à l'entrée du régénérateur, (b) signal filtré par le filtre d'entrée, et (c) signal régénéré.</i>	145
<b>Figure V.15</b>	<i>Diagrammes de l'œil d'un signal bruité à l'entrée (a) et à la sortie du régénérateur (b).</i>	146
<b>Figure V.16</b>	<i>Taux d'extinction en sortie en fonction de sa valeur en entrée du régénérateur pour une puissance de bruit de 0 dBm/1nm.</i>	147
<b>Figure V.17</b>	<i>Taux d'extinction en sortie et le facteur de qualité correspondant en fonction de la puissance de bruit.</i>	147
<b>Figure V.18</b>	<i>Le régénérateur dans la ligne de transmission courte.</i>	149
<b>Figure V.19</b>	<i>Diagrammes de l'œil du signal optique, (a) sans régénération, (b) après régénération 2R, et (c) après régénération 3R.</i>	150
<b>Figure V.20</b>	<i>Evolutions du taux d'erreur binaire (TEB) d'un signal optique non-régénéré et régénéré en fonction de la distance de transmission.</i>	151

\*\*\*\*\*

# *Introduction générale*

**L**es fibres optiques sont le pilier central de la révolution des télécommunications que nous vivons actuellement : sans les capacités inégalables des transmissions offertes, les réseaux actuels transcontinentaux n'auraient incontestablement pas pu voir le jour. Néanmoins, pour répondre aux besoins croissants en capacités de télécommunications, les opérateurs se doivent accroître continuellement de manière significative les débits des liaisons par fibres optiques. Actuellement les transmissions transocéaniques se font à un débit maximal de 10 Gbits/s par canal [1]. Cependant, la quantité d'informations transmise ne cesse de croître et il faudra donc augmenter les débits transmis dans un avenir proche afin d'éviter une saturation. Il y a encore une quinzaine d'année, l'accroissement de la capacité de transmission d'une liaison passait par la multiplication des lignes de transmission (jusqu'à des centaines de fibre optique par câble) ce qui induisait des coûts énormes de fonctionnement et de maintenance. La seule solution afin de réduire ces coûts et d'obtenir une meilleure flexibilité est donc d'augmenter la capacité de transmission par fibre optique. Pour cela, plusieurs solutions technologiques sont alors actuellement envisageables.

La première solution consiste à multiplier le nombre de canaux optiques sans augmenter leur débit. On parle alors de multiplexage optique en longueurs d'onde (*Wavelength Division Multiplexing – WDM*). Plusieurs dizaines voire centaines de canaux peuvent alors simultanément être utilisés. Cette technique a pu être exploitée dans les systèmes de transmission optique grâce à l'apparition des amplificateurs optiques à fibre dopée à l'erbium (ou EDFA pour Erbium Doped Fiber Amplifier). En effet les EDFA grâce à leur large bande d'amplification, permettent d'amplifier simultanément sans interférence un grand nombre de canaux dans toute la bande spectrale C {1530-1565}nm.

La technologie WDM est actuellement commercialement utilisée dans les transmissions sur longue distance et permet de transmettre jusqu'à une centaine de longueurs d'ondes espacées de 100 GHz à 50 GHz (soit 0,8 nm à 0,4 nm) par fibre optique et avec un débit par canal de 10 Gbits/s (soit une capacité totale de 1 Tbit/s) [1]. L'avantage direct de cette approche est que le débit de chaque canal reste totalement compatible avec les performances actuelles de l'électronique. Par contre, l'inconvénient majeur réside dans la

complexité accrue introduite par la gestion dans la liaison, d'un nombre considérable de d'émetteurs et récepteurs. Cela : constitue un coût important en termes d'installation puis de maintenance.

La seconde solution qui consiste à effectuer un multiplexage temporel des données (*Time Division Multiplexing – TDM*), permet de résoudre certaines de ces contraintes. Le débit de chaque canal est alors significativement augmenté (jusqu'à un facteur 16). Ceci permet de réduire le nombre d'émetteurs utilisés et ainsi le nombre de longueurs d'ondes requises. Le multiplexage temporel peut être réalisé de deux manières différentes, soit électroniquement (ou ETDM) soit optiquement (ou OTDM). Néanmoins, cette approche conduit à dépasser les limites de l'électronique traditionnelle bon marché et nécessite actuellement l'utilisation de composants au coût accru. Il apparaît donc nécessaire de trouver des solutions alternatives au traitement électronique de l'information. Le passage au tout-optique est donc à explorer attentivement.

Une des principales solutions actuellement envisagée est de remplacer les composants électroniques par des composants tout-optiques permettant la manipulation directe du signal d'où la plupart des phénomènes physiques mis en jeu permettent de traiter des débits beaucoup plus importants que ceux accessibles aux composants électroniques [2].

C'est donc dans ces deux cadres que nous nous proposons d'évaluer les potentialités d'un nouveau type d'impulsions récemment mis en évidence : *le similariton optique* [3]. Cette impulsion est progressivement générée dans une fibre optique par combinaison des effets liés au gain, à la dispersion normale et à la non-linéarité et peut être obtenu par amplification (Raman, Erbium,..) [4, 5], ou de manière passive par les fibres à dispersion normale décroissante (gain virtuel) [6]. Il en résulte une impulsion optique présentant un profil temporel et spectral parabolique et de dérive de fréquence (chirp) linéaire et se propageant de manière auto-similaire, c'est-à-dire en préservant sa forme, ainsi, l'acquisition de ce profil parabolique par une impulsion ne dépend ni de la structure de son enveloppe, ni de sa phase, mais uniquement de son énergie initiale.

Leurs propriétés remarquables telles que : la forme parabolique, résistance au wave breaking, auto-similarité, dérive de fréquence linéaire, et large spectre permettent d'envisager une large gamme d'application et plus particulièrement l'enjeu que représentent les similaritons optiques pour les télécommunications optique à haut débit. Ce travail de thèse s'inscrit dans cette thématique.

Nos travaux spécifiques concernant l'application des similaritons aux transmissions WDM seront centrés autour de la génération de source multi-longueur d'onde; à partir d'une source unique (dite supercontinuum), il est donc possible de générer  $N$  canaux identiques à des longueurs d'ondes différentes avec les mêmes propriétés que la source initiale. L'intérêt en termes de coûts est alors représentatif. En reprenant l'évolution de type similariton dans un amplificateur optique, nous proposons d'étudier plus en détails une solution active, qui nous permettra notamment d'avoir un rendement en puissance amélioré. Nous allons mettre en évidence la génération de similaritons aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques dans des fibres microstructurées de type à cristaux photoniques (PCF) hautement non linéaire et à dispersion normale. La qualité du signal obtenu sera finement analysée, notamment en termes de gigue temporelle et d'amplitude, pour identifier la configuration optimale. Dans un but d'investigation, l'émetteur multi-longueurs d'ondes ainsi généré est appliqué dans une configuration de transmission WDM pour tester sa performance.

Concernant les transmissions OTDM, nous appliquons les propriétés des similaritons optiques au domaine de la régénération d'un signal à très haut débit. Un des principaux enjeux de la régénération tout-optique pour les futurs réseaux de télécommunication est donc de réaliser un régénérateur 2R compact qui puisse retirer le maximum de bruit d'un signal dont le débit peut dépasser les 40 Gbits/s. Pour de tels débits, l'électronique a atteint ses limites et n'est donc plus compétitive. L'utilisation d'une technique de régénération tout optique est donc incontournable. Une technique dite de Mamyshev [7] est actuellement considérée comme l'une des plus prometteuses : le signal de données initial est élargi spectralement dans une fibre hautement non-linéaire et ensuite filtré spectralement par un filtre décalé en longueur d'onde par rapport à la longueur d'onde initiale. Il en résulte que la gigue d'amplitude est fortement diminuée et que les impulsions parasites pouvant naître lors de la propagation sont supprimées. Une évolution significative de ce concept consiste à combiner les apports des similaritons avec cette technique [8]. Dans ce contexte, nous effectuons une comparaison des deux dispositifs en quantifiant les apports en termes d'amélioration de la gigue temporelle et du taux d'extinction. Nous étudions également une configuration à deux étages permettant de restaurer la longueur d'onde initiale. Une telle configuration est indispensable afin de pouvoir concaténer les dispositifs.

Ce manuscrit sera divisé en cinq chapitres :

Le chapitre I est consacré aux généralités sur les systèmes de transmission par fibre optique ainsi que les techniques de multiplexage actuellement utilisées pour augmenter la capacité totale d'informations transmises dans ces systèmes. Nous décrivons ensuite un nouveau type de fibre optique qui est la fibre à cristal photonique. Les techniques de régénération et les critères évaluant la qualité d'une transmission sont également présentés.

Le chapitre II traite la propagation d'une impulsion lumineuse dans une fibre optique et certains phénomènes physiques importants impliqués avec la propagation. Divers comportements impulsions sont évoqués, et expliqués en nous appuyant sur les modèles numériques que nous venons de présenter. Ces derniers permettent alors de comprendre et de prédire le comportement d'impulsions similaritons.

Dans le chapitre III, nous présentons une nouvelle méthode pour la génération de similaritons fonctionnant aux longueurs d'ondes des télécommunications optiques, en exploitant d'avantage les caractéristiques d'une fibre à cristal photonique hautement non linéaire, à faible dispersion normale aplatie et les propriétés intéressantes du processus d'amplification par effet Raman.

Le chapitre IV est consacré à l'application des similaritons dans les systèmes WDM, Pour cela, les diodes laser émettrices utilisées habituellement dans une liaison WDM sont remplacées par une source dite supercontinuum générée par élargissement auto-similaire (testée dans le troisième chapitre), et ensuite découpée spectralement pour l'utiliser comme émetteurs multi-longueurs d'ondes porteurs d'informations. Ce dispositif constitue un émetteur à plusieurs porteuses optiques dans un système de communication à haut débit.

Dans le chapitre V, nous présentons une contribution à l'élaboration d'un régénérateur 2R tout optique du signal pour les transmissions OTDM à longue distance et très hauts débits (40 Gbit/s et plus). Nous étudions une configuration à deux étages permettant de restaurer la longueur d'onde initiale du signal à régénérer. En se basant sur l'étude de Mamyshev combinée aux apports des similaritons (testés dans le troisième chapitre) pour constituer le premier étage et le dispositif régénérateur basé également sur l'élargissement auto-similaire mais de manière passive compose le deuxième étage. Le régénérateur 2R ainsi constitué est introduit dans une ligne de transmission à fibre optique pour tester ses performances.

# *Chapitre I*

## *Généralités sur les systèmes de transmission par fibre optique.*

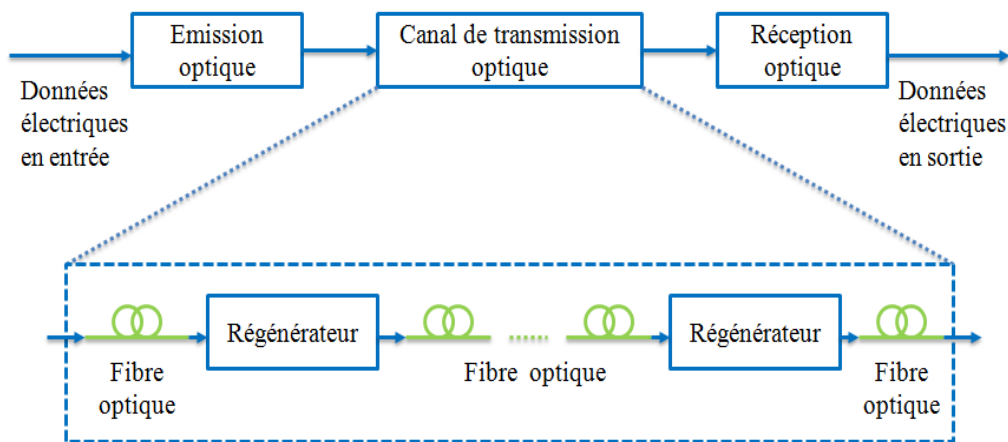
*Afin de faciliter la lecture des autres chapitres contenant nos travaux de thèse, ce chapitre est consacré aux généralités sur les systèmes de transmission par fibre optique. Dans une première partie, on est présentée les principaux composants optiques et optoélectroniques constituant la liaison optique tout en expliquant leur rôle et leurs fonctionnements en s'attardant sur les différentes dégradations que subit le signal au cours de sa propagation dans une fibre optique. Ensuite, nous introduisons brièvement la régénération du signal optique. Le principe de trois étapes de régénération (1R, 2R, 3R) ainsi que leurs limitations sont expliquées. Pour les travaux réalisés dans cette thèse, nous décrivons un nouveau type de fibre optique qui est la fibre à cristal photonique. Une deuxième partie décrit brièvement les techniques de multiplexage actuellement utilisées pour augmenter la capacité totale d'informations transmises dans ces systèmes. Les critères pour évaluer la qualité d'une transmission sont également présentés.*

### **I. Introduction**

Les systèmes de transmission par fibres optiques peuvent être trouvés dans tous les niveaux du réseau: réseau de cœur, Wide Area Network (WAN), Metro Area Network (MAN), réseau local (LAN) et le réseau d'accès. Les liens de fibre longue courrier. (milliers de kilomètres) tels que les câbles sous-marins constituent l'épine dorsale ou le noyau d'un réseau de télécommunication. Un WAN est généralement constitué de liaisons de communications couvrant une vaste région, comme un pays. Un MAN est optimisé pour une zone géographique allant de plusieurs blocs de bâtiments à des villes entières. Un réseau local est un réseau couvrant une zone plus petite, comme un campus ou un bâtiment. Leurs architectures sont cependant basées sur un même modèle, celui de la liaison dite « point à point ».

## II. Description d'une liaison optique point à point

Le principe d'une liaison repose sur le principe de faire circuler une information entre un émetteur et un récepteur en réduisant au maximum les risques de déformation du signal réceptionné, afin d'assurer le bon transfert de l'information. La Figure I.1 montre le schéma de principe d'une liaison par fibres optiques, ou système de transmission optique « point à point ». Tous les systèmes se composent d'un bloc émetteur, d'une série de tronçons de fibres optiques séparés par des régénérateurs, et d'un bloc récepteur [1]. Le rôle d'un tel système est tout d'abord, au niveau de l'émetteur, d'émettre un signal optique et de le moduler en fonction des données binaires et du format choisi. Ensuite, il a bien sûr pour autre objectif de faire propager ce signal optique sur une distance donnée, par le biais d'une ligne optique formée de fibres optiques et des régénérateurs, de telle sorte que le signal soit le moins affecté possible par les différents effets de propagation auxquels il est confronté. Enfin, au niveau du récepteur, ce signal optique est détecté après la transmission pour être reconverti en signal binaire électrique.



**Figure I.1:** Schéma de principe d'un système de transmission optique « point à point » [1].

### II.1. Émetteur optique

Dans un système de transmission optique, un émetteur a deux fonctions primordiales : la génération d'un signal optique et la modulation de ce signal par l'information à émettre. Dans la plupart des systèmes, l'émetteur est tout d'abord constitué d'un laser (généralement une diode laser) émettant en continu à une certaine longueur d'onde et à une certaine puissance. La puissance d'un signal lumineux s'exprime en mW, mais dans

l'usage elle sera la plupart du temps exprimée en décibels-milliwatts (dBm), échelle en décibels dotée d'une référence absolue à 1 mW.

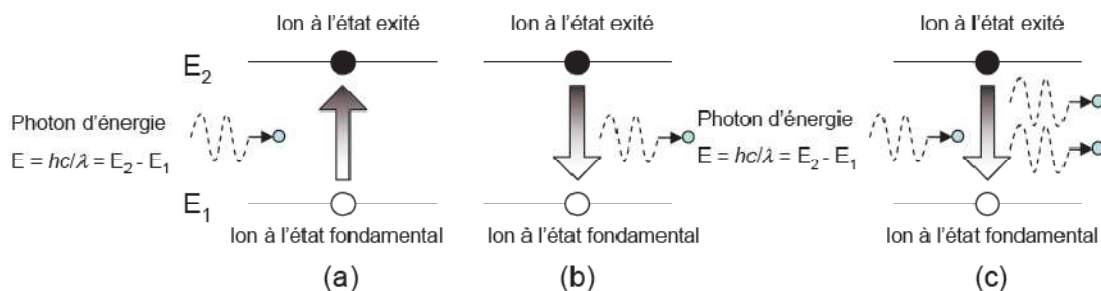
$$P_{dBm} = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{mW}}{1mW} \right) \quad (I.1)$$

### II.1.1 Le laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Depuis le début des télécommunications par fibre optique, le choix des sources optiques s'est porté sur les lasers à semi-conducteur (Fabry-Pérot (FP), Distributed Feedback (DFB), Distributed Bragg Reflector (DBR) ) grâce à leurs petites dimensions, à la facilité de moduler directement la lumière émise en agissant sur le courant, à leur spectre optique relativement étroit et à leur faible consommation énergétique.

Un laser est un dispositif qui émet de la lumière grâce au phénomène d'émission stimulée. Dans un semi-conducteur, un électron peut passer d'un état à un autre de trois manières différentes [2]:

- **L'absorption** (Figure I.2.a): en absorbant un photon, l'électron peut être amené dans un état plus énergétique. Il passe de l'état lié (électron et trou combinés) à l'état ionisé (électron dans la bande de conduction et trou dans la bande de valence).
- **L'émission spontanée** (Figure I.2.b): de sa propre initiative, l'électron peut tomber dans un état moins énergétique non occupé (il passe d'un état ionisé à un état lié), en émettant un photon spontané.
- **L'émission stimulée** (Figure I.2.c): stimulé par un photon, l'électron peut retomber dans l'état le moins énergétique (état lié) en émettant un photon stimulé dont le rayonnement correspond à la même longueur d'onde, la même phase, le même état de polarisation et la même directivité que le photon incident. L'émission stimulée introduit la notion de gain ou d'amplification du rayonnement incident puisque, à partir d'un photon, on en obtient deux.



**Figure I.2:** Absorption (a), émission spontanée (b) et émission stimulée (c).

Pour obtenir l'effet laser et donc rendre l'émission stimulée prépondérante, deux conditions doivent être réalisées :

- Il faut qu'il y ait suffisamment d'électrons dans l'état d'énergie supérieure. Lorsque ceci a lieu, on obtient une inversion de population. Dans un semi-conducteur, cette inversion est réalisée par l'opération de pompage électrique qui consiste à fournir de l'énergie aux électrons afin qu'ils passent dans la bande de conduction : c'est ce qu'on appelle une inversion de population.

- Il faut favoriser l'émission stimulée : Il faut qu'il y ait suffisamment de photons excitateurs. Pour cela, on oblige l'énergie lumineuse à s'accumuler dans un volume limité telle qu'une cavité résonante de type Fabry-Perot par exemple [3].

Un laser peut donc être vu comme un oscillateur. Tout oscillateur peut être présenté selon la sémantique propre à l'automatique comme un circuit bouclé composé d'un amplificateur et d'un filtre sélectif.

Les conditions d'oscillation, c'est à dire les conditions d'émission du laser, sont de deux natures:

- la condition de gain nécessite que le gain total de la boucle soit supérieur ou égal à 1 ( $g \geq 1$ ).
- la condition de phase qui met en jeu la propagation des photons émis à travers la cavité, implique que seules certaines fréquences (longueurs d'ondes) pourront être émises.

Considérons une cavité Fabry Pérot, dont les deux miroirs sont identiques (ayant le même coefficient de réflexion). Au seuil du laser, l'onde lumineuse se retrouve identique à elle même, c'est à dire que son changement d'amplitude est égal à 1, d'où la relation [3]:

$$R e^{-i2L\beta} e^{gL} e^{-\alpha_i L} = 1 \quad (I.2)$$

- R est le coefficient de réflexion de l'onde sur les miroirs de la cavité.
- L est la longueur de la cavité.
- $\beta$  est la constante de propagation de l'onde.
- g est le coefficient de gain (= gain en intensité / unité de longueur).
- $\alpha_i$  est le coefficient d'absorption des photons à l'intérieur de la cavité.

La séparation des parties réelles et imaginaires de la relation (I.2), mène aux deux relations (I.3) et (I.4) [3] :

$$g = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{R} \right) = \alpha_i + \alpha_m \quad (\text{I.3})$$

Où  $\alpha_m$  désigne les pertes résonantes (pertes par les facettes).

Et

$$\lambda = \frac{2nL}{m} \quad (\text{I.4})$$

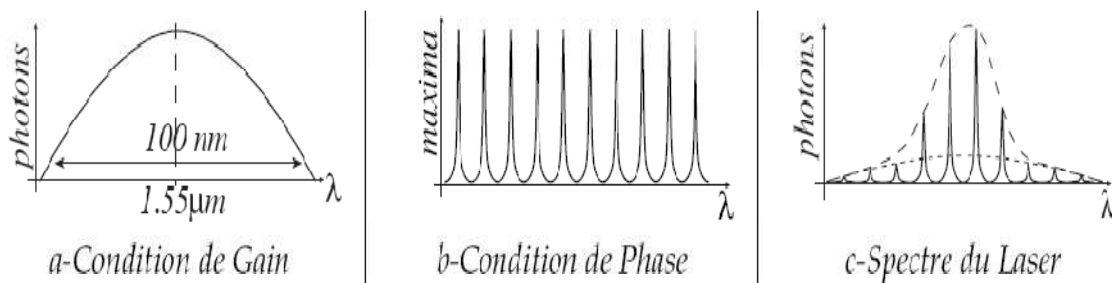
- $\lambda$  est la longueur d'onde d'émission laser.
- $n$  est l'indice de réfraction réel du matériau.
- $m$  est un entier naturel non nul.

La relation (I.3), montre qu'au seuil, le gain compense les pertes.

La relation (I.4), traduit la condition de phase dans un laser : les seules longueurs d'ondes susceptibles d'osciller dans la cavité sont celles qui satisfont cette relation.

Comme il a été précisé précédemment, le laser doit remplir simultanément les conditions de gain et de phase afin de pouvoir fonctionner. Le spectre optique provient donc de la condition de gain (Figure I.3.a), modulée par le peigne Fabry-Pérot (Figure I.3.b). La résultante est inégalement amplifiée par le phénomène d'émission stimulée. Ce qui donne le spectre d'émission de la Figure I.3.c.

D'après la Figure I.3.c, on peut dire que la cavité joue le rôle d'un filtre en longueur d'onde, ce qui veut dire que l'onde n'est amplifiée que pour certaines valeurs de fréquences précises.



**Figure I.3:** Condition de Gain (a), condition de phase (b) et spectre d'un Laser Fabry-Perot (c)

## II.1.2 Caractéristiques

### a- Courant de seuil

Le courant de seuil marque la séparation entre un fonctionnement dominé par l'émission spontanée et un fonctionnement dominé par l'émission stimulée. La puissance émise par le laser se calcule alors de la façon suivante [4] :

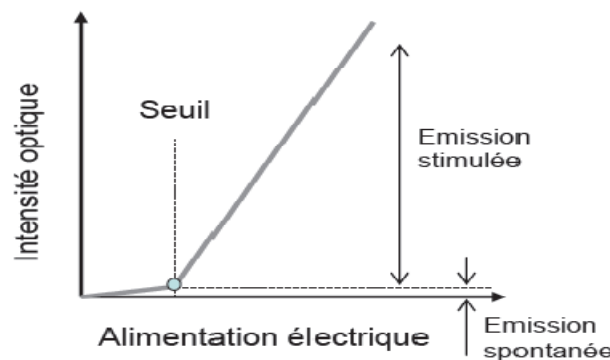
$$P = \eta(I - I_S) \quad \text{pour } I > I_S \quad \text{et } P = 0 \quad \text{pour } I < I_S \quad (\text{I.5})$$

Où  $I$  : courant injecté au laser ;  $I_S$  : courant de seuil du laser ; et  $\eta$  : rendement du laser (égal à la pente de la zone émission stimulée de la Figure I- 4).

Mais un phénomène typique d'une diode laser est l'augmentation du coefficient d'absorption interne avec la température en raison du taux de diffusion qui augmente. Cela entraîne la perturbation du courant de seuil par la température (dégradation). La dépendance de la température est exprimée par la relation suivante [5]:

$$I_S(T) = I_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (\text{I.6})$$

Avec  $T_0$ , la température caractéristique du laser, et  $I_0$  est le courant de seuil à la température caractéristique  $T_0$ .



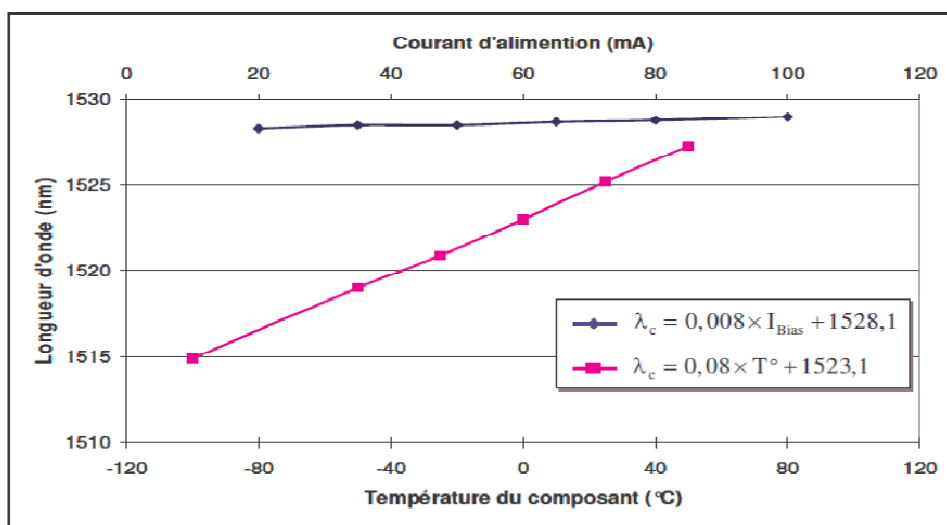
**Figure I.4:** Fonction de transfert électrique/optique d'un laser.

### b- Longueur d'onde centrale d'émission laser ( $\lambda_c$ )

La longueur d'onde étant directement liée au niveau d'énergie séparant les niveaux accepteurs des niveaux donneurs. Les défauts tels que les dislocations ou les centres recombinants non-radiatifs qui créent des niveaux d'énergie intermédiaires, sont en théorie

directement observables par dérive de  $\lambda_c$ . Cependant, les phénomènes de tracking (Modification de la longueur d'onde liée à la variation de l'indice de réfraction du matériau constituant la zone Active, en fonction de la température) peuvent perturber cette détection. En effet, les défauts provoquant des échauffements peuvent faire varier la valeur de  $\lambda_c$  par tracking, lors d'une élévation de la température de jonction moyenne, autour de 50 pm/°C (Figure I.5). Par contre, les centres de recombinaisons non-radiatives ont tendance, dans le cadre d'un fonctionnement à puissance optique constante, de nécessiter une augmentation de courant utile dans la jonction afin de conserver le rendement du laser et de compenser ainsi les pertes du bilan de liaison. Cette augmentation de courant entraîne également un phénomène de tracking conduisant à une dérive de  $\lambda_c$  vers les longueurs d'ondes plus élevées avec une dérive moyenne de 5 pm/mA (Figure I.5). [6]

La mesure du spectre optique est un des paramètres les plus importants d'une diode laser puisque de nombreuses applications requièrent sa connaissance parfaite. De plus, c'est un outil fondamental pour la caractérisation des dispositifs optoélectroniques. En effet, il permet d'obtenir des informations sur la constitution technologique du composant (homojonction, hétérojonction, nombre de modes de la cavité, ...) alors que la puissance optique et le rendement total traduisent l'efficacité optique de l'émetteur. De plus, l'analyse des variations de ce paramètre est cruciale dans le cadre de l'étude comportementale de la diode laser au sein d'une liaison de communication à haut débit, et plus particulièrement dans les liaisons WDM, DWDM multi-canaux (vu au § VI.2) et bande passante limitée (inférieure à 100 GHz).



**Figure I.5:** Mise en évidence des phénomènes de tracking en température (carrés) et en courant (losanges) sur deux diodes laser à 1,55  $\mu\text{m}$  [6]

### c- Les oscillations de relaxation

A chaque variation du courant injecté au laser, un équilibre doit s'installer à nouveau entre photons et électrons dans ce régime de fonctionnement dynamique. Le laser tend naturellement à osciller à une certaine fréquence propre  $\Omega_{RO}$  appelée oscillation de relaxation, qui disparaît progressivement grâce à un terme d'amortissement en  $\exp(-\beta t)$  (Figure I.6). Ces oscillations sont de même origine que la résonance fondamentale : les populations d'électrons et de photons oscillent avant d'atteindre l'état stationnaire d'autant plus brutalement que leurs temps de vie respectifs sont différents. Ces effets ne sont pas gênants pour un régime permanent, en revanche pour un régime dynamique à haut débit, ils parasitent le bon fonctionnement d'un laser et l'obtention de deux niveaux optiques stables [4].



Figure I.6: Oscillations de relaxation d'un laser [4]

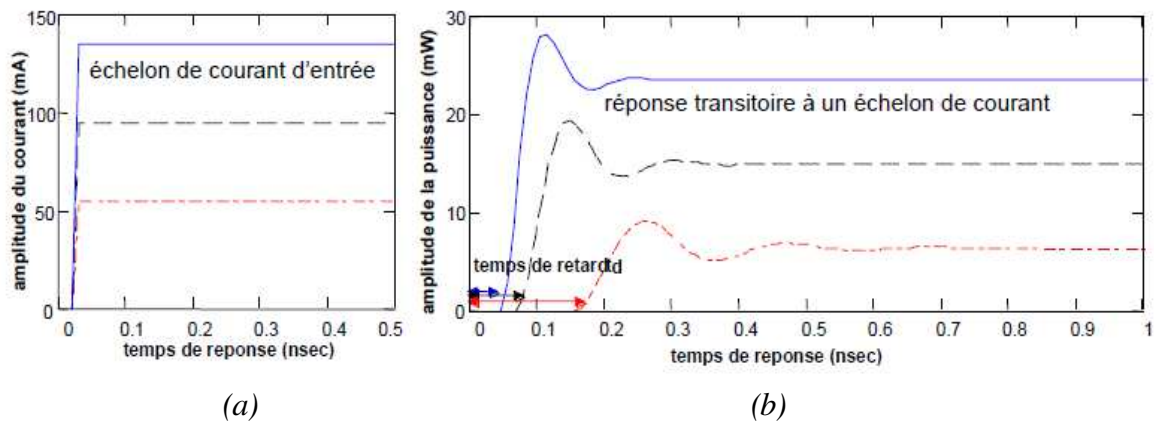
### d- Le régime transitoire

Dans les systèmes de télécommunications numériques par fibre optique, la modulation est constituée de signaux binaires pour lesquels la puissance optique, et donc le courant de polarisation, doivent commuter brusquement entre un niveau bas et un niveau haut. De ce fait, la compréhension de la réponse transitoire est particulièrement importante.

Lorsqu'un laser à semi-conducteur est soumis à un échelon de courant, l'émission de la lumière suit l'envoi du courant avec un retard qui peut aller jusqu'à quelques nanosecondes. Si le courant part de zéro, la réponse du laser n'est donc pas instantanée. En effet, ce retard correspond au temps nécessaire pour que la concentration de porteurs atteigne sa valeur seuil et donc pour que l'émission stimulée soit prépondérante sur l'émission spontanée. Cette valeur sera atteinte d'autant plus rapidement que le flux de porteurs injectés et donc que le courant injecté est important. Le retard dépend donc directement du courant d'alimentation du laser (Figure I.7).

Ce retard est suivi des oscillations de relaxation vue précédemment. Tout comme le paramètre  $\tau$ , le paramètre d'amortissement  $\beta$  dépend de la valeur du courant injecté dans le laser. Si le courant est faible et proche du seuil, la durée des oscillations est plus longue et néfaste (Figure I.7).

Ces deux paramètres du laser exigent une durée suffisamment importante de l'impulsion pour qu'elle se stabilise à la valeur souhaitée et donc un débit limité [4].



**Figure I.7:** Temps de réponse du générateur de courant (a) et du laser selon l'amplitude du courant (b) [4].

#### e- Le bruit des lasers

Un laser à semi-conducteur constitue un générateur de fréquences optiques particulièrement imparfait et affecté par des bruits d'amplitude et des bruits de fréquence. Ces fluctuations imposent une limite ultime aux performances de n'importe quel système optique de communications. Ce bruit est provoqué par l'émission spontanée dans la diode laser.

Le bruit d'amplitude ou d'intensité à une certaine fréquence est caractérisé par le RIN (Relative Intensity Noise) défini par le rapport entre la densité spectrale des fluctuations de la puissance optique  $\langle \Delta P \rangle$  et le carré de cette puissance  $P$ . On utilise habituellement la quantité  $RIN(f)$  (I.7), l'expression en décibels de  $rin(f)$  (I.8), exprimant la puissance relative dans une bande de 1 Hz en dB/Hz.

$$RIN(f) = 10 \log( rin(f) ) \quad (I.7)$$

$$rin(f) = \frac{\langle \Delta p(f) \rangle^2}{p(f)^2} \quad (I.8)$$

Le maximum du bruit d'intensité se situe au seuil, indiquant le changement des propriétés de la lumière émise par le laser lorsque l'émission stimulée l'emporte sur l'émission spontanée. Des valeurs très basses de RIN ( $< -150$  dB/Hz) sont nécessaires dans les liaisons optiques [7].

Le bruit de fréquence ou de phase est dû à des fluctuations de phase, qui entraînent des fluctuations de fréquence et qui se manifestent par une largeur de raie non nulle. Deux mécanismes principaux contribuent aux fluctuations de phase. Le premier provient des photons émis spontanément qui changent aléatoirement la phase du champ optique. Le second résulte de l'effet des porteurs qui, par l'intermédiaire du gain et de l'indice de réfraction changent la longueur du chemin optique et par conséquent la phase du champ optique [7].

### II.1.3 La Modulation

La modulation est le procédé qui permet au laser de transmettre de l'information dans une fibre optique en faisant varier certaines caractéristiques du signal lumineux comme en particulier son amplitude, sa fréquence ou sa phase. La fréquence de modulation détermine le débit de données qui peut être transmis. On parle de modulation directe ou externe selon que le laser lui-même ou un composant extérieur « modulateur » fait varier le signal.

#### II.1.3.1 Modulation directe

C'est la méthode de modulation la plus simple : elle consiste à moduler directement le courant de pompe de la diode laser, ce qui va se répercuter sur la puissance du signal lumineux émis (Figure I.8). Mais une telle modulation du courant de pompe induit aussi un chirp du signal [8], c'est-à-dire une modulation parasite de la phase du signal optique en fonction de la puissance du signal de pompe. Formellement le chirp, noté  $C$ , relie la phase et la puissance du signal par la relation :

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{C}{2} \left[ \frac{d \ln P(t)}{dt} + k_0 P(t) \right] \quad (I.9)$$

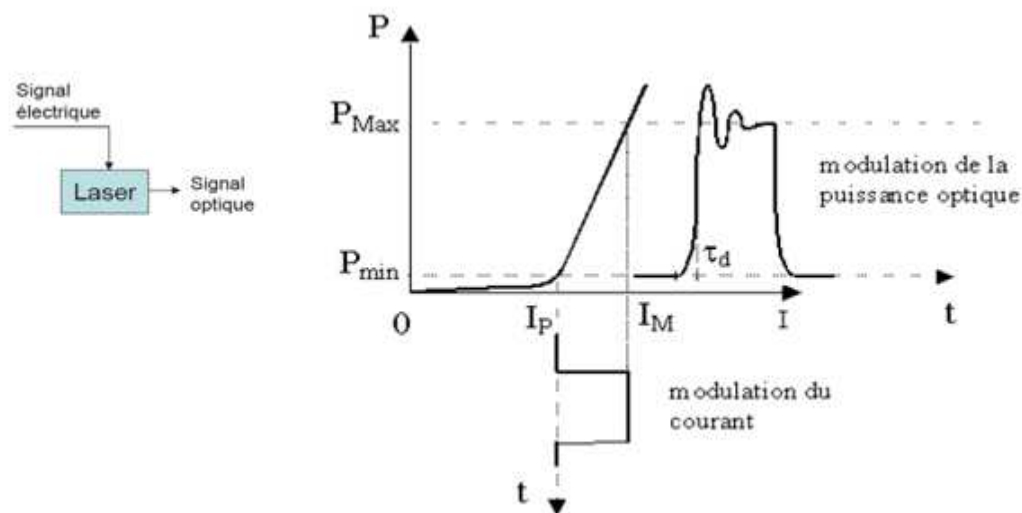
Pour laquelle on a choisi par convention la phase de  $e^{i(\omega t - \beta z + \varphi)}$ . Le premier terme est appelé : modulation de fréquence dynamique ou chirp transitoire et le second : modulation de fréquence adiabatique ou chirp adiabatique. Pour des fréquences de modulation élevé

(ce qui est le cas pour les systèmes que nous considérons) le chirp transitoire est prépondérant devant le chirp adiabatique et l'équation I.9 se ramène donc à :

$$d\varphi = \frac{c}{2} d[\ln(P)] \quad (\text{I.10})$$

Cette relation lie la dérivée temporelle de la phase à celle de la puissance du signal. Le chirp est un élément à prendre en compte puisqu'il influe sur l'évolution des impulsions soumises à la dispersion chromatique des fibres (vu au § II.3.1.2).

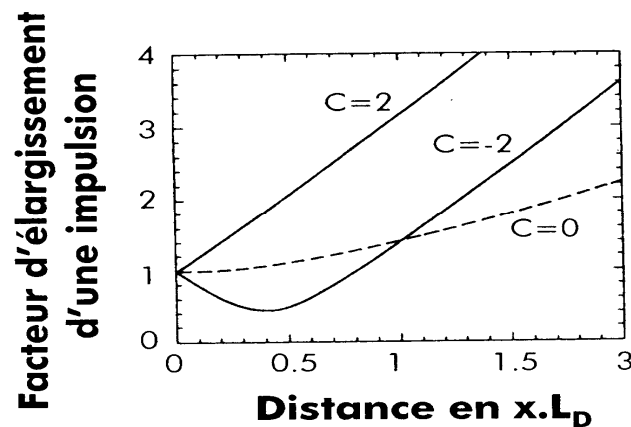
Combiné à la dispersion chromatique des fibres, le chirp peut entraîner un élargissement temporel des impulsions. Il serait alors responsable d'un recouvrement des signaux et de dégradations importantes des performances d'un système de télécommunications si les impulsions étaient peu larges, donc si le débit des informations était élevé.



**Figure I.8:** Schéma et principe de la modulation directe.

La figure I.9 illustre cette influence du chirp sur l'évolution de la largeur d'impulsion pour des cas d'impulsions gaussiennes se propageant sur une fibre à dispersion négative et initialement sans chirp ( $C = 0$ ), avec un chirp positif ( $C = 2$ ) ou négatif ( $C = -2$ ) [9].

Si le chirp induit par la modulation est positif, cet élargissement sera encore plus rapide tandis qu'à l'inverse, si le chirp est négatif on assistera en premier lieu à une contraction de la largeur d'impulsion puis à un élargissement.

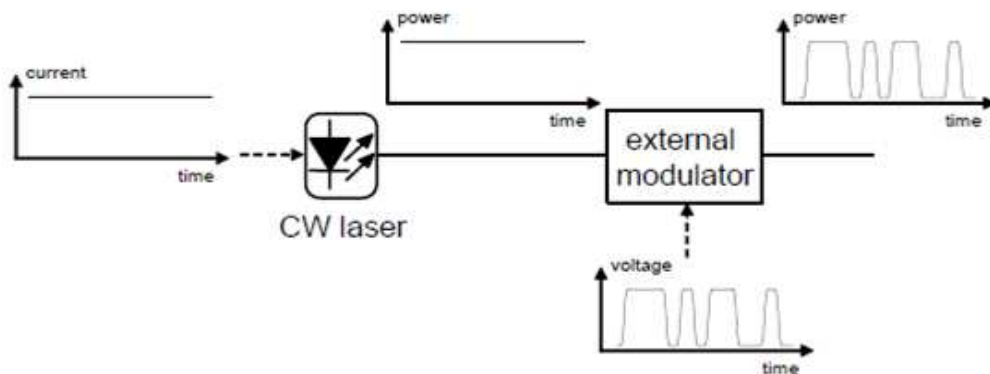


*Figure I.9: Rapport de la largeur d'impulsion sur l'élargissement de l'impulsion en fonction de la longueur de dispersion.*

### II.1.3.2 Modulation externe

Les propriétés des diodes lasers vues précédemment font que la modulation directe est satisfaisante jusqu'à 5 GHz environ mais qu'au delà, cette méthode n'est plus applicable. Trop de dégradations (oscillations de relaxation, chirp, bruit, ...) apparaissent et limitent les capacités de transmission. De plus, la modulation directe ne permet que d'effectuer une modulation du signal optique via son intensité.

La modulation externe (Figure I.10) est une bonne alternative, le laser émettant dans ce cas un simple signal constant, tous les défauts dus à la modulation du courant de polarisation seront éliminés. De plus, la bande passante des modulateurs externes est beaucoup plus élevée (80 GHz) que celle d'une modulation directe (5 GHz) qui est limitée par la fréquence de relaxation des diodes laser.



*Figure I.10 : Principe de la modulation externe*

Plusieurs types de modulateurs sont disponibles, en particulier nous nous intéresserons au modulateur de Mach-Zehnder et au modulateur électro-absorbant.

### II.1.3.2.1 Le modulateur à électro-absorption (EAM)

L'EAM est un composant optique basé sur des matériaux semi-conducteurs, dont la fonction de transfert en intensité dépend de la tension qui leur est appliquée. Elle est maximale lorsque de faibles tensions y sont appliquées, et minimale et à peu près constante à partir d'une certaine valeur de cette tension [10]. Un gros inconvénient des EAM est que leur fonction de transfert en intensité dépend fortement de la longueur d'onde du signal optique. De plus ils présentent également un chirp non négligeable [10]. C'est pourquoi ils n'ont pas été étudiés au cours de ce travail de thèse.

### II.1.3.2.2 Le modulateur Mach-Zehnder (MZM)

Le modulateur Mach-Zehnder est un interféromètre à deux ondes, constitué de deux bras recevant chacun la moitié de la puissance lumineuse initiale. Au niveau de ses bras, un déphasage relatif entre les deux signaux est appliqué, au moyen d'une ou de deux cellules électro-optiques disposées chacune dans un bras. Ce déphasage est converti en variation d'intensité du signal optique par l'interférence entre les signaux déphasés issus des deux bras. La Figure I.11, partie gauche, montre un schéma d'un MZM.

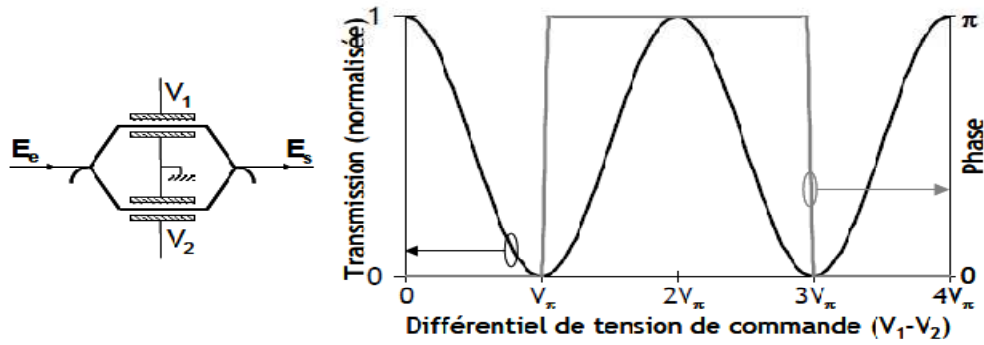
Le MZM est caractérisé par sa fonction de transfert décrite, dans sa forme idéale, par l'équation I.5 [10].

$$E_s = E_e \cos\left(\pi \frac{V_1 - V_2}{2 \cdot V_\pi}\right) \cdot e^{-i\left(\pi \frac{V_1 + V_2}{2 \cdot V_\pi}\right)} \quad (\text{I.11})$$

$E_e$  représente le champ électrique du signal optique d'entrée en continu, car provenant de la source laser.  $E_s$  représente le champ électrique du signal de sortie, susceptible de présenter une modulation d'amplitude ou de phase.  $V_1$  et  $V_2$  sont les tensions de commande des cellules électro-optiques, appliquées à chacun des bras du MZM.

Un MZM est caractérisé par sa tension  $V_\pi$ , qui représente la tension, ou le différentiel de tension, à appliquer sur le MZM pour obtenir un déphasage de  $\pi$  entre les deux bras.  $V_\pi$  vaut typiquement environ 5 V.

La fonction de transfert en intensité du modulateur MZM est sinusoidale de demi-période  $V_\pi$ , et présente un maximum lorsque le différentiel de tension appliqué est nul telle que représentée dans la partie droite de la Figure I.11.



**Figure I.11:** Schéma de principe d'un modulateur Mach-Zehnder (à gauche) et sa fonction de transfert en intensité et en phase (à droite) en configuration « push-pull »

Dans le cas général, cette fonction de transfert comporte un terme de phase. Ce terme peut être assimilé à du chirp. Toutefois, si l'on prend  $V_1 = -V_2$  ce chirp est nul. On parle dans ce cas d'une configuration « push-pull », c'est-à-dire que l'on agit sur les deux bras du modulateur de façon opposée. Dans ce cas la fonction de transfert en amplitude est alternativement positive et négative. Lorsqu'elle est négative, cela n'apparaît pas dans la fonction de transfert en intensité, mais le changement de signe peut être assimilé à un déphasage du signal de  $\pi$ . La fonction de transfert en phase d'un MZM en configuration « push-pull » est aussi représentée sur la partie droite de la Figure I.11.

Pour effectuer une modulation électro-optique par MZM, le signal électrique d'entrée est dans un premier temps amplifié au moyen d'un amplificateur hyperfréquence qui en donne généralement une amplitude égale à  $V_\pi$  ou  $2V_\pi$  suivant le format à générer. Ce signal électrique d'entrée est appliqué au MZM autour d'une tension moyenne dite tension de biais  $V_b$  (bias en anglais). Le biais est un paramètre déterminant, au même titre que l'amplitude du signal électrique, qui influence fortement les caractéristiques du signal modulé.

Les fabricants de modulateurs de MZM fournissent généralement le paramètre  $\Gamma$ , qui est le coefficient de réflexion dû à la différence d'impédance entre la sortie de la source RF et l'entrée du modulateur (typiquement de l'ordre de  $-20$  dB ou  $-25$  dB), ce qui permet de remonter au taux d'extinction  $\eta$  [11]:

$$\eta = \frac{1-\Gamma}{1+\Gamma} \quad (\text{I.12})$$

D'où l'on déduit :  $\eta \approx 0,99$ .

Lors de ces travaux de thèse, la longueur des fibres utilisées atteint plusieurs kilomètres pour certains cas. Dans notre cas également, les fréquences du signal à transmettre par voie optique dépassaient les 5 GHz (la valeur limite pour effectuer une modulation directe du laser). Le phénomène du chirp et la limitation de la bande passante constituent donc un aspect particulièrement problématique pour nos applications. Pour ces raisons là, dans ce qui suit, le modulateur Mach-Zehnder est utilisé car il répond à nos attentes.

#### **II.1.4 Formats de modulation**

Les systèmes de transmission par fibres optiques sont conçus pour faire propager par voie optique des données binaires « 0 » et « 1 ». Il convient donc de déterminer un code permettant de traduire ces signaux dans le domaine optique par une modulation adéquate d'un signal optique continu. Le code utilisé pour la traduction en optique des signaux binaires est appelé format de modulation.

La méthode de modulation la plus intuitive consiste à coder l'information de la manière suivante : « 0 » = pas de lumière transmise, ou à faible puissance et « 1 » = de la lumière transmise, à puissance plus forte. C'est le principe du codage en intensité, appelé OOK (pour On/Off Keying), et parfois ASK (Amplitude Shift Keying) ou IMDD (Intensity-Modulated Direct Detection) [12].

Lorsque les informations sont portées par la phase, nous parlons de la modulation de phase (PSK pour Phase-Shift Keying). La modulation de phase notamment le format DPSK (pour Differential Phase Shift Keying), connaît à l'heure actuelle un regain d'intérêt car elle permet de repousser les limites des performances très haut débit [13]. L'intérêt suscité pour ce type de format est cependant assez récent et n'a pas fait l'objet d'étude particulière pendant ces travaux.

Le codage OOK regroupe plusieurs formats de modulation, ayant tous en commun le codage de l'information binaire par le biais de l'intensité de l'onde lumineuse. La Figure I.12 représente la forme temporelle des deux principaux formats de la modulation d'amplitude qui sont connus sous les noms NRZ (non retour à zéro) et RZ (retour à zéro).

Pour le format NRZ, l'amplitude du signal optique est maintenue pendant tout le temps bit, et ne retourne pas à zéro entre deux (ou plusieurs) bits «1» successifs. Le format RZ signifie cette fois-ci que l'amplitude n'est pas maintenue pendant tout le temps bit, et retourne à zéro avant que le temps bit se termine. L'avantage du format NRZ est sa largeur spectrale plus faible que celle du format RZ, puisque la transition d'amplitude apparaît

moins fréquemment. Grâce à cette efficacité spectrale, le format NRZ est le plus utilisé dans les systèmes de transmission optique actuels. Le format RZ a commencé à attirer l'attention vers la fin des années 90s après que le potentiel des systèmes de transmission soliton ait été démontré [14].

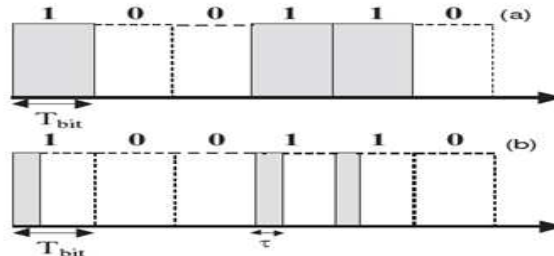


Figure I.12: Format NRZ (a) et RZ (b)

#### II.1.4.1 Principe de génération des formats NRZ

- Emission NRZ

Le schéma du montage d'un module d'émission de type NRZ est présenté sur la Figure I.13. Le signal NRZ électrique code le signal optique grâce à un modulateur d'intensité de Mach-Zehnder. Il suffit de moduler sa tension de commande par un signal proportionnel au signal binaire initial et variant entre un minimum et un maximum de la fonction de transfert en intensité du Mach-Zehnder. Le signal en sortie est un signal NRZ optique modulé en intensité au débit des données. [15]



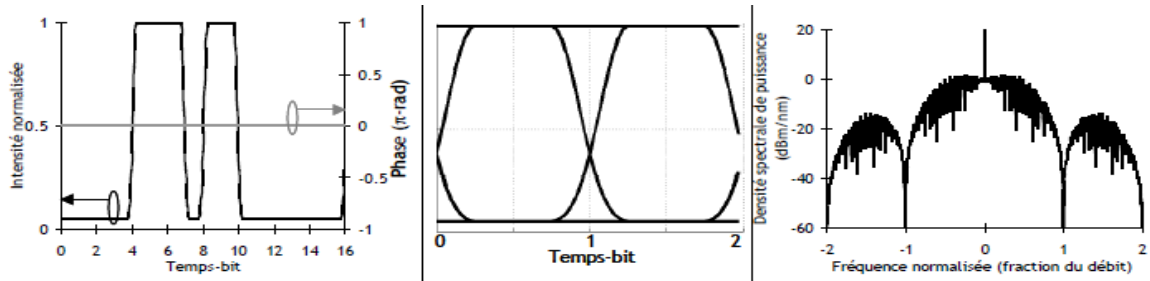
Figure I.13 : Module d'Emission NRZ

Cependant une puissance résiduelle pour le codage du « 0 » est souvent observée du fait des imperfections de la modulation. Nous parlerons alors du taux d'extinction (ou ER pour Extinction Ratio) du format, ayant alors une valeur finie. Le taux d'extinction d'un format de modulation OOK est défini par :

$$ER = \frac{P_1}{P_0} \quad \text{Ou} \quad ER_{dB} = 10 \log_{10} \left( \frac{P_1}{P_0} \right) \quad (\text{I.13})$$

Avec  $P_1$  et  $P_0$  respectivement les puissances moyennes du niveau 1 et du niveau 0.

La Figure I.14 montre un exemple de trace temporelle, le diagramme de l'œil et le spectre d'un format NRZ [16]. Le diagramme de l'œil sera décrit plus largement au paragraphe V.1. Il correspond à la superposition des tous les bits de la séquence.



**Figure I.14 :** trace temporelle, diagramme de l'œil et spectre du format NRZ

Le spectre de ce format comporte, comme celui de la plupart des formats de modulation, un lobe principal et des lobes secondaires deux fois plus étroits. Le lobe principal du spectre du format NRZ a une largeur égale à deux fois la fréquence d'information du signal optique. De plus, le spectre d'un format NRZ est facilement reconnaissable à son onde porteuse unique située au centre de son spectre. Celle-ci comporte des harmoniques aux multiples entiers de la fréquence d'information, mais dans le cas du NRZ, elles coïncident avec les annulations de puissance entre les lobes.

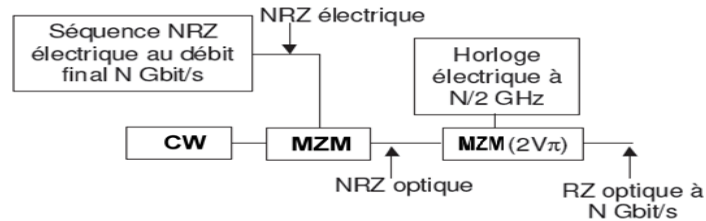
Le format NRZ est incontestablement le format le plus simple à générer. Par contre sa sensibilité en back-to-back et sa tolérance aux effets non-linéaires sont parmi les pires de celles de tous les formats étudiés, particulièrement au débit élevés.

#### II.1.4.2 Principe de génération des formats RZ

- **Emission RZ**

Le format RZ est un autre format OOK, dérivé du format NRZ. Comme son nom l'indique, à chaque temps-bit, un retour à zéro systématique est opéré. Ainsi le symbole codant un « 0 » en RZ sera quasi-similaire à celui codant un « 0 » d'un format NRZ, c'est-à-dire un signal à faible puissance, mais le symbole codant un « 1 » en RZ sera une impulsion lumineuse de durée totale 1 temps-bit et de largeur à mi-hauteur dépendant de sa méthode de génération. Ainsi, une succession de « 1 » est codée en RZ, par une succession d'impulsions, et non par un signal continu comme en NRZ.

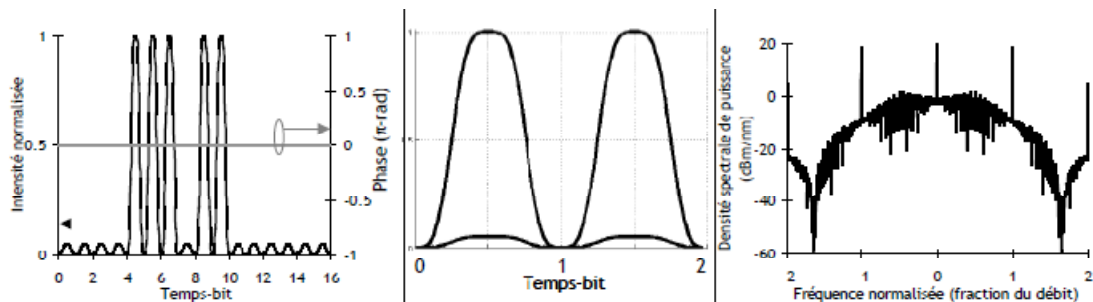
Le schéma du montage du deuxième module d'émission de type RZ est présenté sur la Figure I.15. Le signal NRZ électrique code le signal optique grâce à un modulateur Mach-Zehnder. Ce modulateur est dit de codage. Le signal en sortie est un signal NRZ optique modulé au débit des données [15].



**Figure I.15 :** Module d'émission RZ

Pour générer le format RZ, il suffit d'appliquer à un signal préalablement modulé en NRZ, au moyen d'un MZM supplémentaire, une sur-modulation sinusoïdale de fréquence égale à la fréquence d'information du signal, et d'amplitude comprise entre les mêmes tensions correspondant à l'alternance croissante de la fonction de transfert. Cette sur-modulation RZ induit une augmentation de la largeur spectrale du signal RZ par rapport à celle du signal NRZ, mais elle induit aussi une plus grande ouverture de l'œil pour une même puissance moyenne. De plus, les différentes impulsions d'un signal RZ ont moins tendance à se chevaucher et à interférer entre elles par le biais de la dispersion, que les différents symboles d'un signal NRZ affectés par la même dispersion. Les performances du format RZ en termes de sensibilité et de tolérance aux effets non-linéaires s'en trouvent ainsi améliorées par rapport à celles du format NRZ. La Figure I.16 montre un exemple de trace temporelle, le diagramme de l'œil et le spectre d'un format RZ [16].

Du fait de la sur-modulation RZ, le lobe principal du spectre du format RZ est plus large que celui du spectre NRZ. Nous pouvons aussi y observer l'apparition des harmoniques de l'onde porteuse, qui étaient situées entre les lobes du spectre et donc invisibles dans le cas du format NRZ.



**Figure I.16 :** trace temporelle, diagramme de l'œil et spectre du format RZ- 50%

La sur-modulation RZ est aussi caractérisée par son rapport cyclique ou duty cycle. Il correspond au rapport de la largeur à mi-hauteur des impulsions sur le temps-bit. Un format RZ (généré comme expliqué ci-dessus) a un rapport cyclique de 50 %, et est nommé, si nécessaire, RZ-50% ou RZ-50. Mais il est possible de modifier ce rapport cyclique en changeant les caractéristiques de la sur-modulation sinusoïdale. Il est possible, par exemple, de faire varier l'amplitude du signal de sur-modulation RZ entre deux minima successifs de la fonction de transfert en intensité du MZM, afin de faire couvrir au signal de sur-modulation toute une période de la fonction de transfert en intensité du MZM. Ainsi, lorsque le signal électrique de sur-modulation passe de sa valeur minimale à sa valeur maximale, il passe par un maximum de la fonction de transfert. Sa fréquence doit alors être réduite à la moitié de la fréquence d'information du signal optique pour générer une sur-modulation optique RZ à cette fréquence d'information. La sur-modulation RZ ainsi générée a un rapport cyclique 33%, ce format est alors noté RZ-33% ou RZ-33, et comporte un spectre plus large. D'autres rapports cycliques peuvent être obtenus au moyen d'autres types de modulateurs ou d'autres signaux électriques d'horloge.

## II.2 Récepteur optique

La fonction d'un récepteur dans un système de transmission optique est de détecter et de démoduler un signal lumineux transmis sur une fibre.

La détection consiste à la conversion du signal optique en signal électrique. La démodulation est généralement accomplie ensuite par les techniques habituelles des systèmes de transmission électriques.

La détection est assurée par des photodiodes semi-conductrices qui fournissent un courant proportionnel à la puissance lumineuse moyenne interceptée ; cette moyenne (temporelle) étant prise sur un temps d'intégration caractéristique de la technologie de la diode et du circuit électrique dans lequel elle est montée. Les modulations d'amplitude ne seront donc détectées que si leur période est suffisamment grande par rapport au temps d'intégration [7].

Le signal électrique est ensuite envoyé vers un amplificateur dont le rôle est de conserver une tension électrique constante en sortie sur une certaine plage de tension d'entrée. Il adapte pour cela son gain en détectant la puissance moyenne en entrée. Le signal amplifié est ensuite filtré dans un filtre centré autour de la fréquence intermédiaire. Une fraction du signal est envoyée sur une récupération d'horloge afin de récupérer le rythme de

l'information. Après avoir récupéré une horloge synchronisée aux données nous arrivons sur le circuit de décision. Ce circuit de décision est piloté par une tension de seuil et l'horloge récupérée. Avec l'horloge, nous déterminons l'instant de décision qui est la plupart du temps optimal au centre du temps bit. La tension du signal reçu au moment de décision va être comparée à la tension de seuil. Si la tension reçue est inférieure (supérieure) au seuil, alors la bascule de décision génère un symbole "0" ("1" respectivement). Les données électriques transmises sont alors retrouvées au niveau du récepteur.

Ce type de récepteur (dit « quadratique ») n'est sensible qu'à la puissance du signal ; la phase n'en est accessible qu'en utilisant des systèmes de détection cohérente, et de toute façon se conserve mal sur de grandes distances. Ainsi le bruit ne sera généralement pas additif et donnera lieu à des battements avec le signal.

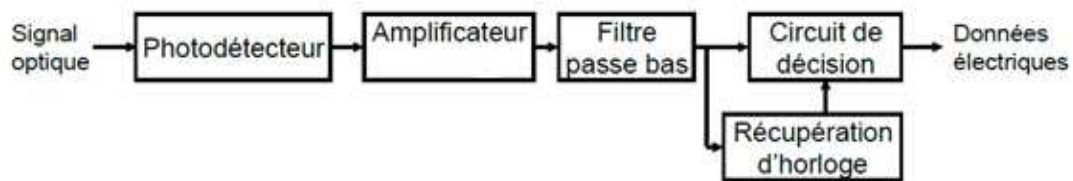


Figure I.17 : Schéma de principe d'un récepteur optique.

### II.2.1 Le photodétecteur

Le photodétecteur est un composant à base de matériaux semi-conducteurs absorbant plus ou moins le rayonnement incident. Sa structure lui permet de transférer efficacement l'énergie de photons incidents sur des électrons contenus dans le matériau. Ces électrons excités par le flux de photons sont alors plus ou moins libres de se déplacer dans la structure pour former un courant électrique. Le nombre d'électrons est égal au nombre de photons absorbés. Seuls les photons d'énergies supérieures à la largeur de bande (gap) interdite du semi-conducteur sont absorbés de manière utile et créant les paires électrons-trous.

$$E_{\text{photon}} = \frac{hc}{\lambda} \geq E_g \quad \Rightarrow \quad \lambda_c = \frac{hc}{E_g} \quad (\text{I.14})$$

Le gap du semi-conducteur fixe donc l'énergie minimale pour assurer le fonctionnement de la photodiode. Cela implique une longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  (Equation I.14), au-delà de laquelle le matériau devient transparent au rayonnement.

Sous l'effet d'un champ électrique appliqué au matériau, les électrons et les trous bougent en sens opposé à travers le semi-conducteur et un courant électrique est ainsi généré [17]. Le photocourant  $I$  est donc proportionnel à la puissance optique incidente  $P_{opt}$ :

$$I = S(\lambda) \cdot P_{opt} \quad (I.15)$$

Où  $S(\lambda)$  est la sensibilité de la photodiode en A/W.  $S$  est typiquement proche de 0,9 A/W, mais peut être un peu plus faible suivant le photodétecteur et la longueur d'onde d'attaque. En effet, la sensibilité et le rendement quantique sont reliés par les relations suivantes, avec  $e$  représentant la charge élémentaire de l'électron,  $h$  la constante de Planck,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $c$  la vitesse de la lumière :

$$\eta = \frac{I_{ph}/e}{P_{opt}/h\nu} \quad \text{et} \quad S(\lambda) = \frac{I_{ph}}{P_{opt}} = \eta \cdot \frac{e \cdot \lambda}{h \cdot c} \quad (I.16)$$

Un photodétecteur est enfin caractérisé par son courant d'obscurité  $I_{obs}$ , qui représente le courant généré en l'absence de flux optique par les effets thermiques ; dans la plupart des applications ce courant est négligeable ( $I_{obs} < 10$  nA). Les meilleurs photodétecteurs actuels sont utilisables jusqu'à plus de 100 GHz [18].

Dans notre étude, les photodétecteurs qui sont les plus utilisés dans les systèmes de transmission par fibre optique sont les photodiodes PIN ou APD.

La photodiode PIN (Positive Intrinsic Negative) polarisée en inverse, est réalisée à partir de trois couches de semi-conducteur. Deux couches fortement dopées P+ et N+ entre lesquels existe une couche de grande résistivité (presque intrinsèque) où il existe très peu de charges mobiles. Les photodiodes PIN sont les plus utilisées car elles sont peu coûteuses et simples à utiliser avec une performance satisfaisante [19].

Lorsque la puissance lumineuse reçue est très faible, les courants détectés sont peu élevés et se superposent au courant d'obscurité, conduisant à un mauvais rapport signal sur bruit. Pour augmenter ce dernier, il est nécessaire que le courant détecté soit plus important en utilisant d'autres types de photodiode, comme la photodiode à gain interne de type avalanche (APD).

La photodiode d'avalanche est une diode PIN dans laquelle est réalisée une amplification de puissance, cela permet d'extraire un signal électrique fort même pour une puissance lumineuse affaiblie. Les photodiodes à avalanche sont aussi utilisées grâce à leurs performances, leur gain important et leur réponse rapide mais elles sont plus coûteuses, difficiles à utiliser et nécessitent une polarisation inverse très forte [19].

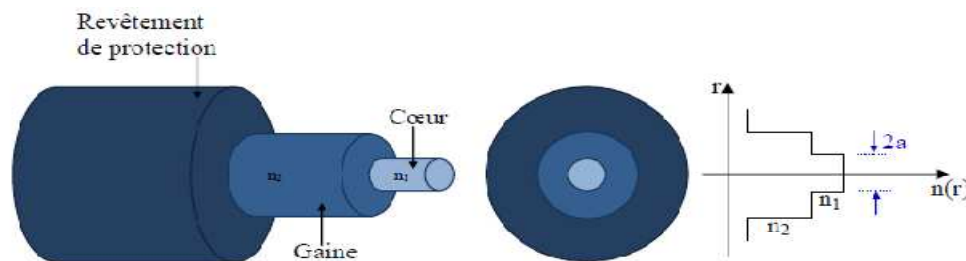
## II.2.2 Le bruit dans les photodétecteurs

Le signal électrique émis par la photodiode n'est pas parfait. Le courant photodéfecté est affecté par des bruits qui contribuent à dégrader les performances des systèmes de communication. Le bruit de grenaille (shot noise), le bruit d'obscurité et le bruit thermique sont les principaux bruits qui perturbent le signal électrique émis par le module de réception [4].

## II.3 Le canal de transmission (La fibre optique monomode conventionnelle)

Le signal optique modulé est acheminé par une fibre optique (le canal de transmission) jusqu'au récepteur. Dans sa configuration la plus simple, la fibre est constituée d'un cœur cylindrique de Silice d'indice  $n_1$  entouré par une gaine dont l'indice de réfraction  $n_2$  est plus faible que celui du cœur [20]. Un revêtement supplémentaire en polymère assure une protection à la fois mécanique et chimique à cette structure. Les couches sont des cylindres coaxiaux, représentés schématiquement sur la Figure I.18.

On distingue principalement deux catégories de fibres : à saut d'indice si le changement d'indice à l'interface entre cœur et gaine est brusque, ou à gradient d'indice si l'indice de réfraction décroît graduellement à l'intérieur du cœur [21].



*Figure I.18 : Structure d'une fibre optique.*

Suivant les applications envisagées, la taille du cœur va déterminer le comportement monomode (SMF) ou multimode (MMF) de la fibre. Pour un grand diamètre de cœur (de quelques dizaines de microns à  $600\ \mu\text{m}$ ), la fibre est multimodale, ce qui a l'avantage de faciliter le couplage de la lumière dans le guide [21]. Des fibres de petit diamètre de cœur (de  $3$  à  $10\ \mu\text{m}$  environ) ne laissant propager qu'un seul mode ont été réalisées pour des applications aux télécommunications du fait de leur large bande passante. La fibre optique monomode classique  $9/125\ \mu\text{m}$  présente des pertes très faibles à  $1550\ \text{nm}$ , proches de  $0,2\ \text{dB/km}$  [22], permettant des transmissions sans répéteurs sur des centaines de kilomètres,

même si les effets de diffusion Rayleigh, de biréfringence ou de dispersion chromatique limitent ses performances.

### II.3.1 Caractéristiques linéaires de la fibre optique

#### II.3.1.1 l'atténuation

Malgré les performances avérées des fibres optiques, les signaux qui les traversent subissent des atténuations lors de la propagation. Les différents types de pertes sont liés à la diffusion de Rayleigh, l'absorption, l'imperfection des connexions, la présence des courbures et micro-courbures à l'intérieur de la fibre. L'atténuation du signal dépend essentiellement de la nature de la fibre (monomode ou multimode).

La Figure I.19 suivante donne un exemple de l'évolution des atténuations de la fibre optique en fonction de la longueur d'onde.

Au cours de la propagation, la puissance  $P(z)$  du signal optique décroît exponentiellement avec la distance (équation I.17).  $P_0$  est la puissance à l'entrée de la fibre,  $\alpha_{Km^{-1}}$  le coefficient d'atténuation en  $Km^{-1}$  et  $z$  la distance en Km [23] :

$$P(z) = P_0 \cdot \exp(-\alpha_{Km^{-1}} \cdot z) \quad (I.17)$$

Il est commode d'exprimer  $\alpha$  en dB/Km.  $\alpha$  (dB/Km) est alors reliée au coefficient d'atténuation  $\alpha$  ( $Km^{-1}$ ) par l'équation I.18.

$$\alpha_{Km^{-1}} = \alpha_{dB/Km} \cdot \frac{\ln(10)}{10} \approx 0.23 \cdot \alpha_{dB/Km} \quad (I.18)$$

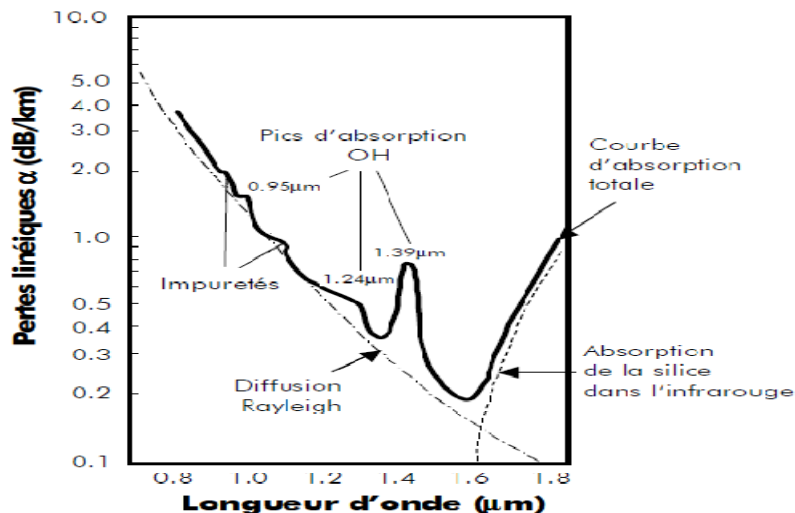


Figure I.19 : Pertes linéiques (dB/Km) en fonction de la longueur d'onde pour une fibre standard (SMF) [24]

### II.3.1.2 La dispersion chromatique

Dans une fibre monomode, la dispersion chromatique est un paramètre important puisqu'elle traduit la différence de vitesse de groupe entre différentes longueurs d'onde. Elle résulte de la variation de l'indice de réfraction  $n(\omega)$  vu par l'onde en fonction de sa fréquence.

La dispersion chromatique (ou GVD pour Group Velocity Dispersion) introduit différents retards de propagation pour différentes composantes spectrales du signal, une impulsion peut donc s'élargir (Figure I.21). La GVD a deux origines dans la fibre : la dispersion due aux caractéristiques géométriques du guide d'onde et la dispersion due au matériau.

Pour déterminer la valeur de la dispersion, la constante de propagation  $\beta$  est développée en série de Taylor autour de la pulsation centrale  $\omega_0$  de l'onde [9] :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots \quad (\text{I.19})$$

Ou

$$\beta_m = \left( \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (m = 1, 2, 3 \dots) \quad (\text{I.20})$$

Le paramètre  $\beta_1$  est lié à la vitesse de groupe des ondes  $\beta_1 = v_g^{-1}$  le paramètre  $\beta_2$  est le coefficient de dispersion du deuxième ordre, et le paramètre  $\beta_3$  le coefficient de dispersion du troisième ordre.

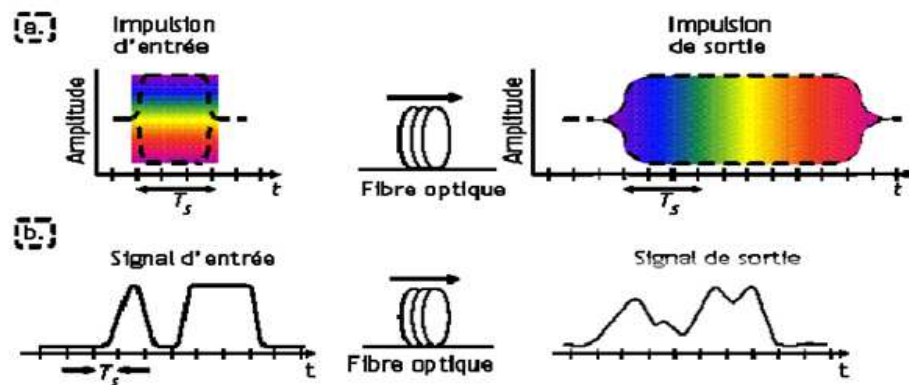


Figure I.20 : Impact de la dispersion chromatique sur un signal optique :  
(a) représentation spectral ; (b) représentation temporelle.

Dans la pratique, il est commode d'utiliser un paramètre  $D$  qui exprime le retard de groupe (appelé dans la suite "dispersion" de la fibre) [25] :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (\text{I.21})$$

L'unité de la dispersion  $D$  est la ps/nm/km. Cela signifie que pour 1 km de propagation, deux longueurs d'onde écartées de 1 nm ont un écart temporel en picoseconde égal à  $D$  à la sortie.

La Figure I.21 illustre une courbe de dispersion de la fibre SMF. La dispersion est positive si  $\lambda > 1310$  nm.

Dans la zone de dispersion positive  $D > 0$  (ou dispersion anormale), une longueur d'onde  $\lambda_0$  se propage plus vite qu'une longueur d'onde plus grande  $\lambda_0 + \Delta\lambda$ . Inversement, une longueur d'onde  $\lambda_0$  se propage plus vite qu'une longueur d'onde plus courte  $\lambda_0 - \Delta\lambda$ , dans la zone de dispersion négative  $D < 0$  (ou dispersion normale). Le phénomène de dispersion cause un élargissement temporel des impulsions au cours de la propagation.

Pour évaluer l'élargissement subi par une impulsion de durée  $T_0$  se propageant dans une fibre de dispersion  $D$ , on utilise un paramètre appelé la longueur de dispersion [25]:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{I.22})$$

Dans la pratique,  $L_D$  est la longueur de fibre pour laquelle une impulsion s'élargit d'un facteur  $\sqrt{2}$  si la fibre est purement dispersive.

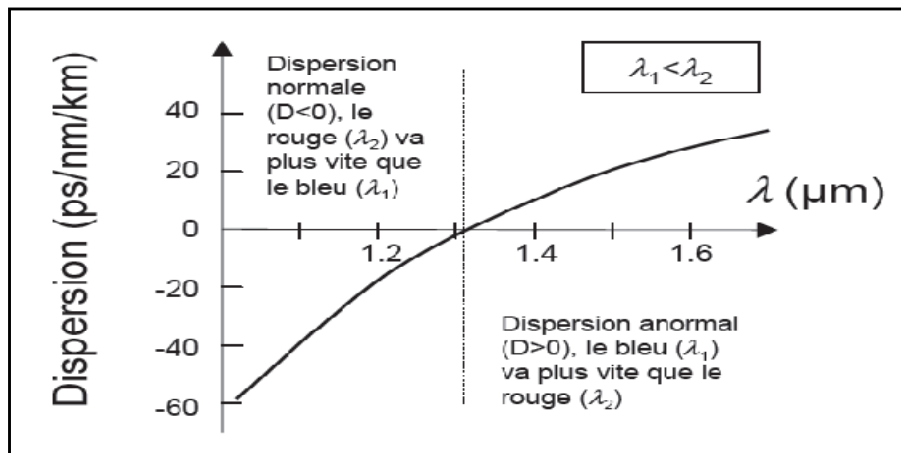


Figure I.21 : Courbe de dispersion de la fibre SMF.

Lorsque la dispersion de la fibre est petite (autour de zéro) ou que la durée de l'impulsion est très courte (inférieure à 1 ps), il est indispensable de prendre en compte la dispersion du troisième ordre  $\beta_3$  qui traduit un changement de la valeur de la dispersion avec la longueur d'onde. La pente  $S$  de la dispersion est liée à  $\beta_3$  par la formule suivante [25] :

$$S = \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right)^2 \beta_3 + \frac{4\pi c}{\lambda^3} \beta_2 \quad (\text{I.23})$$

La dispersion du troisième ordre est exprimée en  $\text{ps/km/nm}^2$ . Cela veut dire que deux longueurs d'onde écartées de 1 nm ont des dispersions qui diffèrent d'une valeur égale à  $S$ .

Pour assurer une meilleure transmission possible, il n'est pas recommandé, en particulier dans une configuration WDM, d'utiliser des fibres à dispersion nulle. Il est nécessaire de compenser la dispersion accumulée dans les fibres tout le long de la Ligne de transmission par des fibres spécifiquement allouées à cela, comme la fibre dite « à compensation de dispersion », ou DCF pour Dispersion Compensated Fibre. En outre plutôt que de compenser en une seule fois la dispersion accumulée dans tout le système au niveau du récepteur, il est nécessaire de répartir la compensation de la dispersion tout le long du système afin de minimiser les interactions entre la dispersion et les effets non-linéaires le long de la ligne. C'est le principe de la gestion de la dispersion.

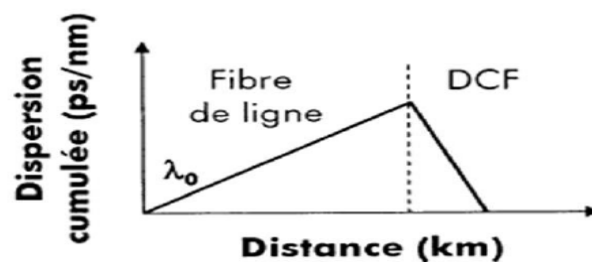
Pour cela, il suffit de choisir une fibre dont  $D_{DCF}$ ,  $L_{DCF}$  compensent  $D$ ,  $L$  du tronçon de fibre de la ligne de transmission telle que :

$$L \cdot D + L_{DCF} \cdot D_{DCF} = 0 \quad (\text{I.24})$$

Où  $L$  est la longueur du tronçon de fibre dont la dispersion  $D$  doit être compensée.

Ainsi, pour pallier les dégradations du signal dues à la dispersion chromatique, des tronçons de fibres DCF sont régulièrement insérés dans les lignes de transmissions optiques. On parle alors de ligne de transmission à gestion de dispersion chromatique.

La figure I.22 illustre ceci. Cette méthode est toujours utilisée dans les systèmes où la compensation de dispersion se fait en ligne.



*Figure I.22 : La compensation de la dispersion chromatique par une DCF*

En plus de la dispersion chromatique, il existe aussi une autre forme de dispersion qui perturbe la propagation des signaux dans une fibre optique : **la dispersion de polarisation** (ou **PMD** pour Polarisation Mode Dispersion) [26]. L'origine de la PMD vient du fait que le mode fondamental d'une fibre optique monomode ( $LP_{01}$ ) est une combinaison de deux

modes électromagnétiques notés  $LP_{01}^x$  et  $LP_{01}^y$  qui ne se propagent pas à la même vitesse de groupe dans la fibre si celle-ci présente une biréfringence résiduelle de forme ou de contrainte.

Cette dispersion dépend du conditionnement de la fibre et de la température. Généralement, cette dispersion peut être négligée dans les systèmes de transmission inférieurs à 10 Gbit/s parce que les fibres utilisées pour les télécommunications présentent une PMD très faible, inférieure à  $0,1 \text{ ps}/\sqrt{\text{Km}}$ . La présence de la racine dans l'unité de ce paramètre vient du fait que le phénomène de dispersion de polarisation est un phénomène aléatoire.

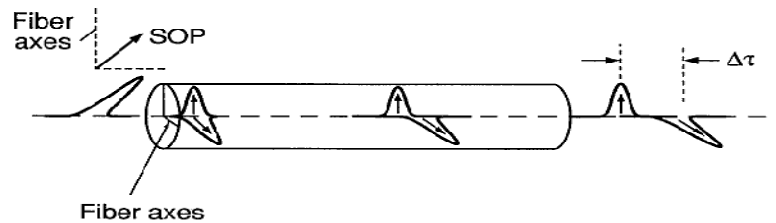


Figure I. 23 : Effet de la PMD dans le cas des impulsions courtes

### II.3.2 Caractéristiques non linéaires de la fibre optique

Nous décrivons brièvement ci-après les effets non-linéaires pouvant se manifester dans les fibres optiques à savoir : l'effet Kerr, l'effet Raman et l'effet Brillouin.

#### II.3.2.1 L'effet Kerr optique

Les effets non-linéaires subis par le signal optique au cours de sa propagation proviennent majoritairement de l'effet Kerr. Cet effet consiste en une variation de l'indice de réfraction du matériau en fonction de l'intensité du signal optique. L'indice de réfraction d'un milieu optique affecté par l'effet Kerr est déterminé de la manière suivante[9] :

$$n = n_0 + n_2|E|^2 = n_0 + n_2I \quad (\text{I.25})$$

Où :  $E$  : est le champ électrique,  $n_0$ : est la contribution linéaire,  $n_2$ : est le coefficient non-linéaire de réfraction ou coefficient de Kerr qui dépend du matériau. Sa valeur typique dans la silice est d'environ  $2,6 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  à 1550 nm pour une SMF (et elle varie peu en fonction du type de fibre), et  $I$  l'intensité du signal.

Le coefficient non linéaire défini par  $\gamma$ , rend compte de l'effet Kerr responsable des effets non linéaires, il est défini par [9] :

$$\gamma = \frac{n_2 \cdot \omega}{c \cdot A_{eff}} \quad (I.26)$$

Avec  $\omega$  : la pulsation du signal,  $c$  : la vitesse de la lumière dans le vide,  $A_{eff}$  la surface effective de la fibre.

Le paramètre  $\gamma$  donne une mesure de la sensibilité de la fibre aux effets non linéaires qui peuvent avoir lieu lors de la propagation d'une impulsion dans une fibre optique. Sa valeur dans les fibres monomodes standards est de  $2 \text{ W}^{-1} \text{ Km}^{-1}$  à  $1500 \text{ nm}$ , mais elle varie, de même que  $n_2$ , avec le type de dopage et la surface effective.

Pour évaluer l'impact des effets non-linéaires sur une impulsion de puissance crête  $P_0$  qui se propage dans une fibre possédant un coefficient non-linéaire  $\gamma$ , on utilise un paramètre appelé longueur non-linéaire  $L_{NL}$  :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (I.27)$$

#### a. L'auto-modulation de phase (SPM)

L'auto-modulation de phase est le processus non linéaire d'ordre trois le plus fondamental et son traitement dans un formalisme en ondes planes est un processus temporel. La variation temporelle de l'indice de réfraction crée de l'auto-modulation de phase. En effet, durant sa propagation, dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable et d'une réponse instantanée du milieu, l'impulsion acquiert une phase non Linéaire [9].

$$\Phi_{NL}(t) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L I(t) \quad (I.28)$$

Cette phase dépendante du temps modifie la largeur, la forme du spectre et la notion de fréquence instantanée :

$$\omega(t) = \omega_0 - \delta\omega(t) \quad (I.29)$$

$$\delta\omega(t) = -\frac{d}{dt} \Phi_{NL}(t) \quad (I.30)$$

La figure I.24 représente l'exemple d'un profil temporel d'intensité de type gaussien et la variation  $\delta\omega(t)$  associée dans le cas  $n_2 > 0$ .

Le front avant de l'impulsion, pour lequel  $\delta\omega(t) > 0$  est translaté vers les hautes longueurs d'onde, tandis que le front arrière est décalé vers les basses longueurs d'onde.



**Figure I.24 :** Dépendance temporelle de l'intensité et la variation de la fréquence instantanée associée

### b. La modulation de phase croisée

La modulation de phase croisée (ou XPM pour Cross Phase Modulation) est basée sur le même principe physique que l'auto-modulation de phase, mais elle se produit en présence de plusieurs ondes dans la fibre optique. Ces ondes différentes peuvent être des ondes de longueurs d'onde différentes ou de même longueur d'onde mais de polarisations différentes.

L'indice de réfraction vu par une onde est modulé, non seulement par sa propre intensité, mais aussi par l'intensité des autres ondes. Dans le cas d'un système à deux longueurs d'onde  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , l'indice de réfraction vu par  $\lambda_1$  est :

$$n = n_0 + n_2 [I(\lambda_1) + 2I(\lambda_2)] \quad (\text{I.31})$$

Le terme dépendant de  $I(\lambda_1)$  correspond à la SPM, et le terme dépendant de  $I(\lambda_2)$ , correspond à la XPM. La XPM est donc deux fois plus importante que la SPM dans ce cas. La XPM affecte notamment une liaison optique multiplexée en longueur d'onde (WDM).

### c. Le mélange à quatre ondes (FWM)

C'est un mélange à quatre ondes résultant de la superposition nonlinéaire de trois ondes continues de fréquences porteuses  $\omega_i$ ,  $\omega_j$  et  $\omega_k$  entraînant l'émission d'une quatrième onde centrée sur la fréquence  $\omega_l = \omega_i + \omega_j - \omega_k$ . Les nouvelles fréquences générées par FWM sont appelées produits d'intermodulations (Figure I.25).

La polarisation non-linéaire conduisant à une génération de ce produit d'intermodulation par FWM s'écrit [27] :

$$P_{NL}(\omega_i + \omega_j - \omega_k) = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi_3 E_i E_j E_k \quad (\text{I.32})$$

On remarque que la condition d'accord de phase n'est pas nécessairement réalisée entre la polarisation nonlinéaire et les ondes qui l'introduisent. L'efficacité du mélange à quatre ondes est donc maximisée quand :

$$\Delta\beta = \beta_i + \beta_j - \beta_k - \beta_l = 0 \quad (\text{I.33})$$

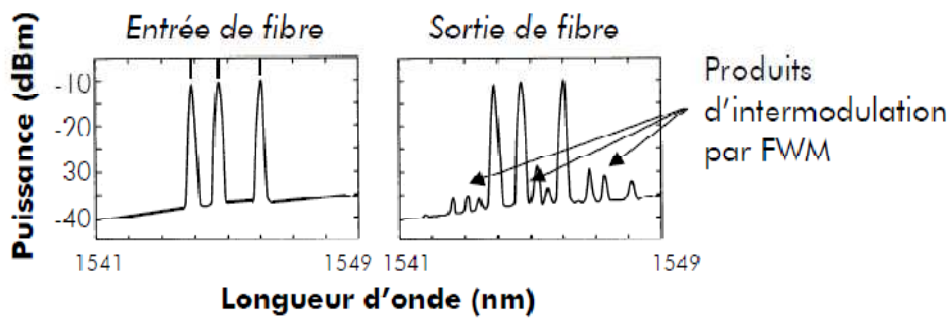


Figure I.25 : Génération de nouvelles longueurs d'ondes par mélange à quatre ondes

Dans le cas de systèmes WDM où les canaux sont équidistants en fréquence les uns des autres, les produits d'intermodulation génèrent des fréquences déjà existantes et donc une fluctuation d'amplitude de certains bits en fin de transmission. L'effet du mélange à quatre ondes est très pénalisant sur les fibres à faible dispersion chromatique telles que la DSF (Dispersion Shifted Fiber) dont la dispersion locale proche de 0 ps/nm/Km à 1550 nm, favorise l'accord de phase. Sur des fibres à plus fortes dispersions comme la SMF, où l'accord de phase est loin d'être vérifié, le mélange à quatre ondes n'est pas plus un effet dominant.

### II.3.2.2 L'effet Brillouin

La diffusion Brillouin stimulée SBS (Stimulated Brillouin Scattering) résulte d'un couplage paramétrique entre une onde optique et une onde acoustique lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil, appelé PsB. Elle se manifeste par la génération d'ondes optiques décalées en fréquence par rapport à l'onde incidente d'une quantité déterminée par le milieu de propagation. Dans les fibres optiques, la diffusion Brillouin stimulée n'a lieu que dans la direction opposée à celle de l'onde incidente, et le décalage de l'onde générée est défini par [9] :

$$\Delta V_B = \frac{(2\pi v_A)}{\lambda_p} \quad (I.34)$$

### II.3.2.3 L'effet Raman

La diffusion Raman stimulée (ou SRS pour Stimulated Raman Scattering) est un processus à trois ondes couplées dans lequel l'onde de pompe génère une onde décalée en fréquence et une onde d'excitation vibrationnelle dans le milieu. Ce phénomène apparaît lorsque la puissance optique dépasse un certain seuil appelé PsR. La diffusion Raman stimulée a lieu dans les deux directions de propagation de la fibre.

Le décalage en fréquence  $\Delta\nu_R$  par diffusion Raman est beaucoup plus grand que dans le cas de la diffusion Brillouin. Dans la silice, il est environ de 13 THz [9].

Une technique pour réduire cet effet non-linéaire est d'utiliser les fibres à haute dispersion chromatique locale. L'accord de phase entre les canaux est par conséquent minimisé. La compensation de la dispersion chromatique peut être utilisée périodiquement pour réduire l'accumulation de dispersion chromatique.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes essentiellement intéressés notamment aux fibres optiques spéciales hautement non-linéaires dites micro-structurées. Ces fibres permettent d'obtenir des gains significatifs de performances et sont utilisées dans le domaine du traitement optique de l'information telles que la fonction de régénération optique de type 2R, dans l'amplification optique ou bien encore dans la génération de supercontinuum utilisable en télécommunication par multiplexage en longueur d'onde.

Nous décrivons ci-après les particularités de ces fibres.

### III. Les fibres optiques microstructurées

Il existe plusieurs appellations pour désigner cette famille de fibres optiques qui s'est imposée comme une technologie incontournable en photonique : Fibres micro-structurées, fibres à trous, fibres à cristaux photoniques ou fibres à bandes interdites photoniques.

L'idée de fibres à cristaux photoniques, PCF pour Photonic Crystal Fiber, remonte à 1991, mais la fabrication de la première PCF ne date que de 1995. Les problèmes liés à la fabrication de telles fibres furent résolus à l'Université de Bath par les fondateurs de l'entreprise Blaze Photonics [28].

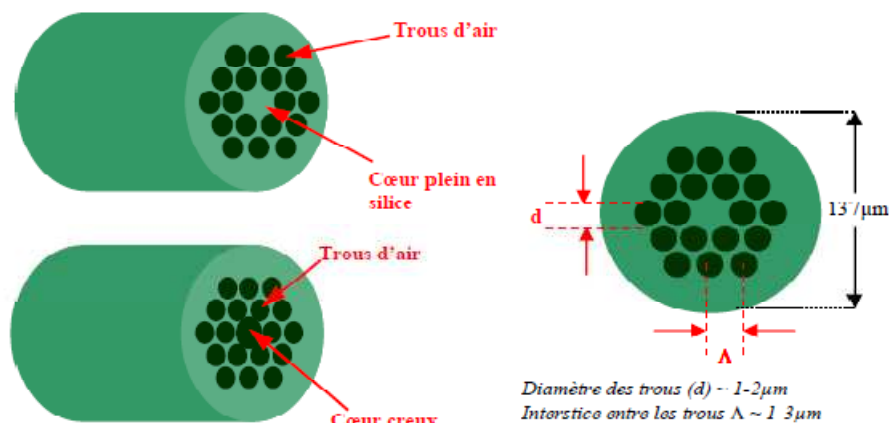


Figure I.26 : Structure des fibres à cristaux photoniques.

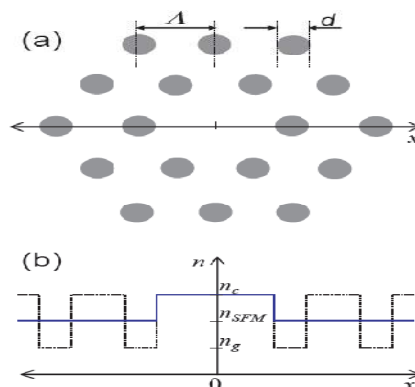
Les fibres PCF sont très proches des fibres classiques au premier abord. Cependant, l'étude au microscope de la section d'une PCF permet d'observer une structure particulière. En effet, les fibres PCF sont construites à partir d'une structure hexagonale de petits cylindres d'air autour d'un cœur qui peut être en silice ou constitué d'air (Figure I.26), suivant l'utilisation envisagée.

La figure I.27.a montre une vue plus détaillée de la microstructure centrale représentant schématiquement une structure hexagonale idéale avec une régularité parfaite, définissant les paramètres de la structure  $\Lambda$  (le pas) et  $d$  (le diamètre de trou).

Les modifications des caractéristiques  $d$  et  $\Lambda$  de la microstructure permettent l'obtention de nouvelles propriétés de dispersion et de non-linéarité.

L'originalité de ces guides d'ondes provient de leurs mécanismes de confinement de la lumière qui reposent sur la périodicité de leur structure d'indice (Figure I.27.b). Cette dernière permet, dans certains cas, d'utiliser l'air pour propager la lumière dans un cœur de verre ou d'air.

Les fibres microstructurées se divisent généralement en deux catégories principales: les fibres à guidage d'indice qui possèdent un cœur solide et les fibres photoniques à bande interdite qui ont des éléments micro-structurés périodiques et un cœur constitué d'un matériau à indice bas (par exemple un cœur creux).



**Figure. I.27:** Section transverse de la structure hexa (a) et le profil d'indice transverse (b)

### III.1 Fonctionnement de la fibre micro-structurée

#### III.1.1 Propagation de la lumière

Contrairement aux fibres classiques SMF et MMF pour lesquelles la lumière est piégée dans le cœur par réflexion interne totale, les fibres PCF piègent la lumière dans le cœur

suivant deux mécanismes. Le premier mécanisme consiste à effectuer les réflexions internes totales modifiées et le second se base sur l'effet de bande interdite photonique[28].

### **III.1.1.1 Réflexion interne totale modifiée**

Le premier mécanisme pour piéger la lumière dans le cœur exploite l'indice de réfraction effectif dans la gaine de la fibre plus faible que celui dans le cœur. On parle alors de réflexion totale interne modifiée puisqu'on peut observer une réflexion totale comme dans les fibres classiques.

De prime abord, la justification d'une réflexion totale n'est pas évidente. En effet, rien n'empêche la lumière de s'échapper entre les cylindres d'air dans la mesure où le verre de silice constituant la fibre est le même partout. En fait, cette réflexion est liée à la nature ondulatoire de la lumière.

D'un point de vue géométrique, le mode fondamental ne peut s'échapper. Pour ce qui est des autres modes du laser, ils peuvent s'insérer dans les intervalles entre les cylindres d'air. Il est à noter que plus le rapport du diamètre des trous sur l'espace entre les trous augmente, et plus il y aura de modes piégés dans le cœur de la fibre. Pour des trous suffisamment petits, une PCF peut être monomodale pour toutes les longueurs d'onde. Pour ces raisons, ces fibres PCF sont appelées des fibres indéfiniment monomodales ou encore « endlessly single-mode fiber » [29].

### **III.1.1.2 Bande interdite photonique**

Le second mécanisme pour piéger la lumière repose sur la rétrodiffusion cohérente de la lumière dans le cœur. La lumière incidente à l'interface cœur-gaine est fortement diffusée par les trous d'air.

Pour certaines longueurs d'onde et certains angles d'incidence, ce phénomène de diffusion multiple peut engendrer des interférences constructives de tous les rayons revenant vers le cœur. Cet effet, basé sur le principe physique de bande interdite photonique, permet de fabriquer des fibres composées d'un noyau d'air et d'un matériau quelconque pour la gaine, ce qui est impossible conventionnellement puisqu'il n'existe aucun matériau ayant un indice de réfraction inférieur à celui du vide.

Les caractéristiques de la bande interdite photonique permettent uniquement pour certaines longueurs d'onde d'être transmises. Si on introduisait de la lumière polychromatique (lumière blanche par exemple) dans une telle fibre, seule une partie du

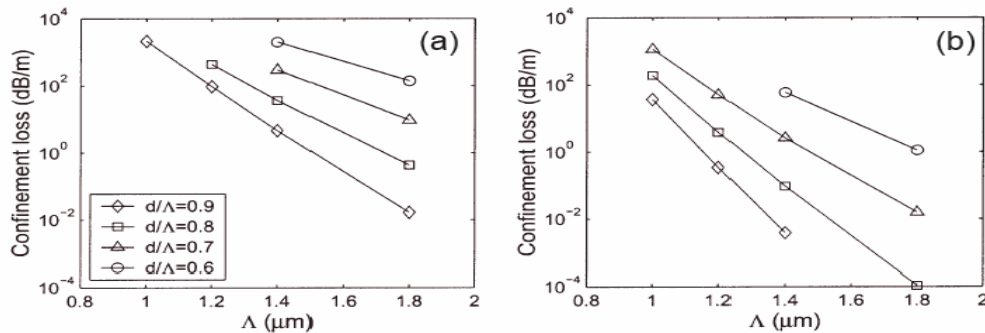
spectre serait transmise. On observe en sortie une lumière colorée correspondant aux seules longueurs d'onde transmises [29].

### III.2 Caractéristiques

#### III.2.1 Les pertes

Les pertes d'une PCF dépendent non seulement des caractéristiques optiques du matériau mais aussi de la structure de la fibre. Généralement, elles ont pour origine la diffusion Rayleigh, l'absorption par les ions  $\text{OH}^-$ , les courbures et les pertes par confinement. La dernière cause est une forme additionnelle de pertes qui se produit seulement dans les fibres mono-matériau (notamment les PCF). Ces pertes diminuent quand le nombre de couronnes de trous augmente et quand  $d/\Lambda$  et  $\Lambda$  augmente [30,31].

La Figure I.28 est un exemple de simulation des pertes par confinement dans une PCF. On constate qu'avec  $\Lambda = 1,5 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda = 0,7$ , les pertes peuvent diminuer de 100 dB/m à 1 dB/m lorsqu'on passe de 2 couronnes à 3 couronnes de trous.

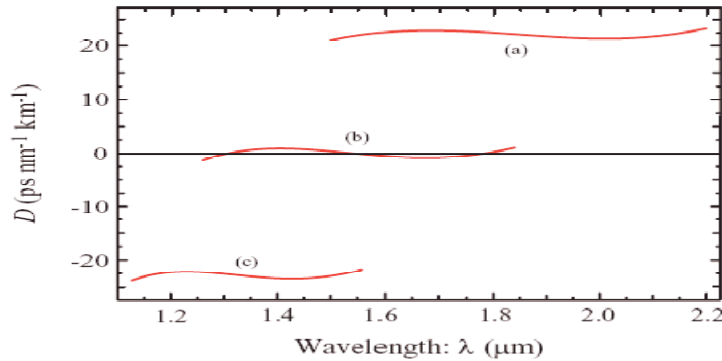


**Figure I.28 :** Pertes de confinement en fonction de  $\Lambda$  avec différentes valeurs de  $d/\Lambda$  dans une fibre de 2 couronnes (a) et 3 couronnes (b) [32]

#### III.2.2 La dispersion

Les PCF, avec leurs structures spéciales peuvent fournir une très grande gamme de valeurs de dispersion. Par exemple, la dispersion nulle peut être obtenue à la longueur d'onde de 800 nm [33]. A 1550 nm, il est possible d'avoir des valeurs de dispersion positives, négatives ou autour de zéro. La Figure I.29 montre les différents profils de dispersion que l'on peut obtenir avec différentes structures de PCF, en variant  $d/\Lambda$  et  $\Lambda$ . Par contre, il est à noter que dans ce modèle, les pertes de guidage ne sont pas prises en compte car elles ne peuvent pas être calculées par la méthode employée [34].

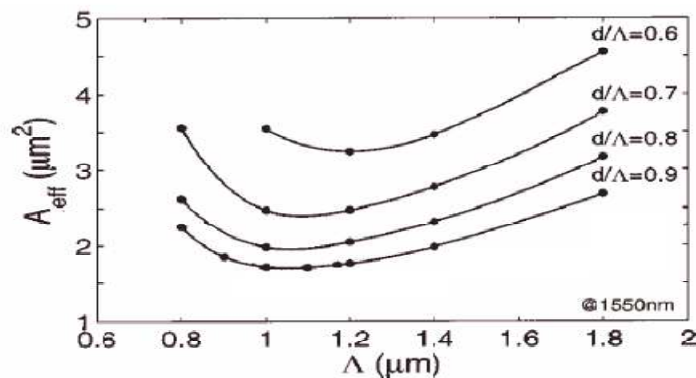
En plus de modifier la valeur de la dispersion, la microstructure offre la possibilité de modifier la pente de dispersion qu'elle soit positive, négative ou ayant une valeur très faible.



**Figure 1.29 :** Evolution de dispersion en fonction de la longueur d'onde pour 3 structures différentes de PCF: (a) dispersion positive ( $d/2 = 0.4 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 3.12 \mu\text{m}$ ) ; (b) dispersion autour de zéro ( $d/2 = 0.316 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 2.62 \mu\text{m}$ ) ; (c) dispersion négative ( $d/2 = 0.27 \mu\text{m}$  et  $\Lambda = 2.19 \mu\text{m}$ ) [35]

### III.2.3 Le coefficient non-linéaire

Les fibres PCF permettent d'obtenir une grande gamme de non-linéarité par rapport aux fibres à saut d'indice en silice. Les fibres PCF peuvent être jusqu'à 50 fois plus non-linéaires qu'une fibre SMF. Cette propriété vient du fait, qu'avec une fibre PCF, la taille du cœur peut être réduite jusqu'à des valeurs extrêmes [36]. Cependant, il faut noter que plus la fibre est non-linéaire, plus ses pertes augmentent. La fibre PCF la plus non-linéaire a un  $\gamma = 70$  ( $1/\text{Wkm}$ ) ( $A_{\text{eff}} = 1,5 \mu\text{m}^2$ ) avec un  $\alpha = 190 \text{ dB/km}$  [36]. Il faut également noter que la valeur d'aire effective de  $1,5 \mu\text{m}^2$  est proche de la limite fondamentale pour le diamètre minimum d'un mode guidé à  $1550 \text{ nm}$  dans une fibre silice [32].



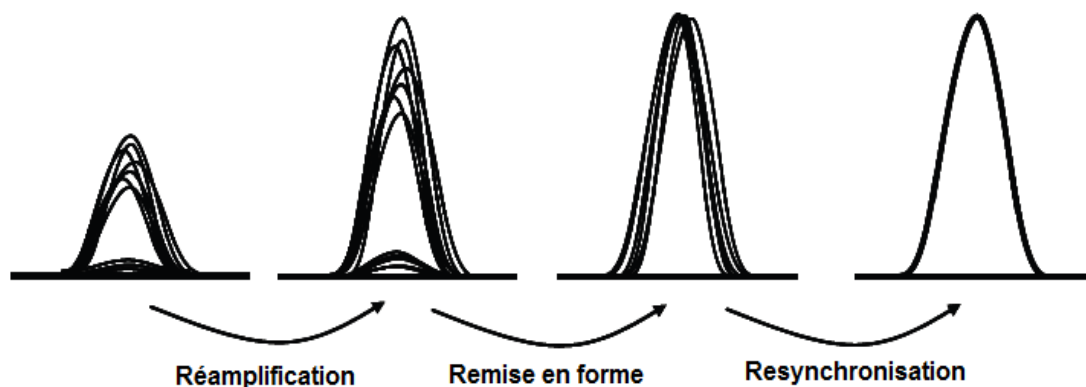
**Figure 1.30 :** Valeur prévue de l'aire effective de la PCF en fonction de  $\Lambda$  et  $d/\Lambda$  [32].

La Figure I.30 illustre la dépendance de l'aire effective de la PCF en fonction de  $\Lambda$  (donc du diamètre du cœur) et  $d/\Lambda$ . Lorsque le diamètre du cœur (proportionnelle à  $\Lambda$ ) est réduit, le mode devient de plus en plus confiné et l'aire effective diminue. Mais si la taille du cœur est significativement plus petite que la longueur d'onde optique (1,5  $\mu\text{m}$ ), elle devient trop petite pour bien confiner la lumière. Par conséquent, le mode (donc l'aire effective) s'élargit rapidement.

#### IV. La régénération

Une des solutions pour surmonter les limitations et supprimer l'ensemble des diverses dégradations subies au cours de la propagation du signal dans la fibre de transmission est la régénération du signal en ligne. Elle consiste à diviser la distance de transmission en plusieurs segments et à placer entre ces segments des systèmes de régénération qui permettent de maintenir la qualité du signal. Trois niveaux de régénération sont définis [37]: la régénération 1R (réamplification) pour compenser l'atténuation de la puissance moyenne, la régénération 2R (Réamplification et Remise en forme) pour compenser l'atténuation de la puissance moyenne et les dégradations liées aux fluctuations d'intensité sur les symboles, et la régénération 3R (Réamplification, Remise en forme et Resynchronisation) pour compenser les dégradations liées à l'atténuation, au bruit d'intensité et à la gigue temporelle. Une partie de ces travaux sont centrés sur l'étude de la régénération 2R optique.

La Figure I.31 représente le principe de ces trois niveaux de régénération avec des diagrammes de l'œil d'un signal au format RZ.



*Figure I.31: Principe des trois étapes de régénération d'un signal au format RZ.*

#### IV.1 La Régénération 1R (ré-amplification)

Bien que le coefficient d'atténuation des fibres optiques soit faible (0,2 dB/km dans la bande de télécommunications autour de 1550 nm), les communications sur de longues distances imposent l'utilisation d'amplificateurs. Avant l'apparition des amplificateurs optiques, les pertes étaient compensées par la régénération du signal par des répéteurs électriques qui transformaient d'abord le signal optique en signal électrique puis l'amplifiaient avant de le re-transformer en signal optique. Ces répéteurs électriques devenaient vite complexes et onéreux, en particulier pour les systèmes multicanaux ou sous-marins, d'où l'idée d'amplifier directement le signal optique.

Plusieurs types d'amplificateurs optiques ont été développés durant les années 80. Les amplificateurs à semi-conducteurs (ou SOA pour Semiconductor Optical Amplifier) furent initialement utilisés, mais leur intérêt a vite diminué à cause des problèmes de diaphonie entre canaux [38]. La mise au point de l'amplificateur à fibre dopée erbium (ou EDFA pour Erbium-Doped Fiber Amplifier) a constitué une révolution dans le domaine des télécommunications optiques. En effet, son fort gain (> 30 dB), sa grande puissance de saturation, sa large bande d'amplification (> 30 nm) et son insensibilité à la polarisation en font un composant clé des systèmes de télécommunications optiques [39]. Néanmoins, avec les pompes fixées à 980 nm ou/et 1480 nm, l'EDFA se limite à amplifier uniquement dans une bande spectrale (la bande C de 1530 à 1565 nm). Avec l'accroissement du nombre de canaux dans la fibre grâce à la technique WDM (Wavelength Division Multiplexing), la bande spectrale offerte par les EDFA, limitée au maximum à 40 nm, peut s'avérer être un facteur pénalisant. Ce constat a relancé les études sur de nouvelles méthodes permettant l'augmentation de la bande spectrale (la largeur et la flexibilité). C'est l'amplificateur Raman (ou RA pour Raman Amplifier), qui, grâce à l'effet Raman, crée un gain sur une très large bande (> 100 nm) à une fréquence de 13 THz (soit 104 nm) à partir de la longueur d'onde de pompe [40]. De plus, l'amplificateur Raman est un bon candidat en l'associant avec les EDFA pour élargir la bande spectrale de la transmission optique amplifiée [41].

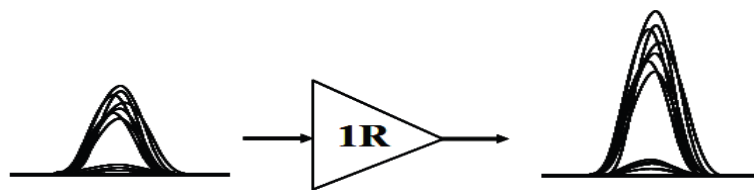
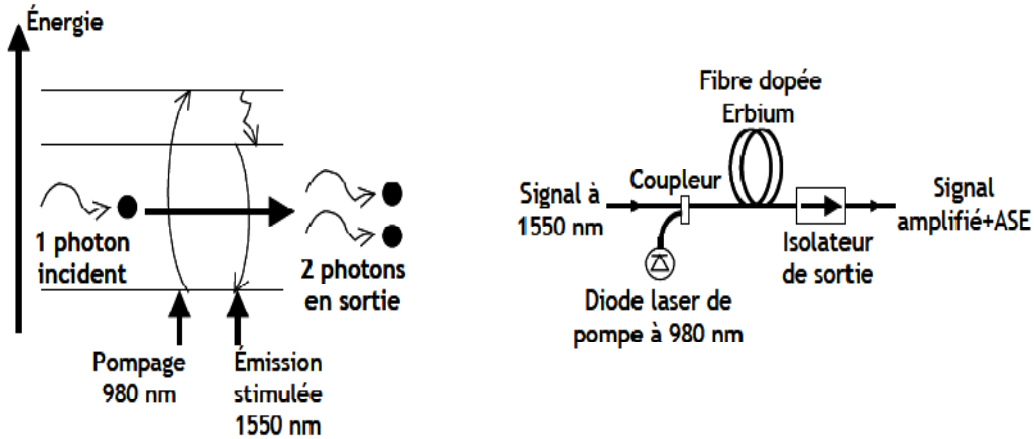


Figure I.32 : Principe de la régénération 1R.



*Figure I.33: Principe de fonctionnement et schéma d'un amplificateur à fibre dopée Erbium*

Le principe des amplificateurs optiques de type EDFA est d'utiliser le phénomène d'émission stimulée de l'ion erbium pour réaliser le processus d'amplification (Figure I.33). Cependant, ce phénomène d'interaction entre la matière et le rayonnement s'accompagne également de phénomènes d'absorption et d'émission spontanée. Or, une partie des photons générés par émission spontanée est guidée et également amplifiée. Cette émission a lieu de manière aléatoire au cours du temps et n'est pas cohérente avec le signal. C'est ce que l'on appelle le bruit optique d'émission spontanée amplifiée (ASE). La densité spectrale de bruit  $S_{ESA}$  s'écrit [25] :

$$S_{ESA} = (G - 1)n_{sp}h\nu \quad (I.35)$$

Où  $G$  est le gain,  $n_{sp}$  le facteur d'émission spontanée,  $h$  la constante de Planck et  $\nu$  la fréquence d'émission. Le facteur de bruit optique de l'amplificateur s'écrit :

$$NF = \frac{1}{G} + 2 \cdot n_{sp} \cdot \frac{G-1}{G} \quad (I.36)$$

L'accumulation d'émission spontanée amplifiée dans une liaison comportant plusieurs amplificateurs optiques, conduit à une dégradation progressive du Rapport Signal sur Bruit Optique (OSNR pour Optical Signal-to-Noise Ratio),).

L'expression I.37 permet d'évaluer l'OSNR d'une liaison [25]:

$$OSNR_{dB} (0.1 \text{ nm}) = 58 + P_{entrée} - NF - a - 10 \log (N_{amp}) \quad (I.37)$$

## IV.2 La Régénération 2R (Ré-amplification et Remise en forme)

La seconde étape de régénération est la régénération 2R qui va ré-amplifier le signal mais aussi le remettre en forme. Elle doit permettre de compenser l'accumulation du bruit des amplificateurs optiques soit en convertissant les données sur une porteuse non bruitée, soit en améliorant le taux d'extinction du signal.

La Figure I.34 présente le schéma de principe du régénérateur 2R. Les régénérateurs 2R sont en général formés d'un amplificateur optique linéaire suivi d'une porte optique non-linéaire [42].

Toutefois, la régénération 2R ne corrige que les fluctuations d'amplitude du signal. Elle ne corrige pas les fluctuations temporelles des symboles, connues sous le nom de gigue temporelle ou "jitter" en anglais. L'accumulation de gigue peut conduire à une dégradation du TEB (taux d'erreurs binaires). La régénération 3R, présentée dans le paragraphe suivant, est la solution pour éviter ce problème.

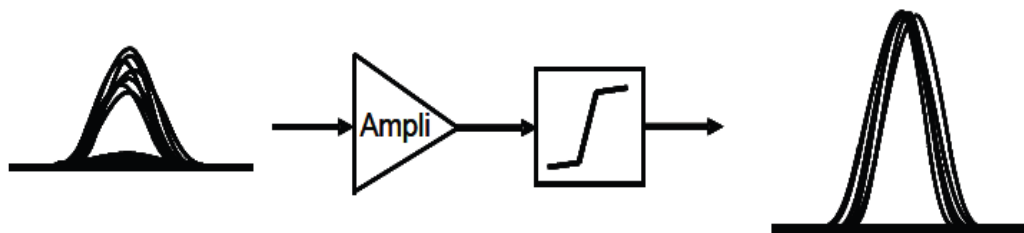


Figure I.34: Principe de la régénération 2R

Plusieurs techniques opto-électroniques ou tout-optiques existent pour réaliser une régénération 2R, en effet la régénération 2R tout optique fait l'objet d'une partie de notre travail de thèse présenté en détail dans le dernier chapitre.

## IV.3 La Régénération 3R

La régénération 3R, réalise les trois étapes nécessaires à une régénération complète des données. En effet, à cause des diverses dégradations subies par le signal au cours de sa propagation, les symboles binaires qui forment le signal peuvent se décaler temporellement au sein de leur temps bit. Ce décalage peut créer des interférences entre symboles ou de la gigue temporelle, phénomènes qui perturbent la détection de l'information. La re-synchronisation des données est donc une étape importante de la régénération.

Pour réaliser cette régénération complète, les dispositifs 3R nécessite l'utilisation d'une récupération d'horloge pour corriger temporellement les décalages de symboles [43].

La Figure I.35 présente le principe d'un dispositif de régénération 3R. Une partie du signal dégradé est envoyée dans cette récupération d'horloge, qui va générer une horloge optique ou électrique synchronisée avec le signal. Cette horloge va ensuite modifier la transmission de la porte non-linéaire, ce qui permet une resynchronisation du signal et ainsi une réduction de la gigue temporelle.

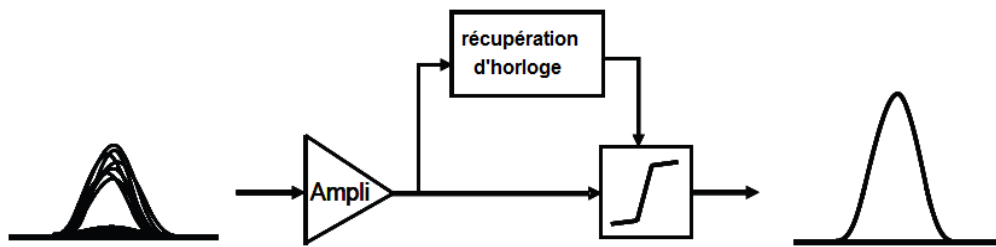


Figure I.35 : Principe de la régénération 3R.

## V. Les techniques de transmission: Comment accroître le débit transmis ?

La bande passante des fibres optiques permet théoriquement l'établissement de systèmes de transmission à des débits très élevés. Cependant, le traitement électronique des données, à l'émission et à la réception, impose des limitations en termes de débit, dues aux composants électroniques dont la bande passante reste bien en deçà de celle accessible par l'optique.

L'augmentation du nombre d'utilisateurs et de la quantité d'informations échangées dans les réseaux de communication a poussé au développement de solutions pour augmenter la capacité des réseaux, et profiter de l'avantage en bande qu'offre la fibre optique.

Des techniques de multiplexage ont ainsi été développées, chacune permettant de transmettre  $N$  signaux de débit  $D$  sur le même canal, ce qui équivaut à la transmission d'un signal global de débit  $N \times D$ .

Ces techniques de multiplexage doivent néanmoins respecter la condition nécessaire de pouvoir restituer les données propres à chaque utilisateur après leur transmission sans créer d'interférences entre les données des différents utilisateurs. Pour cela, le signal physique représentant les données de chaque utilisateur se distingue des autres signaux par sa bande spectrale, sa propre fenêtre temporelle ou encore son propre code. Ceci permet alors de les séparer finalement avec des techniques de démultiplexage appropriées.

Dans ce qui suit, nous présentons les deux techniques principales de multiplexage optiques utilisés.

### V.1 La technique WDM : Wavelength Division Multiple multiplexing

Développés dans les années 1980, les systèmes de multiplexage en longueurs d'onde, WDM constituent en optique, l'équivalent des systèmes de multiplexage par répartition de fréquence ou FDMA dans le domaine des radiofréquences.

Dans cette technique WDM, le multiplexage se fait en longueurs d'ondes, chaque utilisateur émet sur une longueur d'onde différente. La technique WDM permet l'utilisation optimale de la bande passante optique (~25 THz).

A chaque utilisateur, une longueur d'onde spécifique est attribuée pour véhiculer les données le concernant. La figure I.37 présente le système d'émission - réception de la technique WDM.

Les données émises par les sources optiques sont appliquées à l'entrée de modulateurs optiques émettant à des longueurs d'ondes différentes. Les signaux en sortie des modulateurs sont multiplexés et transmis simultanément sur la même fibre optique comme illustré figure I.39. Le débit total de la fibre optique est la somme des débits de tous les utilisateurs.

A la réception, le signal optique reçu est démultiplexé puis appliqué à l'entrée d'un filtre optique qui permet d'extraire le signal à la longueur d'onde correspondant au destinataire. La conversion optique-électrique est assurée par une photodiode.

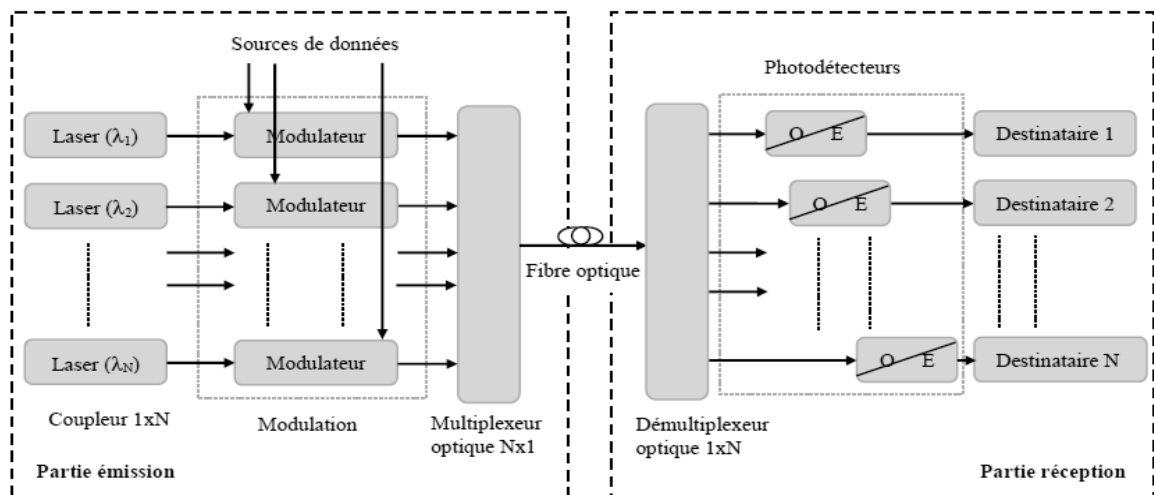


Figure I.37 : Système d'émission optique et de réception de la technique WDM

Beaucoup de techniques d'extraction de longueur d'onde ont été développées dans ce sens. Nous citons principalement, les réseaux de coupleur 3 dB associés à des filtres Fabry-Perrot [3], les réseaux de Bragg sur fibres et des circulateurs montés en cascade [44], et les Phasars (Phased-Array demultiplexer) [45].

L'union internationale de Télécommunications, ITU-T G 692 (Interfaces optiques pour systèmes multi-canaux avec amplificateurs optiques) [46] a défini une grille pour les longueurs d'ondes utilisées dans la fenêtre allant de 1530 nm à 1565 nm (appelée bande C). Dans cette fenêtre, les systèmes comportent aujourd'hui 8, 16, 32, 80 voire 150 canaux optiques, ce qui permet d'atteindre un débit respectivement de 20, 40, 80, 200 voire 400 Gb/s en prenant un débit nominal de 2.5 Gb/s avec des espacements respectifs entre canaux de 3,2 ; 1,6 ; 0,8 ; 0,4 voire 0,25 nm.

La technologie WDM est dite dense (DWDM pour Dense WDM) lorsque l'espacement utilisé est égal ou inférieur à 100 GHz. On parlera des systèmes U-DWDM (Ultra - Dense Wavelength Division Multiplexing) lorsque l'espacement utilisé est à 50 GHz (0,4 nm) et à 25 GHz (0,2 nm).

## V.2 La technique OTDM: Optical Time Division Multiplexing

À la base, la technique de multiplexage temporel a été utilisée pour les systèmes électriques. Mais le domaine électrique atteignait rapidement ses limites dès que l'on s'approchait de débits de l'ordre de 10 Gb/s à cause des composants électroniques. L'OTDM, développée principalement au début des années 1990, a permis de dépasser cette limitation et d'atteindre des débits avoisinant le Tb/s [44].

A l'émission (Figure I.36), le système de transmission en OTDM est constitué des éléments suivants :

- une source laser qui émet des impulsions optiques de durée  $T_c$ . Ces impulsions sont appliquées à l'entrée d'un modulateur optique, commandé par un signal électrique de durée  $T_b$  qui représente les données des utilisateurs. Pour un système de  $N$  utilisateurs,  $T_c$  et  $T_b$  sont alors liés par la relation  $T_b = N * T_c$ .
- un système de multiplexage qui code les données des utilisateurs du domaine électrique au domaine optique avant de les multiplexer.

Dans cette technique les trains d'impulsions sont multiplexés en temps et de manière purement optique.

Le débit des données vaut  $D = 1/Tb$ , on aura donc un débit sur fibre optique pour  $N$  utilisateurs de  $D_T = N * D$  bits/s.

A la réception nous avons un système de démultiplexage qui permet de récupérer les données propres à chaque utilisateur, avant qu'elles ne soient converties à nouveau dans le domaine électrique, en isolant les impulsions optiques représentant les données de chaque utilisateur.

Pour récupérer par démultiplexage temporel les informations d'un utilisateur, le système nécessite un signal de synchronisation au rythme des données émises.

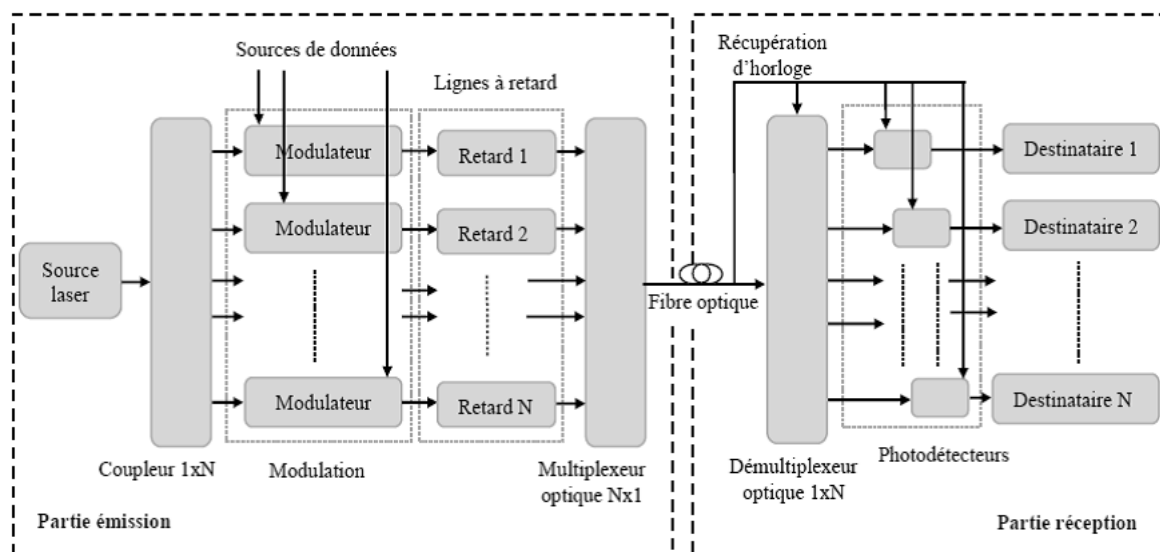


Figure I.36: Système d'émission et de réception de la technique OTDM.

## VI. Critères d'évaluation d'une transmission

Pour déterminer la qualité d'une transmission optique, différents critères sont définis. Les trois critères principaux sont le taux d'erreur binaires, le diagramme de l'œil et le facteur de qualité. Ces critères sont souvent évalués dans le domaine électrique après la détection du signal optique.

### VI.1 Diagramme de l'œil

La façon la plus visuelle de juger la qualité d'un signal est d'observer le diagramme de l'œil. Ce type de diagramme est visualisé dans le domaine électrique après détection à l'aide d'une photodiode et d'un oscilloscope à échantillonnage [46,47].

Il représente la superposition synchrone de tous les symboles binaires de la séquence transmise. La Figure I.38 présente les paramètres fondamentaux d'un diagramme de l'œil.

Le diagramme de l'œil permet de juger la qualité du signal en termes d'interférences entre symboles mais surtout en bruit d'amplitude et en gigue temporelle. Nous rappelons que les interférences entre symboles sont la conséquence principale de l'élargissement temporel des impulsions du signal du a la dispersion chromatique ou a la SPM. Le bruit d'amplitude quant a lui résulte de l'accumulation du bruit d'émission spontanée amplifiée sur le signal tout au long de son parcours dans la liaison. Enfin, la gigue temporelle est une conséquence de la dispersion de mode de polarisation mais également du couplage entre les impulsions et le bruit d'émission spontanée amplifiée, c'est-à-dire plus simplement, à la présence d'ESA sur les fronts montants et descendants des impulsions qui conduit à une fluctuation des temps d'arrivées des impulsions.

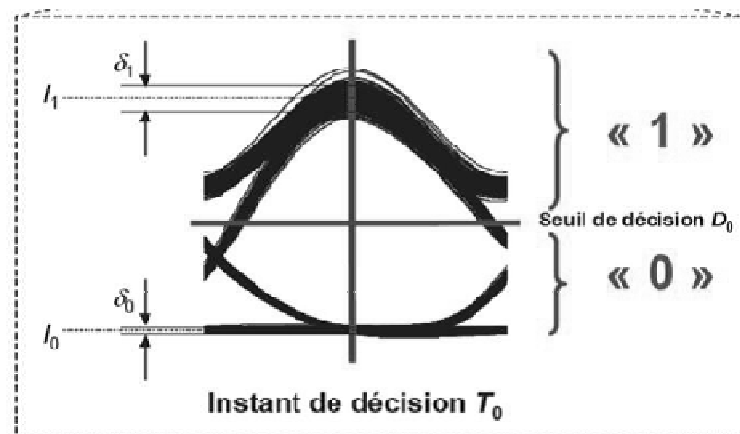
D'un point de vue plus quantitatif, on peut définir le facteur de qualité à partir du diagramme de l'œil:

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (\text{I.38})$$

Où  $\sigma_1$  et  $\sigma_0$ , les racines carrées des variances des densités de probabilité des symboles '1' et '0'. Il permet une évaluation du bruit d'amplitude que subit le signal.

Plus le signal est de mauvaise qualité, plus le diagramme de l'œil est fermé, le facteur de qualité est faible et la détection du signal sans erreur est difficile.

Le diagramme de l'œil est donc un excellent moyen visuel de juger de la qualité du signal dans la limite de la réponse de la photodiode et de l'oscilloscope utilisé.



**Figure I.38 :** Paramètres fondamentaux d'un diagramme de l'œil d'un signal au format RZ

## VI.2 Taux d'erreur binaire

Le signal transmis est un signal numérique binaire. La durée d'un symbole binaire est nommée 'temps bit'. Pour que les études en laboratoire soient les plus représentatives possibles d'un signal réel, le signal émis est une séquence binaire pseudo aléatoire (PRBS pour Pseudo Random Bit Sequence) au sens où les séquences émises sont parfaitement déterministes et de longueurs connues mais elles sont représentatives de l'ensemble des combinaisons possibles de successions de bits. La longueur du signal est typiquement de  $2^n-1$  bits,  $n$  étant la longueur du mot de base et peut prendre typiquement les valeurs 7, 15, 31 (dans les normes internationales des télécommunications). Le signal PRBS de longueur  $2^n-1$  est constitué de toutes les séquences possibles de  $n$  bits.

Comme nous transmettons des données numériques, c'est-à-dire une succession de «0» et de « 1 », le critère le plus intuitif quant à la caractérisation de la qualité du signal transmis est le taux d'erreurs binaire TEB, ou BER (Bit Error Ratio). Du fait du bruit et des effets de propagation, le signal se déforme et il peut arriver qu'un « 1 » soit détecté en lieu et place d'un « 0 » ou réciproquement, si le signal à détecter passe de l'autre côté du seuil de décision. Le BER est le rapport du nombre d'erreurs de transmission, c'est-à-dire du nombre de fois où un « 1 » a été détecté à la place d'un « 0 » ou vice-versa, sur le nombre total de bits transmis [48].

Un signal de qualité idéale aura un BER nul. Comme cette valeur est impossible, la valeur demandée par les opérateurs de télécommunications est de l'ordre de  $10^{-9}$  (pour des débits de l'ordre de 40 Gbit/s), soit une erreur pour un milliard de bit transmis.

Si les « 1 » et les « 0 » du signal sont équiprobables, nous pouvons montrer que le facteur de qualité  $Q$  est relié au BER par la relation :

$$BER = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left[ \frac{Q}{\sqrt{2}} \right] \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{e^{-\frac{Q^2}{2}}}{Q} \quad (\text{I.39})$$

Avec  $\operatorname{erfc}$ , la fonction erreur complémentaire :

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{+\infty} \exp(-y^2) \cdot dy \quad (\text{I.40})$$

Le facteur  $Q$  est directement calculé par l'oscilloscope d'acquisition, et il est usuel d'utiliser la courbe de correspondance du facteur  $Q$  avec le BER qui est illustré par la Figure I.39.

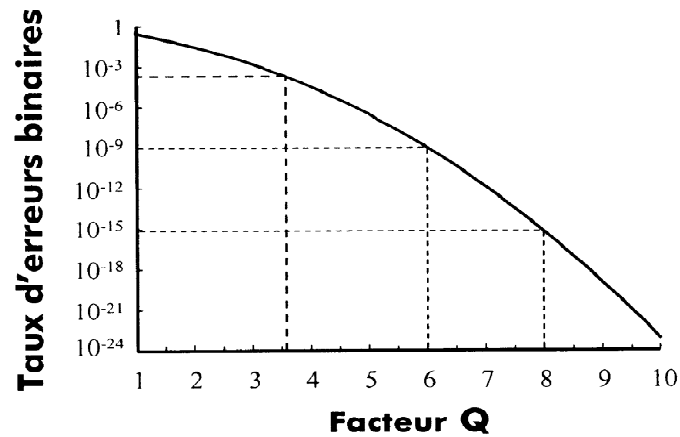


Figure I.39: Relation entre taux d'erreur binaire et facteur  $Q$ .

## VII. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les notions importantes, qui sont utilisées tout au long de ce manuscrit, concernant les systèmes optiques. Nous nous sommes notamment intéressés à la façon dont le signal optique est émis, transmis, régénéré et détecté.

La description complète d'une liaison optique composant par composant, a été effectuée. Chaque bloc fonctionnel a été décrit de façon théorique pour faciliter la lecture des travaux de thèse présentés dans les autres chapitres.

Le laser et les caractéristiques du signal émis ont été décrits en détail, nous nous occuperons surtout de la qualité du signal optique émis par les diodes lasers et des différentes contributions de bruit et les limitations de ce type de composants telles que le chirp, la variation de la longueur d'onde d'émission et le courant de seuil avec la température et les oscillations qui sont engendrées pour les systèmes de transmission à hauts débits.

Le signal modulé est ensuite transporté dans la ligne de transmission. Celle-ci comprenant une alternance de tronçons de fibre et de fonctions optiques actives, elle est le lieu de phénomènes physiques qui dégradent le signal. Ces dégradations, et malgré les différentes compensations possibles, limitent la portée des liaisons. La régénération optique est une solution pour étendre la portée des liaisons. Certains dispositifs optiques dédiés à ce type de traitement du signal peuvent être réalisés à partir de fibres microstructurées fortement non-linéaires. Les principales caractéristiques de ces fibres ont été présentées. Une analyse plus approfondie est étudiée dans le dernier chapitre.

En réception, il est nécessaire de vérifier si l'information reçue n'a pas été trop altérée par les diverses dégradations subies par le signal optique au cours de sa propagation dans la ligne. C'est dans ce but qu'il faut utiliser plusieurs critères de qualité. Le fonctionnement des photodétecteurs ont été décrits.

Afin d'augmenter la capacité de transmission par fibre optique à l'aide du multiplexage deux solutions sont actuellement utilisées, le multiplexage en longueur d'onde et le multiplexage temporel.

Le chapitre qui va suivre décrit le principe d'un nouveau type d'impulsion appelée similariton.

# Chapitre II

## *Propagation d'impulsions dans une fibre optique et formation de similaritons.*

*Ce chapitre nous permet d'appréhender un nouveau type d'impulsions récemment mis en évidence : le similariton optique. Cette impulsion est progressivement générée dans une fibre optique par combinaison des effets liés au gain, à la dispersion normale et à la non-linéarité. Il en résulte une impulsion optique avec un profil d'intensité parabolique et une dérive de fréquence linéaire. Ces deux derniers effets se combinent et peuvent entraîner des processus complexes de modification de l'impulsion. Une compréhension complète de l'évolution d'une impulsion peut nécessiter l'intervention de l'ensemble des interactions décrites dans ce chapitre, divers comportements impulsionsnels sont évoqués, et expliqués en nous appuyant sur les modèles numériques que nous venons de présenter ; ces derniers nous permettent alors de comprendre et de prédire le comportement des impulsions.*

*Tout d'abord, on commence par la propagation d'une impulsion lumineuse dans une fibre optique et certains phénomènes physiques importants impliqués avec la propagation. Ces phénomènes physiques sont brièvement résumés ici dans le but de fournir au lecteur les connaissances de base nécessaires et de définir les formalismes et notations qui sont systématiquement utilisés dans cette thèse.*

### **I. Propagation d'impulsions dans une fibre optique**

#### **I.1 L'équation non-linéaire de Schrödinger**

L'équation non-linéaire de Schrödinger décrit la propagation dans une fibre optique en tenant compte des phénomènes linéaires et non linéaires se produisant dans la

fibre optique. L'équation non-linéaire de Schrödinger généralisée [1] est donnée comme suit :

$$i \frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + \frac{i}{2} \alpha A(z,t) - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} - \frac{i}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A(z,t)}{\partial t^3} + \gamma \left[ |A(z,t)|^2 A(z,t) + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial (|A(z,t)|^2 A(z,t))}{\partial t} - T_R A \frac{\partial |A(z,t)|^2(z,t)}{\partial t} \right] = 0 \quad (\text{II.1})$$

Où  $A(z,t)$  est l'enveloppe lentement variable du champ électrique,  $z$  la distance de propagation,  $\alpha$  les pertes,  $\beta_2$  la dispersion chromatique d'ordre 2,  $\beta_3$  la dispersion d'ordre 3,  $t$  le temps (défini dans un repère qui se propage à la même vitesse de groupe que l'impulsion) et  $\gamma$  le coefficient non-linéaire qui est décrit par l'équation (II.1), et  $T_R$  la constante de temps Raman.

Les effets non linéaires mis entre crochets dans l'équation (II.1) mettent en évidence respectivement l'effet Kerr, l'effet Raman et l'effet Brillouin ; ces deux derniers effets sont importants pour des signaux de très courte durée et de puissance élevée. Pour les signaux de courte durée, on aboutit à une équation de Schrödinger normalisée (ENLS). La forme usuelle de cette équation est la suivante [1] :

$$i \frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + \frac{i}{2} \alpha A(z,t) - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} + \gamma |A(z,t)|^2 A(z,t) = 0 \quad (\text{II.2})$$

Quelle que soit la forme de l'ENLS, les méthodes numériques pour la résoudre reposent presque toutes sur le même principe. Nous ne décrivons donc ces méthodes de résolution que dans le cas de la version simplifiée de l'ENLS donnée par la relation (II.2). Cette relation est une équation différentielle du deuxième ordre en temps et différentielle du premier ordre en distance. Cette équation ne possède pas de solution analytique, sauf dans le cas de la transmission soliton [1], lorsque les pertes sont négligées, où la méthode dite inverse scattering peut être utilisée. Dans le cas général, des méthodes numériques doivent être utilisées. Parmi elles, la méthode split-Step Fourier (SSF) est la plus utilisée en raison de sa simplicité et de son efficacité [2].

Dans ce qui suit, nous présentons cette méthode en détail.

### 1.1.1 La solution de l'équation de Schrödinger non-linéaire

Il y a deux régimes de propagation distincts : le régime de propagation dispersif et le régime de propagation non-linéaire. Les deux régimes sont déterminés par les deux

paramètres dont on tient compte lors de la propagation de l'impulsion initiale en limite de Fourier, de largeur temporelle  $T_0$  et de puissance crête  $P_0$ . Les deux longueurs de dispersion et de non-linéarité sont respectivement  $L_D$  et  $L_{NL}$ .

Si  $L_D \gg L_{NL}$ , nous pourrions considérer que le système est purement dispersif et inversement, si  $L_D \ll L_{NL}$ , le système est non linéaire.

### I.1.1.1 Solution analytique en régime dispersif

Considérons la résolution de l'ESNL (II.2) dans le régime dispersif où l'on peut négliger l'impact de la non-linéarité ( $\gamma=0$ ), et l'équation (II.2) se réduit alors à l'équation suivante :

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\delta^2 A}{\delta t^2} - \frac{\alpha}{2} A \quad (\text{II.3})$$

Cette équation peut être exprimée dans le domaine fréquentiel :

$$i \frac{\delta \tilde{A}}{\delta Z} = -\frac{\beta_2}{2} \omega^2 \tilde{A} - \frac{\alpha}{2} \tilde{A} \quad (\text{II.4})$$

La solution est alors :

$$\tilde{A}(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp\left(i \frac{\beta_2}{2} \omega^2 \alpha\right) \cdot z \quad (\text{II.5})$$

Cette expression montre que les effets de la dispersion n'affectent pas le spectre: La dispersion se traduit seulement par l'apparition d'un déphasage spectral  $\varphi(\omega)$  parabolique. Autrement dit, quelle que soit l'impulsion initiale, la dispersion introduit un chirp spectral linéaire  $\delta t(\omega)$  de valeur  $\beta_2 \omega z$ .

Pour mieux comprendre les effets de la dispersion en prenant l'exemple d'une impulsion gaussienne pour laquelle le champ électrique initial s'écrit:

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

L'impulsion initiale gaussienne  $A(0, t)$  non chirpée de largeur caractéristique  $T_0$ . L'évolution dans le domaine temporel de cette impulsion est alors :

$$A(0, t) = \frac{T_0}{\sqrt{T_0 - i \beta_2 z}} \exp\left(-\frac{t^2}{2(T_0 - i \beta_2 z)}\right) \quad (\text{II.6})$$

L'équation (II.6) montre que l'impulsion conserve sa forme gaussienne mais sa largeur temporelle et sa phase évoluent. Ainsi, indépendamment du signe de  $\beta_2$ , la largeur de l'impulsion augmente avec la distance de propagation  $z$  suivant :

$$T_1(z) = T_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z|\beta_2|}{T_0^2}\right)^2} = T_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2} \quad (\text{II.7})$$

A une distance  $z = L_D$ , l'impulsion gaussienne a donc vu sa largeur  $T_1$  augmenter d'un facteur  $\sqrt{2}$  par rapport à  $T_0$ .

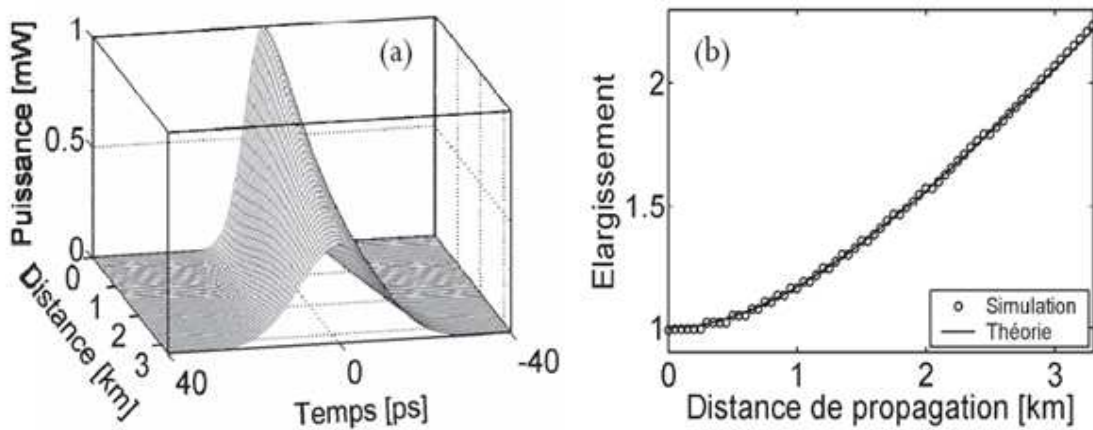
Parallèlement, la phase a évolué suivant la forme :

$$\varphi(z, t) = -\frac{\text{sgn}(\beta_2) \left(\frac{z}{L_D}\right) t^2}{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2} \frac{1}{T_0^2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{z}{L_D}\right) \quad (\text{II.8})$$

Ce qui correspond à un chirp linéaire donné par :

$$\delta\omega(z, t) = 2 \frac{\text{sgn}(\beta_2) \left(\frac{z}{L_D}\right) t}{1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2} \frac{1}{T_0^2} \quad (\text{II.9})$$

La dispersion d'ordre 2 introduit donc, dans le cas de l'impulsion gaussienne, un chirp parfaitement linéaire dont la pente va dépendre du signe de la dispersion. C'est l'opposé pour le régime de dispersion anormale. Il est à noter que, si le chirp  $\delta t(\omega)$  est rigoureusement linéaire quelle que soit la forme de l'impulsion initiale considérée (équation (II.9)), la nature du chirp  $\delta\omega(t)$  dépendra elle du type d'impulsion utilisée.



**Figure II.1:** (a) Evolution d'une impulsion gaussienne ( $T_{FWHM} = 10$  ps) dans une fibre purement dispersive ( $D=17$  ps/Km.nm) de 3.33 Km ( $2L_D$ ), (b) Taux d'élargissement de l'impulsion en fonction de la distance de propagation [3]

### I.1.1.2 Solution analytique en régime non-linéaire

Dans ce cas les effets dispersifs peuvent être négligés devant les effets non-linéaires ( $\beta_2=0$ ), l'équation (II.2) se réduit à :

$$i \frac{\delta A}{\delta Z} = -\gamma |A|^2 A \quad (\text{II.10})$$

La solution de cette équation prend alors la forme :

$$A(z, t) = A(0, t) \exp(i \gamma |A(0, t)|^2 z) \quad (\text{II.11})$$

Les effets non linéaires ne modifient pas le profil de puissance  $P(t)$  : ils vont se traduire par l'apparition d'un déphasage temporel supplémentaire  $\phi_{NL}(z, t) = \gamma |A(0, t)|^2 z$  dépendant de la puissance et du profil de l'impulsion initiale et qui augmente linéairement avec la distance de propagation.. Ce phénomène est appelé auto-modulation de phase [4].

L'équation (II.11) montre que  $A(z, t) = A(0, t)$  et que par conséquent, le profil d'intensité n'est pas modifié par l'auto-modulation de phase au cours de la propagation. En revanche, cet effet provoque une variation de la phase de l'impulsion par elle-même, que l'on qualifie alors d'auto-modulation de phase, qui conduit à un déphasage non linéaire :

$$\phi_{NL}^{max} = \gamma P_c z \quad (\text{II.12})$$

Avec :  $P_c = |A(0,0)|^2$ .

Pour une impulsion de type gaussien, la phase non linéaire est rendue maximale au centre de l'impulsion ou à la crête de puissance de l'impulsion. Comme la phase non linéaire varie temporellement, la fréquence instantanée varie également le long de l'impulsion. L'automodulation de phase : modifie donc le profil spectral de l'impulsion en générant des photons de fréquences inférieures à la fréquence de la porteuse  $\omega_0$  sur le front montant de l'impulsion et respectivement supérieures à  $\omega_0$  sur le front descendant. De même que pour la dispersion, l'impulsion acquiert alors un chirp, défini par:

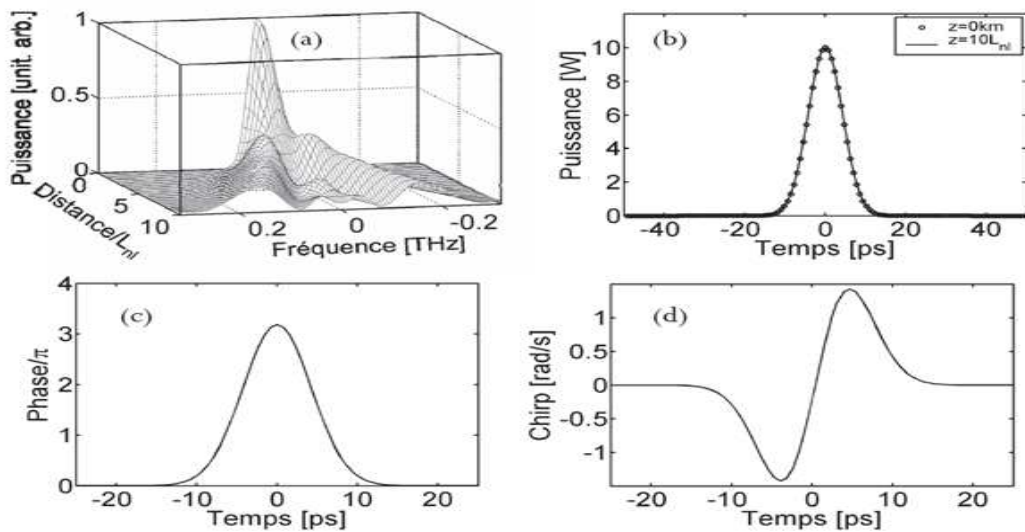
$$\delta\omega_{NL}(z, t) = -\frac{d\phi_{NL}(z,t)}{dt} = -\gamma z \frac{\delta |A(0,t)|^2}{\delta t} \quad (\text{II.13})$$

Considérons une impulsion gaussienne  $\delta\omega_{NL}^{Gauss}(z, t)$  vaut alors :

$$\delta\omega_{NL}^{Gauss}(z, t) = -\frac{2\gamma z P_0 t}{T_0^2} \exp\left(-\left(\frac{t}{T_0}\right)^2\right) \quad (\text{II.14})$$

Au centre de l'impulsion, lorsque  $t \ll T_0$ ,  $\exp\left(-\left(t/T_0\right)^2\right) \approx 1$ . Le chirp est donc quasiment linéaire au centre de l'impulsion. Ce n'est, par contre, plus le cas sur les flancs de l'impulsion (Figure II.2.d).

La valeur maximale de  $\delta\omega_{NL}^{Gauss}(z, t)$  est  $\delta\omega_{NL}^{Gauss}(z) = \sqrt{2}e^{-1/2}P_0 \gamma z / T_0$ . Cette valeur augmente suivant  $z$ . Cela entraîne un élargissement spectral de l'impulsion, suivi par l'apparition d'oscillations dans le spectre dues à un phénomène d'interférences [5] (Figure II.2.a)

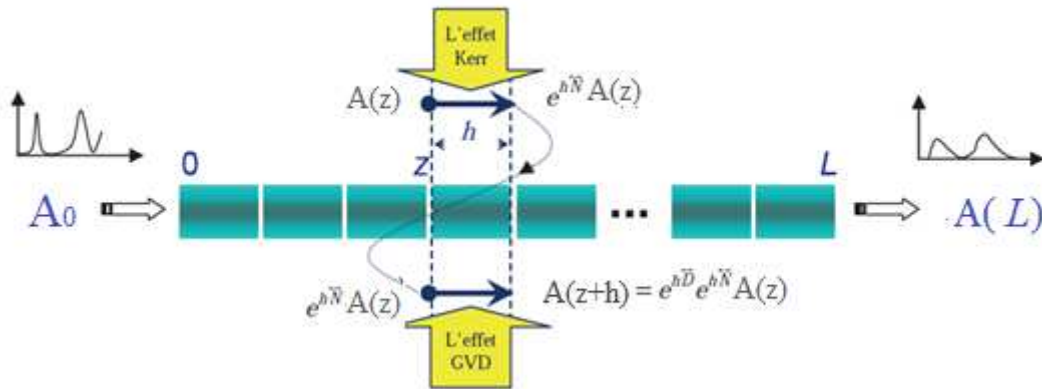


**Figure II.2:** (a) Evolution spectrale d'une impulsion gaussienne de puissance de crête 10W et se propageant dans une fibre purement nonlinéaire de  $10 L_{NL}$ , (b) profil de l'impulsion gaussienne initiale (cercles) et après  $10 L_{NL}$  de propagation (trait plein), (c) et (d) phase et chirp de l'impulsion après  $10 L_{NL}$  de propagation [3].

### I.1.1.3 La méthode de Fourier à pas divisé

La propagation non-linéaire d'un signal dans une fibre optique est gouvernée par l'équation Non-linéaire de Schrödinger (ENLS). Parmi les méthodes numériques utilisées pour résoudre l'ENLS, les méthodes dites split-Step Fourier (SSF) sont les plus courantes [1, 2]. Une fibre de longueur  $L$  est partagée en  $N$  tronçons. La taille des tronçons est suffisamment petite pour que certaines approximations puissent être admises et le signal optique à l'extrémité de chaque tronçon peut être calculé en fonction du signal à l'entrée des tronçons [1, 2]. De proche en proche, à partir du signal à l'entrée de la fibre, on parvient à calculer numériquement le signal en sortie de la fibre. Sur chaque tronçon, le

calcul de la solution nécessite d'effectuer des transformées de Fourier (TF). Les opérations de TF sont responsables de la majeure partie du temps de calcul d'une résolution numérique complète. Le choix du nombre de tronçons est donc un compromis entre un grand nombre de tronçons qui assure une bonne précision mais un temps de calcul important et un petit nombre qui assure une rapidité d'exécution mais une résolution médiocre. Cependant, aucune des méthodes SSF ne permet de connaître à l'avance la précision du résultat. Pour évaluer la précision, la solution numérique doit être comparée à la solution dite analytique. La plupart du temps, la solution analytique est obtenue en effectuant une résolution numérique avec un très grand nombre de tronçons. Avoir accès à la précision du résultat est donc extrêmement coûteuse en temps de calcul.



**Figure II.3:** Illustration schématique de la division de la longueur de la fibre.

Le principe de la méthode de Fourier à pas divisés est d'étudier la propagation de l'impulsion sur une distance extrêmement faible  $h$  (Figure II.3). Sur cette courte distance, l'approximation que les effets dispersifs et non-linéaires peuvent être découplés est réalisée. Nous allons ainsi considérer l'équation (II.16) sous la forme :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N}) A. \quad (\text{II.15})$$

où  $\hat{D}$  représente l'opérateur des effets linéaires (ici la dispersion chromatique d'ordre 2) auquel peuvent venir s'ajouter la dispersion d'ordre 3 ou les pertes de la fibre.  $\hat{N}$  représente l'opérateur des effets non linéaires (ici l'auto-modulation de phase) auquel peuvent venir également s'ajouter des effets d'ordres supérieurs : effet Raman stimulé, auto-raïdissement ...

Dans le cas de l'ESNL, ces opérateurs sont :

$$\hat{D} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad \text{Et} \quad \hat{N} = i\gamma |A|^2. \quad (\text{II.16})$$

La solution exacte de l'équation (II.16) est :

$$A(z + \delta z, t) = \exp[dz(\widehat{D} + \widehat{N})] A(z, t) \quad (\text{II.17})$$

$\delta z$  est le pas de calcul, représenté par  $h$  dans la Figure II.3.

L'équation II.17 peut être expliquée comme suit :

**1<sup>ère</sup> Étape :**

Dans un premier temps, nous considèrerons que seul l'opérateur linéaire  $\widehat{D}$  agit ( $\widehat{N} = 0$ ). Comme l'opérateur différentiel  $\partial/\partial t$  est équivalent à une multiplication par  $i\omega$  dans l'espace des fréquences, pour plus de simplicité, l'opérateur  $\widehat{D}$  est calculé dans le domaine de Fourier suivant :

$$A'(z + \delta z, t) = TF^{-1} \left[ \exp(\delta z \widehat{D}) TF[A(z, t)] \right]. \quad (\text{II.18})$$

$$A'(z + \delta z, t) = TF^{-1} \left[ \exp\left(i \frac{\beta_2}{2}\right) TF[A(z, t)] \right].$$

**2<sup>ème</sup> Étape :**

Considérons, dans un second temps, uniquement l'action de la non-linéarité  $\widehat{N}$  ( $\widehat{D} = 0$ ). L'opérateur  $\widehat{N}$  s'applique ensuite dans le domaine temporel :

$$A(z + \delta z, t) = A'(z + \delta z, t) \exp(\widehat{N} \delta z). \quad (\text{II.19})$$

$$A(z + \delta z, t) = A'(z + \delta z, t) \exp(i\gamma |A|^2 \delta z).$$

En répétant ces deux étapes un nombre élevé de fois, nous avons accès de proche en proche à l'évolution du champ électrique en fonction de la distance de propagation  $z$ .

Les deux étapes sont présentées par la figure II.4.

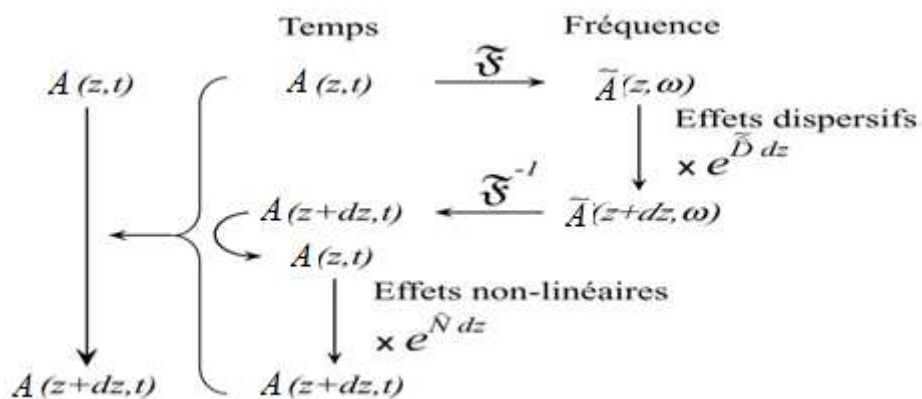
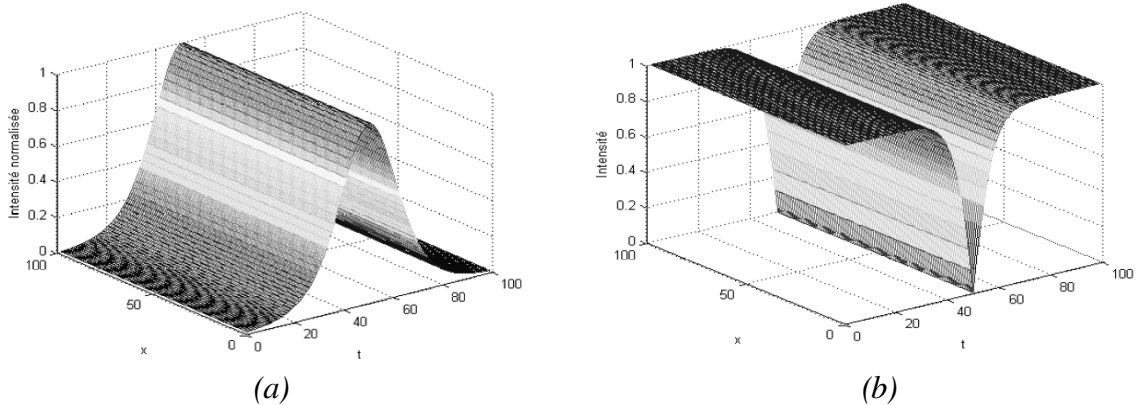


Figure II.4: Principe de la méthode du split-Step Fourier.

## I.2 Propagation dans le régime dispersif anormal : Les effets solitoniques

L'onde solitaire ou Soliton est un type d'onde qui à la particularité de se propager sans se déformer dans un milieu dispersif, c'est à dire sans être affecté par la dispersion naturelle de toute onde linéaire sur une très longue distance.

Le phénomène associé a été décrit pour la première fois par l'Écossais John Scott Russell [6] qui l'a observé initialement en se promenant le long d'un canal: il a suivi pendant plusieurs kilomètres une vague remontant le courant qui ne semblait pas vouloir faiblir.



**Figure II.5:** Propagation d'une impulsion Solitaire. Soliton fondamental (a), et Soliton noir (b).

En régime de dispersion anormale ( $\beta_2 < 0$ ), les hautes fréquences sont plus rapides que les basses fréquences. En opposition, l'automodulation de phase induite par effet Kerr optique se traduit par la génération de basses (hautes) fréquences sur le front montant (descendant) de l'impulsion. Ainsi, sous certaines conditions, un équilibre exact peut s'instaurer et l'effet Kerr maintient alors en phase les composantes fréquentielles qui seraient étalées par dispersion sans cela.

L'impulsion qui en résulte, est appelée Soliton brillant fondamental: elle correspond à une famille de solutions analytiques stationnaires de l'équation de Schrödinger non linéaire, mise en évidence pour la première fois par Zakharov et Shabat en 1972 [7]. Prédit pour les fibres optiques une année plus tard [8]. Ce Soliton possède un profil en sécante hyperbolique et une phase plane.

En régime de dispersion normale ( $\beta_2 > 0$ ), les hautes fréquences sont cette fois plus lentes que les basses fréquences. Pour compenser l'effet d'étalement linéaire de

l'impulsion, il faut inverser le signe de la variation temporelle de la loi d'automodulation de phase. Ainsi, l'équilibre peut être satisfait. L'impulsion qui en résulte dans ce cas est appelée Soliton noir: c'est une impulsion particulière qui possède deux fronts de phase planes de part et d'autre du creux, d'un profil de forme tangente hyperbolique, correspondant à un fond continu intense illimité présentant un creux d'énergie en son centre. La première observation expérimentale des Solitons a eu lieu en 1987 [9].

Il existe d'autre type de Soliton, c'est le Soliton d'ordre supérieur périodique, c'est à dire que nous avons une réplique du signal à des distances multiples d'une distance particulière appelée la période du Soliton, et s'exprime sous la forme d'une sécante hyperbolique [1] :

$$A(z, t) = N\sqrt{P_0} \operatorname{esch}\left(\frac{t}{t_0}\right) \exp\left(\frac{iP_0 z}{2\gamma}\right) \quad (\text{II.20})$$

Où  $N$  est l'ordre du Soliton :

$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = \sqrt{\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}} \quad (\text{II.21})$$

$T_0$  la largeur de l'impulsion, et  $P_0$  représente la puissance crête du soliton fondamental ( $N=1$ ) reliée aux paramètres de la fibre par le critère  $L_D=L_{NL}$  suivant:

$$P_0 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \quad (\text{II.22})$$

Une longueur caractéristique du Soliton est sa période spatiale qui est notamment très utile pour les Solitons d'ordre supérieur,  $N>1$  ( $P_{\text{crête}}=NP_0^2$ ), et qui est définie par [1] :

$$z_c = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} L_{NL} = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{II.23})$$

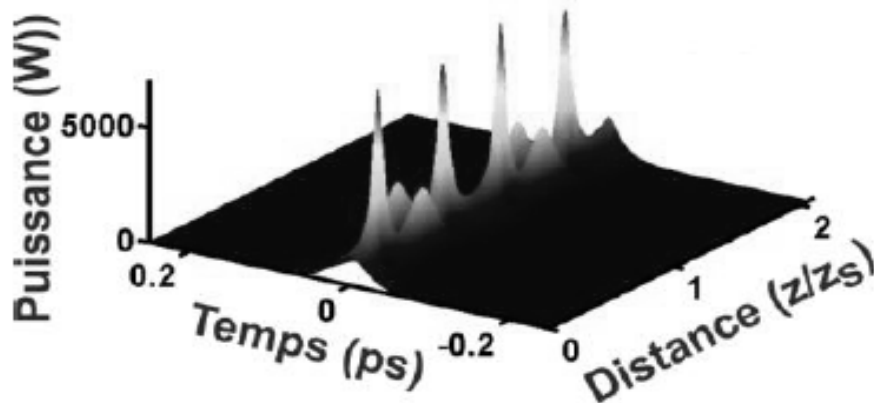
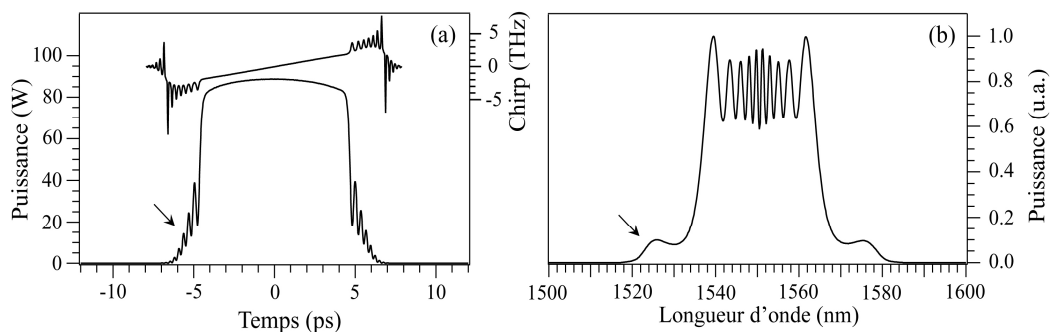


Figure II.6 : Soliton d'ordre supérieur (d'ordre 3).

### I.3 Propagation dans le régime dispersif normal

Lorsqu'une impulsion de forte puissance se propage dans un milieu en régime de dispersion normale, celle-ci acquiert une forme quasi-rectangulaire. L'évolution rapide de l'intensité à ses bords provoque une importante variation de phase, entraînant un étalement des composantes fréquentielles. Du fait que l'impulsion s'élargit temporellement au cours de sa propagation, elle développe alors un chirp positif quasi-linéaire [10]. Cependant au cours de leur évolution dans la fibre optique, ces impulsions subissent un phénomène de bris de vague (*wave breaking*) qui résulte de l'interaction entre les effets non-linéaires et la dispersion. En effet, dans l'impulsion chirpée, les composantes fréquentielles aux courtes longueurs d'onde se propagent plus rapidement que celles aux longueurs d'onde plus élevées. Dans la zone de chevauchement des deux structures impulsionnelles que constituent le cœur et les ailes de celles-ci, les composantes spectrales ont alors la possibilité d'interférer, ce qui provoque la génération de nouvelles composantes fréquentielles [11]. Ce phénomène se caractérise par l'apparition de lobes latéraux de chaque côté du spectre impulsionnel ainsi que par la présence d'oscillations sur les flancs de son profil temporel (Figure II.7). Afin d'éviter ce phénomène, la solution consiste à trouver une classe d'impulsions dont le chirp est strictement linéaire, ce qui présuppose que celles-ci évoluent de manière auto-similaire. Les recherches effectuées par D. Anderson *et al.* en 1993 [12] ont montré que le profil asymptotique parabolique permettait de vérifier les conditions nécessaires à la suppression de cet effet de *wave breaking*. Ce profil parabolique est une solution asymptotique à l'équation non-linéaire de Schrödinger avec gain qui a la propriété d'être maintenu par l'impulsion dans toute fibre à dispersion normale active ou passive [13], tant que celle-ci ne subit pas de limitation dans son évolution. Cette dernière s'effectue de manière auto-similaire, on désigne également cette classe d'impulsions par le nom de *Similariton optique*.



**Figure II.7:** Profil temporel (a) et spectre (b) d'une impulsion sécante hyperbolique de  $P_c = 300$  W et de  $T_{FWHM} = 2.5$  ps propagée dans 60 m de fibre ( $\beta_2 = 5 \text{ps}^2/\text{Km}$  et  $\gamma = 3 \text{W}^1/\text{Km}$ ).

## II. Les similaritons optiques

Ces nouvelles impulsions de forme parabolique ont également suscité un intérêt beaucoup plus fondamental. Ces impulsions sont progressivement générées dans une fibre optique par combinaison des effets liés au gain, à la dispersion normale et à la non-linéarité. En effet, pour mieux comprendre l'évolution d'une impulsion dans une fibre optique, l'équation de Schrödinger non-linéaire est un outil précieux. Cette équation qui prend en compte les effets dispersifs et non-linéaires a déjà permis de prédire avec précision l'existence des solitons dans les fibres.

Pour modéliser l'amplification optique, un terme de gain est introduit. L'équation ne connaît plus alors, sous cette forme, de solutions exactes et seul le recours à des techniques mathématiques d'analyse asymptotique permet de mettre en évidence les caractéristiques de l'impulsion parabolique : une fois générée, cette impulsion conserve sa forme inchangée, tout en subissant une croissance exponentielle simultanée de sa puissance crête et de sa durée temporelle. Un tel comportement constitue une belle illustration de l'auto-similarité, concept largement exploité dans des branches des sciences aussi diverses que les mathématiques, la physique ou bien la biologie.

### II.1 Génération active de similariton

La description de la propagation des similaritons optiques dans une fibre optique est modélisée par l'équation suivante, dite non linéaire de Schrödinger NLSE avec gain constant [14]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A + i \frac{g}{2} A \quad (\text{II.24})$$

Cette équation inclut des termes de dispersion de deuxième ordre  $\beta_2$ , l'effet non linéaire  $\gamma$ , ainsi que le terme du gain  $g$ .

Où  $A$  est l'amplitude de l'impulsion variant lentement.

Il s'agit d'une équation différentielle partielle non linéaire, où il est très difficile d'obtenir la solution analytique. Une approche numérique est donc souvent nécessaire afin de simuler la propagation des impulsions similaritons dans les fibres. La méthode numérique présentée dans le paragraphe précédent (SSF) a été utilisée.

Les calculs qui conduisent à des expressions analytiques pour le régime auto-similaire de l'amplification sont décrits en détail dans [15, 16], et nous voulons ici passer en revue les principales propriétés du régime auto-similaire de l'amplification.

La solution de l'équation (II.24) est donnée par [15]:

- Dans le domaine temporel :

$$\begin{cases} A_p(z, t) = A_p(z) \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p^2(z)}} \exp\left(-i \frac{C_p}{2} t^2 + i \varphi_p\right) & \text{si } |t| \leq T_p \\ A_p(z, t) = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.25})$$

Avec :

$$\begin{cases} A_p(z) = \frac{1}{2} U_{ini}^{1/3} \left( \frac{g}{\sqrt{\beta_2 \gamma / 2}} \right)^{1/3} \exp\left(\frac{g}{3} z\right) \\ T_p(z) = 3 U_{ini}^{1/3} \frac{\sqrt[3]{\beta_2 \gamma / 2}}{g^{2/3}} \exp\left(\frac{g}{3} z\right) \\ C_p(t) = \frac{g}{3 \beta_2} t \\ \varphi_p(z) = \frac{3 \gamma A_0^2}{2g} \exp\left(\frac{2gz}{3}\right) \end{cases} \quad (\text{II.26})$$

- dans le domaine spectral :

$$P(z, w) = |A(z, w)|^2 = \begin{cases} \frac{3 \beta_2 P_0}{g_0} \left(1 - \frac{w^2}{w_p^2}\right) & \text{si } |w| \leq w_p(z) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{II.27})$$

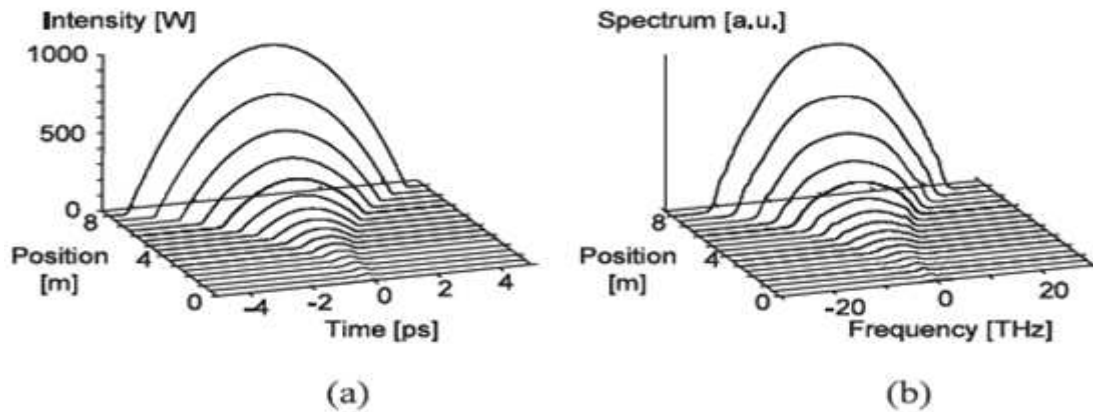
Avec :

$$\begin{cases} P_0 = |A_p(z)|^2 = \frac{1}{4} \left( \left( \frac{g U_{ini}}{\sqrt{\beta_2 \gamma / 2}} \right)^{2/3} \right) \exp\left(\frac{2g}{3} z\right) \\ w_p(z) = \left( \frac{2 \gamma P_0}{\beta_2} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{g}{3} z\right) \\ C_p(w) = \frac{3 \beta_2}{g} \end{cases} \quad (\text{II.28})$$

La variable  $A_p(z)$  correspond à l'amplitude de l'impulsion parabolique de demi-largeur temporel  $T_p(z)$ , spectral  $w_p(z)$ , d'énergie initiale  $U_{ini}$ , et  $P_0$  sa puissance crête. Le paramètre  $\varphi_p(z)$  décrit la phase de celle-ci au cours de sa propagation, tandis que  $C_p(t)$  et  $C_p(w)$  définissent les coefficients de chirp linéaire temporel et spectral respectivement.

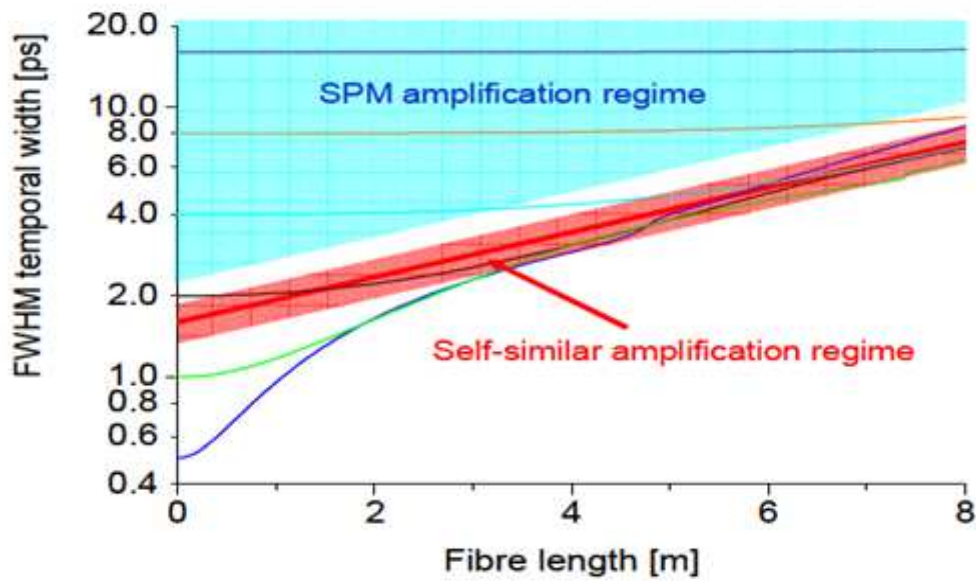
Le champ électrique  $A(0, t)$  correspondant à une telle impulsion peut être exprimé sous la forme:  $A(0, t) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right)$ , Où  $T_0$  est la durée d'impulsion d'entrée.

La Figure II.8, montre la simulation de l'évolution d'une impulsion gaussienne dans une fibre optique amplificatrice de longueur  $L = 8 \text{ m}$ , et de coefficient du gain linéaire  $g=1 \text{ m}^{-1}$ . Les valeurs spécifiques des autres paramètres utilisés en simulation sont données comme suit:  $P_0= 67 \text{ W}$ ,  $T_0= 300 \text{ fs}$ ,  $\beta_2= 10 \text{ ps}^2/\text{Km}$ ,  $\gamma=10[\text{W.Km}]^{-1}$ , et  $\lambda_0= 1550\text{nm}$ .



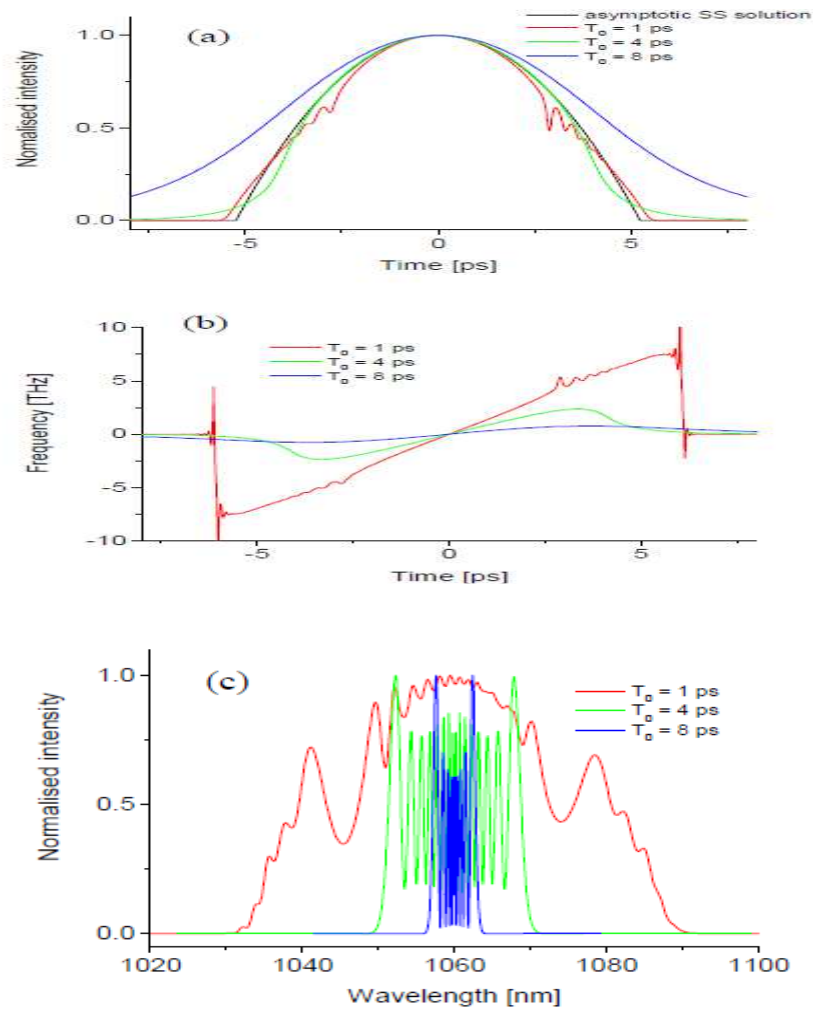
**Figure II.8 :** Evolution temporelle (a), et spectrale (b) d'une impulsion gaussienne dans une fibre optique amplificatrice [17]

Une propriété essentielle de propagation auto-similaire d'impulsions dans une fibre amplificatrice est que les impulsions de différentes formes et différentes durées convergent vers une impulsion de forme parabolique avec la même durée et amplitude. Pour illustrer ce comportement asymptotique, on considère l'amplification des impulsions sécantes hyperboliques ayant la même énergie de  $U_{in}=1.5 \text{ nJ}$  avec différentes durées initiales des impulsions  $T_0$  entre 0.5 et 16 ps dans une fibre amplificatrice dopée ytterbium (YDFA) de longueur de 8 m, de dispersion  $\beta_2 = 25 \text{ ps}^2/\text{Km}$ , et de gain  $g = 2.5 \text{ m}^{-1}$ .



**Figure II.9 :** Evolution de la largeur temporelle des impulsions avec durées initiales de 0.5 (bleu), 1 (vert), 2 (vert), 4 (bleu claire), 8 (orange) et 16 ps (violet). [18]

La Figure II.9 montre l'évolution de la largeur temporelle des impulsions le long de la fibre amplificatrice [18, 19]. Chaque impulsion tend à converger vers la solution asymptotique auto-similaire (ligne rouge épaisse). De plus, il apparaît que les plus courtes impulsions initiales convergent plus rapidement à la durée d'impulsion parabolique. Donc, les plus longues impulsions exigent une plus longue distance d'amplification pour atteindre le régime auto-similaire de l'amplification. Sinon, les impulsions évoluent en fonction de régime SPM d'amplification. Ces observations sont très utiles pour la conception de systèmes où les impulsions paraboliques linéairement chirpés sont requis après amplification. Cependant, dans la pratique, d'autres considérations telles que la bande passante de gain fini [20] et SRS devraient également être prises en compte pour éviter toute distorsion des caractéristiques d'impulsions qui empêchent les impulsions pour atteindre le régime auto-similaire [21].



**Figure II.10:** Formes d'impulsion de sortie (a), chirp (b), et spectres (c) après amplification des impulsions avec différentes durées initiales [22].

La convergence vers le régime auto-similaire d'amplification peut être illustrée plus en détail en traçant les formes d'impulsion à la sortie du YDFA pour différentes durées des impulsions d'entrées. La figure II.10.a montre que plus la durée d'impulsion d'entrée augmente, plus la forme d'impulsion diffère également de la solution asymptotique auto-similaire. Cette différence est grande dans la partie centrale de l'impulsion, ce qui signifie que les caractéristiques de chirp diffèrent également des caractéristiques linéaires dans cette partie de l'impulsion comme représenté par la figure II.10.b. En outre, la forme spectrale dépend du régime d'amplification. Le spectre généré par le régime auto-similaire d'amplification a aussi une forme parabolique. En revanche, le régime SPM d'amplification est caractérisé par un spectre hautement modulé comme représenté par la figure II.10.c. Le spectre présente des ondulations plus lisses que l'impulsion convergant vers le régime de l'auto-similaire.

- **Critères de fonctionnement d'un amplificateur à similaritons**

La restructuration de l'impulsion en un similariton s'effectue au cours de sa propagation dans l'amplificateur. Pour la réalisation d'une telle source, il est donc nécessaire de définir une distance caractéristique permettant de s'assurer de l'acquisition par l'impulsion du profil recherché. Pour cela, il est possible, en considérant un coefficient  $N$  suffisamment important, de déterminer une longueur de fibre optique pour laquelle la structure parabolique principale prédomine dans l'impulsion [13]. Cette distance s'exprime sous la forme:

$$Z_c = \frac{3}{2g_0} \ln \left( \frac{Ng_0}{6\gamma P_0} \right) \quad (\text{II.29})$$

Bien que théoriquement il suffise d'adapter le gain et l'énergie de l'impulsion, via la puissance de l'onde pompe et la puissance moyenne de la source impulsionnelle, pour générer des similaritons dans l'amplificateur, il est nécessaire de prendre en considération la puissance crête et la largeur temporelle des impulsions introduites et de choisir une fibre optique présentant des caractéristiques facilitant l'obtention de ces profils impulsionnels. En reprenant l'équation (II.39) et en considérant dans l'absolu que l'impulsion introduite ayant une largeur à mi-hauteur  $T_0$  égale au paramètre caractéristique  $Tp(z)$ , il est possible de définir une relation entre le gain de l'amplificateur, les paramètres de la fibre et les caractéristiques de l'impulsion introduite dans celle-ci [16]:

$$g_0 = \frac{3\sqrt{2\gamma\beta_2 P_0}}{T_0} \quad (\text{II.30})$$

Suivant la technique d'amplification utilisée pour générer les similaritons, le gain linéique  $g_0$  susceptible d'être obtenu varie de manière importante, allant du millième de  $\text{m}^{-1}$  dans le cas de l'amplification par effet Raman [23, 24] à l'ordre du  $\text{m}^{-1}$  dans le cas de fibres dopées [25, 26]. Afin d'utiliser des impulsions les plus énergétiques possibles, cette contrainte impose dans le cas de l'amplification Raman de travailler avec une fibre en régime de dispersion normale à proximité de sa longueur d'onde de dispersion nulle et d'utiliser des impulsions de plusieurs picosecondes de largeur temporelle pour une énergie de l'ordre de quelques pico joules [23]. Pour les fibres dopées, la dispersion de vitesse de groupe peut quant à elle dépasser la dizaine de  $\text{ps}^2/\text{km}^{-1}$ , pour des impulsions comprises entre 200 fs et 2 ps, et des énergies allant de la dizaine à la centaine de pico joules [14, 27, 28].

## II.2 Génération passive de similariton

Les impulsions similaritons sont générées à partir de la combinaison de l'effet dispersif (dispersion normale) et de l'effet d'automodulation de phase (non-linéarité) dans un milieu amplificateur. Il semble cependant impossible de générer ces profils dans un milieu passif, c'est à dire que l'impulsion puisse modifier, par sa simple propagation dans une fibre, sa distribution énergétique pour acquérir un profil asymptotique parabolique et un chirp strictement linéaire.

Or, la solution théorique à ce problème a été proposée par T. Hirooka *et al* en 2004 [29] avec l'utilisation d'une fibre à dispersion de vitesse de groupe normale décroissante (ND-DDF). Cette théorie est basée sur l'équation non-linéaire de Schrödinger sans gain mais à dispersion variable (avec un profil  $D(z)$ ) :

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial t} = -i \frac{\beta_2}{2} D(z) \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} + i\gamma |A(z,t)|^2 A(z,t) \quad (\text{II.31})$$

Introduisant dans cette équation un nouveau système de variables  $\xi = \int_0^z D(z') dz'$  et renormalisant l'onde sous la forme  $U(\xi, t) = A(\xi, t)/\sqrt{D(\xi)}$ , l'équation (II.31) devient :

$$\frac{\partial U(\xi,t)}{\partial \xi} = -i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U(\xi,t)}{\partial \xi^2} + i\gamma |U(\xi, t)|^2 U(\xi, t) + \frac{\Gamma(\xi)}{2} U(\xi, t) \quad (\text{II.32})$$

Avec : 
$$\Gamma(\xi) = -\frac{1}{D} \frac{dD}{d\xi} = -\frac{1}{D^2} \frac{dD}{dz}$$

Il apparaît alors, que le terme  $\Gamma(\xi)$  de l'équation (II.32) peut être vu comme un terme de gain "virtuel". Dans le cas d'une fonction d'évolution de la dispersion de la vitesse de groupe de forme hyperbolique:

$$D(z) = \frac{1}{1+\Gamma_0 z} \quad (\text{II.33})$$

Le paramètre  $\Gamma$  devient constant et prend la valeur  $\Gamma_0 = g_0$ . Cette condition permet alors à l'équation (II.32) de devenir similaire à celle ayant servi à l'élaboration de la théorie généralisée des similaritons. La solution asymptotique avec un chirp linéaire générée dans la fibre ND-DDF est de la forme pour  $|t| \leq T_p(z)$  [29] :

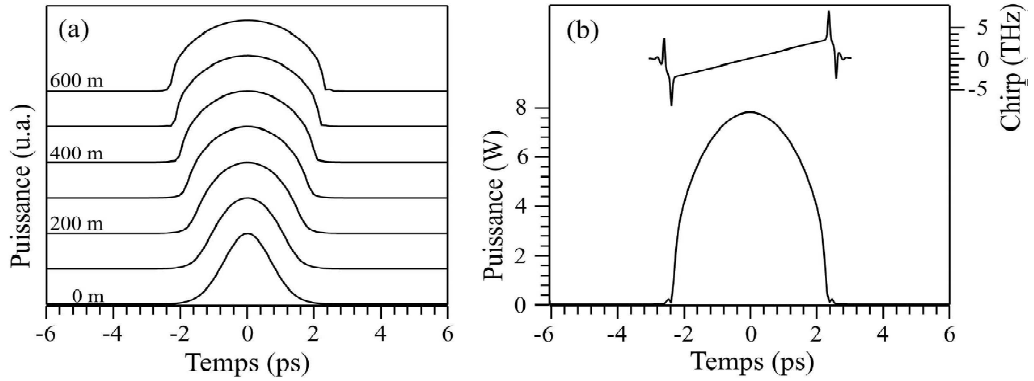
$$A(z, t) = \begin{cases} \sqrt{P(z)} \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p^2(z)}} e^{i\phi(z,t)} & |t| \leq T_p(z) \\ 0 & |t| > T_p(z) \end{cases} \quad (\text{II.34})$$

Avec  $P$  la puissance crête et  $T_p$  la largeur caractéristique à  $A = 0$ . Pour laquelle les paramètres de l'enveloppe et de la phase sont donnés par :

$$\begin{cases} P(z) = \frac{U_{in}^{\frac{2}{3}}}{4} \left[ \frac{2g_0^2}{\gamma\beta_2(1+g_0z)} \right]^{\frac{1}{3}} \\ T_p(z) = 3U_{in}^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{\gamma\beta_2(1+g_0z)}{2g_0^2} \right]^{\frac{1}{3}} \\ \phi(z, t) = -\frac{g_0}{6\beta_2} t^2 + \gamma \int_0^z P(z') dz' \\ c(z) = -\frac{\partial\phi(z, t)}{\partial t} = \frac{\Gamma_0}{3\beta_2} t \end{cases} \quad (\text{II.35})$$

Avec  $E_0$  l'énergie initiale de l'impulsion injectée et  $c$  le chirp de l'impulsion.

La dispersion (paramètre  $\beta_2$ ) à l'entrée de cette fibre, sa courbure de décroissance  $\Gamma_0$  au cours de la propagation et le coefficient de non-linéarité  $\gamma$  déterminent, avec l'énergie de l'impulsion d'entrée, les caractéristiques de largeur temporelle et de puissance crête du similariton à sa sortie (Figure II.11). Comme dans le cas des dispositifs actifs, l'acquisition du régime asymptotique dans une telle fibre ne dépend ni de la structure de l'enveloppe, ni du chirp de l'impulsion initiale.



**Figure II.11 :** Evolution temporelle d'une impulsion gaussienne vers un similariton dans une fibre ND-DDF(a), profil d'intensité et chirp (b) de l'impulsion à la sortie de la fibre [30].

La Figure II.11 montre l'évolution temporelle d'une impulsion Gaussienne de 1 ps vers un similariton dans une fibre ND-DDF de 600 m, de dispersion  $\beta_2(0)= 1.25 \text{ ps}^2/\text{Km}$ , de non linéarité  $\gamma=3.3 \text{ [W.Km]}^{-1}$ , et de paramètre  $g_0=0.028 \text{ m}^{-1}$ .

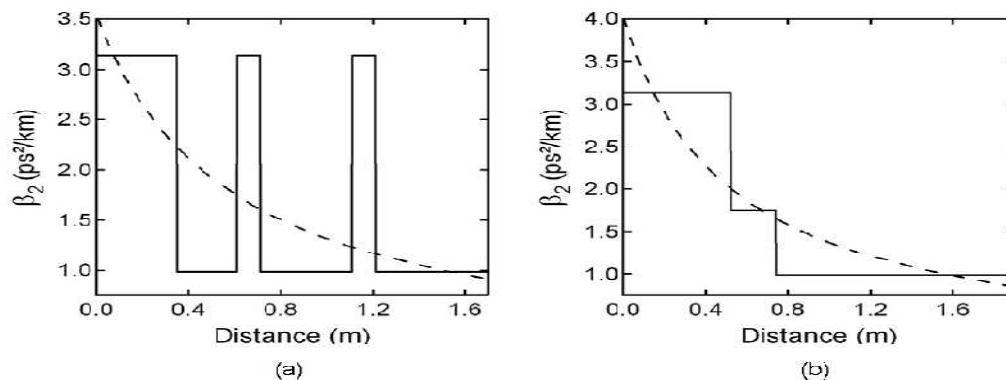
La conception de fibres optiques hybrides basées sur l'alternance de plusieurs segments de fibres conventionnelles, Deux exemples de fibres hybrides sont présentés par la figure II.12 , la première alterne des segments de deux fibres à forte non-linéarité (HNL-NDFF 1 et 3) avec un paramètre de dispersion normale différent donnant lieu à un profil de dispersion en forme de peigne. La deuxième est une succession de trois segments de trois

HNLFF (HNL-NDFF 1,2 et 3) avec un paramètre de dispersion normale différent. Ceci correspond à un profil en escalier.

Cependant, ce modèle montre des limitations telles que les ordres supérieurs de dispersion et les pertes dégradant cette évolution auto-similaire sur des longueurs de propagation supérieures.

Cette nouvelle configuration pour la génération de similaritons de manière passive n'a cependant pas encore fait l'objet de confirmation expérimentale. Le besoin d'utiliser une fibre à dispersion décroissante continue avec un profil hyperbolique spécialement conçu pour des impulsions initiales particulières est potentiellement très coûteux (mise en œuvre difficile, peu disponible commercialement), et donc réduit clairement l'attraction des avantages de la propagation passive.

En comparant ce type de dispositif aux technologies à amplificateurs, le principal avantage est son faible coût alors que l'inconvénient qui peut apparaître (selon les besoins voulus) est de ne pas avoir de gain d'énergie des impulsions.



**Figure II.12 :** Profils optimisés de la dispersion de vitesse de groupe (a) en forme de peigne et (b) en forme d'escalier en fonction de la longueur des deux fibres hybrides.

Pour chaque type de profil, l'ajustement correspondant de type hyperbolique de la dispersion décroissante est présenté en trait pointillé. [30]

### II.3 Propagation d'une paire d'impulsions similaritons

Dans le cas de la propagation d'une paire d'impulsions initiales, deux situations sont à envisager :

- les fréquences centrales des impulsions sont identiques. L'élargissement temporel progressif des similaritons entraîne alors un recouvrement et une interaction.
- les fréquences centrales sont différentes et nous assistons à une collision.

Nous présentons ici les aspects théoriques de ces deux situations dans le cadre d'un amplificateur Raman à dispersion normale [31] et dans le cas de la génération passive ND-DDF [32] fonctionnant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques.

### II.3.1 Interaction des similaritons optiques

Dans le cas de deux impulsions de même longueur d'onde centrale mais séparées temporellement d'une durée  $\Delta T_0$ , et en raison de leur évolution auto-similaire, les deux impulsions vont alors progressivement s'étaler jusqu'à se recouvrir. Le front montant de la première impulsion interagit alors avec le front descendant de la seconde.

Comme les similaritons sont des impulsions linéairement chirpées, nous avons donc, dans la zone de recouvrement, une superposition de deux fréquences instantanées différentes, ce qui va induire un battement sinusoïdal de fréquence  $f_s = C_p \Delta T_0 / 2\pi$

En effet, la superposition linéaire de deux similaritons centrés à  $-\Delta T_0/2$  et  $\Delta T_0/2$  conduit à l'expression du profil d'intensité suivante dans la zone de recouvrement [31]:

$$|A_{INT}(T)|^2 = 2|A_p|^2 \left\{ 1 - \frac{1}{T_p^2} \left( T^2 + \frac{\Delta T_0^2}{4} \right) + \cos(2\pi f_s \Delta T_0) \sqrt{1 - \left( \frac{T + \Delta T_0/2}{T_p} \right)^2} \sqrt{1 - \left( \frac{T - \Delta T_0/2}{T_p} \right)^2} \right\} \quad (\text{II.36})$$

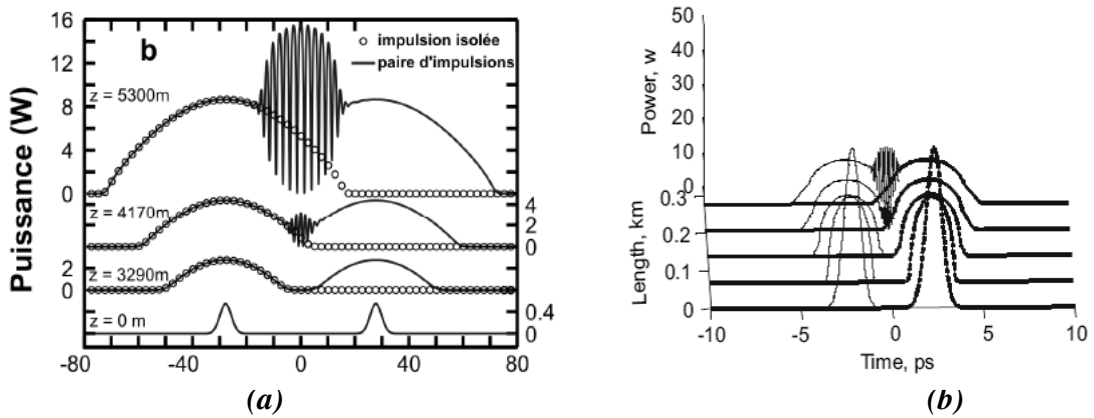
Hors de la zone de recouvrement, nous constatons que la dynamique des impulsions n'est pas affectée par la présence d'une impulsion voisine.

En raison de la non-linéarité et du gain, le battement sinusoïdal va ensuite progressivement évoluer vers un train de solitons noirs [31].

Dans le cas de la génération passive [32], l'analyse de la dynamique de l'évolution d'une paire d'impulsions identiques basée sur la résolution de l'équation de Schrödinger avec dispersion variable  $D(z)$ . Lorsque deux impulsions paraboliques se propagent dans un ND-DDF ( $\beta_2(0) = 1.3 \text{ ps}^2/\text{Km}$ ,  $\gamma = 4 [\text{W.Km}]^{-1}$ , et  $g_0 = 0.025 \text{ m}^{-1}$ ) séparées temporellement d'une durée  $\Delta T_0 = 4.5 \text{ ps}$ , ils créent tout d'abord une oscillation sinusoïdale à l'intérieur de la zone de chevauchement, puis évoluent vers un train de solitons noirs asymptotiques. En dehors de la zone de recouvrement, les impulsions évoluent indépendamment et génèrent des profils paraboliques auto-similaires.

Zhang et al [33], ont analysé la dynamique de l'évolution d'une paire d'impulsions identiques avec la variation de la phase  $\theta$ , de temps de retard  $\Delta T$ , de l'énergie  $E$  et de la largeur à mi-hauteur  $T_{FWHM}$  des impulsions initiales. Ils ont trouvé que la phase

d'ajustement sinusoïdal du soliton noir varie selon la variation de la phase initiale. Par contre, l'augmentation de la largeur à mi-hauteur ( $T_{FWHM}$ ) et l'énergie d'entrée ou la diminution du temps de retard  $\Delta T$  correctement, améliore l'interaction entre les impulsions auto-similaire, ce qui rend la longueur d'interaction plus courte et réduit la perte d'énergie, résultant de la production d'énergie élevée. La recherche montre également qu'une forte énergie augmente l'amplitude des oscillations, et une faible durée  $T$  donne lieu à la diminution de la fréquence d'oscillation.



**Figure II.13 :** Evolution temporelle d'une paire d'impulsions, décalées de  $\Delta T_0 = 55$  ps dans une fibre amplificatrice (a) [31], et évolution temporelle d'une paire d'impulsions, décalées de  $\Delta T_0 = 4.5$  ps dans une fibre ND-DDF (b) [32].

### II.3.2 Collision de similaritons optiques

Cette situation est rencontrée lorsque les deux impulsions initiales de même forme et même amplitude ont des fréquences centrales différentes ou bien lorsque deux impulsions de même fréquence centrale se propagent selon chacun des axes d'une fibre optique biréfringente.

Considérons maintenant l'amplification de deux impulsions initialement Gaussiennes séparées temporellement de  $\Delta T_0$  et décalées en fréquence d'une quantité  $\Omega = 1.25$  THz. Le champ total initial  $A(t, 0)$  est alors la superposition de deux gaussiennes  $A_g$ :

$$A(t, 0) = A_g\left(t - \frac{\Delta T_0}{2}\right) \exp\left(i \frac{\Omega t}{2}\right) + A_g\left(t + \frac{\Delta T_0}{2}\right) \exp\left(-i \frac{\Omega t}{2}\right) \quad (\text{II.37})$$

Durant sa propagation dans l'amplificateur, chaque impulsion va évoluer vers un similariton. Mais les deux impulsions se propagent, en raison de la dispersion chromatique, à des vitesses différentes. Ainsi, en régime de dispersion normale, l'impulsion ayant la plus basse fréquence se propage plus vite que l'impulsion de fréquence plus élevée, introduisant ainsi un retard  $\Delta T_G$  proportionnel à la distance de propagation  $z$  :  $\Delta T_G(z) = \beta_2 \Omega z$ .

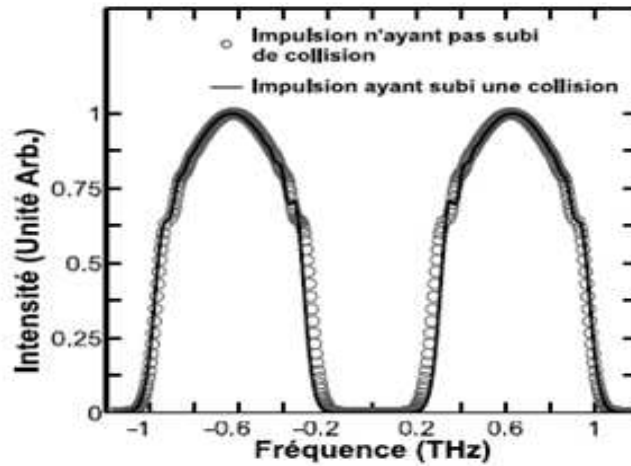
Le champ total  $A(t, L)$  en sortie de l'amplificateur est donc la superposition de deux similaritons  $A_p$  décalés temporellement de  $\Delta T_L$  et en fréquence de  $\Omega$  [34]:

$$A(t, L) = A_p \left( t - \frac{\Delta T_L}{2}, L \right) \exp \left( \frac{i\Omega t}{2} \right) + A_p \left( t + \frac{\Delta T_L}{2}, L \right) \exp \left( -\frac{i\Omega t}{2} \right) \quad (\text{II.38})$$

Ce qui conduit au profil d'intensité suivant dans la zone de recouvrement :

$$|A_T(t, L)|^2 = 2P_p \left\{ 1 - \frac{1}{T_p^2} \left( t^2 + \frac{\Delta T_L^2}{4} \right) + \cos(2\pi f_s \Delta T_L) \sqrt{1 - \left( \frac{t + \Delta T_L/2}{T_p} \right)^2} \sqrt{1 - \left( \frac{t - \Delta T_L/2}{T_p} \right)^2} \right\} \quad (\text{II.39})$$

La superposition des deux similaritons linéairement chirpés se traduit donc par un battement sinusoidal de fréquence  $f_s = (\Omega + C_p \Delta T_L)/2\pi$ .



**Figure II.14 :** Différence entre le spectre d'impulsions subissant une collision et le spectre d'impulsion n'ayant pas subi de collision [15]

Concernant le profil spectral, chaque impulsion subit un élargissement spectral continu, avec une modification nette lors de la collision. Nous pouvons également comparer Figure II.14, les profils spectraux d'intensité avant et après collision : si les impulsions retrouvent bien leur profil spectral globalement parabolique, une légère déformation est néanmoins visible, avec l'apparition d'une asymétrie dans le spectre de chaque impulsion.

Pour interpréter l'évolution des spectres durant la phase de recouvrement, il est indispensable de tenir compte des effets de modulation de phase croisée (XPM).

### **III. Conclusion**

Nous avons introduit dans ce chapitre les principaux effets qui gouvernent la propagation dans une fibre optique. Nous avons vu un nouveau type d'impulsion ; le similariton optique, impulsion optique présentant un profil d'intensité parabolique et se propageant de manière auto-similaire, c'est-à-dire en préservant sa forme. Un similariton optique est progressivement générée dans une fibre optique par combinaison des effets liés au gain, à la dispersion normale et à la non-linéarité, et peut être obtenu par amplification (Raman, Erbium, Ytterbium..), ou de manière passive par les fibres à dispersion normale décroissante (gain virtuel). Le similariton voit ses coefficients caractéristiques varier sans toutefois perdre ses profils d'intensité parabolique et de dérive de fréquence (chirp) linéaire. L'acquisition de ce profil parabolique par une impulsion ne dépend ni de la structure de son enveloppe, ni de sa phase, mais uniquement de son énergie initiale.

# Chapitre III

## *Génération de similaritons optiques dans les fibres microstructurées.*

*Dans ce chapitre, nous présenterons une nouvelle méthode pour la génération de similaritons fonctionnant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques, on exploitant d'avantage les caractéristiques d'une fibre microstructurée à cristal photonique dite PCF hautement non linéaire et de faible dispersion normale aplatie, et les propriétés intéressantes du processus d'amplification par l'effet Raman.*

*On commence par la conception d'un amplificateur Raman dans la PCF, après une description détaillée de l'amplification Raman et du modèle associé pour modéliser efficacement cet effet, une attention toute particulière sera portée sur les paramètres de l'amplificateur Raman pour le dimensionner, le couple longueur de fibre et le gain de l'amplification seront déterminés en fonction de la largeur spectrale désirée de similariton.*

*Pour démontrer et atteindre la formation des impulsions similaritons dans la PCF, l'effet des paramètres de l'impulsion initiale ainsi que la dispersion d'ordre 3 sera étudié.*

*La mise en œuvre du modèle numérique mettant en évidence la remise en forme parabolique et l'évolution auto-similaire du profil temporel ainsi que spectral de l'impulsion similariton dans la PCF.*

### **I. Introduction**

Comme nous l'avons présenté dans le deuxième chapitre, la formation de similariton est un résultat des interactions entre la dispersion normale, la non linéarité et le gain de la fibre optique. Étant donné que la dispersion normale et le coefficient de la non-linéarité

sont définis par les caractéristiques structurelles de la fibre optique utilisée pour l'amplification, les seules variables d'ajustement, pour que l'impulsion devienne parabolique, sont son énergie initiale et le gain linéique de la fibre amplificatrice.

De nombreuses études employant les technologies d'amplification Raman, Erbium et Ytterbium ont déjà démontré de multiples propriétés remarquables des amplificateurs à similaritons dans les fibres conventionnelles [1, 2, 3], impliquant de ce fait une limite physique à ce régime par la bande spectrale d'amplification du milieu à gain [4].

D'autres études sont focalisées sur la génération des similaritons passivement avec l'utilisation des fibres à dispersion normale décroissante ou ND-DDF (normal dispersion-decreasing fiber). Cette théorie est basée sur l'équation non-linéaire de Schrödinger sans gain mais à dispersion variable (gain virtuel) [5, 6, 7]. Cependant, ce modèle montre des limitations telles que la dispersion d'ordre supérieur et les pertes dégradant l'évolution auto-similaire sur des longueurs de propagation supérieures, ainsi le besoin d'utiliser une fibre à dispersion décroissante est potentiellement très coûteux (mise en œuvre difficile), et donc réduit clairement l'attraction des avantages de la propagation passive.

De manière générale, toutes les études mentionnés ci-dessus pour avoir l'extension et la platitude du spectre de similariton nécessitent des longueurs de fibres plus importantes (plusieurs dizaines de Km) ou des puissances plus élevées qu'habituellement. Afin d'éviter ces contraintes, On propose une nouvelle configuration pour la génération de similariton dans les fibres de nouvelle génération dite microstructurées.

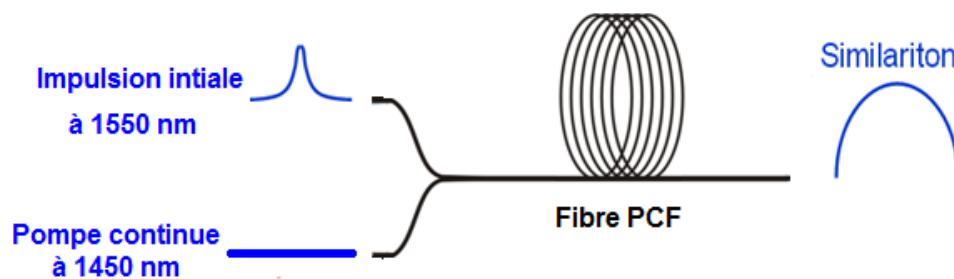
Dans les fibres à saut d'indice usuelles, il est difficile d'obtenir simultanément un fort coefficient de recouvrement de la zone dopée avec l'onde signal et avec l'onde de pompe (amplificateurs dopés terres-rares). La meilleure solution consiste à renforcer le confinement des ondes en fabricant un cœur dopé de faible section et avec une grande différence d'indice avec la gaine. Mais le volume dopé est alors petit, ce qui rend difficile l'amplification à fort gain ou l'amplification de signaux déjà forts.

Pour contourner cette difficulté, nous avons décidé d'évaluer le potentiel d'une nouvelle catégorie de fibres en tant qu'amplificateur : les fibres microstructurées à cristal photonique (PCF) utilisant comme processus d'amplification l'effet Raman [8].

L'amplification Raman présente un certain nombre d'avantages dans le cadre de l'amplification. Premièrement, elle peut avoir lieu dans n'importe quelle fibre. Deuxièmement, le gain Raman peut se produire à n'importe quelle longueur d'onde. Cela n'est pas vrai dans le cas des amplificateurs dopés terres-rares car ils nécessitent une fibre spécialement dopée et les longueurs d'ondes de la pompe et du signal sont déterminées par les niveaux énergétiques des ions dopants. Elle offre néanmoins des performances, en termes de bruit et de bande passante, très intéressantes [9].

La configuration proposée (Figure III.1) consiste à propager une impulsion ultracourte dans une fibre PCF fortement non-linéaire et de faible dispersion normale et sous l'effet de gain Raman permet alors l'amplification à similariton, ce dernier interagit plus tôt avec la dispersion normale par la SPM, limitant la longueur de fibre nécessaire à quelques mètres.

Pour l'étude numérique, le choix de paramètres classiques de génération de similaritons est nécessaire. On fait appel aux caractéristiques de la PCF utilisée et de la source laser. Seule la notion de l'amplificateur Raman est intégrée, cependant une modélisation réaliste de ce milieu à gain est effectuée à partir d'études d'amplification Raman présentes dans la littérature [10].



*Figure III.1 : Configuration de la génération de similaritons*

## II. Conception de l'amplification Raman dans la PCF à dispersion normale

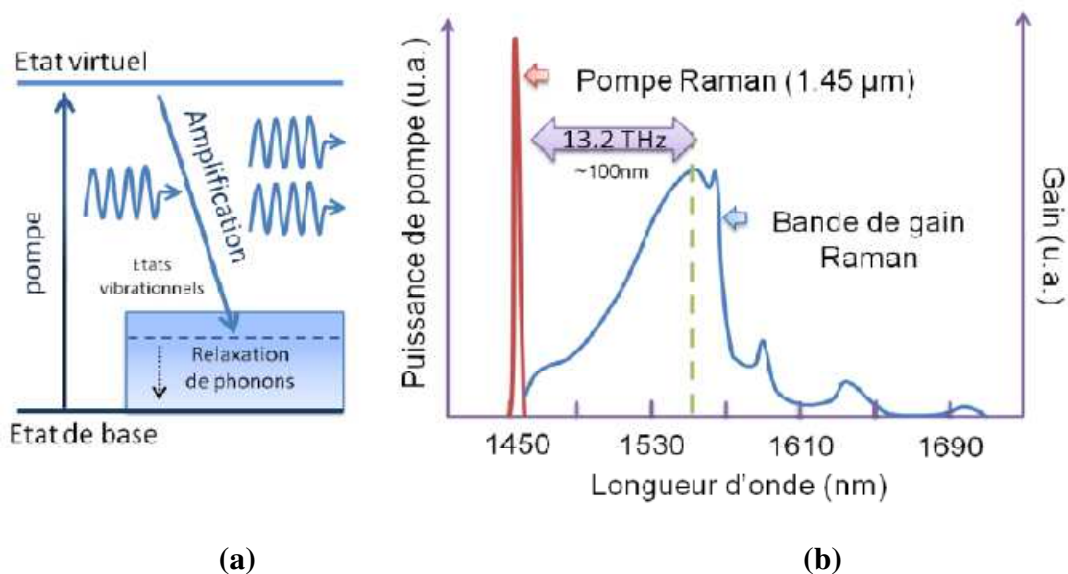
L'objectif de cette section est de comprendre comment fonctionne un amplificateur Raman dans la fibre PCF à dispersion normale, à partir de la modélisation numérique de l'amplification présentée dans la référence [10]. On décrit tout d'abord le processus d'amplification Raman, puis nous identifions quels sont les paramètres ajustables de l'amplificateur pour réaliser le dimensionnement de l'amplificateur en fonction des performances visées.

## II.1. L'amplification Raman

Comme nous l'avant vue dans le premier chapitre, l'amplification Raman se déroule quand une pompe suffisamment puissante est injectée dans une fibre optique et permet un processus d'émission Raman stimulée. Le transfert d'énergie se passe quand les photons de pompe libèrent leur énergie sous la forme d'un nouveau photon à la même longueur d'onde que le signal, auquel s'ajoute un peu d'énergie résiduelle qui est absorbée par des phonons sous forme d'énergie vibrationnelle. La Figure III.2.a représente schématiquement ce processus. Le niveau supérieur indiqué sur ce schéma indique simplement un état transitoire où aucune énergie n'est stockée, au contraire d'un système à deux niveaux caractéristique d'un amplificateur dopé terre-rare.

En effet, la largeur de la bande de gain exploitable avoisine 6 THz (soit plus de 40 nm aux longueurs d'onde télécoms). [11, 12, 13]. La Figure III.2.b représente l'évolution du gain en fonction de la longueur d'onde pour une longueur de pompe à 1450 nm. Nous constatons que le gain augmente de manière approximativement linéaire avec l'écart de fréquence entre la pompe et le signal pour atteindre une valeur maximale pour un décalage de 13 THz. Le gain chute ensuite assez rapidement.

Il est possible de décaler la longueur d'onde centrale du gain simplement en modifiant la longueur d'onde de la pompe. Cela permet d'exploiter le gain Raman pour n'importe quelle longueur d'onde, la seule condition étant de disposer d'une pompe adéquate.



**Figure III.2 :** Diagramme représentant les échanges d'énergie intervenant dans le processus amplificateur Raman (a). Forme spectrale du gain Raman (b) pour une pompe située à 1450 nm.

Quand un signal faible est injecté avec une pompe plus puissante, il sera amplifié en raison de SRS. La modélisation numérique décrit l'évolution temporelle du flux de photons en tout point de la fibre en présence d'une onde signal et d'une onde pompe se propageant en sens contraire (montage *contra-propagatif*). Cette interaction de Raman entre la pompe et le signal est donnée par l'équation couplée suivante (tenant compte des pertes dans la fibre) [14]:

$$\begin{aligned}\frac{dN_p}{dz} &= -g_0 N_p (N_s + 1) - \alpha_p N_p \\ \frac{dN_s}{dz} &= -g_0 N_p (N_s + 1) + \alpha_s N_s\end{aligned}\quad (\text{III.1})$$

Où :

$N_p / N_s$  le flux de photons à la longueur d'onde de pompe/signal

$\alpha_p / \alpha_s$  : les pertes (atténuation) de la fibre à la longueur d'onde de pompe/signal

$g_0$  : le gain Raman (en  $m^{-1}$ ) qui dépend du matériau et de la longueur d'onde.

Pour un montage *co-propagatif*, lorsque la pompe et le signal se propagent dans la même direction, l'équation couplée se réécrit comme suit :

$$\begin{aligned}\frac{dN_p}{dz} &= -g_0 N_p (N_s + 1) - \alpha_p N_p \\ \frac{dN_s}{dz} &= +g_0 N_p (N_s + 1) - \alpha_s N_s\end{aligned}\quad (\text{III.2})$$

Dans le cas de l'amplification d'un signal lors de sa propagation dans la fibre, le signal pompe génère des photons d'émission spontanée, Ce phénomène s'accroît avec l'absorption de la puissance de pompe, et tant que le signal amplifiée ne sature pas la fibre amplificatrice, l'émission spontanée se produit en continu, tout au long de la fibre, et dans toutes les directions, donc également selon celle du signal injecté. Ces quelques photons sont à leur tour amplifiés, comme le signal, par diffusion Raman stimulée, donnant lieu au bruit d'émission spontanée amplifiée ou ASE (amplified spontaneous emission). Mais, l'ASE restant très inférieure au signal, on peut la négliger pour l'étude de l'amplification proprement dite.

### II.1.1 Paramètres de l'amplificateur Raman

Pour dimensionner l'amplificateur Raman, nous disposons de certains paramètres qui sont les paramètres ajustables de l'amplificateur. En effet nous avons tout d'abord choisi la fibre optique. Il est question ici d'utiliser une fibre microstructurée à cristal photonique

PCF. L'objectif de cette étude numérique suivante consiste à déterminer la longueur de fibre optimale afin d'avoir l'amplification à similariton capable de nous donner la largeur spectrale désirée qui est le seul paramètre ajustable pour la fibre optique. Néanmoins, nous avons comme d'autres paramètres ajustables la puissance de pompe, et par conséquent le gain d'amplification. Le paramètre réellement ajustable de la pompe est sa puissance, qui est fonction du gain que l'on souhaite atteindre.

### II.1.2 Caractéristiques de la fibre optique (PCF) utilisée

La fibre optique utilisée pour générer le similariton et effectuer l'extension spectrale désirée, doit offrir les caractéristiques d'une non linéarité et d'une dispersion en régime normale à la longueur d'onde 1550 nm. Ces conditions sont nécessaires afin de s'assurer que l'impulsion se propage de manière auto-similaire dans la fibre sous l'effet de l'amplification Raman. Compte tenu de ces impératifs, nous utilisons la fibre PCF de la référence [15].

On décrit d'abord la géométrie de la fibre PCF utilisée ainsi que ses diverses caractéristiques.

La section transversale de la structure de la PCF utilisée est illustrée par la Figure III.3. Les trous d'air sont disposés avec une symétrie hexagonale à travers la section transversale où  $\Lambda$  est l'espacement de centre-au-centre entre les trous d'air, et  $d$  est le diamètre du trou d'air. Dans cette conception, le diamètre du trou d'air de la première couronne est  $d_1$ , le diamètre du trou d'air de la deuxième et troisième couronne est  $d_2$ . Le diamètre du trou d'air de la quatrième à la sixième couronne est  $d$ .

Cette PCF possède une gaine artificiellement périodique constituée de trous d'air micrométriques permettant la possibilité de concevoir des profils de dispersion très variés et conçus pour des applications précises. Le diamètre du premier trou d'air annulaire est réduit à  $d_1$  pour obtenir une dispersion aplatie proche de zéro, dans une gamme de longueurs d'onde large. Tandis que le diamètre des autres anneaux de trous d'air  $d$  est sélectionné pour être grand pour maintenir une faible valeur de perte de confinement.

Les propriétés de cette PCF, telle que la dispersion chromatique, la pente de dispersion, les pertes de confinement et l'aire effective sont représentées par la Figure III.4, où  $\Lambda = 0,87 \mu\text{m}$ , et les tailles relatives des trous d'air sont  $d_1 = 0,33 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0,78 \mu\text{m}$ ,  $d = 0,84 \mu\text{m}$ .

La fibre PCF présente une dispersion chromatique ultra-aplatie de  $0 \pm 4,0$  ps/(nm.km) sur une plage de longueur d'onde de 1060 nm à 1680 nm. Les pertes de confinement sont inférieures à  $10^{-1}$  dB/km dans la même plage de longueurs d'onde. Le coefficient non linéaire de la HN-PCF est de  $51$  [WKm] $^{-1}$  à 1550 nm. La variation de pente de dispersion chromatique est  $0 \pm 0,04$  ps/(nm $^2$ .km), dans la même plage de longueur d'onde.

En résumé, cette PCF est choisie pour ses caractéristiques :

- Faible dispersion d'ordre 3 ( $B_3 = -0.01$ ) qui permet d'obtenir un spectre de similariton (supercontinuum) hautement cohérent, et symétrique dans la bande C [16].
- Dispersion normale aplatie et faible à la longueur d'onde 1550 nm pour maintenir la puissance crête élevée des impulsions [17].
- Non-linéarité plus élevée à la longueur d'onde 1550 nm pour avoir une extension rapide ; la puissance requise est faible et la longueur de fibre nécessaire est courte pour la génération de similariton efficace.
- Faible perte de confinement, et faible aire effective pour optimiser le gain d'amplification (détails dans la section suivante).

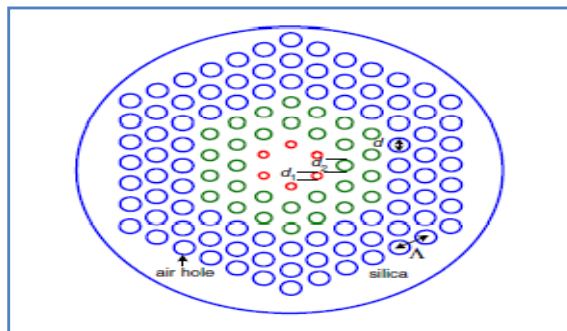


Figure III.3 : Géométrie de la PCF utilisé [15]

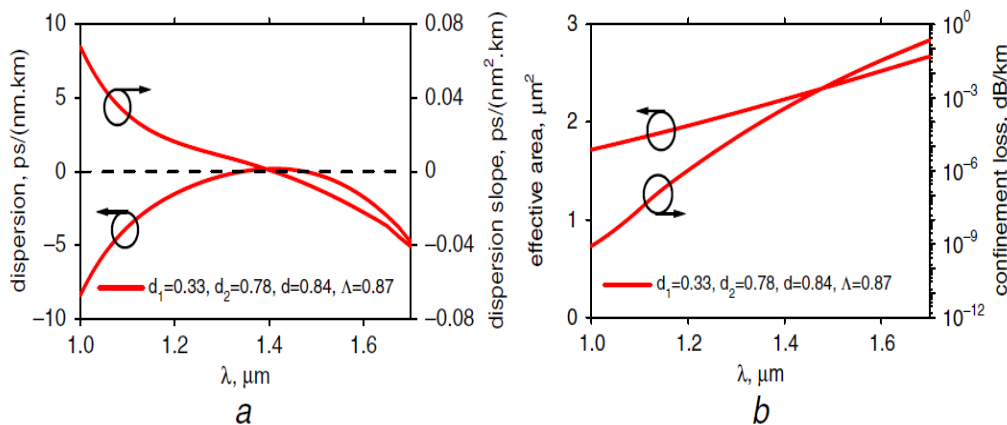


Figure III.4: Caractéristiques de la PCF : dispersion chromatique et pente de dispersion (a), perte de confinement et l'aire effective (b) [15].

### II.1.3 Le Gain Raman

Lorsque nous nous situons dans le cas de l'amplification d'impulsion où la pompe est très peu affectée par le processus d'amplification Raman, quand la puissance de la pompe employée est très supérieure à la puissance du signal à amplifier. Dans ce régime particulier, les équations s'intègrent assez aisément. En effet, dans les deux cas (co ou contra-propagatif), l'évolution de variation du flux de la pompe est par conséquent décrite telle que:

$$\frac{dN_p}{dz} = -\alpha_p N_p \quad (\text{III.3})$$

On a après une distance  $L$  de fibre parcourue un faisceau pompe uniquement atténué par sa propagation dans la fibre:

$$N_p(L) = N_{p_0} \exp(-\alpha_p L) \quad (\text{III.4})$$

Si on néglige le terme de diffusion spontanée, on obtient la même solution des équations (III.1 ; III.2) et que l'on se place en co-propagation ou en contra-propagation respectivement:

$$\begin{aligned} N_s(L) &= N_{s_0} \exp(-\alpha_s L) \exp(g_0 N_{p_0} L_{eff}) \\ N_s(0) &= N_{s_L} \exp(-\alpha_s L) \exp(g_0 N_{p_0} L_{eff}) \end{aligned} \quad (\text{III.5})$$

$L_{eff}$  est la longueur effective d'interaction qui est courte que la longueur totale de fibre du fait de l'absorption de la pompe.

$$L_{eff} = \frac{1 - \exp(-\alpha_p L)}{\alpha_p} \quad (\text{III.6})$$

Enfin, la description de l'évolution des puissances le long de la fibre est régie par les équations suivantes [18]. Cela permet une comparaison directe avec les résultats obtenus ci-après dans la partie simulation de cette étude:

$$P_p(L) = P_0 \exp(-\alpha_p L) \quad (\text{III.7})$$

$$\begin{aligned} P_s(L) &= P_{s_0} \exp(-\alpha_s L) \exp\left(\frac{g_R P_0}{2A_{eff}} L_{eff}\right) \\ P_s(0) &= P_{s_L} \exp(-\alpha_s L) \exp\left(\frac{g_R P_0}{A_{eff}} L_{eff}\right) \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

Avec:

- $P_0$  est la puissance optique de pompe entrant dans la fibre.
- $A_{eff}$  l'aire effective de la fibre,
- $g_R$  le coefficient de gain Raman en m/W.

Comme nous l'avant vue précédemment (Figure III.2), le coefficient de gain Raman  $g_R$  augmente de manière approximativement linéaire avec l'écart de fréquence entre la pompe et le signal pour atteindre une valeur maximale pour un décalage de 13 THz, [19]. La valeur de crête de ce coefficient a une longueur d'onde de pompe Raman de  $\lambda = 1450 \text{ nm}$  est  $g_R = 7.6 \cdot 10^{-13} \text{ m/W}$  [20].

Un paramètre connu sous le nom de puissance de seuil de pompe Raman  $P_{th}$  donne une indication de la puissance de pompage au-dessus de laquelle le gain Raman augmente de façon quasi exponentielle par rapport à l'augmentation de puissance de la pompe de façon linéaire. Elle est évaluée en tant que  $P_{th} \approx \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}}$  [21].

Nous définissons le gain comme étant le rapport de la puissance extraite en sortie sur la puissance du signal injecté en entrée du système amplificateur .. On peut exprimer le *gain net* apporté par l'amplification Raman comme suit :

$$G = \exp\left(\frac{g_R P_0}{A_{eff}} L_{eff} - \alpha_S L\right) \quad (\text{III.9})$$

Et le gain en dB est donné par :

$$G_{dB} = 4.34 \left(\frac{g_R P_0}{A_{eff}} L_{eff} - \alpha_S L\right) = 4.34(g_0 L_{eff} - \alpha_S L) \quad (\text{III.10})$$

L'expression du gain en dB, ne dépend que de la puissance de pompe utilisée et des caractéristiques de la fibre choisie, montrés par:

- La longueur  $L$  et l'atténuation de la fibre aux longueurs d'onde du signal  $\alpha_S$  et de la pompe  $\alpha_P$  (qui apparaît dans la longueur effective).
- Le facteur de gain Raman  $g_0$  en  $\text{m}^{-1}$  qui est donné par :  $g_0 = \frac{g_R P_0}{A_{eff}}$ .

Donc, pour obtenir une amplification importante du signal, on peut donc jouer sur la puissance du signal pompe, ou sur l'aire effective du cœur de la fibre. C'est une des raisons pour laquelle on a choisi la fibre PCF pour engendrer notre objectif.

#### II.1.4 Détermination de la longueur de la fibre PCF pour l'amplification

Les solutions de l'équation (III.10) montrent, en raison de l'absorption de la pompe, pour de courtes longueurs de fibre, la longueur effective  $L_{eff}$  se rapproche de la longueur de la fibre  $L$ , et pour des grandes longueurs  $L_{eff}$  sature, et il atteint :  $1/\alpha_p$  ( $L_{eff}|_{L \rightarrow \infty} = \frac{1}{\alpha_p}$ ).

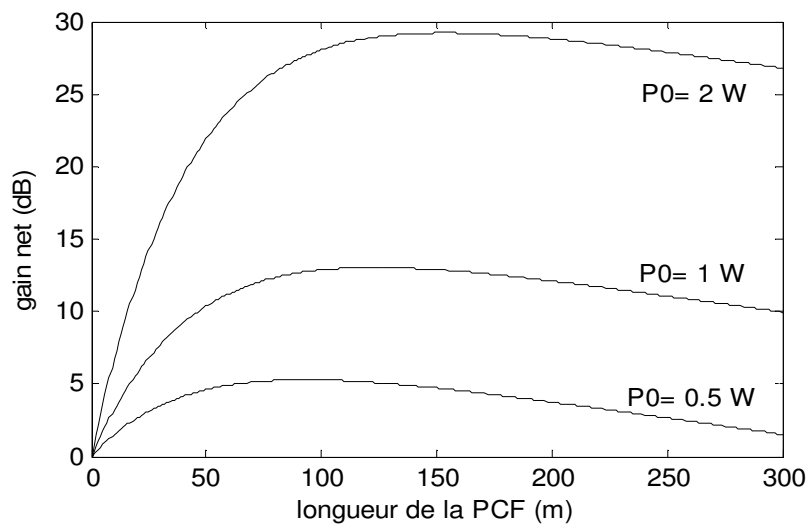
Et, comme l'atténuation est comparable aux longueurs d'onde pompe et signal,  $\alpha_s = \alpha_p$  on peut réécrire le gain maximal comme suit :

$$G = 4.34 \left( \frac{g_0}{\alpha} - \alpha L \right) \quad (\text{III.11})$$

Il convient alors de déterminer le couple longueur de fibre et puissance de pompe qui permet d'obtenir le meilleur compromis gain/longueur de fibre désiré. Dans cet objectif, nous avons tracé sur la Figure III.5 l'évolution de la courbe de gain net en fonction de la longueur de la fibre PCF pour différentes puissances de pompe.

De la Figure III.5, nous constatons que pour avoir un gain important, il faut que la puissance de pompe importante soit supérieure à la puissance seuil (*dans notre cas*  $P_{th} = 0.2 \text{ W}$ ). En outre, pour chaque puissance de pompe, il apparait que le gain augmente avec la longueur de la fibre PCF pour atteindre une valeur maximale correspondant à la longueur optimale. Au delà de cette longueur, la fibre devient trop longue et le gain chute ensuite assez rapidement. Pour une puissance de pompe de 2 W, une longueur de fibre  $L = 165 \text{ m}$ , un gain net  $G$  de plus de 29 dB et par conséquent, on peut calculer le gain linéique  $g_0$  qui est de  $0.6 \text{ m}^{-1}$  pour la même valeur de la puissance de pompe.

Etant donné que les longueurs de fibre sont relativement courtes (de l'ordre de quelques mètres), nous négligeons les pertes intrinsèques de la fibre PCF mise en œuvre. Par conséquent, la longueur effective est directement la longueur physique de la fibre PCF ( $L_{eff} \approx L$ ).



**Figure III.5:** Variation du gain net d'un amplificateur Raman en fonction de la longueur de la fibre pour différentes puissances de pompe.

Par la suite, en va déterminer la longueur de fibre PCF ainsi que le gain en dB correspondant qui nous donne l'élargissement spectral maximal de l'impulsion similariton (déterminé par la largeur spectrale du milieu à gain Raman).

### III. Evolution du similariton dans la PCF amplificatrice

#### III.1 Détermination de la largeur spectrale du similariton

Notre attention s'est portée sur la dynamique d'élargissement spectral de l'impulsion similariton. Pour cela nous allons représenter la largeur spectrale à mi-hauteur  $\Delta\lambda$  pour caractériser l'élargissement spectral; La largeur spectrale en fréquence  $\Delta f$  est fonction de la largeur spectrale en longueur d'onde  $\Delta\lambda$  par :  $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \Delta f$  , ( c : la vitesse de la lumière). La largeur spectrale  $\Delta f$ , peut être définie à partir de cette équation [3]:

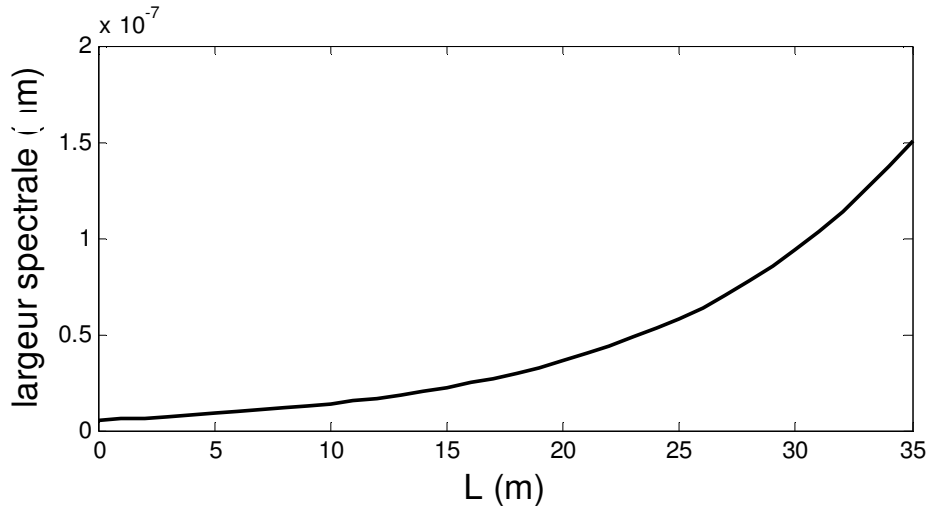
$$\Delta f = \frac{1}{\pi} \left( \frac{g_0 \gamma E_{in}}{2\beta_2^2} \right)^{1/3} \exp\left(\frac{g_0 L}{3}\right) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{\gamma G E_{in} \log G}{2\beta_2^2 L} \right)^{1/3} \quad (\text{III.12})$$

Rappelons que :  $E_{in}$  est l'énergie initiale de l'impulsion d'entrée,  $\beta_2$  la dispersion d'ordre 2,  $\gamma$  la non linéarité Kerr, et G le gain de l'amplification dépendant du gain linéique  $g_0$  et de la longueur de la fibre L ( $G = g_0 L$ ).

De l'équation (III.12), il apparaît bien que la largeur spectrale à mi-hauteur  $\Delta f$ , évolue de manière exponentielle durant la propagation avec le gain linéique  $g_0$  et la longueur de la fibre L. Il s'avère que ce paramètre dépend aussi principalement de la longueur de fibre utilisée pour que les impulsions atteignent le régime auto-similaire de l'amplification, impliquant de ce fait une limite physique à ce régime par la bande spectrale d'amplification du milieu à gain. Pour notre cas, la largeur totale de la bande spectrale d'amplification Raman est environ 100 nm [11]. Il convient alors de déterminer la longueur de fibre qui permet d'obtenir la largeur spectrale maximale de l'impulsion similariton.

La Figure III.6, présente la dynamique d'élargissement du profil spectral de l'impulsion similariton pour une puissance de pompe de 2 W ( $g_0$  est de  $0.6 \text{ m}^{-1}$ ), et d'énergie initiale de 1 pJ. De cette figure, l'élargissement relevé pour une longueur de fibre de 30 m met nettement en évidence la largeur spectrale du similariton qui donne une largeur spectrale maximale ( $\Delta\lambda \approx 100 \text{ nm}$ ) limitée par la largeur spectrale du milieu à gain Raman. Le gain d'amplification à cette longueur de 30 m est de  $G = 18 \text{ dB}$ .

Nous avons alors choisi cette longueur de fibre ( $L = 30$  m) pour s'assurer de la validité de notre modèle numérique. Nous présentons par la suite les résultats obtenus à partir de celle-ci.



**Figure III.6 :** Variation de la largeur spectrale du similariton en fonction de la longueur de la fibre PCF

## III.2 Formation de similariton dans la PCF amplificatrice

### III.2.1 Impact de l'énergie et de la durée initiale sur la formation de similariton

Pour obtenir et atteindre la formation des impulsions similaritons dans la PCF amplificatrice, les paramètres de l'impulsion initiale sont importantes. Donc, il est nécessaire d'étudier l'effet de ces paramètres sur l'évolution des impulsions dans la PCF; nous nous concentrons sur la dynamique d'évolution pour différentes énergies et durées initiales de l'impulsion initiale.

#### III.2.1.1 Impact de l'énergie initiale

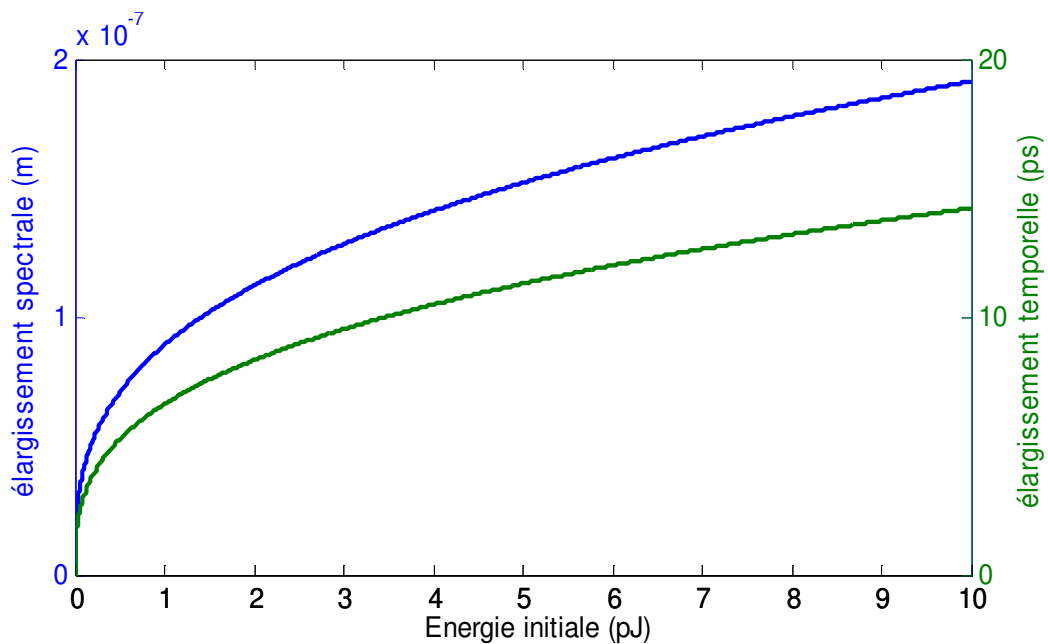
La figure III.7, montre l'influence de l'énergie initiale sur l'évolution des largeurs spectrales et temporelles de l'impulsion. De cette figure, on observe que les impulsions de sortie s'élargissent progressivement temporellement et spectralement de manière significative avec l'augmentation de l'énergie.

L'énergie d'impulsion augmente les largeurs d'impulsion de manière significative, et la forme de l'impulsion ne change pas, mais les bords des impulsions subissent des

oscillations [16], en raison de l'augmentation de l'énergie d'impulsion, la longueur dispersive  $L_D$  ( $L_D = (T_0^2/|\beta_2|)$ ) de fibre maintenue constante, mais la longueur non linéaire  $L_{NL}$  ( $L_{NL} = (1/\gamma P_0)$ ) devient plus courte, et l'impact de l'effet non linéaire sur l'impulsion devient plus grave; quand  $L_D / L_{NL} \gg 1$ , les impulsions principalement souffrent de l'impact de cet effet. Cela provient du fait qu'avec l'augmentation de l'énergie initiale, la gamme linéaire de chirp continue à agrandir (le chirp est renforcé progressivement avec l'augmentation de l'énergie d'impulsion). L'énergie excessive apporte un effet destructif sur les propriétés linéaires de chirp car ce dernier ne peut pas offrir assez de gamme linéaire pour les impulsions très larges, les différentes composantes de l'impulsion se propagent à des vitesses différentes dans la gamme non linéaire du chirp, et surtout lorsque la dispersion de fibres est normal ( $B_2 > 0$ ) résultants la détérioration de la forme de l'impulsion similariton.

De la Figure III.7, il apparaît aussi que le profil impulsionnel relevé à une énergie de 1 pJ, les impulsions en sortie atteignent une durée de 8 ps et une largeur spectrale de 80 nm et mettent nettement en évidence la largeur spectrale du similariton désiré.

Nous avons alors choisi cette valeur d'énergie pour s'assurer de la validité de notre modèle numérique.



**Figure III.7 :** Variation de l'élargissement spectral et temporel en fonction de l'énergie initiale de l'impulsion.

### III.2.1.2 Impact de la durée initiale

Comme nous avons indiqué dans le chapitre précédent, les impulsions de différentes formes et durées convergent vers une impulsion de forme parabolique avec la même durée et amplitude. Les plus courtes impulsions initiales convergent plus rapidement à la forme d'impulsion parabolique ou similariton. Donc, les plus larges impulsions exigent une plus longue distance d'amplification pour atteindre le régime auto-similaire de l'amplification. Ce phénomène se produit lorsque les impulsions sont dans la phase initiale de l'évolution si la longueur  $L_D$  et celle de la fibre sont presque les mêmes, les impulsions sont soumises à une dispersion suffisante pouvant rapidement se transformer en des impulsions paraboliques auto-similaires à cause de l'interaction de la non-linéarité, la dispersion normale et le gain; après que les impulsions ayant évolué en impulsions paraboliques auto-similaires, la longueur  $L_{NL}$  va rapidement diminuer. Donc, l'augmentation drastique de la  $L_D$ , accélère l'évolution des impulsions auto-similaires, et la conservation de leurs profils paraboliques sont due au renforcement de la non-linéarité.

Dans notre cas, pour avoir la longueur  $L_D$  de même longueur que celle de la PCF (pour  $L = 30$  m), il faut avoir des impulsions de l'ordre de 0.2 picosecondes. D'autre part, il est possible, de déterminer une longueur de fibre caractéristique pour laquelle la structure parabolique principale de l'impulsion prédomine (l'équation II.42). Cette distance  $Z_c$  est de 9.17 m en considérant un coefficient  $N = 100$ . La longueur  $Z_c$  est indépendante de la durée initiale de l'impulsion.

La fibre PCF est caractérisée par un coefficient de dispersion de troisième ordre  $\beta_3$ , il est donc indispensable d'étudier l'impact de ce paramètre sur la formation de similaritons.

### III.2.2 Impact de la dispersion de troisième d'ordre sur la formation de similariton

L'auto-modulation de phase donnée par le coefficient non-linéaire  $\gamma$  et la dispersion normale d'ordre 2 ( $\beta_2$ ) sont les principaux facteurs de reconstruction d'impulsion à la forme parabolique dans la fibre optique passive. Cependant, d'autre facteur comme le troisième ordre de dispersion  $\beta_3$  ou TOD (third order dispersion) est capable de changer la forme de l'impulsion généré.

Dans le régime linéaire dite dispersif ( $\gamma = 0$ ) l'effet du TOD joue un rôle important seulement si  $L_{D'}/L_D < 1$ ,  $L_{D'}$  est la longueur dispersive dépend de la dispersion d'ordre 3

( $L_{D'} = T_0^3/|\beta_3|$ ). Cette condition est généralement satisfaite au voisinage de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre ( $\beta_2 = 0$ ). Ce cas conduit à l'élargissement asymétrique de l'impulsion avec une queue oscillante près de l'un de ses bords [16].

En présence de la non-linéarité, l'influence de TOD devient plus complexe. L'impact de TOD dans le régime de propagation à l'état stable dans une fibre non linéaire passive est tout à fait semblable à celui dans le cas de la propagation d'impulsion similariton [16, 22, 23]. Le profil temporel et spectral de l'impulsion devient asymétrique et avec le pic décalé vers l'un des bords de l'impulsion et en fonction du signe du TOD et le chirp de l'impulsion devient non linéaire. En outre l'augmentation du TOD conduit à l'apparition des oscillations rapides et profondes dans le profil temporel et à la génération d'un satellite latéral dans le spectre de l'impulsion.

Dans notre cas, pour  $\beta_3 = -0.01 \text{ ps}^3/\text{Km}$ , la longueur de  $L_{D'}$  est de 0.8 Km tandis que la longueur  $L_D$  est de 30 m, pour la valeur de  $\beta_2$  ( $1.1 \text{ ps}^2/\text{Km}$ ) et  $L_D \ll L_{D'}$ , dans ce cas la TOD joue un rôle relativement mineur, en néglige alors dans la suite, l'effet de ce terme sur la génération de notre similariton.

### III.3 Mise en œuvre du modèle numérique

Le modèle numérique que nous avons développé est basé sur la NLSE avec gain  $g_0$  fixe donnée par l'équation (II.37) :

$$i \frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + \frac{i}{2} g_0 A(z,t) - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} + \gamma [|A(z,t)|^2 A(z,t)] = 0 \quad (\text{III.13})$$

Rappelons que  $\gamma$  est le coefficient non-linéaire, et  $\beta_2$  la dispersion chromatique d'ordre 2.

Une attention particulière est portée aux conditions initiales de propagation, c'est à dire à la modélisation de l'impulsion en entrée de la fibre. Le profil impulsional introduit correspond à une forme gaussienne. Le champ électrique  $A(0, t)$  correspondant à une telle impulsion peut être exprimé sous la forme:

$$A(0, t) = \sqrt{P_0} \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \quad (\text{III.14})$$

Où  $P_0$  (= 5 W) est la puissance de crête de l'impulsion d'entrée,  $T_0$  (= 0.2 ps) est la durée initiale, et liée à la largeur totale à mi-hauteur de l'impulsion d'entrée (FWHM) par  $T_{\text{FWHM}} \approx 1.665T_0$ . La longueur d'onde centrale de l'impulsion d'entrée est  $\lambda_0 = 1550 \text{ nm}$ .

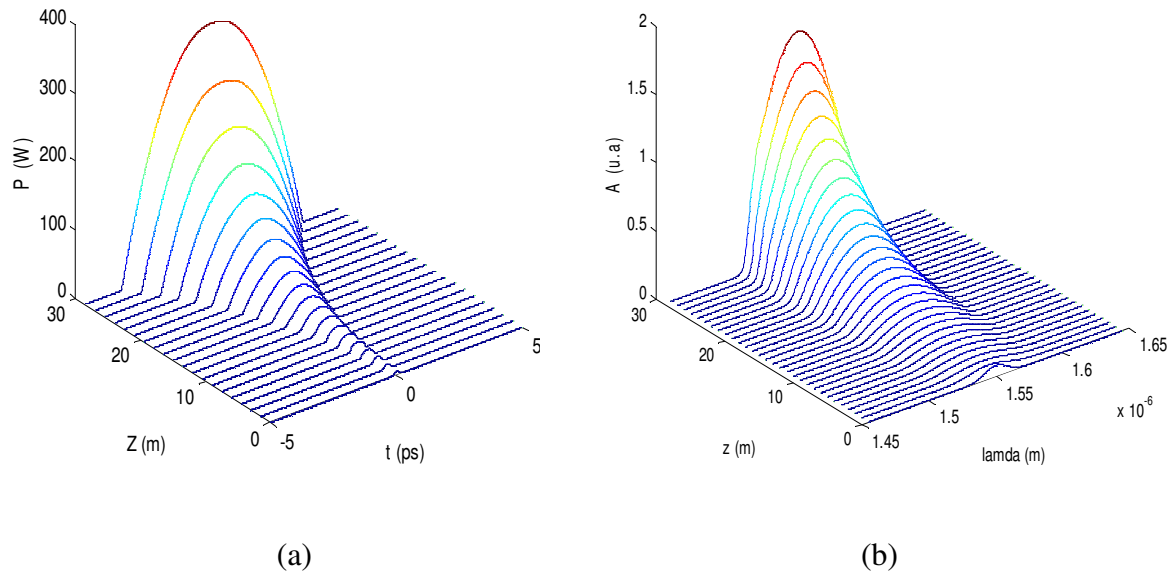
En utilisant les paramètres de dispersion et de non-linéarité de la fibre PCF choisie ( $\beta_2 = 1.1 \text{ ps}^2/\text{Km}$ ,  $\gamma = 51 \text{ [W.Km]}^{-1}$ ), et pour les caractéristiques du milieu à gain on choisit un pompage de 1450 nm avec une puissance de 2 W. A la sortie de 30 m de fibre PCF le gain d'amplification est  $G = 18 \text{ dB}$  correspondant à une puissance de crête de l'impulsion similariton de 316 W à la sortie de l'amplificateur.

On résoud la NLSE par la méthode de Fourier à pas devisé (SSF) avec un pas  $dz$  fixe, où les effets de dispersion et de gain sont pris en compte que sur la première moitié d'un pas puis les effets non linéaires sur la seconde moitié [21] afin de résoudre notre système matriciel de taille  $N \times 1$  qui représente l'équation NLSE dans le cas d'un champ électrique représenté par un vecteur ( $N \times 1$ ). Le champ électrique initial  $A(0, t)$ , contient des informations sur l'intensité et la phase de l'impulsion à l'entrée de la fibre PCF. La résolution en temps du signal dépend donc du signal à simuler. Au cours de la transmission dans la fibre, le signal à simuler peut être élargi sous l'influence de la dispersion. Pour que l'élargissement du signal ne déborde pas de la fenêtre du signal, la fenêtre temporelle doit être assez grande. Au niveau de la fenêtre spectrale, la méthode SSF utilise un algorithme qui s'appelle FFT (Fast Fourier Transform). Pour optimiser l'utilisation de cet algorithme, le signal doit être échantillonné uniformément par  $N = 2^m$  échantillons. Selon le théorème de Nyquist, il faut prendre une fréquence d'échantillonnage égale au moins deux fois la fréquence maximale du signal pour éviter l'apparition d'artéfacts numériques. De même, la fenêtre spectrale doit également être suffisamment large pour contenir tout élargissement spectral dû aux effets non linéaires. Généralement, il est conseillé de prendre un rapport d'environ 20 à 30 entre la fenêtre temporelle et la durée à mi-hauteur du signal [21]. Cela permet de réunir les bonnes conditions de définition de la fenêtre du signal

La formation de similariton dans le milieu à gain peut être illustrée plus en détail en traçant les formes temporelles et spectrales de l'impulsion à la sortie du PCF.

On montre dans la Figure III.8.a l'évolution temporelle de l'impulsion gaussienne injectée dans 30 m de fibre PCF idéale (sans pertes et sans ordre supérieur de dispersion  $\beta_3$ ) mettant en évidence la remise en forme parabolique et l'évolution auto-similaire est apparue selon deux parties d'évolutions distinctes. La première partie, observée durant une longueur  $Z_C = 9.17 \text{ m}$  de propagation dans la fibre, correspondant à la restructuration de l'impulsion et à l'apparition des caractéristiques du profil parabolique. Dans la seconde partie, au delà de  $Z_C$ , l'impulsion présente les caractéristiques du similariton et se

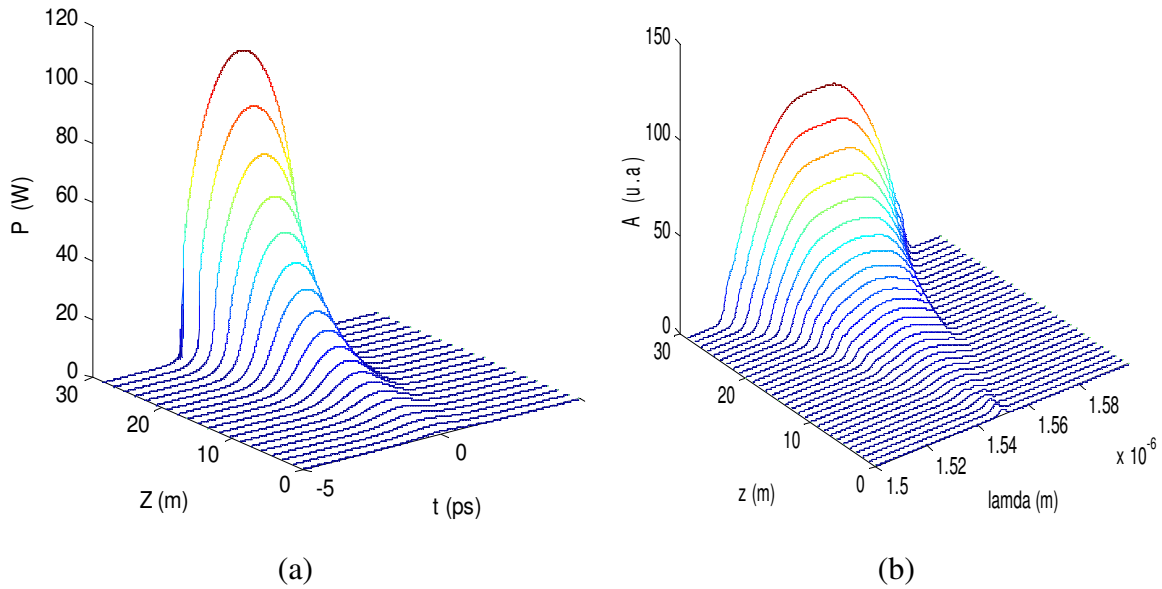
développe de manière auto-similaire. Le spectre généré par le régime auto-similaire d'amplification à aussi une forme parabolique (Figure III.8.b).



**Figure III.8:** Evolution temporelle (a) et spectrale (b) de l'impulsion similariton dans la fibre PCF amplificatrice ( $T_{FWHM} = 0.3$  ps).

En plus d'illustrer la génération d'impulsions similaritons par l'intermédiaire d'une propagation active dans une PCF, ces derniers permettent également la génération significative de largeur spectrale importante par l'élargissement auto-similaire. Spécifiquement pour ces résultats à 1550 nm, un spectre de largeur de bande spectrale d'environ 80 nm est produit (Figure III.8.b). Le spectre est devenu plus lisse lorsque l'impulsion converge vers le régime auto-similaire. En revanche, le régime SPM est caractérisé par un spectre hautement modulé comme représenté dans le chapitre précédent par la Figure II.7.

Les caractéristiques du similariton obtenues après 30 m de propagation dans la PCF sont comparées à celles du modèle numérique dans la figure (III.7). On note alors le très bon accord présenté, confirmant ainsi l'obtention des impulsions similaritons avec les paramètres choisis d'énergie initiale  $E_0 (= 1$  pJ), de durée initiale  $T_0 = 0.2$  ps ( $T_{FWHM} = 0.3$  ps), de  $g_0 (0,6 \text{ m}^{-1})$ , et de longueur de PCF ( $L_{PCF} = 30$  m) décrits précédemment.



**Figure III.9:** Evolution temporelle (a) et spectrale (b) de l'impulsion similariton dans la fibre PCF amplificatrice ( $T_{FWHM} = 2.4$  ps).

On rappelle que l'acquisition de profil parabolique par une impulsion dépend uniquement de son énergie initiale. Cependant, il faut noter que la durée de l'impulsion introduite dans l'amplificateur influe sur la dynamique d'évolution de celle-ci vers son régime asymptotique parabolique comme nous avons montré auparavant (§ III.3.2).

Dans la pratique, la source laser picoseconde a été largement utilisé au lieu de femtoseconde pour obtenir un spectre cohérent et brayant [25]. Afin de vérifier la propagation des impulsions picosecondes dans la fibre PCF accompagnée de l'amplification Raman, on montre dans la Figure III.9 l'évolution temporelle et spectrale d'impulsion gaussienne de puissance de crête d'entrée  $P_0 = 1$  W, et de durée initiale  $T_0$  de 1.5 ps ( $T_{FWHM} = 2.4$  ps). On voit que la forme temporelle ainsi que le spectre de similariton présente une structure parabolique qui s'élargit de manière auto-similaire durant la propagation dans la PCF, impliquant de ce fait dans le domaine temporelle une largeur réduite de similariton généré ( $T_{FWHM} = 5$  ps) avec une puissance de crête de l'impulsion similariton de 100 W à la sortie de 30 m de fibre PCF amplificatrice, tandis que le spectre présente un élargissement d'environ 60 nm avec une bonne platitude.

Ces résultats montrent l'importance de leurs applications en WDM et en OTDM présentés dans les deux derniers chapitres, où le spectre et l'élargissement auto-similaire sont bien exploités.

#### IV. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé une nouvelle méthode de génération de similaritons basée sur la propagation d'impulsions courtes dans une fibre microstructurée à cristal photonique (PCF) fortement non-linéaire et de faible dispersion normale, utilisant l'effet Raman en tant que processus d'amplification.

Le modèle numérique que nous avons développé est basé sur la NLSE avec gain fixe. La résolution de cette équation prend en compte l'interaction entre la dispersion d'ordre 2, la non linéarité de la fibre PCF et le gain Raman calculé après une description bien détaillée de l'amplification Raman avec le modèle associé afin de modéliser efficacement son effet. La mise en œuvre de ce modèle permet alors la formation de similaritons à spectre large, puissant et limitant ainsi la longueur de fibre nécessaire à quelques mètres.

Les résultats obtenus sont utilisés dans les deux derniers chapitres où nous mettons à profit les propriétés remarquables des similaritons générés pour les applications envisagés.

# *Chapitre IV*

## *Application des Similaritons dans les systèmes WDM: Génération de supercontinuum*

*Dans ce chapitre, les diodes lasers émettrices utilisées dans une liaison WDM classique sont remplacées par une source supercontinuum qui réalise un émetteur à longueurs d'ondes multiples capable de véhiculer les informations dans un système de communication à haut débit et à grande distance.*

*Dans un premier temps, nous présentons l'état de l'art de la génération de supercontinuum, ensuite, nous vérifions la validité de la génération du supercontinuum à 1550 nm exploitant les caractéristiques spectrales de similaritons. Le supercontinuum recherché doit être défini sur la bande C avec une densité spectrale de puissance la plus plate possible, et le découpage spectral de celui-ci conduit directement à une source multi-longueur d'onde d'impulsions courtes et de forte puissance adaptée aux applications WDM. Il est donc possible de générer N canaux identiques à des longueurs d'ondes différentes à partir d'une source unique. L'intérêt en termes de coûts est alors significatif.*

### **I. Introduction**

Comme nous l'avions présenté dans le premier chapitre, dans une liaison WDM classique, la partie émettrice nécessite un ensemble de diodes laser émettant à différentes longueurs d'onde (au voisinage de la longueur d'onde de 1550 nm). Cette technologie permet d'augmenter le débit d'informations de la fibre en véhiculant l'information à différentes longueurs d'ondes pouvant se propager sans interférence dans la même fibre optique. Cependant, le système nécessite une grande précision et stabilité si plusieurs longueurs d'onde assez proche se propagent simultanément par la même fibre (cas de

DWDM, Dense WDM). Il est alors nécessaire de stabiliser la température du laser car la longueur centrale d'émission ainsi que la largeur spectrale des diodes laser varie dès que la température change. Un laser stabilisé en température représente un coût très onéreux. Autres inconvénients sont le bruit et le chirp laser, ces fluctuations limitent les performances de n'importe quel système optique de communications. Ces inconvénients rendent la technique WDM limitée par la largeur spectrale de la source utilisée ou par le nombre de signaux laser injectés dans la fibre.

Une des solutions pour augmenter la bande spectrale d'émission est d'employer un système laser ayant une largeur spectrale très grande. Un phénomène qui permet d'obtenir de grandes étendues spectrales est la génération de supercontinuum dans une fibre optique. Cette technique remplace avantageusement les diodes lasers. Au niveau de coût une diode laser a certes un prix faible mais ramené au nombre de canaux et aux évolutions futures du composant, les sources supercontinuum ont d'avantage de potentiels de performants.

## **II. Génération de supercontinuum : Etat de l'art**

Un supercontinuum est un phénomène d'optique non linéaire correspondant à un élargissement de spectre très large [1]. Ce phénomène d'élargissement spectral est caractéristique, de la propagation d'une impulsion ou d'une onde continue dans une fibre optique qui, par l'action conjointe des phénomènes dispersifs et non-linéaires pour la produit de nouvelles composantes fréquentielles (vus dans les chapitres précédents).

L'élargissement spectral sur une plage spectrale de plusieurs centaines de nanomètres a été observé dans les régimes nanoseconde, picoseconde et femtoseconde, et aussi en continu (quasi-continue). Chaque type d'excitation diffère des autres en termes de processus non linéaire impliqués, caractéristiques temporelles et spectrales.

Dans la génération de supercontinuum, le type d'excitation permet de contrôler l'importance des effets non linéaires et de dispersions.

### **II.1 La génération de supercontinuum dans les fibres standards**

Depuis la première démonstration par Alfano et Shapiro [1] d'un élargissement spectral important dans un bloc de verre, les recherches autour des supercontinuum n'ont cessé d'évoluer. C'est dans les années 1980 que la génération de supercontinuum a pris une nouvelle orientation. En effet, grâce aux fibres optiques, il est possible d'obtenir des

élargissements spectraux encore plus importants mais également de maîtriser certains paramètres essentiels tels que : la dispersion chromatique, la biréfringence ou encore le confinement extrême du champ électromagnétique. La première génération de supercontinuum dans une fibre optique est publiée en 1976 [2]. L'expérience, réalisée permet d'obtenir un élargissement s'étalant sur 189 nm grâce à l'utilisation d'une impulsion laser nanoseconde visible (532 nm). Plusieurs études suivent ces travaux. En 1987, des impulsions de 25 ps injectées dans une fibre de 15 m de long supportant quatre modes à 532 nm génèrent, grâce à la combinaison de plusieurs effets non-linéaires, un élargissement de 50 nm [3]. C'est au cours de la même année, qu'une expérience similaire dans une fibre unimodale permet d'obtenir, à l'aide d'impulsions de 830 fs ayant une puissance crête de 530 W, un élargissement spectral de 400 nm [4]. En 1994, des impulsions de 6 ps de puissance crête 3,8 W injectées dans une fibre de 4,9 km de long, en régime de dispersion anormal a permis d'obtenir un élargissement spectral relativement important pour produire un système de multiplexage WDM à 40 voies [5]. En 1998, une fibre à dispersion plate sur une bande de 200 nm est utilisée et un élargissement spectral de 280 nm est obtenu [6]. Au cours de la même année, des impulsions à 1569 nm sont injectées dans 1,7 km de fibre à dispersion constante et l'élargissement obtenu est d'environ 200 nm [7].

## II.2 La génération de supercontinuum dans les fibres microstructurées

La génération de supercontinuum dans les fibres microstructurées a fait l'objet de nombreuses études depuis l'avènement de ce nouveau type de guide dans les années 2000 [8, 9]. La méthode la plus courante consiste à injecter un laser femtoseconde dans une fibre microstructurée, au voisinage de sa longueur d'onde de dispersion nulle et en régime de dispersion anormale [10]. Les impulsions lumineuses, de forte puissance, sont alors confinées dans le cœur de la fibre de petite dimension et subissent les effets non linéaires présents en raison du coefficient non linéaire supérieur jusqu'à trente fois celui des fibres conventionnelles. Un autre avantage des fibres microstructurées est leur caractère monomode sur une large plage de longueurs d'ondes, ce qui permet d'obtenir une extension spectrale plus grande, qui n'est pas limitée par la longueur d'onde de coupure du mode fondamental de la fibre. Enfin, la dispersion de la fibre est également un facteur important agissant sur la dynamique de génération de supercontinuum.

### II.3 Spécificité des régimes de pompage

#### II.3.1 Génération de supercontinuum dans le régime de dispersion anormal : effet solitonique

Les principaux processus non linéaires impliqués dans ce régime de propagation sont la SPM, effets solitoniques, et la génération d'onde dispersive [11, 12]. Initialement, l'impulsion injectée dans la fibre dans la région de dispersion anormale et à proximité de la longueur d'onde de dispersion nulle ZDW (zero dispersion wavelength) se propage comme un soliton d'ordre supérieur (Figure VI.1). Dans les premiers centimètres de la fibre, l'impulsion subit un élargissement spectral en raison de la SPM. Cet élargissement spectral est accompagné par une compression temporelle. La perturbation induite par la forte dispersion d'ordre supérieur conduit à l'éclatement de soliton d'ordre N en N solitons fondamentaux avec différentes durées et puissances de crête tel que défini par  $L_{fess} = L_D/N$ . A ce moment, les longueurs d'ondes centrales des solitons fondamentaux sont déplacées vers la région infrarouge. Ainsi, chaque soliton fondamental a une longueur d'onde centrale différente et vitesse de groupe différent en fonction de la durée et la puissance de crête. Le supercontinuum obtenu est incohérent, et ne couvre pas la bande C, et la source résultante est par conséquent inadaptée pour l'application WDM.

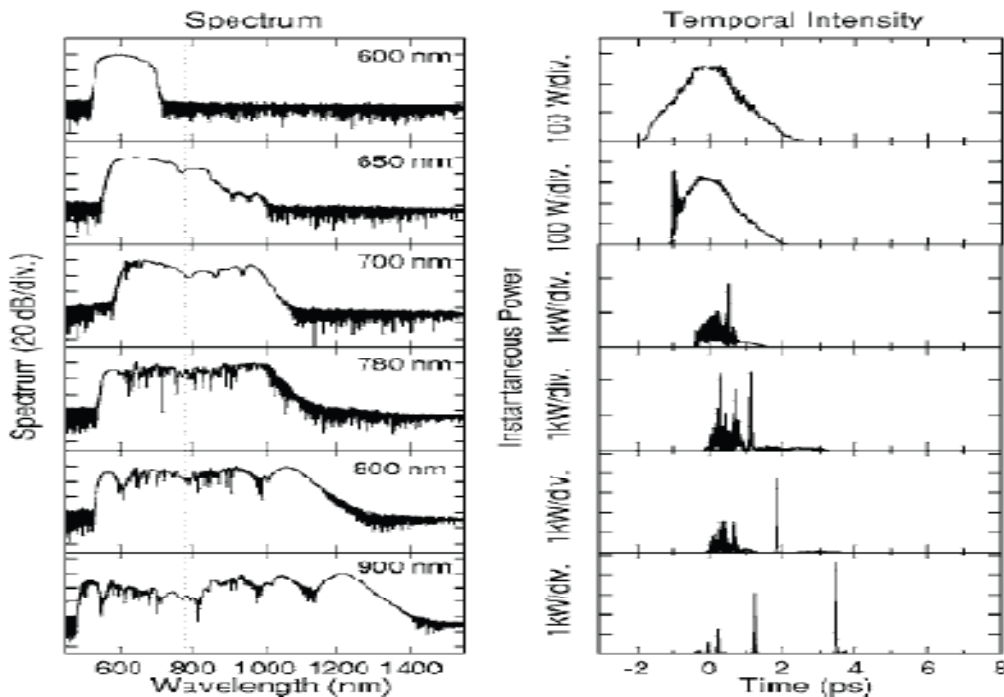


Figure IV.1: Supercontinuum généré dans une fibre microstructurée avec une dispersion nulle à 780 nm (ligne pointillée) en régime femtoseconde. Spectres à gauche et profils temporels à droite [9].

### II.3.2 Génération de supercontinuum dans le régime de dispersion normale

Lorsque la longueur d'onde de l'impulsion d'entrée est située dans une plage spectrale où le régime de dispersion de la fibre est normal, on observe un mécanisme de génération de supercontinuum différent de celui obtenu en régime anormal.

Durant la propagation dans la fibre, l'impulsion subit initialement un élargissement spectral dû à la SPM et à la dispersion normale. Dans le domaine temporel, apparaît alors un chirp linéaire de pente positive situé dans la partie centrale de l'impulsion [13]. Parallèlement, un élargissement temporel de l'impulsion a lieu, provoqué par le régime normal de la dispersion. L'élargissement temporel subi a pour conséquence une diminution progressive de la puissance crête de l'impulsion. Le chevauchement entre la partie centrale de l'impulsion de chirp linéaire avec les ailes de l'impulsion non-chirpées conduit au phénomène de wave-breaking [14]. Les différences entre fréquences instantanées au même instant engendrent des oscillations de la fréquence instantanée (vu au § I.5 du deuxième chapitre). Ce phénomène stoppe l'élargissement à mi-hauteur du spectre, et génère de nouvelles fréquences sur les ailes de l'impulsion en cédant la puissance contenue dans la partie centrale de l'impulsion [15].

### II.4 Cohérence du supercontinuum

En général, les supercontinuum générés avec des impulsions très courtes seront cohérents. Le degré de cohérence est dicté par l'importance de l'amplification du bruit par instabilité de modulation dans les débuts de la propagation. Si la fission solitonique est engendrée par des effets dispersifs d'ordres supérieurs, le supercontinuum sera cohérent. Par contre, pour les impulsions longues, plutôt des bandes spectrales reliées au bruit sont amplifiées. Il n'y a donc aucune relation de phase entre les photons initiaux et les photons amplifiés par instabilité de modulation. Cette dynamique étant valide dans un régime de dispersion anormal. On retient que le supercontinuum sera en général cohérent pour des impulsions courtes et incohérentes pour des impulsions plus longues.

En régime de dispersion normale, la SPM est principalement responsable de l'élargissement spectral, ce qui fait que les supercontinuum sont beaucoup plus cohérents généralement [9].

### **III. Supercontinuum pour l'application WDM**

Dans cette partie de travail, les supercontinuum recherchés sont d'un intérêt considérable pour l'application en télécommunications optiques multiplexés en longueurs d'ondes WDM où l'intensité et la platitude spectrale sont d'une importance considérable. En outre le découpage spectral des supercontinuum conduit directement à une source multi-longueurs d'ondes d'impulsions courtes et de forte puissance adaptée à l'application envisagée. Ceci peut être réalisé par l'utilisation des impulsions similaritons en raison de ses caractéristiques ; spectre large, résistance au wave breaking, auto-similarité, et le chirp linéaire.

Des recherches nombreuses ont été effectuées pour augmenter de plus en plus la bande spectrale d'émission, par l'intermédiaire d'impulsions similaritons, ont rendu possible la génération du supercontinuum à large bande spectrale dans l'infrarouge et à la longueur d'onde 1550 nm [16, 17, 18, 19, 20]. Cependant, la volonté d'obtenir des spectres toujours de plus en plus larges, plus plats, et plus intenses est encore d'actualité même si de nombreuses solutions ont déjà été mises en œuvre.

#### **III.1 Génération de supercontinuum par la formation de similaritons dans la PCF**

Dans un premier temps, on génère les supercontinuum désirés (étude théorique présentée dans le chapitre précédent) puis, en couplant les propriétés des similaritons avec les caractéristiques de systèmes WDM on crée une source multi-longueurs d'ondes afin de réaliser un système de télécommunication à haut débit et à grande distance.

Pour analyser et évaluer une chaîne de transmission, le logiciel de simulation utilisé est le COMSIS. Il intègre les fonctions électroniques, et optiques telles que les fibres optiques, les lasers, les modulateurs.... En effet ce logiciel résout l'équation non linéaire de Schrödinger par la méthode RK4IP [21], qui est une méthode itérative basée sur la méthode de Runge- Kutta d'ordre 4, et qui fait appel en même temps à la transformée de Fourier de la même manière que celle de la méthode SSF.

La Figure IV.2 indique le schéma synoptique de la génération du supercontinuum que nous allons simuler. Le schéma synoptique de simulation sous COMSIS est représenté sur la Figure IV.3.

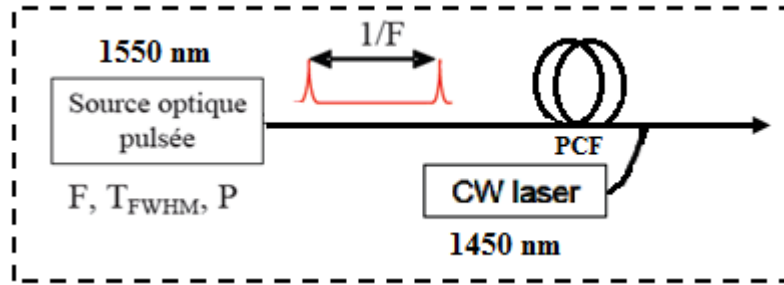


Figure IV.2 : Principe de la génération des supercontinuum.

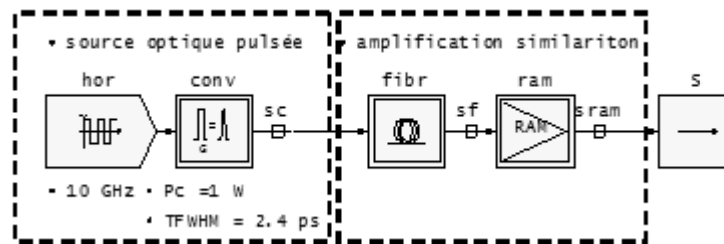


Figure IV.3 : Schéma de simulation sous COMSIS permettant de générer les supercontinuum.

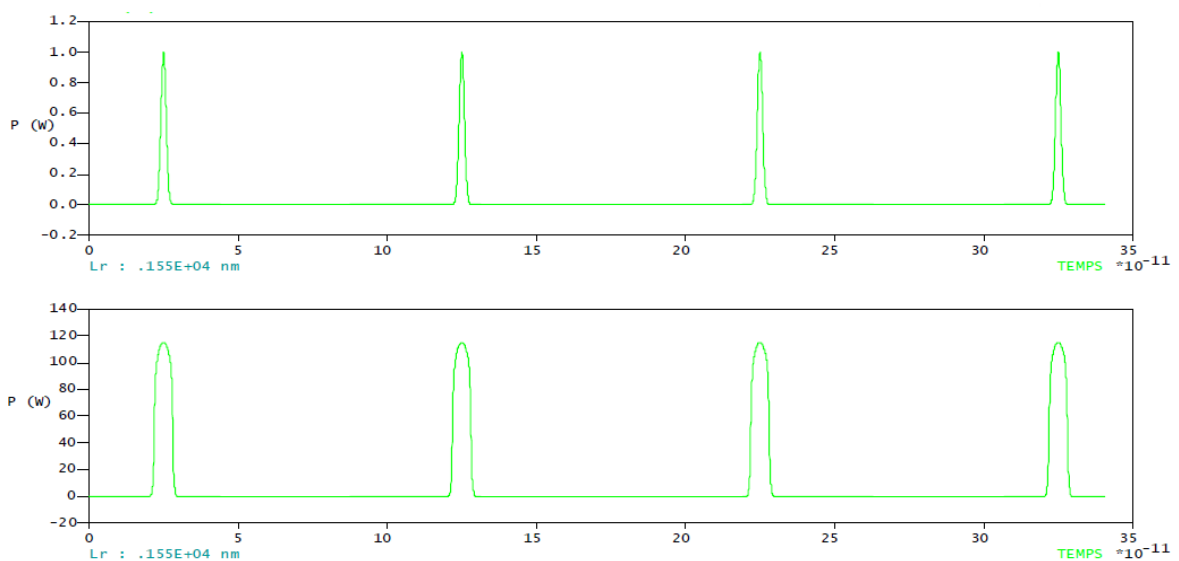
Le signal d'entrée est fixé à la longueur d'onde  $\lambda_s = 1550$  nm. Ce signal est un train d'impulsions picosecondes de durée  $T$ , et de forme temporelle gaussienne  $A(0,t)$  ayant une fréquence de répétition  $F_{rep}$  et une énergie par impulsion  $E_{in}$ . Le signal est injecté en  $Z=0$ . Il se propage dans le sens positif.

Dans la Figure IV.3, le signal d'entrée est délivré par l'horloge représentant des états binaires 1 et 0. Le boîtier 'CONV' permet de générer le train d'impulsions à partir de l'horloge 'hor'. Pour chaque état binaire 1, une impulsion est générée, le maximum de l'impulsion est situé au centre du bit : générateur d'impulsions optiques courtes de type gaussien à un taux de répétition de 10 GHz. Les impulsions formant la source initiale émises par le générateur d'impulsions sont espacées de  $1/F = 100$  ps. Cette durée temporelle est supposée suffisamment grande pour éviter toute interaction non linéaire entre deux impulsions successives lors de la génération du supercontinuum.

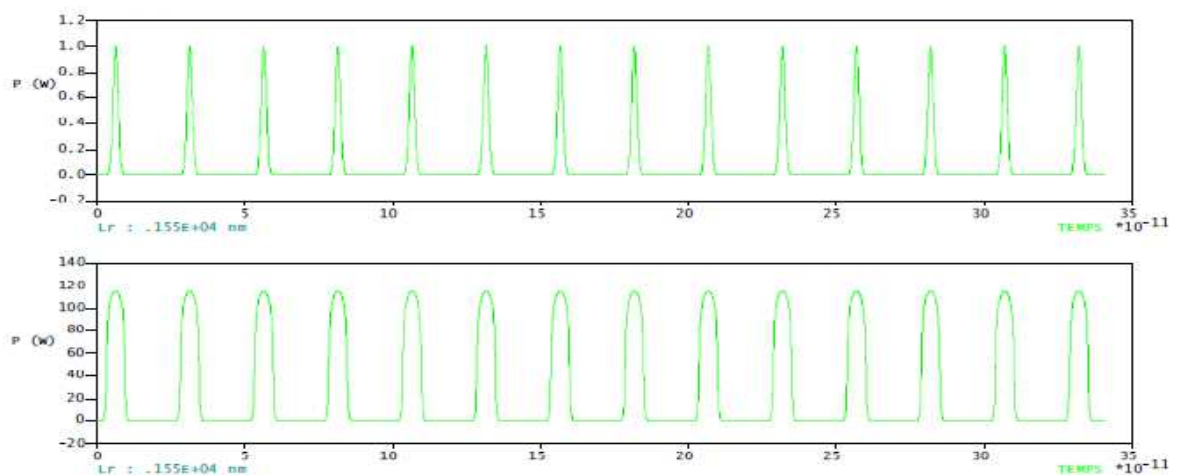
Afin de s'affranchir numériquement de la synchronisation des signaux, nous définissons alors l'onde de pompage de l'amplificateur Raman comme étant l'onde pompe des impulsions de signal. Cette dernière est représentée par une onde continue ou CW (continuous wave) à la longueur d'onde  $\lambda_p = 1450$  nm et de puissance  $P_0 = 2$  W. Elle est injectée en  $Z=L$  et se propage en sens inverse du signal. La fibre PCF est celle décrite dans le chapitre précédent.

A la sortie on peut obtenir après propagation dans la fibre PCF non-linéaire, un train d'impulsions similaritons à un taux de répétition de 10 GHz (Figure IV.4.a) ayant pour chaque spectre de similariton notre supercontinuum.

Le taux de répétition de train d'impulsions similaritons est dépendant de celui de la source, la Figure IV.4.b, montre le train d'impulsions similaritons pour un taux de répétition de 40 GHz, cette source peut donner un débit de 40 Gb/s par canal ce qui augmente la capacité du système de transmission. Les impulsions formant la source initiale sont espacées de 25 ps. Cette durée temporelle est restée grande devant la durée de similariton généré (6 ps), ce qui néglige toute interaction entre les impulsions.



(a)



(b)

**Figure IV.4 :** Génération de train d'impulsions similaritons, (a) pour un taux de répétition de 10 GHz, (b) un taux de répétition de 40 GHz.

Les simulations numériques réalisées pour la génération du supercontinuum peuvent alors être effectuées pour la propagation d'une impulsion unique. La Figure. IV.5 montre le supercontinuum généré après propagation et amplification d'une impulsion gaussienne avec une puissance et durée initiales de  $P_0 = 1$  W, et  $T_0 = 1.5$  ps ( $T_{FWHM} = 2.4$  ps) respectivement, dans 30 m du PCF caractérisée par une dispersion chromatique normale  $D_{ch} = -0.8$  ps/nm/km, et un coefficient de non-linéarité  $\gamma = 51$  (W.km)<sup>-1</sup> à la longueur d'onde de 1550 nm (vu au chapitre précédent). Dans ces conditions, l'amplification Raman avec un coefficient de gain  $g_0 = 0,6$  m<sup>-1</sup> conduit à la formation d'impulsions similaritons, et le spectre centré sur la longueur d'onde de 1550 nm est élargi de 5 nm à 50 nm à -3 dB, On note alors le très bon accord présenté avec les résultats obtenus par la figure III.8 du troisième chapitre. Le spectre ainsi considéré a une bonne platitude spectrale (variation de puissance très faible) sur une plage de 40 nm au centre du spectre (couvrant la bande C de la 3<sup>ème</sup> fenêtre de la télécommunication optique). Notons que le supercontinuum représente une quasi-symétrie par rapport à l'onde signal. En raison de l'asymétrie du gain Raman, nous nous attendions à avoir un élargissement moins important vers les courtes longueurs d'onde mais la génération d'ondes dispersives dans cette région est efficace car le coefficient de dispersion de troisième ordre  $\beta_3$  est faible.

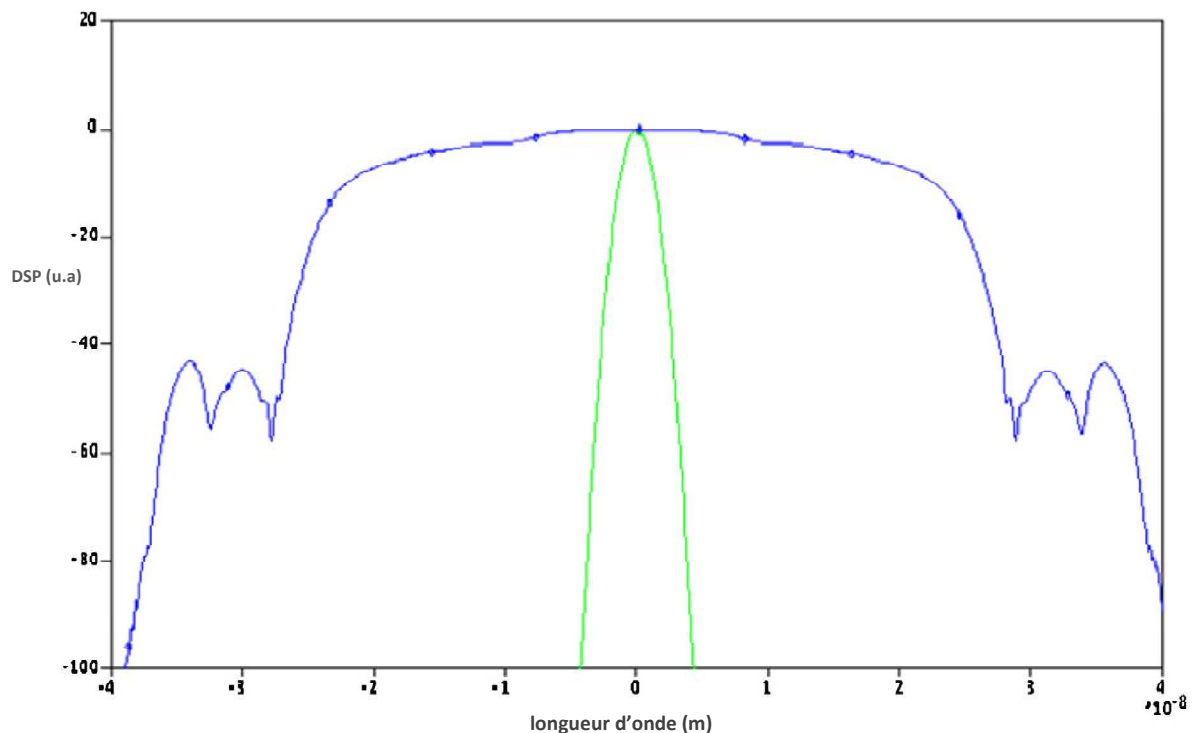
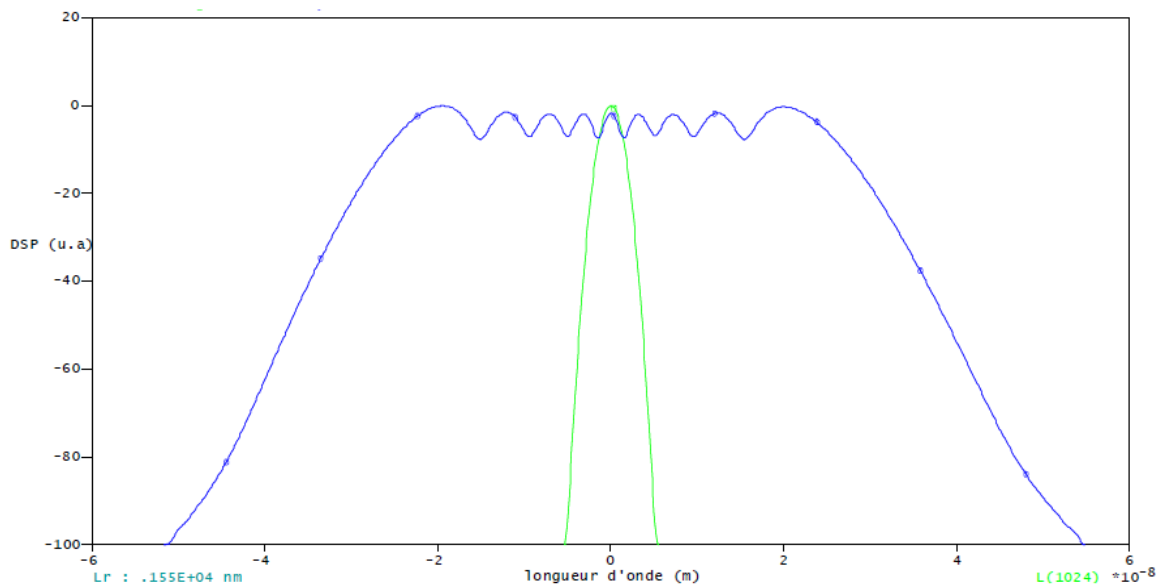


Figure IV.5: Spectre d'entrée (vert), et le supercontinuum généré (bleu) par l'élargissement auto-similaire.

Pour comparer la performance avec celle de l'élargissement par l'effet SPM, nous avons tracé la courbe du supercontinuum d'une impulsion propagée dans la PCF sans gain (Figure IV.6). Les valeurs spécifiques des paramètres utilisés dans la simulation sont donnés comme suit:  $P_0 = 20$  W,  $T_{FWHM} = 2,4$  ps, les paramètres de la fibre PCF sont les mêmes.

Nous constatons que le spectre est constitué de nombreuses petites oscillations, montrant le modèle typique de l'auto modulation de phase (SPM) qui est supposé être l'effet non linéaire dominant responsable de l'élargissement spectral. Ces oscillations sont les résultats d'interférences entre les mêmes fréquences optiques dans l'impulsion. Cela se traduit par une forte variation de puissances de crête. Ce qui pourrait compromettre la qualité du signal traité en termes d'amplitudes des canaux WDM inégales après découpage spectrale de ce supercontinuum, ce qui exige l'utilisation d'un égaliseur de gain avant de transmettre les canaux à travers la fibre de transmission.

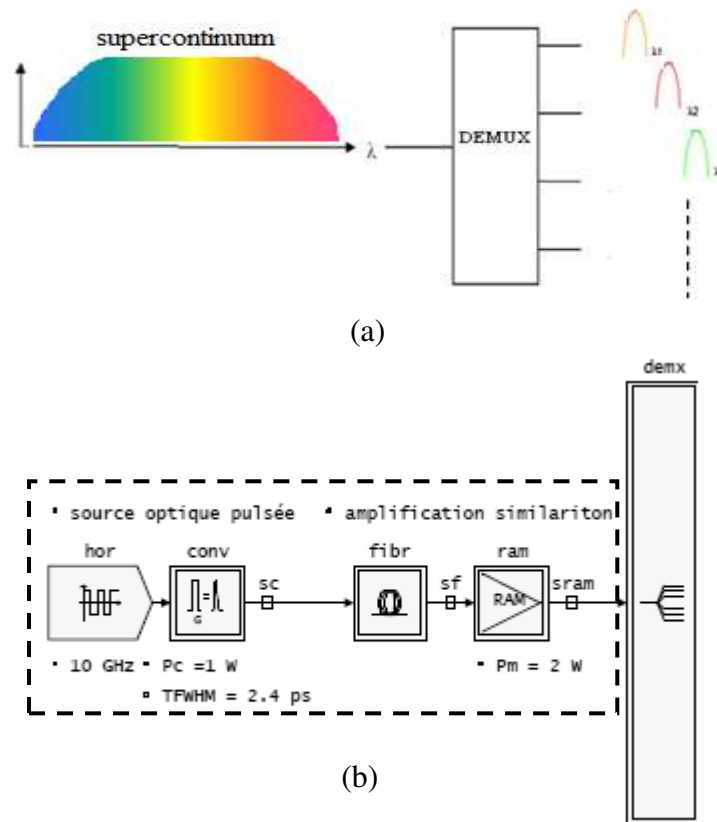


*Figure IV.6: Spectre d'entrée (vert), et le supercontinuum généré (bleu) par l'élargissement SPM.*

### III.2 Génération de source multi-longueurs d'onde

Les caractéristiques de supercontinuum générés, telles que la bande spectrale assez large et plate, et la puissance élevée rendent ces derniers aptes à la génération de source multi-longueurs d'ondes utilisées comme émetteurs dans les systèmes WDM. C'est-à-dire

à partir d'une source unique, il est donc possible de générer N canaux de puissance identiques à des longueurs d'ondes différentes.



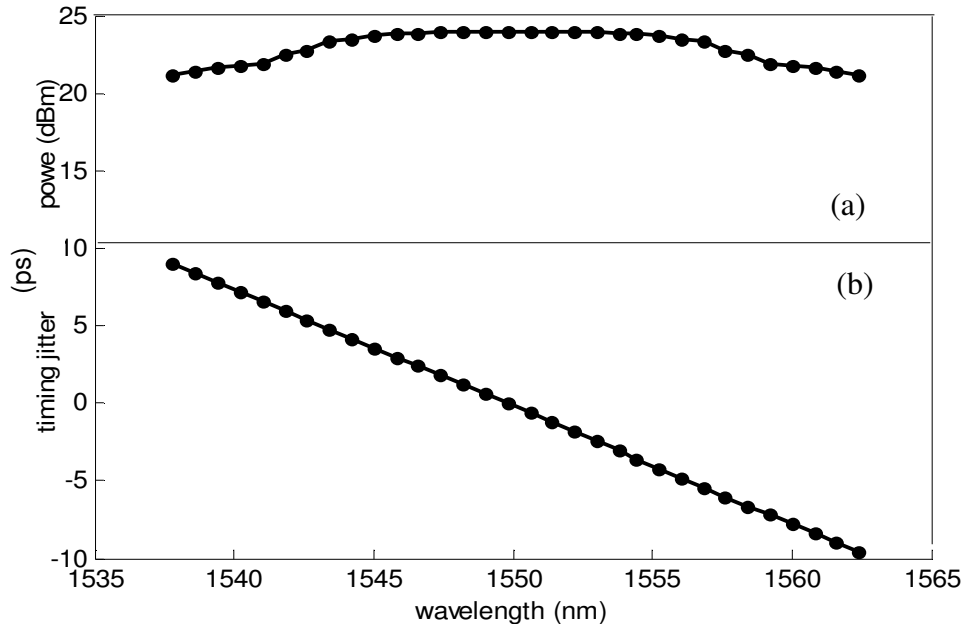
**Figure IV.7:** Génération de sources multi-longueur d'onde: (a) principe de découpage spectral du supercontinuum par un démultiplexeur optique, (b) Schéma de simulation sous COMSIS.

Pour générer des sources multi-longueurs d'onde, on utilise un démultiplexeur optique pour découper spectralement les supercontinuum (50 nm de largeur) en plusieurs canaux donc à des longueurs d'onde différentes (Figure IV.7). Ces supercontinuum permettent de générer plus de 100 canaux espacés de 100 GHz (0.8 nm), centrés à 1550 nm, dont 32 canaux dans la bande C (1530-1565 nm) dans la grille UIT-T des systèmes WDM.

L'augmentation du nombre des canaux conduit à l'augmentation du débit totale de la liaison, et par conséquent l'augmentation de la capacité de transmission. Si la source d'impulsions initiale est délivrée à un taux de répétition de 10 GHz (c-à-d de débit 10 Gb/s par canal), on peut atteindre un débit de 1 Tbit /s (100 canaux X débit par canal).

La Figure IV.8 montre la variation de la puissance de crête et la variation temporelle (gigue temporelle ou timing jitter en anglais) à travers les 32 canaux générés par le

découpage spectral du supercontinuum représenté en Figure IV.5 par un démultiplexeur optique d'espacement entre canaux de 100 GHz afin de limiter au mieux les interférences entre les canaux adjacents (XPM).



**Figure IV. 8:** (a) Variation de la puissance, et (b) variation temporelle à travers les 32 canaux.

Il apparaît de la Figure IV.8.a, que la variation de puissance à travers les 32 canaux est négligeable ( $< 2$  dBm entre les canaux d'extrémité et les canaux de centre) ce qui nous donne des émetteurs identiques (canaux) de même puissance optique et à des longueurs d'ondes différentes, donc, avec cette conception, nous n'avons pas besoin d'égaliseur de gain avant la transmission. Ainsi, la puissance de crête dans les canaux individuels est suffisante pour la modulation directe sans amplification (de 22 à 24 dBm). Tandis que la gigue temporelle est importante, environ 20 ps à travers les 32 canaux (Figure IV.8.b), ce qui suggère la nécessité de la compensation de celle-ci.

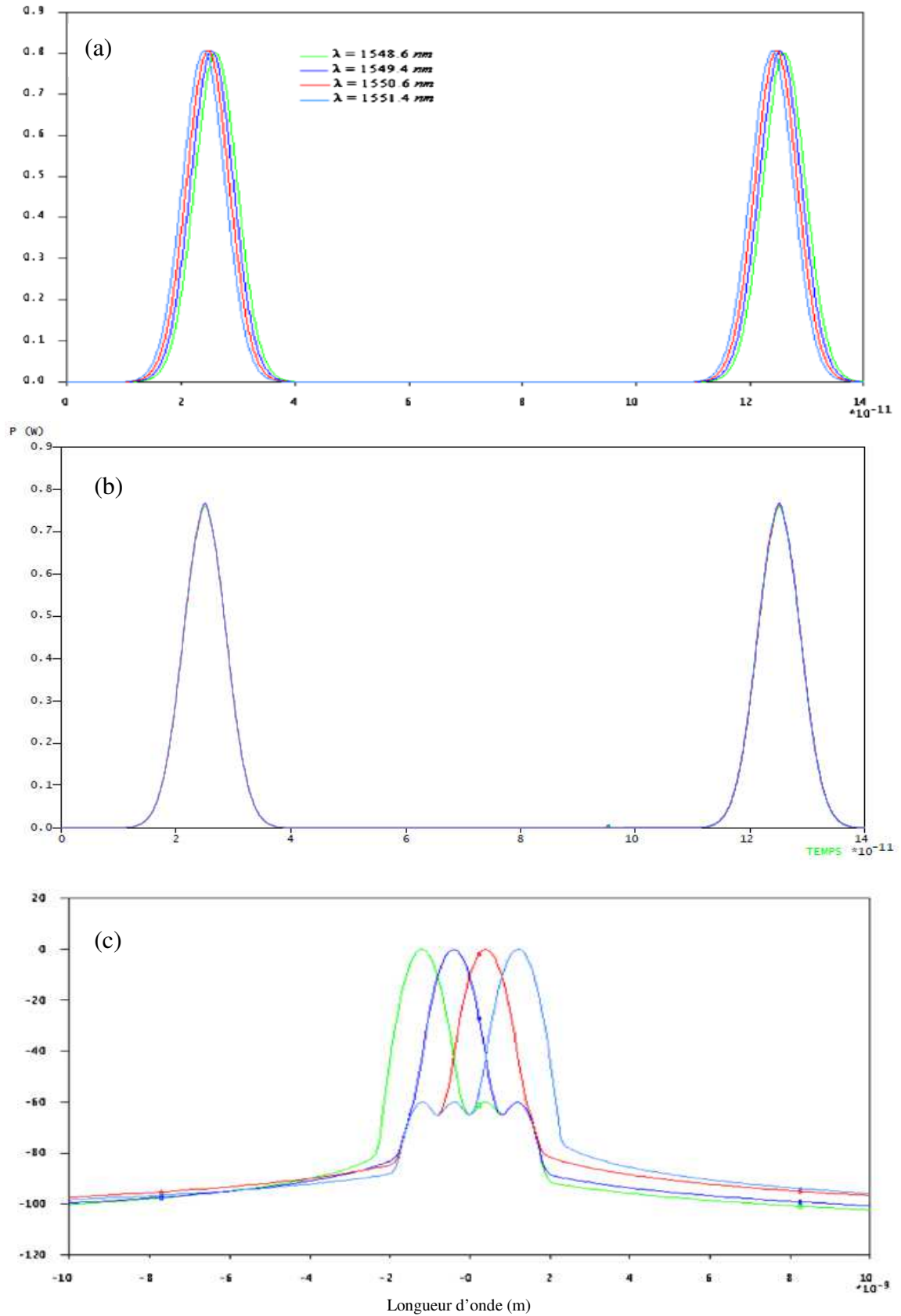
Pour mieux montrer l'effet de la gigue temporelle résultant du découpage spectral du supercontinuum représenté en Figure IV.5, les formes de quatre canaux centraux et consécutifs (canaux 15 à 18) sont présentées sur la Figure. IV.9. Les longueurs d'onde de ces canaux sont 1548.6 nm, 1549.4 nm, 1550.6 nm et 1551.4 nm, respectivement.

La Figure. IV.9.a montre la superposition de ces quatre canaux, dans lequel chaque canal est un train d'impulsions ayant le même taux de répétition que la source d'impulsions initiale 10 GHz ( $\Delta T = 100$  ps). On peut constater qu'il existe une variation temporelle ou gigue temporelle à travers ces quatre canaux avec une faible variation de la puissance de crête (0,4 mW). Cette gigue temporelle de 0.6 ps entre deux canaux consécutifs est due à la nature du chirp fréquentiel induite par la formation de similaritons dans la PCF. Rappelons que le chirp fréquentiel induit par une impulsion similariton est linéaire, positif, et augmente lorsque la longueur de la fibre augmente [22] (c-à-d augmente avec l'augmentation du temps). On peut donc dire que le canal de longueur d'onde plus grande apparaît en premier lieu dans le temps par rapport au canal de longueur d'onde plus faible comme indiqué sur la Figure. IV.9.c. Le canal de longueur d'onde 1551.4 nm apparaît à un moment antérieur par rapport au canal de longueur d'onde à 1548.6 nm.

Il est donc indispensable de compenser le chirp fréquentiel induit durant la formation de similaritons avant démultiplexage optique.

Le similariton offre des opportunités intéressantes pour contrôler la gigue temporelle des impulsions des canaux générés en raison de leur chirp linéaire qui peut être compensé par des dispositifs de conceptions simples avec un minimum de composants. Toute impulsion ayant un chirp linéaire peut subir une compression temporelle tout en conservant sa forme spectrale dans une fibre optique [23]. Ainsi, après recompression du similariton, le chirp linéaire est compensé. Donc le chirp linéaire de ces impulsions peut-être compensé en ajoutant simplement une longueur suffisante de fibre ayant une dispersion opposée à celle de la première fibre. Nous utilisons pour cela une fibre standard monomode (SMF) avec une dispersion anormale de  $D_{ch} = 17$  ps/nm/km, de longueur 1,4 m calculée selon la formule suivante:  $D_{PCF} \cdot L_{PCF} + D_{SMF} \cdot L_{SMF} = 0$

La Figure. IV.9.b montre la superposition des quatre canaux après la compensation de chirp de similariton. On peut constater que la gigue temporelle à travers les quatre canaux est supprimée, et tous les canaux apparaissent en même temps. Ceci peut être expliqué par le fait que le chirp fréquentiel induit au cours de la propagation dans la fibre SMF varie en opposition (négatif) avec le chirp fréquentiel (positif) induit par le similariton au cours de la propagation dans la fibre PCF.

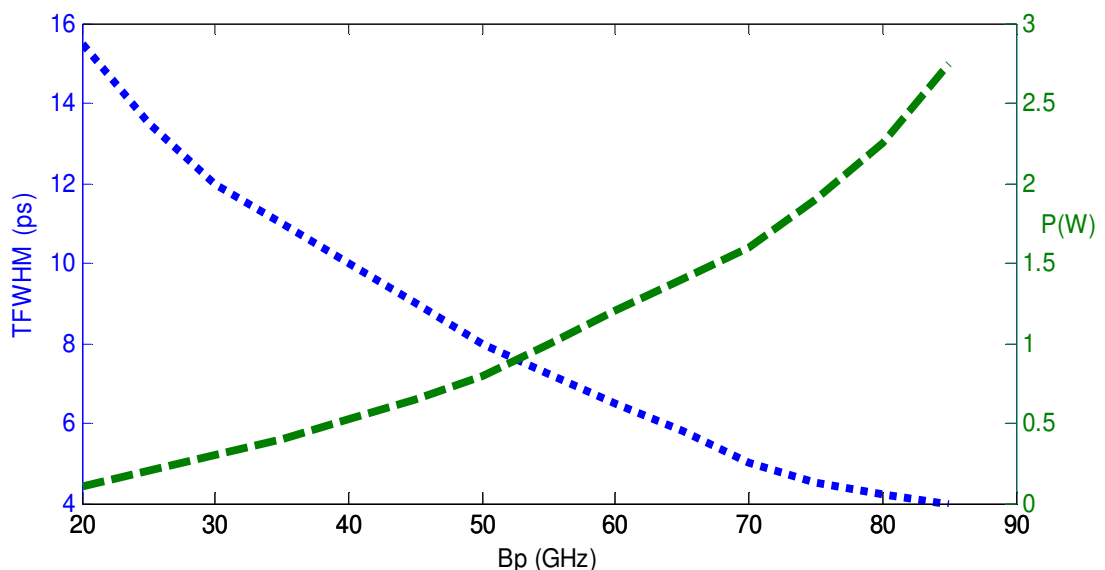


**Figure IV.9:** Train d'impulsions de quatre canaux centraux et consécutifs sans compensation de chirp de similaritons (a) et avec compensation de chirp (b), Les spectres de quatre canaux correspondants (c).

La particularité des canaux générés (Figure IV.8.c) est que chaque canal a une largeur spectrale conséquente égale à la largeur du filtre de démultiplexeur optique. Ainsi, les caractéristiques de ces canaux telles que la durée des impulsions et la puissance de crête du canal dépendent du rapport cyclique (fraction du temps bit). Le rapport cyclique est essentiellement déterminé par la bande passante du démultiplexeur optique utilisé pour le découpage spectral.

Pour étudier l'effet de la bande passante du filtre du démultiplexeur optique utilisé pour le découpage spectral des canaux générés, on montre dans la Figure IV.10 la variation de la largeur à mi hauteur et la puissance de crête d'impulsions du canal en fonction de la bande passante du démultiplexeur. On peut voir, une diminution de la largeur à mi-hauteur des impulsions en sortie du démultiplexeur lorsque la bande passante augmente, accompagné par une augmentation de la puissance de crête du canal. A titre d'exemple, les largeurs à mi hauteur d'impulsions obtenues par démultiplexage optique de bandes passantes 30, 50 et 70 GHz sont 12, 8, et 5 ps respectivement. Ceci correspond à des rapports cycliques (duty cycle en anglais) de 40%, 30% et 15% respectivement. De plus, ces bandes passantes résultent des puissances optiques de 0,3, 0,8, et 1,6 W par canal.

On va discuter l'impact de chirp fréquentiel et le rapport cyclique sur la performance du système, détaillé dans le paragraphe IV.2.



**Figure IV.10** : Variation de la durée à mi hauteur et la puissance de crête des impulsions en fonction de la bande passante du démultiplexeur optique

#### IV. Système WDM à 320 Gb/s (32 canaux ×10 Gb/s)

Dans cette section, nous validons l'ensemble des résultats dans une configuration de transmission. Les diodes laser utilisées dans la liaison WDM classique sont remplacées par l'émetteur multi-longueurs d'ondes générées par découpage spectral des supercontinuum. Pour tester l'application de l'émetteur multi-longueurs d'onde dans un système WDM, les canaux générés sont modulés par les données numériques à un débit de 10 Gb/s par canal. Les canaux modulés sont testés dans une ligne de transmission indiquée dans la section suivante. Les critères de performance du signal (comme son facteur de qualité Q, et sa gigue) seront analysés.

##### IV.1 Présentation du système WDM utilisant le supercontinuum comme émetteur multi-longueurs d'ondes

Le schéma fonctionnel du système de transmission WDM à 32 canaux et ayant un débit de 10 Gb/s par canal est représenté par la Figure IV.11.

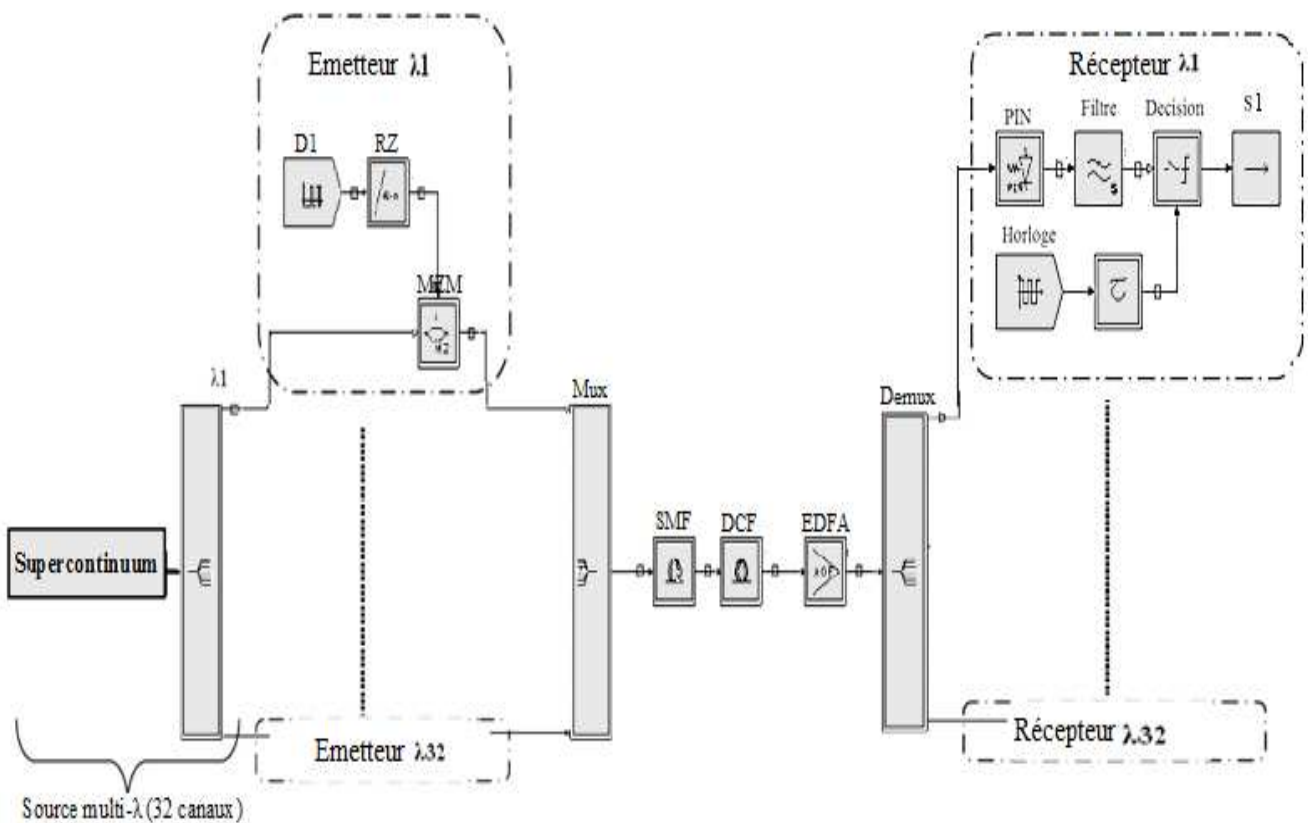


Figure IV.11 : Architecture du système WDM utilisant le supercontinuum comme émetteur multi-longueurs d'ondes

Le bloc d'émetteur est composé de deux parties. La première est conçue pour produire un train d'impulsions de largeur à mi hauteur de 2.4 ps, de fréquence de répétition de 10 GHz, et de longueur d'onde de 1550 nm, ce qui nous permet d'obtenir après propagation dans la PCF pour chaque impulsion notre similariton et notre supercontinuum. Leurs chirps sont ensuite compensés avant de les découper dans le domaine spectral par un démultiplexeur optique pour créer une source multi-longueur d'onde de 32 canaux (longueur d'onde  $\lambda_1$ - $\lambda_{32}$ ). Les longueurs d'onde vont de 1,536.8 à 1,562.2 nm, avec un espacement de 0,8 nm (100 GHz) dans la grille UIT-T du système WDM. La seconde partie est conçue pour moduler les signaux porteurs par une séquence binaire  $2^7$ -1 pseudo-aléatoires (PRBS) de 10 Gb/s des données numériques pour composer un émetteur de  $32 \times 10$  Gb /s. Pour les systèmes de transmission qui utilisent les impulsions comme porteur d'information, il est naturel que la succession de 0 et de 1 soit codée par absence ou présence d'impulsion lumineuse au sein d'un bit. Dans cette technique, le code RZ est utilisé et chaque impulsion ultra-courte représente un bit «1». L'avantage de RZ est la faible puissance optique et la capacité élevée contre l'effet non linéaire et le mode de dispersion de polarisation (PMD) [24]. Le code RZ est également plus propice à la récupération d'horloge. Un modulateur d'intensité de Mach-Zehnder est utilisé pour la modulation d'amplitude OOK (on-off Keying) afin de moduler chaque porteuse en fonction des données électriques RZ pour ses avantages : grande vitesse, le taux d'extinction élevé, faible perte d'insertion ainsi que la production facile [25]. Le signal résultant est de format de type RZ-OOK et dont la durée des impulsions est fonction de la bande passante du démultiplexeur optique. Tous les canaux sont ensuite multiplexés par un multiplexeur optique. Son rôle est de transmettre tous les canaux dans la même fibre.

Le bloc de transmission est composé d'une fibre optique monomodale (SMF) de 80 Km suivie par une fibre de compensation de la dispersion (DCF) de 16 Km, et un amplificateur optique de compensation de perte qui est l'EDFA avec un gain de 30 dB.

Le bloc de réception est conçu pour convertir le signal optique portant les informations en impulsions électriques. Il se compose d'un démultiplexeur ayant les mêmes caractéristiques que le multiplexeur utilisé pour séparer les différents canaux, des photodiodes PIN effectuant la conversion opto-électronique, suivi d'un amplificateur électrique. Un filtre de Bessel passe-bas définit ensuite la bande passante électrique du récepteur, dont la bande passante est de  $4 \times$  le débit binaire ou la fréquence de répétition, et la fréquence de coupure est de  $0,75 \times$  le débit binaire, suivi par les circuits de décision.

## IV.2 Evaluation de la performance du système WDM

### IV.2.1 Effet de chirp de similariton sur la performance du système

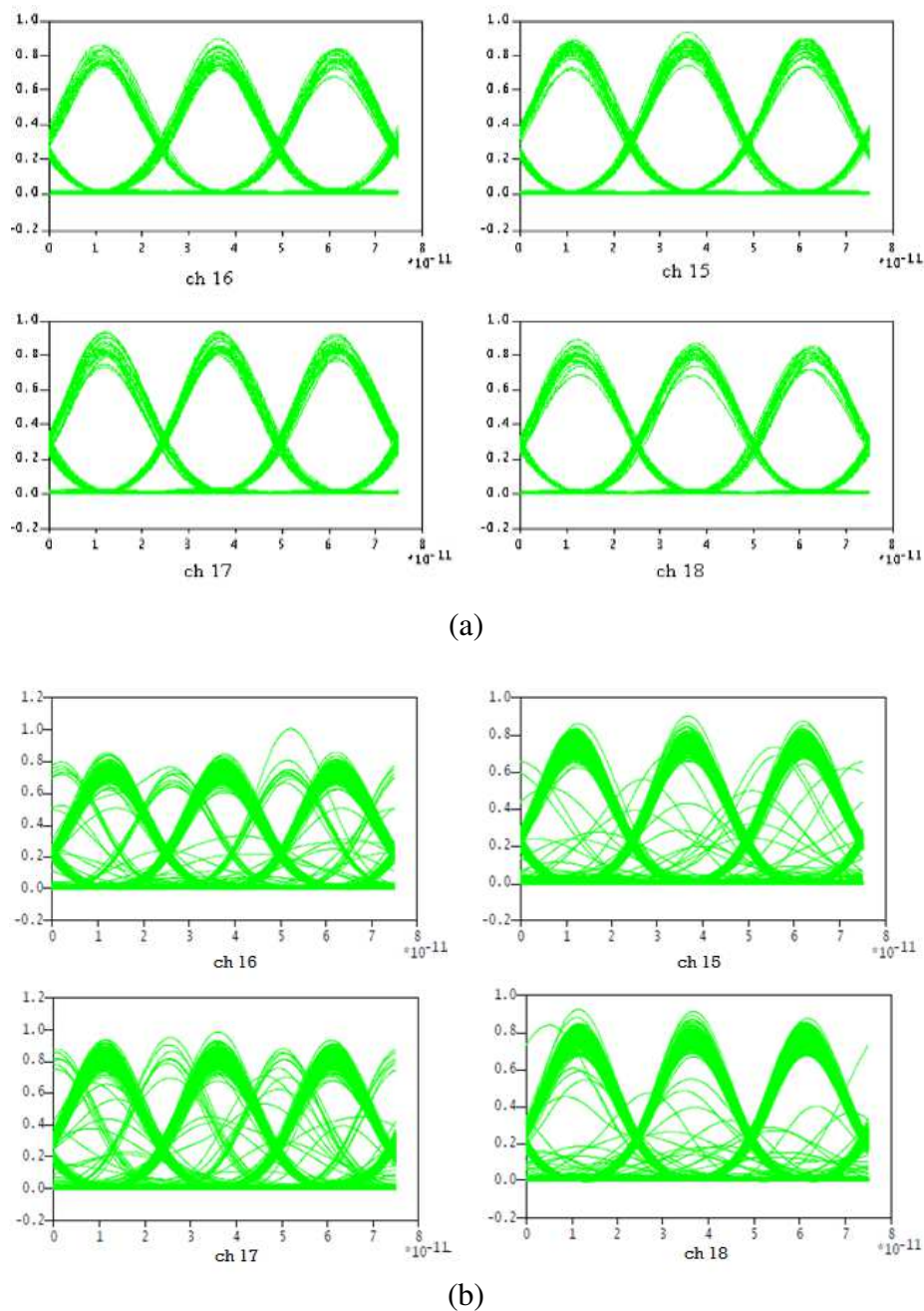
Pour faciliter la représentation et l'interprétation des résultats, nous allons considérer la propagation des quatre canaux centraux de longueur d'onde 1548.6 nm, 1549.4 nm, 1550.6 nm et 1551.4 nm (canaux 15 à 18 respectivement) montrées dans le paragraphe III.2.

La Figure IV.12.a, montre les diagrammes de l'œil de ces quatre canaux à la réception pour un rapport cyclique de 30 %. Nous constatons que les diagrammes de l'œil de tous les canaux sont clairement ouverts. Néanmoins, la dégradation remarquée est l'apparition d'une gigue d'amplitude cumulée. Cette gigue est due principalement à la variation de la puissance des canaux. La position et l'amplitude des ondulations de supercontinuum représenté par la Figure IV.5 aboutissent à des variations de puissance ; des petites variations dans la puissance peuvent produire des variations d'amplitude qui augmentent relativement avec la distance de propagation. Le canal qui recouvre directement au sommet d'une ondulation du spectre, montre une diminution significative de la performance car les impulsions de forte puissance de crête sont fortement influencées par les effets non linéaires résultant de la dégradation du diagramme de l'œil. On note que l'effet de modulation de phase croisée XPM est négligé parce que l'espacement entre canaux est grand (100 GHz, ou 0.8 nm).

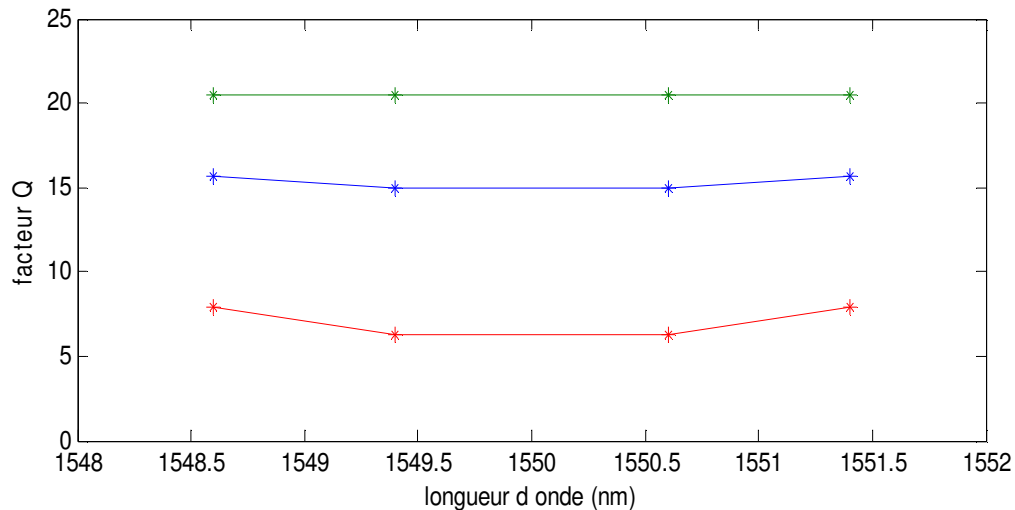
Les diagrammes de l'œil de ces quatre canaux sont comparés avec celles dans le cas où le chirp fréquentiel de similariton n'a pas été compensée comme représenté sur La Figure IV.12.b. Dans ce cas, les dégradations des diagrammes de l'œil sont observées pour tous les canaux et la caractéristique commune évidente est la présence de la gigue temporelle. Ceci peut être compris en notant que la faible gigue temporelle (0.6 ps entre deux canaux consécutifs) induite par le découpage spectral des spectres des similaritons a un effet sur les trains d'impulsions générés pendant la propagation dans la ligne de transmission, ce qui conduit à l'augmentation de celle-ci due à l'effet de la dispersion et le bruit de l'EDFA. Cela entraîne la dégradation des performances du système. Nous notons donc l'avantage de compenser le chirp induit lors de la formation de similariton.

La qualité des canaux générés par découpage spectral est évaluée par le facteur de qualité Q en fonction de la longueur d'onde avec et sans compensation du chirp fréquentiel de similariton ( Figure IV.13). La qualité des canaux générés avant propagation est évaluée

également et un facteur Q élevé de plus de 20 a été obtenu pour tous les canaux. Après la transmission, les valeurs obtenues de Q varie de 15 à 15.7 indifféremment pour les courtes et les grandes longueurs d'onde dans le cas avec compensation de chirp, et de 6,3 à 7,9 dans le cas sans compensation de chirp. On constate d'après ces résultats, que l'addition de la SMF compensatrice améliore la performance du système. Dans cette situation, on peut dire que l'impact de la gigue temporelle sur la performance du système est réduit.



**Figure IV.12:** Diagrammes de l'œil pour les quatre canaux (canal 15 à 18), avec compensation de chirp (a) et sans compensation de chirp (b).



**Figure IV.13:** Variation de facteur  $Q$  des quatre canaux avant propagation (ligne verte), après transmission avec compensation de chirp (linge bleu), et après transmission sans compensation de chirp (ligne rouge).

Nous notons que l'amélioration du facteur  $Q$  est d'environ 40% après la compensation d'un retard temporel de 1.8 ps induit par les quatre canaux. Alors que l'accumulation de la gigue temporelle à travers des 32 canaux est d'environ 20 ps. L'augmentation du retard temporel de 1.8 ps à 20 ps diminue aussi le facteur  $Q$ . Ainsi, la compensation de la gigue temporelle par compensation du chirp de spectre de similariton est nécessaire pour réduire le bruit dans tous les canaux.

#### IV.2.1 Effet de Rapport cyclique sur la performance du système

Pour évaluer l'impact du rapport cyclique sur la performance du système, les diagrammes de l'œil et le facteur de qualité  $Q$  des quatre canaux précédents sont représentées sur la Figure IV.14 et la Figure IV.15 pour un rapport cyclique de 30 %, 40 % et 15% respectivement. Les résultats montrent que pour toutes les largeurs de bande de démultiplexeur considéré, il y'a une combinaison optimale du rapport cyclique, de largeur à mi hauteur  $T_{FWHM}$  des impulsions et de la puissance de crête du canal.

La bande passante de démultiplexeur de 50 GHz présente un rapport cyclique de 30 % donne une puissance de crête de 0.8 W par canal et de  $T_{FWHM}$  de 8 ps, ce qui conduit à une valeur  $Q$  maximum de 15,7, et une bonne performance de système traduite par la bonne ouverture de diagramme de l'œil (Figure IV.13.a).

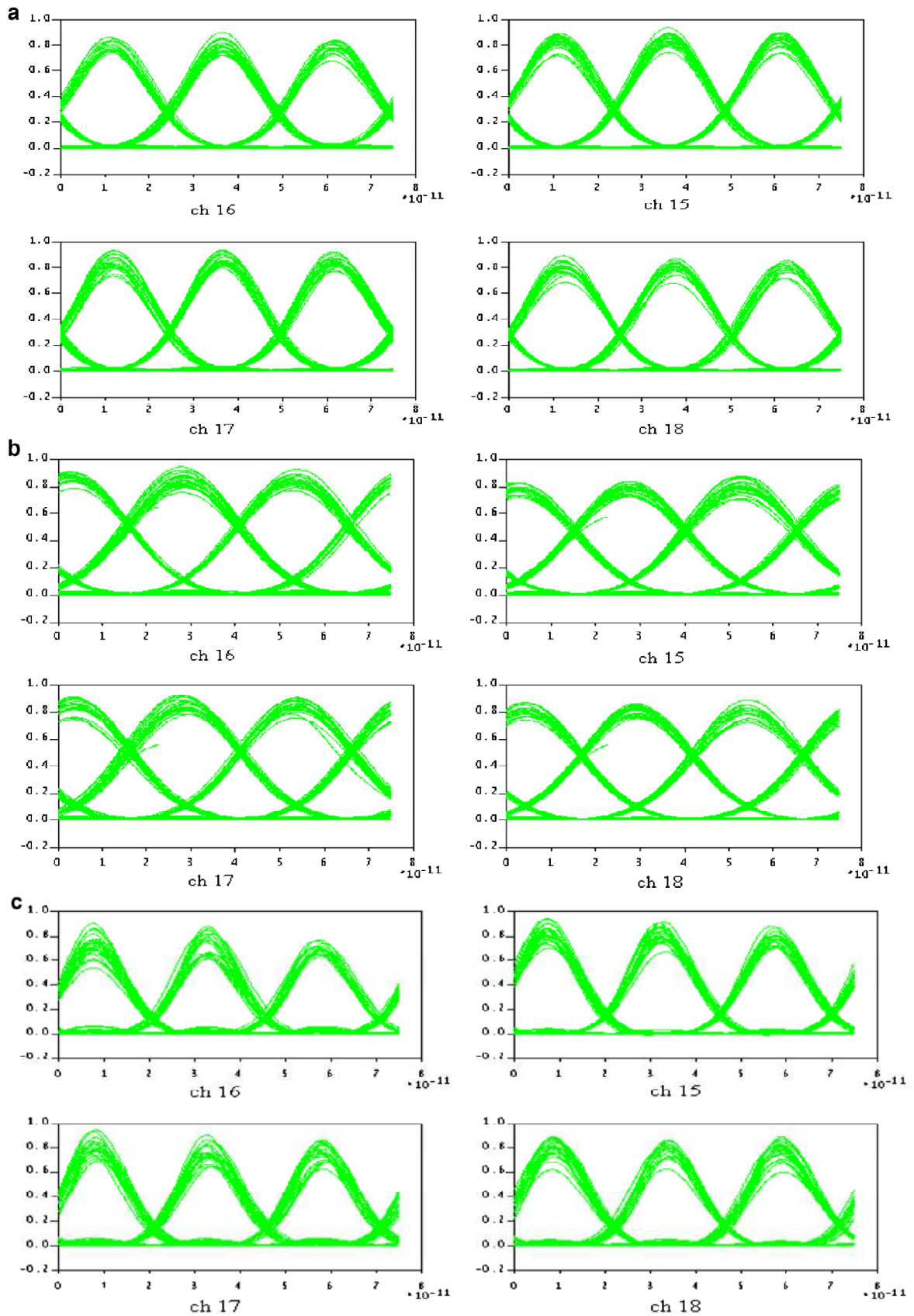
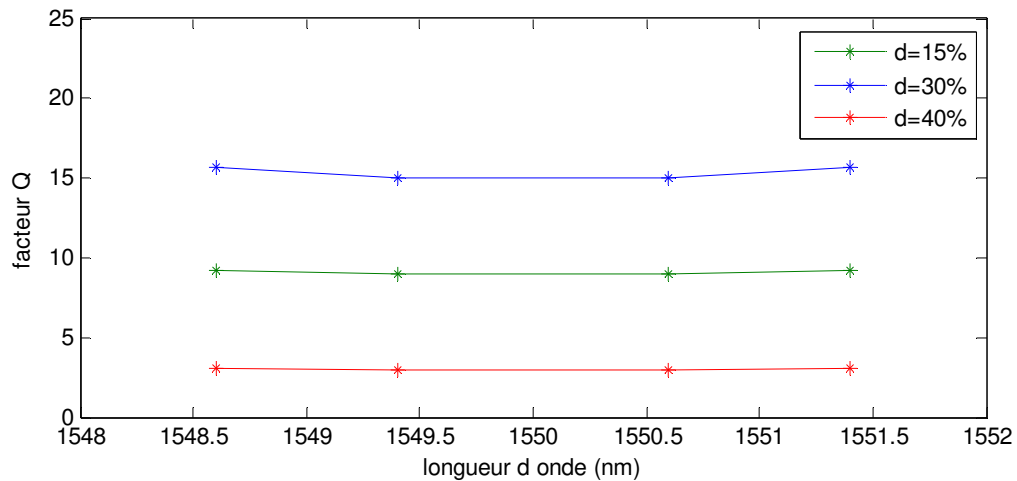


Figure IV.14: Diagrammes de l'œil des quatre canaux en fonction de rapport cyclique, (a) 30 %, (b) 40 %, et (c) 15 %.



**Figure IV.15:** Variation de facteur  $Q$  des quatre canaux en fonction de rapport cyclique ( $d$ )

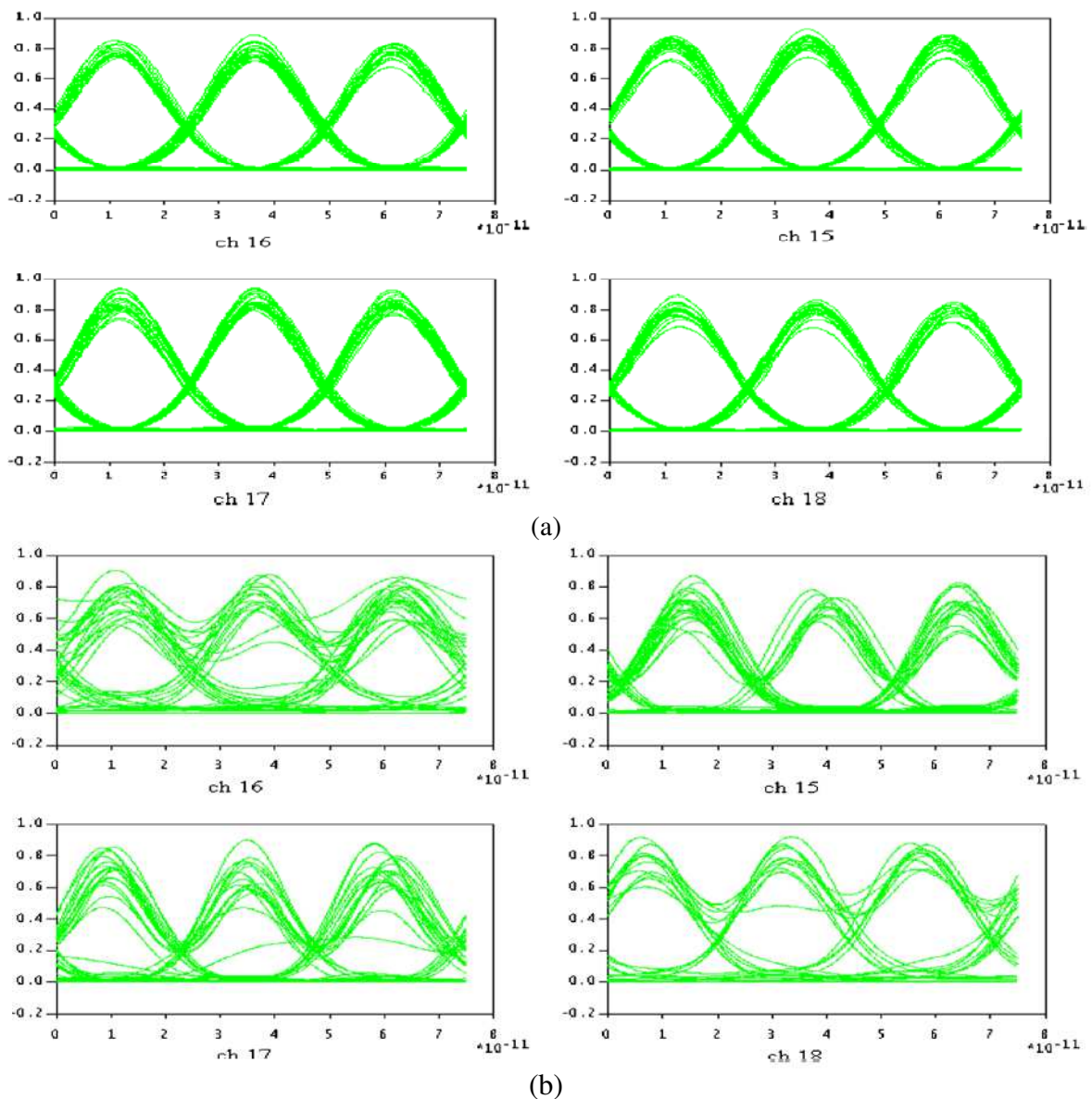
La bande passante de 30 GHz, avec une puissance de 0.3 W ,  $T_{FWHM}$  de 12 ps et un rapport cyclique de 40 % donnent une valeur de  $Q$  maximale de 3,1. En effet le système a montré une réduction significative de la performance (Figure IV.13.b). Cette réduction est due aux effets de la dispersion qui est l'effet le plus dominant, les impulsions générées sont larges avec faible valeur de puissance de crête. Dans ce cas, les canaux se chevauchent lors de la propagation dans la fibre de transmission ce qui conduit à des interférences inter-symboles. Tandis que la bande passante de 70 GHz donne une puissance de 1.6 W par canal et  $T_{FWHM}$  de 5 ps, le rapport cyclique de 15 %, donne la valeur maximale de  $Q$  de 9,2. La courte séquence d'impulsions avec puissance de crête élevée souffre des influences des forts effets non linéaires qui se traduisent par la diminution de la performance du système (Figure IV.13.c) due à la forte gigue d'amplitude présente dans les tous canaux et l'apparition des impulsions fantômes même de faible amplitude.

En résumé, le rapport cyclique de 30 % présente la meilleure performance de transmission et une valeur maximale de  $Q$ . Le rapport cyclique de 40 % présente la plus faible performance de la transmission et la plus petite valeur de  $Q$ , et le rapport cyclique de 15 % est intermédiaire entre les deux cas.

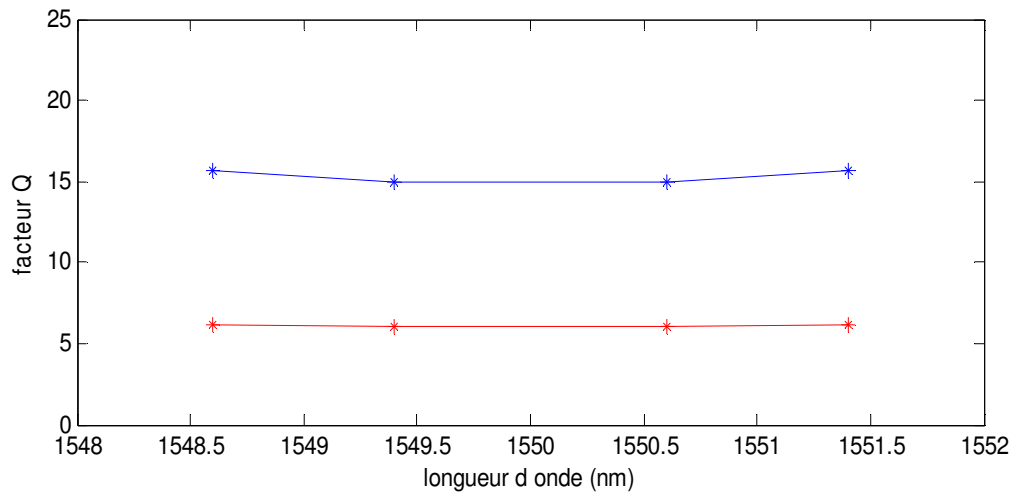
Donc, nous pouvons dire que la performance de notre système WDM dépend directement de caractéristiques du supercontinuum, et en plus de la bande passante du démultiplexeur optique utilisé pour le découpage de celui-ci.

### IV.3 Test du dispositif dans un système WDM à 40 Gb/s par canal

Les systèmes de transmission à fibres optiques multiplexés en longueur d'onde WDM fonctionnent à un débit de 40 Gb/s par canal permet de répondre à la demande en augmentation de la capacité. Dans notre conception, il est possible d'augmenter le taux de répétition des canaux en changeant la fréquence de répétition de la source initiale de 10 GHz à 40 GHz. Dans ce contexte, on compare les performances de transmission de système WDM à 40 Gb/s par canal à celui de 10 Gb/s par canal. Les diagrammes de l'œil et les facteurs de qualité Q sont calculés et présentés dans les Figures IV.16 et Figure IV.17 respectivement.



**Figure IV.16:** Diagrammes de l'œil des quatre canaux à 10 Gb/s par canal (a), et 40 Gb/s par canal (b).



**Figure IV.17:** Variation de facteur  $Q$  des quatre canaux après transmission à 10 Gb/s (linge bleu), et après transmission à 40 Gb/s (ligne rouge).

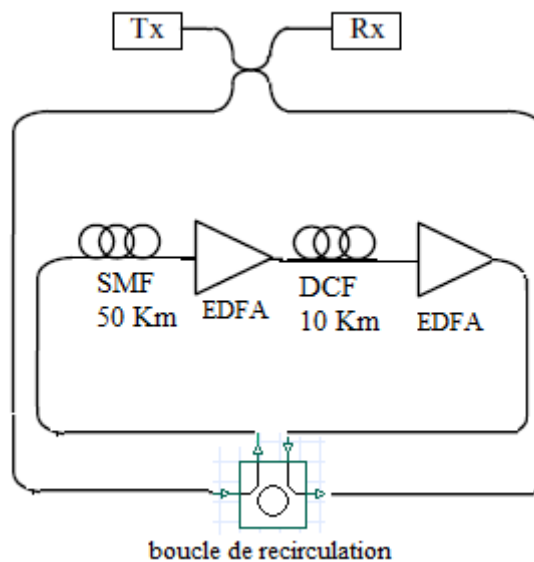
De la Figure IV.16 et la Figure IV.17, nous constatons, une dégradation des diagrammes de l'œil et une diminution des facteurs  $Q$  de près de 4 dB ( $Q = 15,7$  à  $Q = 6,2$ ) a été observée pour le système de transmission WDM à 40 Gb/s par canal par rapport au système de transmission WDM à 10 Gb/s. Lorsque le débit par canal augmente de 10 à 40 Gb/s, les systèmes de transmission deviennent plus sensibles aux effets non linéaires lors de la propagation dans la fibre optique due à la réduction de la durée temporelle entre les impulsions, ainsi de l'interaction de la dispersion chromatique de la fibre avec l'effet de la diaphonie due à la réduction de l'efficacité spectrale.

Nous notons que l'espacement entre canaux et la bande passante étant respectivement 100 GHz et 50 GHz (rapport cyclique de 30 %), l'espacement entre amplificateurs est réduit à 48 km pour améliorer le rapport signal sur bruit optique. Les autres paramètres utilisés pour ce système sont les mêmes que ceux choisis pour le système WDM à 10 Gb/s par canal.

Il a été rapporté que l'efficacité spectrale du système WDM  $N \times 40$  Gb/s est supérieure à celle des  $4 N \times 10$  Gb/s [26]. Donc, nous pouvons remplacer le système WDM à  $32 \times 10$  Gb/s par un système WDM à  $8 \times 40$  Gb/s avec l'espacement entre canaux de 100 GHz afin de diminuer la diaphonie au mieux qui est l'un des effets causant la dégradation de la performance du système.

#### IV.4 Tests du dispositif dans une ligne de propagation longue distance

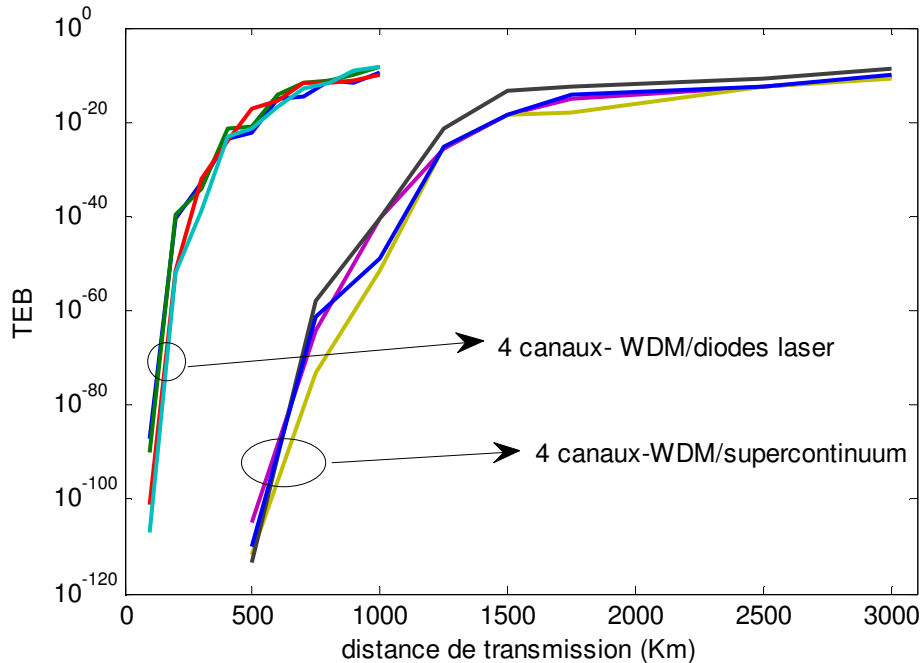
Après ces études préliminaires, nous validerons l'ensemble des résultats dans une configuration de propagation à longue distance. Nous placerons ainsi les différents éléments dans ce que nous appelons une boucle à recirculation permettant de simuler la propagation sur des milliers de kilomètres [27]. Les paramètres de performance du signal sont analysés en fonction de la distance de propagation. Ceci nous confère la possibilité d'estimer la distance maximale de propagation atteignable avec un système WDM à 32 canaux utilisant les supercontinuum comme sources multilongueurs d'ondes et de le comparer par rapport à celui obtenu avec le système de référence WDM – 32 canaux utilisant les diodes laser.



**Figure V.18 :** Système WDM dans une ligne de propagation longue distance

Une boucle à recirculation est composée d'une boucle comprenant une série de plusieurs tronçons de fibres de ligne SMF et de compensation DCF séparés par des amplificateurs (détaillés dans le paragraphe IV.1), selon un schéma propre au système à étudier (Figure IV.18). Les liaisons sous-marines transatlantiques actuelles nécessitent une régénération tout les 50 km [28]. Une ligne de transmission fait généralement quelques centaines de kilomètres de long, mais grâce à la recirculation, il est possible de faire circuler les signaux optiques plusieurs fois dans la boucle et de les récupérer après un certain nombre de tours. Ainsi le signal préalablement injecté peut effectuer plusieurs tours dans la boucle, en subissant bien sûr à chaque fois un cumul d'effets de propagation, simulant ainsi un

système déployé pratiquement. À la réception le signal est dirigé vers le démultiplexeur, où il subit un ultime filtrage sélectif pour sélectionner le canal à considérer. Nous notons que l'espacement entre canaux est de 100 GHz.

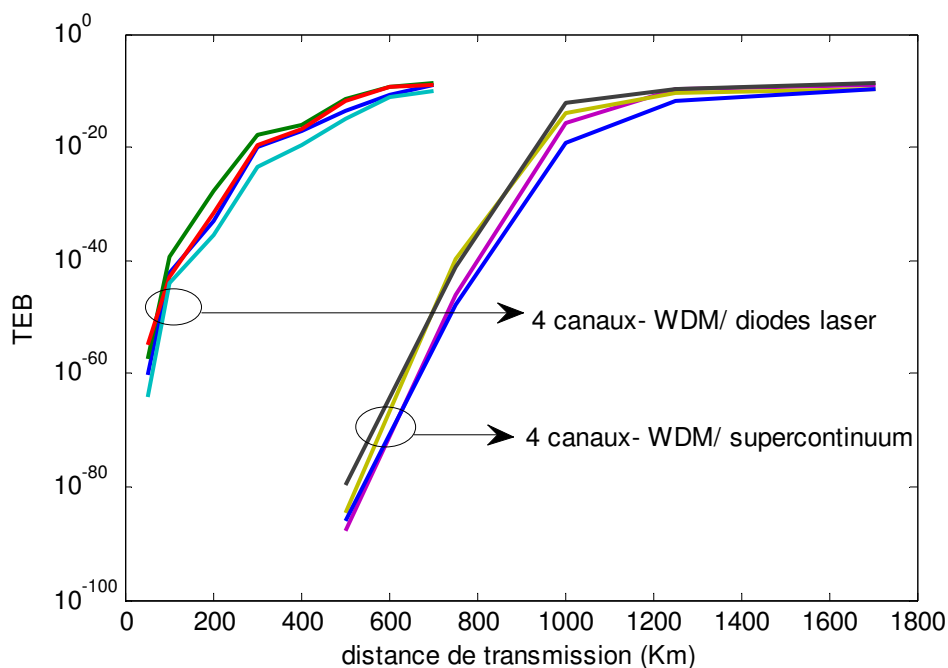


**Figure V.19:** Evolutions du taux d'erreur binaire (TEB) pour les quatre canaux (canal 15 à 18) à 10 Gb/s par canal en fonction de la distance de transmission.

La figure V.19 montre l'évolution du taux d'erreur binaire (TEB) pour les quatre canaux centraux (canal 15 à 18) à 10 Gb/s par canal en fonction de la distance de transmission. Dans le cas WDM classique utilisant des diodes lasers comme source multi-longueurs d'ondes, le TEB se dégrade rapidement lorsque la ligne de transmission augmente. Ces dégradations dues aux différents effets non linéaires et à l'accumulation de bruit laser. Ce bruit est engendré par l'émission spontanée dans la diode laser. Le bruit d'amplitude ou d'intensité est caractérisé par le RIN (-150 dB/Hz) [7].

Un TEB de l'ordre de  $10^{-9}$  est atteint après 1000 Km dans le cas du système WDM classique. Lorsque le supercontinuum est utilisé, nous observons une dégradation au fur et à mesure de la distance de transmission, mais moins rapidement. Avec l'introduction du supercontinuum, nous obtenons une amélioration considérable de la distance de transmission, on peut atteindre une distance d'environ 3000 Km pour un TEB de  $10^{-9}$ , soit une amélioration d'un facteur de 3 par rapport à une propagation dans une ligne équivalente classique.

L'analyse comparative de ces résultats permet d'évaluer quantitativement les limites en débit binaire. Dans la figure V.20, nous avons montré l'évolution du taux d'erreur binaire pour les quatre canaux centraux (canal 15 à 18) à 40 Gb/s par canal, pour les deux cas, WDM classique et avec supercontinuum, en fonction de la distance de transmission. On voit immédiatement une amélioration de la distance de propagation de 700 Km à 1750 Km pour un même TEB de  $10^{-9}$ , pour les deux cas précédents respectivement. Nous constatons aussi que plus le débit augmente, plus la qualité de transmission décroît causant ainsi la dégradation de la performance. Les effets non linéaires et l'accumulation de bruit deviennent trop pénalisants, ce qui diminue la distance de transmission.



**Figure V.20:** Evolutions du taux d'erreur binaire (TEB) pour les quatre canaux (canal 15 à 18) à 40 Gb/s par canal en fonction de la distance de transmission.

## V. Conclusion

Dans ce chapitre, on a remplacé l'ensemble des diodes laser émettrices d'un système WDM classique par un émetteur multi-longueurs d'onde (multi-canaux) généré par le découpage spectral des supercontinuum en se basant sur la formation de similaritons dans les fibres à cristaux photoniques utilisant l'effet Raman en tant que processus d'amplification. Le supercontinuum résultant est de haute puissance et de spectre large et

plat dans l'ensemble de la bande C des télécommunications optiques. Le découpage spectral de celui-ci par un démultiplexeur optique permet d'obtenir les canaux nécessaires constituant le système WDM. Chaque canal émet un train d'impulsions ayant le même taux de répétition que la source initiale dont la durée des impulsions et la puissance de crête sont en fonction de la bande passante du démultiplexeur optique utilisé.

Le supercontinuum obtenu permet de générer 32 canaux dans la bande C espacés de 100 GHz (0.8 nm) ce qui nous a permis de concevoir un émetteur WDM à 320 Gb/s si la source d'impulsions initiale a un taux de répétition de 10 GHz. Cet émetteur est inclus dans une configuration de transmission dans le but d'évaluer la performance de système conçu. On a trouvé que la performance du système dépend directement de rapport cyclique et par conséquent de la bande passante du démultiplexeur optique. On a vu aussi que la compensation de chirp de similariton peut réduire la gigue temporelle induit par le processus de découpage spectral ce qui améliore la performance du système. Nous notons qu'il est possible d'analyser un grand nombre de canaux, avec des débits plus élevés (40 Gb/s) à condition de neutraliser toute perturbation possible engendrée dans ce système.

# Chapitre V

## *Application des Similaritons dans les systèmes OTDM: Régénération 2R tout optique*

*Dans ce chapitre, nous présentons une contribution à l'élaboration du régénérateur 2R tout optique du signal pour les transmissions OTDM longues distances et à très hauts débits (40 Gb/s et plus). Nous étudions une configuration à deux étages qui permet de restaurer la longueur d'onde initiale du signal à régénéré. Nous allons chercher dans un premier temps à élaborer un dispositif à un simple étage de régénération 2R tout optique en se basant sur l'étude du régénérateur dit de Mamyshev combiné avec les apports des similaritons testés dans le troisième chapitre. Le dispositif qui compose le deuxième étage du régénérateur est basé également sur l'élargissement auto-similaire de manière passive. Ces deux dispositifs vont être caractérisés séparément puis associés pour établir une configuration de régénérateur à double étages.*

*Le régénérateur tout-optique élaboré est inséré dans une ligne de transmission pour tester sa performance, et la capacité de diminuer le bruit dans les '0' et les fluctuations d'intensité dans les '1' d'un flux de données optiques RZ de type OOK.*

### **I. Introduction**

Dans les réseaux de télécommunication optique actuels, les infrastructures sont déployées principalement pour un débit de 10 Gb/s par canal avec un espacement entre canaux de 100 GHz. Ce débit par canal va bientôt être économiquement inefficace en raison de la croissance de nouveaux services sur internet. Les systèmes à 40 Gb/s sont techniquement opérationnels et commercialement disponibles. Plusieurs opérateurs les ont adoptés dans leurs infrastructures. Cependant, l'augmentation en débit rend les systèmes

plus sensibles aux facteurs liés à la propagation, notamment lorsque l'infrastructure doit être préservée.

À des débits supérieurs à 10 Gb/s, les principales causes de dégradation des signaux sont les effets linéaires (l'atténuation dans la fibre, la dispersion chromatique et la dispersion modale de polarisation), les effets non-linéaires (l'effet Kerr, la diffusion Brillouin, la diffusion Raman), ainsi que les interactions entre ces effets, ou l'ajout de bruit causé par son passage par des composants actifs tels les amplificateurs à fibre dopée Erbium (EDFA). Les dégradations de signal se manifestent par la génération de nouvelles fréquences optiques dans un bit « 0 » (impulsions fantômes), et par les fluctuations d'amplitude sur une impulsion optique ou un bit « 1 » (Gigue d'amplitude).

Afin de surmonter ces limitations, le signal doit être régénéré au-delà d'une certaine distance de transmission, c'est-à-dire à le remettre en forme en supprimant le bruit parasite qui l'affecte au cours de sa propagation dans la fibre optique.

Le niveau 1R est bien maîtrisé et utilisé couramment grâce à l'utilisation des EDFA, le troisième niveau (3R) est aujourd'hui réalisé en insérant dans les réseaux des répéteurs optoélectroniques. Une approche alternative aux répéteurs optoélectroniques est le traitement tout-optique du signal, qui consiste à régénérer le signal dans le domaine optique. Cette solution offre la possibilité de réduire considérablement le coût d'installation par rapport à la solution optoélectronique surtout pour les systèmes à haut débit par canal (40 Gb/s et au-delà). Les techniques tout-optique permettent notamment de réaliser des dispositifs de régénération de type 2R, réamplification et remise en forme, moins complexes et plus compacts que les dispositifs de régénération 3R. Ces solutions de régénération 2R peuvent ainsi améliorer les performances et limiter le coût des liaisons. Cependant, ces technologies sont beaucoup moins matures et bénéficient de moins d'investissement que les techniques électroniques de traitement du signal ce qui explique qu'elles ne sont pas déployées dans les réseaux de transmission optique.

Les régénérateurs 2R tout optique sont en général formés d'un amplificateur optique linéaire suivi d'une porte optique non-linéaire [1]. Il existe plusieurs milieux non-linéaires qui peuvent réaliser une porte non-linéaire pour la régénération 2R tout-optique. Parmi eux, les milieux les plus efficaces et par conséquent les plus étudiés dans la littérature qui sont l'amplificateur optique à semiconducteur (SOA) [2], le modulateur à électro-absorption (MEA) [3] et l'absorbant saturable à microcavité (AS), et la non linéarité de la fibre optique [4], Cet état de l'art n'a rien d'exhaustif, il peut être complété par la lecture d'ouvrages spécialisés ou de manuscrits de thèse tels que ceux des références. Or le nombre

de techniques de régénération possibles est important et nous n'avons pas l'objectif de les présenter toutes ici. Ce paragraphe a cependant permis de comprendre le principe de certaines techniques élaborées notamment à base de fibres optiques hautement non-linéaires.

Si les effets non-linéaires (effet Kerr) dans la fibre optique sont considérés comme les facteurs de dégradation du signal dans les systèmes de transmission, ils peuvent cependant être maîtrisés et utilisés pour la régénération optique [5]. Les dispositifs basés sur l'utilisation d'une non-linéarité dans la fibre optique (automodulation de phase) sont très prometteurs en raison de leur temps de réponse quasi instantané et de leur large gamme spectrale d'utilisation. De plus, avec le développement des fibres microstructurées, appliquées à un signal constitué d'impulsions gaussiennes, son efficacité sur les effets non-linéaires a considérablement augmenté notamment pour réduire l'expression de l'automodulation de phase Il s'en déduit les faits suivants : l'élargissement spectral du signal est proportionnel à la distance parcourue dans la fibre, à son intensité lumineuse, au coefficient de réfraction non-linéaire et est inversement proportionnel à la section efficace de la fibre. Par conséquent, le traitement tout-optique du signal utilisant les effets non-linéaires dans la fibre est actuellement un domaine de recherche très actif.

## **II. Portes optiques non linéaire**

Les portes optiques constituent des fonctions dont la réponse change selon l'intensité du signal d'entrée. Elles sont donc tout à fait adaptées au traitement des signaux de télécommunications car leur comportement dépend de la modulation du signal binaire d'entrée. Ainsi, quand un '0' arrive en entrée de la porte, celle-ci reste «fermée» totalement ou partiellement, c'est-à-dire qu'elle laisse passer un minimum de lumière. Par contre, en réponse à un symbole '1', la porte va «s'ouvrir», c'est-à-dire qu'elle va transmettre de la lumière. Il est à noter qu'il est possible qu'une porte optique réponde en inversant la polarité du signal, c'est-à-dire qu'elle «s'ouvre» au passage d'un '0' et reste «fermée» au passage d'un '1'. Dans la catégorie des portes optiques, on peut distinguer deux procédés de mise en œuvre: la modulation croisée et l'automodulation de phase.

### **II.1 Porte optique en automodulation de phase**

La régénération 2R par automodulation de phase, quant à elle, est la technique la plus simple, puisqu'elle n'effectue pas de conversion de longueur d'onde comme celle de la modulation croisée [6]. De plus, il est intéressant de remarquer que le milieu non linéaire

utilise pour une fonction optique dédiée à la régénération 2R doit avoir un temps de réponse bien inférieur au temps bit pour éviter les interférences entre symboles.

Le signal modulé est seul à traverser la porte optique non linéaire, comme le montre la Figure V.1. L'information reste sur la même porteuse optique lorsque la fonction de régénération est recherchée ou sur une porteuse très proche lorsqu'il s'agit de réaliser une conversion de longueur d'onde. Cette technique a pour principal avantage de ne nécessiter aucun signal supplémentaire. Cependant, le bruit d'amplitude n'est réduit que sur un type de symboles, c'est-à-dire soit sur les '1' quand la porte optique est basée sur le principe d'absorption, soit sur les '0' quand elle est basée sur une fonction d'amplification. Ainsi, ce type de régénérateur ne peut fonctionner seul car il ne réalise qu'une régénération partielle [7].

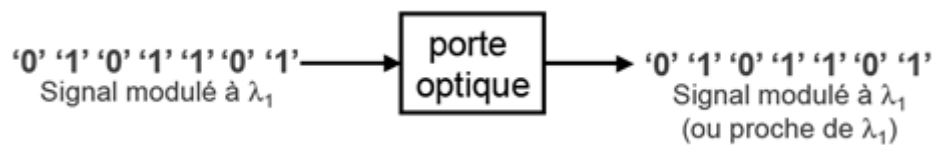


Figure V.1 : Principe de fonctionnement des dispositifs tout optiques en auto modulation.

## II.2 Paramètres caractéristiques d'une porte optique en automodulation de phase

Dans ce paragraphe nous introduisons un certain nombre de paramètres caractéristiques des fonctions non linéaires d'une porte optique en automodulation [8].

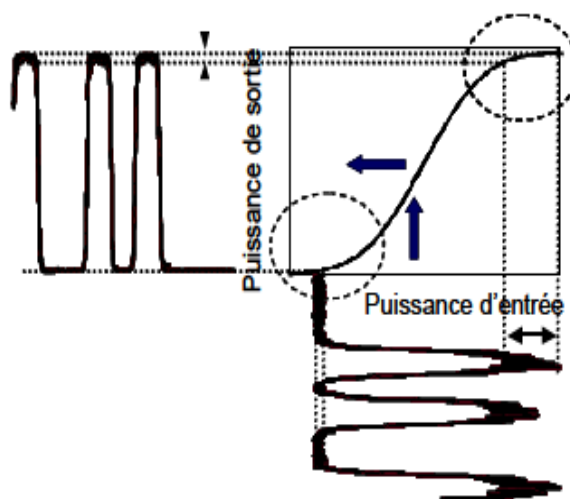


Figure V.2 : Schéma de principe de la fonction caractéristique des portes optiques non linéaires pour la régénération 2R.

La Figure V.2 représente un exemple de fonction de transmission d'une porte en automodulation; En effet, la présence de deux non linéarités, correspondant à une valeur « seuil » et une valeur de « saturation », permet une réduction du bruit d'amplitude à la fois sur les symboles '0' et '1' respectivement. Plus les niveaux de ces deux non linéarités seront horizontaux, plus le bruit d'amplitude sera réduit. Un certain nombre de paramètres permettent de la caractériser.

- **La puissance de sortie** est définie par :

$$P_{sortie}^{signal} = P_{entrée}^{signal} \cdot T(P_{entrée}^{signal}) \quad (V.1)$$

Où T est la transmission de la porte.

- **Le taux d'extinction en sortie** de la porte s'écrit :

$$\tau ex_{out} = \frac{P(1)_{out}}{P(0)_{out}} = \frac{P(1)_{in} \cdot T(P(1)_{in})}{P(0)_{in} \cdot T(P(0)_{in})} = \tau ex_{in} \cdot C \quad (V.2)$$

Avec C le contraste de la porte et  $\tau ex_{in}$  le taux d'extinction du signal d'entrée.

Pour un régénérateur optimal en automodulation de phase, Il faut que la fonction de transmission présente une pente négative et que la caractéristique Puissance de sortie – Puissance d'entrée tende vers une fonction en '**marche d'escalier**'.

### III. Régénérateur basé sur SPM : Régénérateur de Mamyshev

L'automodulation de phase SPM est un phénomène très rapide (lié à l'effet Kerr : de l'ordre de  $10^{-15}$  s) ce qui en fait un dispositif très intéressant pour les systèmes de régénération à très haut débit (liaisons point à point terrestres ou sous-marines), en plus, le décalage de phase non linéaire ajoutée est proportionnelle à l'intensité instantanée d'impulsions [9]. Comme le profil de phase est différemment affecté par la dispersion chromatique si elle est normale ou anormale, on distingue deux types de régénérateur: le premier est seulement applicable dans le régime de dispersion anormale en profitant de l'effet soliton [10], et la seconde solution fonctionne de préférence dans le régime de dispersion normale et est basée sur l'élargissement spectral de l'impulsion due à l'automodulation de phase SPM d'où le principe est schématisé sur la Figure V.3. L'automodulation de phase SPM dans la fibre optique génère des fréquences en dehors du spectre initialement centré autour de  $f_s$  conduisant à un élargissement du spectre. Plus la

puissance incidente est importante, plus le spectre s'élargit. En sortie, un filtre décalé de la fréquence centrale ( $\Delta F$ ) rejette les signaux de puissance faible dont le spectre n'a pas été élargi et transmet ceux dont l'élargissement spectral est supérieur au décalage spectral du filtre. Lorsque les données de forte puissance (symbole « 1 ») traversent la fibre optique, le SPM élargit le spectre du signal optique, elles sont donc transmises par le filtre. Par contre, dans le cas des données de faible puissance (les « 0 »), le phénomène de SPM, et donc d'élargissement spectral, n'a pas lieu et le filtre coupe le signal. Le filtre joue également le rôle d'un limiteur de puissance. Les fortes puissances crêtes qui entraînent un décalage en fréquence trop important (au-delà du filtre) ne sont donc pas transmises. Ainsi, si le décalage du filtre est bien choisi, tous les symboles « 1 » en sortie ont la même amplitude, ce qui entraîne une amélioration du taux d'extinction et une stabilisation du niveau de puissance des symboles « 1 ».

La régénération 2R tout-optique basée sur l'auto-modulation de phase (SPM) dans une fibre optique suivie d'un filtrage spectral est proposée par Mamyshev en 1998 [11], ce régénérateur schématisé sur la Figure V.3, est le plus simple des dispositifs étudiés pour la remise en forme des signaux optiques avec la possibilité de mise en œuvre à faible coût, et semble être une technique prometteuse pour la prochaine génération de réseau tout optique.

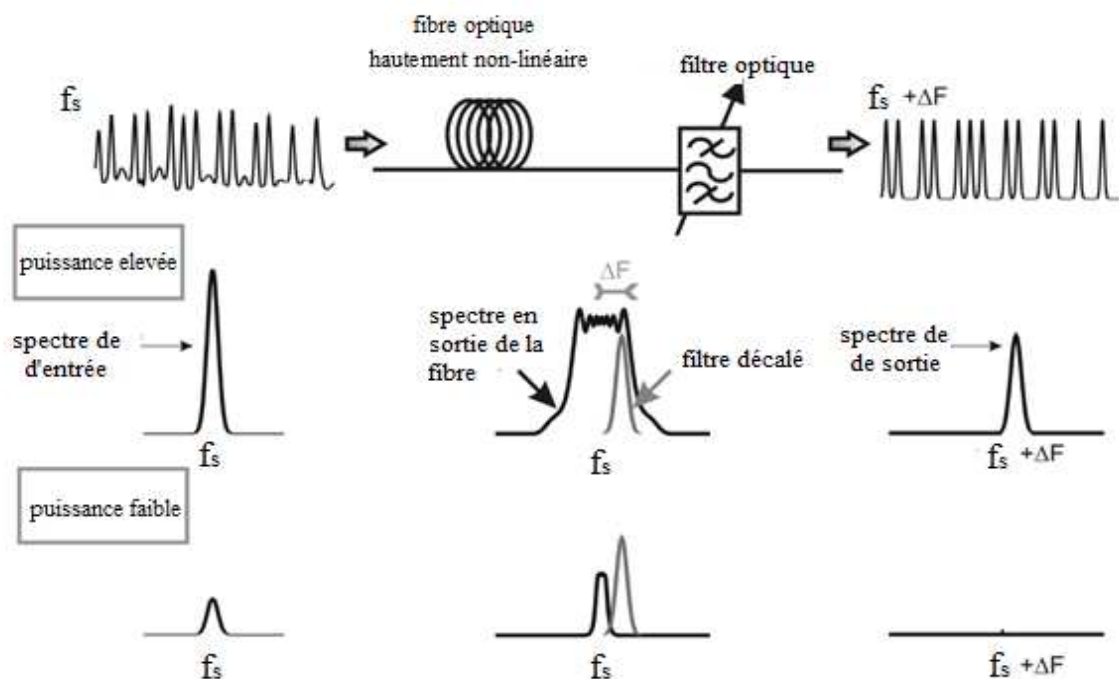
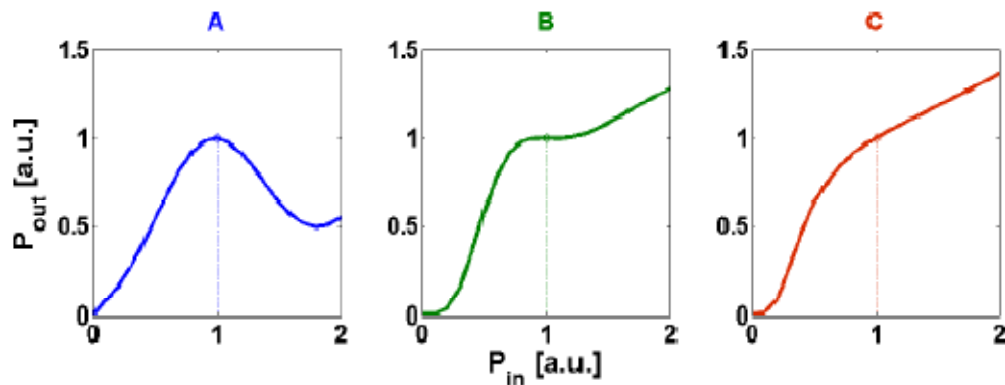


Figure V.3: Principe de la régénération 2R basé sur SPM : Régénérateur de Mamyshev en haut, élargissement spectral et filtrage optique associé en bas.

Comme indiqué dans le paragraphe précédent, après passage dans la fibre non-linéaire à dispersion chromatique normale les impulsions sont spectralement élargies, ce signal est alors filtré par un filtre optique passe-bande légèrement décalé en longueur d'onde, et seules les composantes spectrales dotées d'une intensité lumineuse suffisante peuvent être transmises par celui-ci. Pour ce faire, un amplificateur à fibre dopée Erbium (EDFA) amplifie le signal entrant à la puissance nécessaire pour l'égalisation optimale de la puissance de crête des symboles «1». Cet amplificateur peut être suivi d'un filtre passe-bande optique, (Non représenté sur la figure) afin de rejeter hors de la bande l'émission spontanée amplifiée [12]. Le signal ainsi transmis est alors vierge de toute fluctuation d'amplitude sur le symbole « 1 » et à un bruit fortement diminué sur le symbole « 0 ». Ce dispositif agit donc comme une porte optique non linéaire, dont la courbe de transmission non-linéaire (la fonction de transfert) est donnée sur la Figure V.4.

La forme de la fonction de transfert dépend de tous les paramètres du régénérateur [13]. Selon les valeurs des paramètres, il existe des fonctions de transfert de type A où l'évolution de la puissance de sortie est non monotone (Figure V.4.a) ; de type B où l'évolution de la puissance de sortie est constante sur une certaine plage de puissance initiale (Figure V.4.a) et de type C où l'évolution de la puissance de sortie est monotone (Figure V.4.c). Nous constatons que seule la fonction de transfert de type B possède deux zones plateaux pouvant être assimilées à une fonction porte où une réduction significative du bruit sur les symboles '1' et '0' est appliquée. Le taux d'extinction du signal régénéré en sortie du dispositif subit une nette amélioration grâce à la position du filtre qui assure une discrimination entre le niveau de symboles '0' et '1' par le biais de la dépendance entre l'élargissement spectral et la puissance crête des impulsions initiales.



**Figure V.4 :** Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée : (a) évolution non monotone, (b) évolution constante sur une plage de puissance d'entrée et (c) évolution monotone [13].

La faiblesse de la technique de Mamyshev n'est valable qu'en monocanal et de ne fonctionner qu'avec de très bons taux d'extinction en entrée (pour avoir une discrimination suffisante des données en fréquence) et de nécessiter de très fortes puissances optiques. L'utilisation de fibres hautement non-linéaires devrait donc tout de même permettre d'améliorer ses performances [4, 14]. L'avantage d'utiliser une fibre hautement non linéaire réside sur la réponse ultra rapide de l'effet Kerr (de l'ordre de la femtoseconde) qui rend le dispositif efficace à très haut débit.

On note aussi que ce dispositif provoque une conversion de longueur d'onde du signal à régénérer. Si la conversion de longueur d'onde peut être un avantage dans certains cas (lorsqu'on associe à la fonction de régénération une fonction de routage optique par exemple) [11], elle peut s'avérer gênante dans le cas où la seule fonction de régénération, transparente à la longueur d'onde, est recherchée. Pour éviter le phénomène de conversion de longueur d'onde, Mamyshev propose de cascader deux régénérateurs identiques mais de décalage fréquentiel opposé [15]. Ceci permet de revenir à la longueur d'onde initiale. Nous appellerons cette configuration de régénérateur "double-étage" par opposition à la configuration "simple-étage" où la conversion de longueur d'onde n'est pas évitée. Une autre solution en régime sans longueur d'onde de conversion est disponible en utilisant une configuration bidirectionnelle [16].

Le plus important inconvénient de la technique résulte d'un temps de retard supplémentaire (gigue temporelle) qui apparaît sur les impulsions du signal de sortie [11, 17, 18, 19]. Ce paramètre peut être causé par des déformations dans les profils d'intensité présentes sur l'impulsion entrante (Par exemple fluctuations d'intensité et / ou de largeur d'impulsions). L'origine de cette gigue temporelle provient de la variation de chirp fréquentiel d'impulsions induit par la propagation non linéaire le long de la fibre pour les impulsions d'entrées de puissance différentes, et plus particulièrement de la conversion d'amplitude phase provoquée par l'interaction de l'effet de SPM et la dispersion normale (vue dans le chapitre précédent).

Pour s'affranchir de l'accumulation de gigue temporelle qui accompagne la plupart des régénérateurs 2R, ce dernier peut être associé à une modulation synchrone. Cette technique a ainsi permis de réaliser une transmission sur 1000000 km à 40 Gb/s [20, 21]. Une autre solution a également été envisagée via simulation numérique: cascader ce type de régénérateur 2R semble réduire la gigue supplémentaire introduite par ce dispositif [22].

Enfin, une proposition d'amélioration de cette technique, basé sur la mise en série de plusieurs tronçons de fibres séparés par des filtres optiques de plus en plus décalé de la fréquence centrale du signal de transmission, a été proposée et étudiée numériquement à 10 Gb/s [23].

#### **IV. Régénération 2R par Similariton**

La régénération 2R tout optique par l'automodulation de phase a donné l'issue à un grand nombre de travaux et ont montré la faisabilité de cette technique. Une évolution significative de ce concept consiste à combiner les apports des similaritons avec cette technique [24]. Le filtrage spectral des impulsions de similariton peut améliorer la capacité du régénérateur Mamyshev pour éliminer des impulsions de bruits parasites ainsi que pour réduire les fluctuations dans le niveau bit du signal simultanément. Cette capacité repose sur les caractéristiques spécifiques de l'amplification auto-similaire. Il convient de noter qu'une amplification est utile pour accroître le rendement énergétique du régénérateur qui est un élément fortement dissipatif.

Ce dispositif est appelé régénérateur de Mamyshev actif [25], fait l'objet d'une étude numérique dans la suite de ce chapitre. Le mécanisme de régénération présenté ici est essentiellement basé sur les propriétés remarquables des similaritons. Comme cela a été présenté au lecteur dans les chapitres précédents de ce manuscrit, les similaritons optiques présentent de réels atouts.

##### **IV.1 Configuration du régénérateur actif simple étage**

Nous avons cherché dans ce qui suit à élaborer un dispositif simple étage de régénération 2R tout optique qui se compose de notre amplificateur similariton (chapitre III) et d'un filtre optique. Notre approche exploite les propriétés spectrales des similaritons: les impulsions initiales sont transformées en un train de similaritons optiques durant la propagation dans la fibre qui est ensuite filtré spectralement à l'aide d'un filtre de forme gaussienne. Ce dernier doit être placé judicieusement. L'étude repose sur la recherche de la position optimale de ce filtre, en termes de fréquence de décalage par rapport à la fréquence centrale du signal, et, de sa largeur de bande spectrale.

#### IV.1.1 Règles de conception du régénérateur actif simple étage

##### IV.1.1.1 Paramétrage de la fonction de transfert de puissance

Comme tous les régénérateurs, la détermination de la fonction de transfert appelée aussi la transmittance du dispositif de régénération décrit l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance initiale. Ainsi l'impact des différents éléments sur cette fonction de transfert est par conséquent un point de départ pour s'assurer de l'adaptation de ceux-ci à la régénération. Une fonction de transfert (FdT) en forme de marche d'escalier (fonction de transfert idéale) est souvent le but recherché, une telle fonction est déterminée par un système de deux équations :

$$S = \begin{cases} P_1^{out} = 0 & \text{si } P_1^{in} < P_{CR} \\ P_1^{out} = 1 & \text{si } P_1^{in} > P_{CR} \end{cases} \quad (\text{V.3})$$

Où  $P_{CR}$  représente la puissance critique du signal déterminée à partir de la condition suivante :

$$\frac{\Delta f (P_{CR})}{2} = \Delta F \quad (\text{V.4})$$

Avec,  $\Delta f$  est la largeur spectrale du spectre élargi, et  $\Delta F$  est le décalage spectrale du filtre.

Donnons pour un élargissement auto-similaire (eq III.12) le résultat suivant:

$$P_{CR} = (2\pi \cdot \Delta F)^{\frac{1}{3}} \cdot \left( \frac{2 \cdot \beta_2^2 \cdot T_0 \cdot L}{\gamma \cdot G \cdot \log G} \right) \quad (\text{V.5})$$

Cette fonction de forme 'tout' ou 'rien' est impossible à obtenir pour un système réel. Dans le but de s'approcher au plus près de cette fonction, nous nous sommes intéressés au potentiel auquel les similaritons peuvent prétendre dans le but de la régénération 2R.

Dans le dispositif de Mamyshev qui est basé sur l'élargissement SPM, tous les paramètres de celui-ci tels que le signal (forme temporelle, durée des impulsions  $T_{FWHM}$ , et l'énergie initiale), la fibre (dispersion  $D$ , longueur  $L$ , coefficient non-linéaire  $\gamma$ , pertes  $\alpha$ ) et le filtre (décalage par rapport à la fréquence initiale  $\pm \Delta F$  ou décalage par rapport à la longueur d'onde initiale  $\pm \Delta \lambda$ , bande passante  $\delta f / \delta \lambda$ ) modifient plus ou moins la forme de la fonction de transfert et par conséquent influent sur l'efficacité du régénérateur [5]. Une connaissance précise des paramètres du régénérateur est donc requise pour permettre une diminution du bruit dans les '0' et une réduction du bruit dans les '1'.

L'élargissement auto-similaire est le similariton optique qui présente l'intérêt d'être indépendant de la forme initiale de l'impulsion, et dépend que de l'énergie initiale et les

paramètres de la fibre. Comme ces paramètres sont déjà connus par notre choix de la fibre PCF utilisée pour l'élargissement de similariton dans le troisième chapitre, donc, il reste l'étude de l'effet des paramètres du filtre et l'évolution de l'énergie initiale (puissance initiale) sur la forme de la fonction de transfert.

#### IV.1.1.2 Effet des paramètres du filtre sur la fonction de transfert

Les paramètres du filtre ont une grande influence sur la forme de la fonction de transfert et par conséquent sur la performance de la régénération tout optique. Pour un type de filtre optique passe bande gaussien, sa fonction de transfert est :

$$H(\omega) = \exp[-(\omega - \omega_0)^2 / \delta\omega^2] \quad (\text{V.6})$$

Où  $\omega_0$  la fréquence centrale ( $\omega_0 = 2\pi f_0$ ) et  $\delta\omega$  la bande passante (la largeur spectrale du filtre :  $\delta\omega = 2\pi \cdot \delta f$ ) sont les deux paramètres qui peuvent être choisis afin d'optimiser le rendement de régénération.

Nous nous proposons maintenant d'étudier la fonction de transfert qui décrit l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance initiale et l'impact des paramètres de filtre sur son efficacité afin de choisir simplement les paramètres qui optimisent les performances du régénérateur. De ce faire, nous utilisons notre amplificateur similariton basé sur la fibre PCF d'une longueur de 30 m avec des paramètres de dispersion et de non-linéarité identiques à ceux utilisés dans le troisième chapitre.

La largeur à mi-hauteur de l'impulsion initiale est de  $T_{\text{FWHM}} = 2.4$  ps.

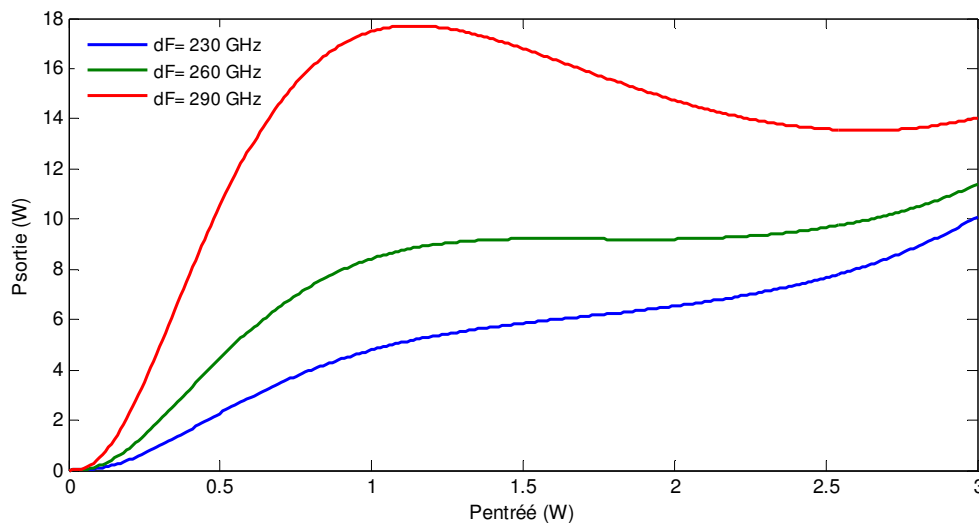
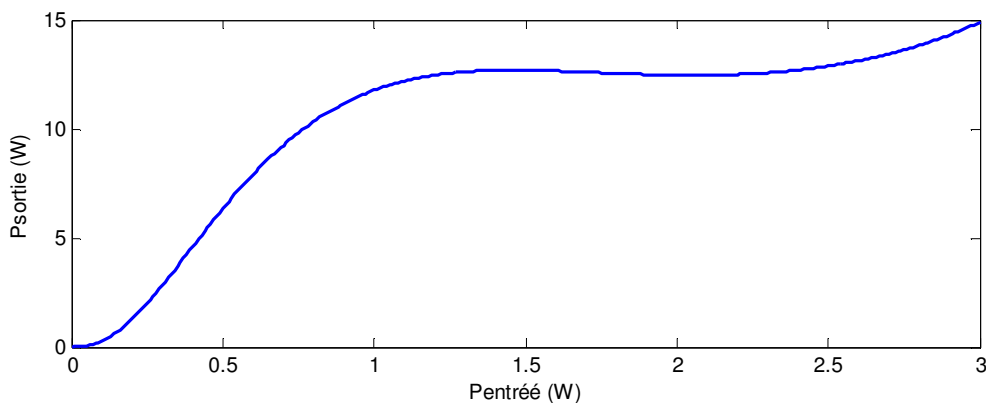


Figure V.5 : La fonction de transfert pour  $\delta f = 180$  GHz, et trois valeurs différentes de décalage spectral du filtre.

La courbe de transmittance de notre dispositif est représentée sur la Figure V.5. Cette courbe s'obtient par résolution numérique de l'équation de Schrödinger non linéaire avec gain (eq III.13) pour une impulsion gaussienne. L'évolution de la puissance de crête de sortie en fonction de la puissance de crête initiale est calculée pour divers valeurs de décalage spectral du filtre. La fonction de transfert est de type A pour  $\Delta F = 290$  GHz, de type C pour  $\Delta F = 230$  GHz et de type B pour  $\Delta F = 260$  GHz où l'évolution de la puissance de sortie est constante sur une certaine plage de puissance initiale dite plateau autour de la puissance de crête d'entrée de 1.5 W qui aboutit à une diminution des fluctuations d'intensité dans les '1' (la gigue d'amplitude) et par conséquent, les impulsions régénérées ont la même amplitude. Le second plateau définit la puissance de seuil qui permet de diminuer le bruit dans les '0', et par conséquent l'énergie contenue dans les '0' doit être supprimée. Donc, seules les impulsions possédant une puissance égale ou supérieure à une puissance seuil (0.15 W) traversent le filtre décalé.



**Figure V.6** : La fonction de transfert pour  $\delta f = 200$  GHz et  $\Delta F = 450$  GHz.

Compte tenu de la dépendance de la puissance avec le décalage de filtre. On note que plus le filtre est décalé, plus la réduction du bruit sur les "0" est meilleure. Par contre, la puissance requise est plus importante pour avoir un élargissement important. Donc un compromis entre la réduction du bruit sur les "0" et le coût du dispositif doit être pris en considération. On note également, qu'on peut obtenir une FdT de type B avec un plateau autour d'une puissance de 2 W, si on fait ajuster les deux paramètres à la fois. Par exemple, si  $\delta f = 200$  GHz et  $\Delta F = 450$  GHz (Figure V.6) on peut constater que plus la largeur spectrale du filtre est grande, plus la puissance du signal en sortie est grande. La largeur spectrale du filtre détermine par contre la durée des impulsions générées (vu dans le chapitre précédent), le choix d'une largeur spectrale plus large que celle du signal peut

servir à réaliser un compresseur d'impulsions [26], et que le produit largeur temporelle-largeur fréquentielle ( $\Delta V \Delta t$ ) soit très proche de la valeur de 0,441 correspondant à une gaussienne en limite de Fourier [27].

Les paramètres de ce filtre sont utilisés par la suite pour concevoir notre régénérateur double étage.

#### IV.1.2 La configuration simple étage

A l'aide des règles de conception indiquées ci-dessus, nous allons tout d'abord concevoir un régénérateur actif de type B capable de régénérer un flux de données optiques au format RZ cadencé à 40 Gb/s et émis à la longueur d'onde de  $\lambda_0 = 1550$  nm.

Le schéma de principe de la régénération basé sur l'amplificateur similariton est représenté par la Figure V.7. Un filtre optique passe bande de largeur spectrale  $\delta f = 200$  GHz est placé après l'amplificateur similariton dont la fréquence centrale est décalée de  $\Delta F = 450$  GHz par rapport à la fréquence centrale de l'onde porteuse  $f_0$  ( $f_0 = c / \lambda_0$ ).

Nous considérons dans un premier temps la régénération d'un signal optique constitué des impulsions gaussiennes de durées  $T_{FWHM} = 2.4$  ps, avec deux valeurs de puissance de crête  $P_{01} = 2$  W, et  $P_{02} = 1$  mW, ce qui correspond à un bit '1' et un bit '0' respectivement.

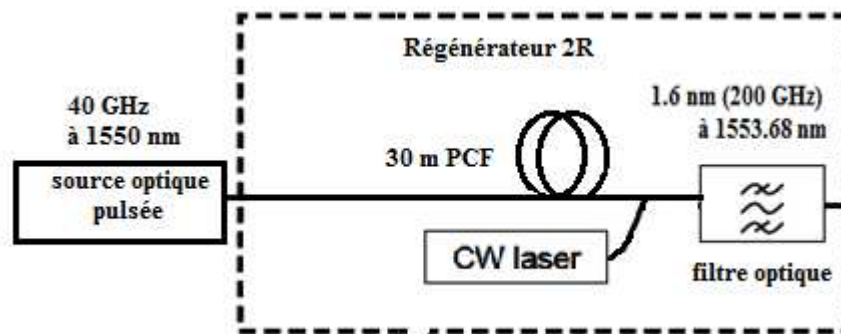
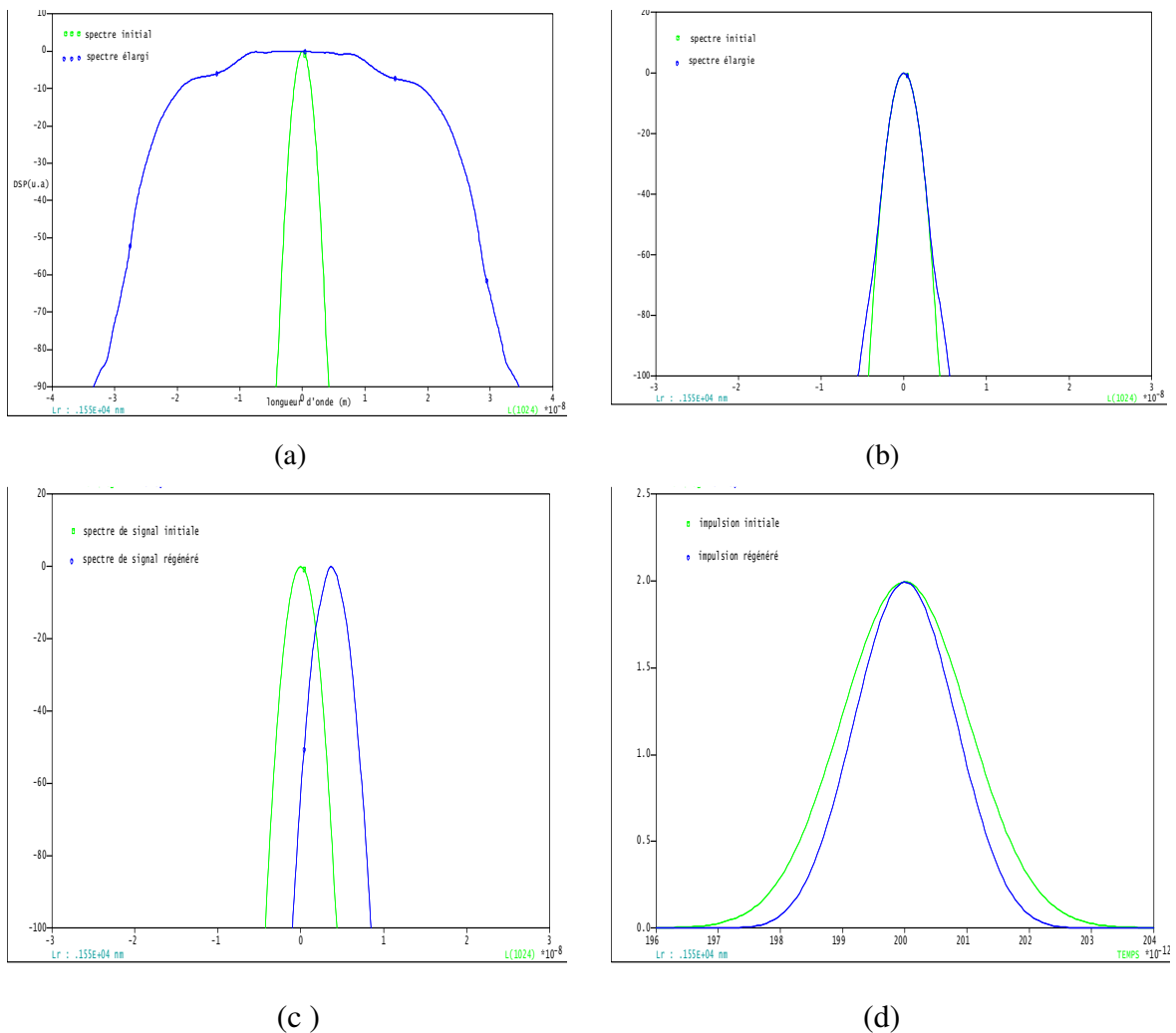


Figure V.7 : Configuration de régénérateur 2R actif simple étage basé sur l'amplification similariton.

Lorsque la puissance de l'impulsion d'entrée est de 2 W, l'impulsion se transforme en similariton avec un spectre large et plat au cours de la propagation et traverse alors partiellement le filtre optique dont les profils sont représentés par la Figure V.8.a. Par contre, nous constatons sur la Figure V.8.b. que l'impulsion de puissance initiale plus faible (1 mW) reste spectralement étroite. En effet, la valeur de la puissance est

insuffisante pour provoquer l'effet non linéaire SPM dans la fibre optique qui est l'effet le prédominant à l'élargissement spectral, est alors rejeté par le filtre.

Après passage dans le filtre centré autour de la fréquence  $F_f$ , le signal qui correspond à l'impulsion de 2 W se voit décaler spectralement par rapport à sa fréquence initiale  $f_0$  (Figure V.8.c). Il en résulte que la fréquence  $F_f$  se définit par :  $F_f = f_0 + \Delta F$ , et la largeur spectrale de l'impulsion régénérée est alors égale à la largeur spectrale du filtre optique qui est supérieure à la largeur spectrale initiale  $\delta f$ . Tandis que la largeur temporelle de l'impulsion régénérée est inférieure à la largeur temporelle de l'impulsion initiale (Figure V.8.d). Cette configuration sert à réaliser un premier étage du régénérateur en tant que compresseur d'impulsions dont l'intérêt est montré par la suite.

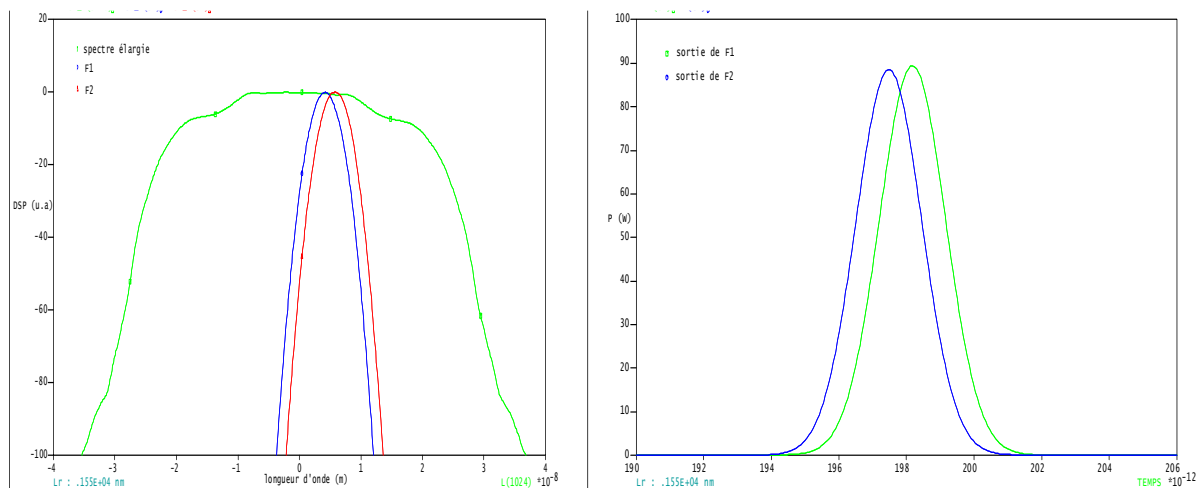


**Figure V.8.** Régénération d'impulsions basée sur l'élargissement auto-similaire : (a) et (b) spectres pour  $P=2$  W et  $P=1$  mW respectivement ; (c) et (d) spectre et forme temporelle d'impulsions régénérés pour  $P = 2$  W respectivement.

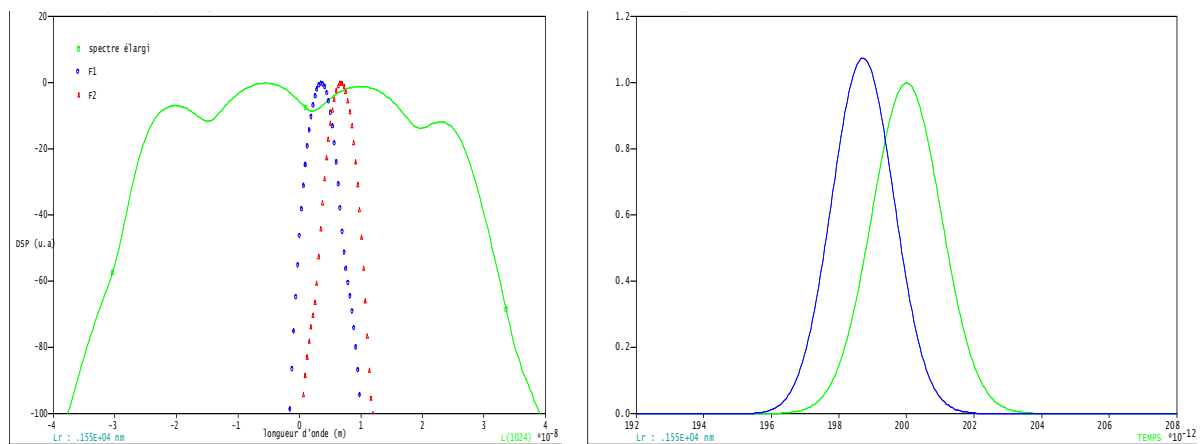
Dans le but de comparer les performances du régénérateur à similariton avec une configuration passive basée sur l'élargissement SPM, nous avons tracé la Figure V.9, où un filtrage optique est alors réalisé en deux positions différentes du spectre élargi dans le but de voir leurs effets sur les impulsions régénérées à la sortie.

Les deux techniques de régénérations sont basées sur la dépendance de l'élargissement spectral vis à vis de l'énergie initiale (puissance initiale) est responsable de la discrimination des impulsions de haute énergie (impulsion '1'), de faible d'énergie des impulsions '0' avec le décalage du filtre. En effet différents comportements peuvent alors être observés selon la méthode d'élargissement utilisé. Un spectre élargi grâce à l'amplification auto-similaire a un profil plat dans le centre, alors un spectre élargi par l'effet SPM est généralement accompagné par des structures oscillatoires [28]. En outre, le spectre et chirp obtenus par SPM dépendent à la fois des caractéristiques de l'impulsion initiale (forme, durée, et de l'énergie), conduisant à des fluctuations d'amplitude et temporelles des impulsions régénérées. Le régénérateur de Mamyshev basé sur SPM introduit une gigue temporelle supplémentaire. En effet en raison des ondulations dues à le SPM dans le spectre d'impulsions et la position du filtre par rapport à ces ondulations comme représenté sur la Figure V.9.b, les impulsions de puissances crêtes différentes ne se trouvent pas extraites au même instant du régénérateur, conduisant alors, à un décalage temporel (2 ps). La gigue temporelle des impulsions régénérées varie en fonction de la puissance d'impulsion entrante. En raison du sens du décalage du filtre, les impulsions les moins puissantes sont en avance sur les impulsions les plus puissantes (Figure V9.b). Nous pouvons également voir aussi les ondulations dues à SPM conduisant à la variation de la puissance des impulsions régénérées; le filtre F1 correspond au sommet d'ondulation, et le filtre F2 correspond au bas d'ondulation. On peut expliquer ça par le chirp induit est non-linéaire. Il ne sera donc possible de compenser que la partie linéaire de ce chirp, si bien que l'impulsion recomprimée présente des sous-structures importantes.

En revanche, le spectre et le chirp induits par l'élargissement spectral par l'amplification auto-similaire ne dépendent que de l'énergie de l'impulsion initiale, de telle sorte que les giges temporelles ( $< 0.5$  ps) et d'amplitudes sont réduites (Figure V.9.a), dues au chirp induit au cours de la formation de similariton parfaitement linéaire. La recompression temporelle de similariton sera alors extrêmement efficace et conduit à la compensation de chirp et par conséquent à la réduction de la gigue temporelle comme nous avons vu dans le chapitre précédent.



(a)



(b)

**Figure V.9 :** Elargissement spectral et l'effet de la gigue temporelle accompagnés : (a) cas élargissement auto-similaire, (b) cas élargissement SPM.

En résumé, l'élargissement spectral vis à vis de l'énergie initiale (la puissance initiale) basé sur l'amplification auto-similaire est un bon candidat pour la régénération 2 R tout optique, l'utilisation de similariton dépend que de peu de paramètres, ce qui augmente la stabilité de dispositif. Nous confirmons ainsi que notre proposition permet théoriquement de limiter la gigue temporelle supplémentaire introduite par le régénérateur.

Cependant, cette méthode proposée, implique une conversion de la longueur d'onde du signal initial pouvant être un inconvénient lorsque l'on souhaite que la fonction de régénération soit transparente à la longueur d'onde du signal. Dans le but de s'affranchir de cette conversion de longueur d'onde, il est possible de mettre en cascade deux régénérateurs ayant un décalage fréquentiel opposé [5] C'est la configuration double étage.

Nous allons maintenant proposer une architecture de régénérateur double-étage visant à l'amélioration de la performance du dispositif. Le régénérateur proposé est basé sur l'élargissement auto-similaire pour les deux étages.

Le deuxième étage est un régénérateur passif basé sur l'élargissement spectral auto-similaire d'une manière passive (pas d'amplification) ayant les mêmes caractéristiques que le régénérateur actif.

#### IV.2 Configuration du régénérateur à double étage

La proposition double étage est basée sur la conception du deuxième étage basé sur l'élargissement spectrale auto-similaire de manière passive (pas d'amplification), Concernant le premier étage du régénérateur complet utilisé comme un étage compresseur (FdT de la Figure V.6) comprend l'amplificateur similariton étudié auparavant est suivi par un filtre gaussien de largeur  $\delta f = 200$  GHz, et décalé de  $\Delta F = 450$  GHz par rapport au signal à 1550 nm. Le deuxième étage de régénérateur étudié par la suite, doit utiliser un filtre de décalage opposé ( $\Delta F = -450$  GHz) pour restituer la longueur d'onde du signal.

La configuration est proposée pour les raisons suivantes :

- D'un côté, notre configuration permet de réduire le nombre des amplificateurs requis par rapport à un régénérateur classique [11] due à l'utilisation de l'amplification similariton au premier étage. En effet, la puissance de crête élevée de ces impulsions induit un élargissement spectral suffisant dans le deuxième étage.
- D'un autre côté, ce dispositif peut réduire la gigue temporelle introduite supplémentaire par le processus de la régénération. Par conséquent, deux régénérateurs basés sur l'élargissement spectral auto-similaire en cascade dont les décalages de filtres sont de signe opposé, peuvent potentiellement annuler la gigue temporelle du dispositif complet et conserver la longueur d'onde du signal.
- En outre, notre montage permet d'économiser un étage supplémentaire de compression avant le régénérateur double étage utilisée dans [20, 29] pour réduire le rapport cyclique, et dans [30] ou l'étage de compression est basé sur la compression solitonique.

Pour commencer l'étude du régénérateur double étage, une description du principe de l'élargissement auto-similaire passif utilisé dans le deuxième étage est incontournable.

#### IV.2.1 Conception de deuxième étage de régénérateur basé sur l'élargissement auto-similaire passif

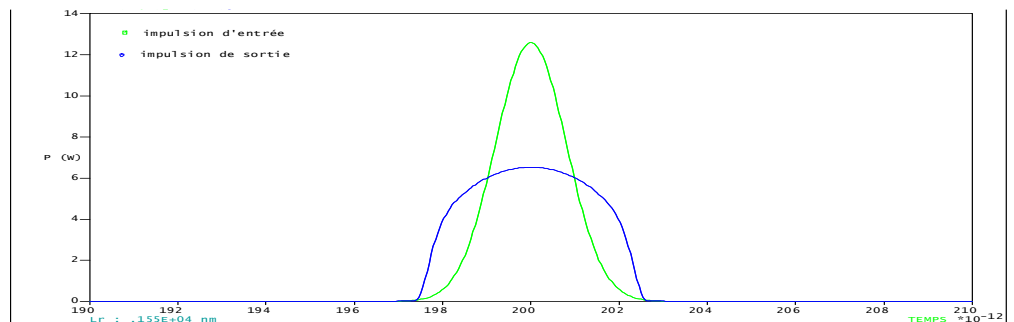
Comme nous avons montré dans le deuxième chapitre, l'étude focalisée sur la génération des similaritons passifs utilise des fibres à dispersion normale décroissante (ND-DDF pour normal dispersion- dispersion decreasing fiber). Cette théorie est basée sur l'équation non-linéaire de Schrödinger sans gain mais à dispersion variable (gain virtuel), avec la gestion de dispersion par une fibre hybride avec un profil de dispersion discontinu mais équivalent à une fibre à dispersion décroissante de façon hyperbolique en fonction de la longueur. Celle-ci est réalisable à l'aide des deux fonctions suivantes : un profil de dispersion en forme de peigne (alternance de plusieurs segments de deux fibres de dispersions différentes (par la conception d'une fibre hybride basée sur de courts segments de fibre), et un profil de dispersion en forme d'escalier comme montré par la Figure II.12 du deuxième chapitre.

Le but ici est de chercher la conception du régénérateur basé sur la conception des fibres permettant de générer passivement des similaritons, mais, en utilisant les paramètres des fibres déjà vérifiés numériquement et expérimentalement pour produire passivement des impulsions ayant un profil d'intensité parabolique et un chirp linéaire. Pour cela, nous nous sommes intéressés aux paramètres donnés dans la référence [31].

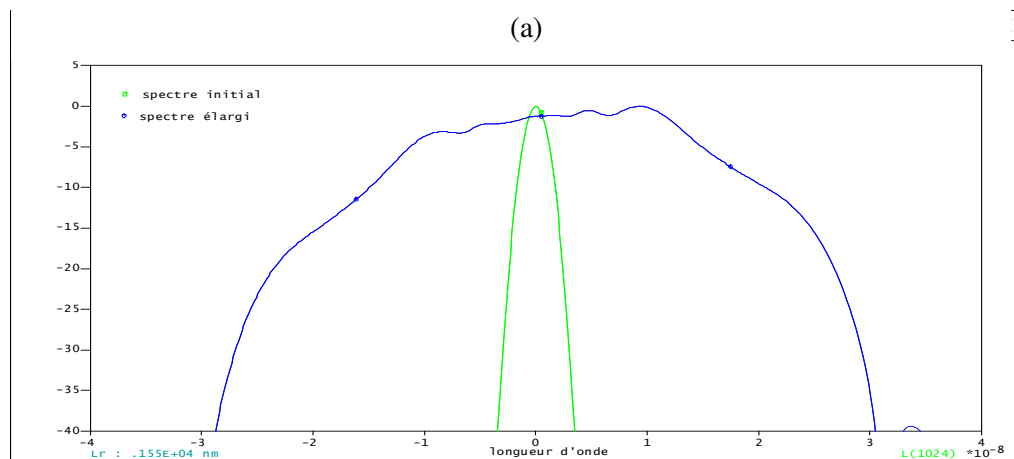
Concernant le profil de dispersion en forme de peigne, les simulations numériques faites par [31] montrent que les caractéristiques d'une impulsion parabolique peuvent être obtenues par l'emploi d'une fibre hybride constituée de 6 segments de deux fibres à dispersions et non linéarités différentes pour la première et seconde fibre respectivement ( $D_1 = -2.46$  ps/nm/Km,  $\gamma_1 = 7.9$  Km<sup>-1</sup>.W<sup>-1</sup> et  $D_2 = -2.46$  ps/nm/Km,  $\gamma_2 = 7.9$  Km<sup>-1</sup>.W<sup>-1</sup> ), et de longueur totale 1,7 m. Les longueurs des segments sont: 35, 26, 10, 40, 10 et 49 cm.

On note que la simulation est faite pour une impulsion de durée 190 fs (FWHM). Si en garde les mêmes paramètres de la simulation pour une impulsion de durée de 1.9 ps (qui est la durée des impulsions de sortie du premier étage compresseur). On trouve que l'élargissement subi n'est pas suffisamment important pour générer un spectre large et plat, parce qu'une impulsion longue nécessite une grande distance de propagation pour rentrer dans le régime auto-similaire. Cependant l'élargissement spectral produit à une longueur de fibre plus importante (d'un facteur de 20 par exemple) peut être suffisant pour obtenir des spectres larges à quelques nanomètres de la longueur d'onde centrale du signal initial exploitables pour la réalisation d'une fonction de régénération.

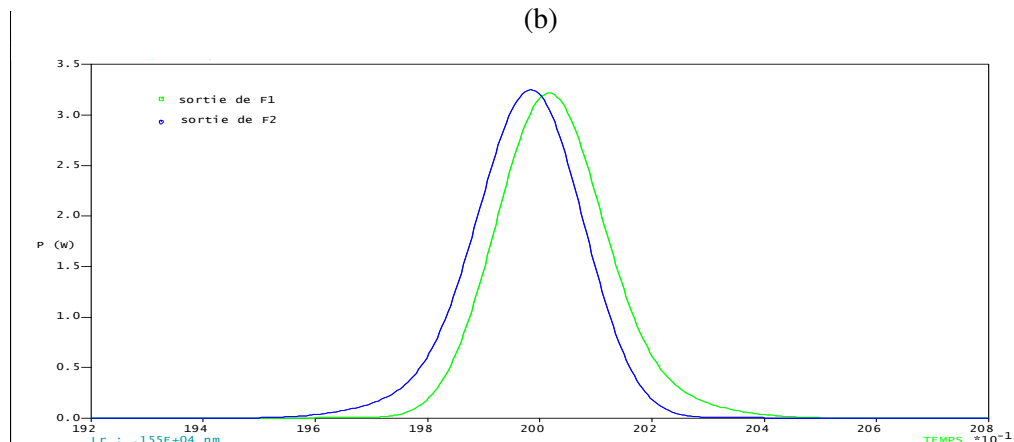
Il est nécessaire donc de tester les paramètres choisis sur l'évolution d'une impulsion de durée 1.9 ps et de puissance crête de 13 W (la puissance crête des impulsions de sortie du premier étage compresseur montré par FdT de la Figure V.6) dans les six segments de fibres, nous réalisons la simulation numérique présentés en Figure V.10 qui montre l'évolution temporelle d'une impulsion et son spectre dans la fibre à dispersion décroissante ND-DDF (les 6 segments de deux fibres) de longueur totale  $L = 48.2$  m. Cette longueur est choisie pour optimiser la FdT montrée par la suite.



(a)



(b)



(c)

**Figure V.10** : Elargissement auto-similaire passif : (a) l'évolution temporelle, (b) spectrale dans la fibre ND-DDF, et (c) l'effet de la gigue temporelle accompagnée.

A la sortie de la fibre à dispersion décroissante ND-DDF, l'impulsion optique obtenue présente un profil parabolique avec une largeur à mi-hauteur de 4.4 ps (Figure V.10.a), et un spectre large de largeur totale de  $\Delta\lambda = 60$  nm (Figure V.10.b). On note ici la présence des faibles oscillations qui n'influent pas sur les performances du régénérateur (Figure V.10.c) où un filtrage optique est alors réalisé à deux décalages différents. En raison des faibles ondulations dans le spectre d'impulsions et la position du filtre par rapport à ces ondulations, la gigue temporelle introduite entre les impulsions obtenues après filtrage est négligeable ( $< 0.5$  ps).

Nous profitons de cette étude préliminaire pour insister sur le fait que les simulations précédentes ont été réalisées avec une fibre à dispersion décroissante ND-DDF donnant les mêmes propriétés que les impulsions similaritons générées dans une fibre amplificatrice. Comme dans le cas des dispositifs actifs, l'acquisition du régime auto-similaire dans une telle fibre ne dépend ni de la structure de l'enveloppe, ni du chirp de l'impulsion initiale. Nous confirmons ainsi la forte potentialité de ce type d'impulsions.

#### IV.2.2 La FdT optimisée de deuxième étage de régénérateur

Dans une configuration à double étages, en accord avec les études précédentes, le deuxième régénérateur est de type B présentant un plateau pour des puissances crêtes compatibles à la sortie du premier étage (autour de 13 W) afin de réduire au mieux le bruit en sortie du régénérateur complet.

Nous avons effectué des calculs de FdT utilisant les données du premier étage. Les paramètres du régénérateur pour lequel nous avons calculé la FdT du deuxième étage sont les suivants :

- La largeur temporelle des impulsions d'entrée est égale à 1.9 ps à 1553.68 nm,
- Filtre gaussien de décalage inverse au premier  $\Delta F = - 460$  GHz.

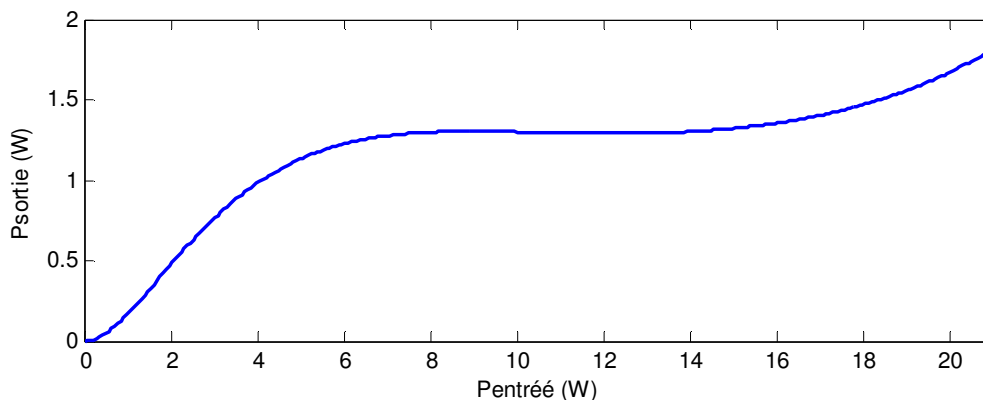


Figure V.11 : Fonction de transfert de deuxième étage du régénérateur

La figure V.11 montre la fonction de transfert résultante. Cette FdT est donnée à une largeur spectrale du filtre  $\delta f = 160$  GHz, et une longueur totale de la fibre ND-DDF de  $L = 48.2$  m. Nous remarquons que la FdT est bien de type B présentant un plateau autour de 13 W, donc adaptée à la régénération.

Les études numériques précédentes constituent les premières caractérisations importantes pour l'étude de tout régénérateur, la suite de l'étude se fera dans les mêmes conditions. Ces caractérisations des deux étages ont permis de passer à la mise en évidence de la régénération.

### IV.3 Validation de la configuration double étage proposé à la régénération d'un signal télécom OTDM à 40 Gb/s

#### IV.3.1 Configuration back to back

L'objectif de ces simulations est de préparer les études numériques préliminaires d'une liaison de transmission incluant le régénérateur que nous avons proposé et présenté dans la partie précédente du chapitre. Nous cherchons par conséquent à réaliser des simulations permettant de tester la performance de régénérateur dans une configuration back to back (B2B); la configuration B2B consiste à placer le régénérateur entre l'émetteur et le récepteur puis de comparer par des simulations la qualité du signal en entrée et en sortie du régénérateur. La Figure V.12 présente le schéma explicatif des différentes parties de la liaison B2B utilisée dans cette étude incluant notre régénérateur double étage.

Dans un premier temps, nous allons décrire les modules d'émission et de réception qui ont été utilisés dans la suite de ce chapitre.

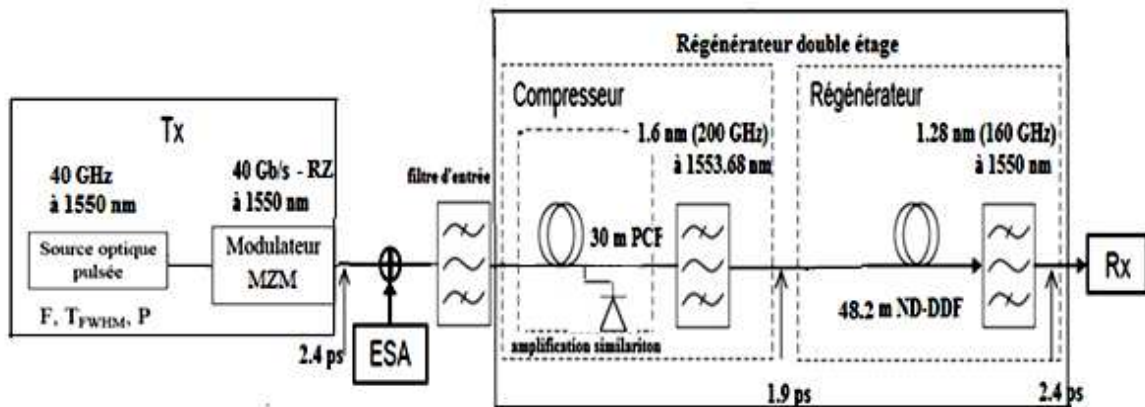


Figure V.12 : Le régénérateur dans une configuration B2B

Le bloc d'émetteur (Tx) est composé de deux parties. La source optique permet de générer le train d'impulsions cadencé à 40 GHz et caractérisées par une largeur temporelle de  $T_{FWHM} = 2.4$  ps et une puissance de crête initiale  $P_1 = 2$  W (correspondant à la puissance plateau du premier étage du régénérateur). Ce train d'impulsions à 40 GHz est obtenu à l'aide d'un multiplexeur temporel dans le domaine optique (OTDM) avec 4 séquences binaires à 10 Gb/s modulée chacune à travers le modulateur Mach zehnder. Ceci donne un signal RZ optique de 40 Gb/s et ensuite distribué à l'entrée du régénérateur.

La variation des paramètres du modulateur Mach zehnder a permis d'ajuster l'énergie  $P_0$  des impulsions fantômes injectées dans les bits « 0 », La valeur du courant de base du modulateur Mach-Zehnder est volontairement dégradée afin de détériorer le taux d'extinction initial (ER) du signal cadencé à 40 Gb/s et ainsi simuler la présence d'impulsions fantômes dans les '0'. L'énergie contenue dans les '0' est caractérisée par une puissance de crête initiale  $P_0$ .

Dans le but de créer des fluctuations d'amplitude sur les '1', ou une gigue d'amplitude artificielle dans les '1', nous insérons une source de bruit d'amplitude de puissance  $P_n$ .

Dans la pratique, la source de bruit est en général l'émission spontanée large bande des amplificateurs optiques EDFA, donc, la présence du filtre en entrée du régénérateur devient obligatoire [11]. Il est montré que l'absence du filtre ne permet pas de régénérer le signal mais le dégrade au contraire. Ce point a été vérifié expérimentalement [26]. Donc, en plaçant à l'entrée du régénérateur, un filtre optique de forme gaussienne permet de filtrer le bruit tout en conservant le spectre du signal en entrée. La largeur spectrale du filtre d'entrée qui améliore au mieux les performances du régénérateur est de 180 GHz (1,45 nm) dans notre cas.

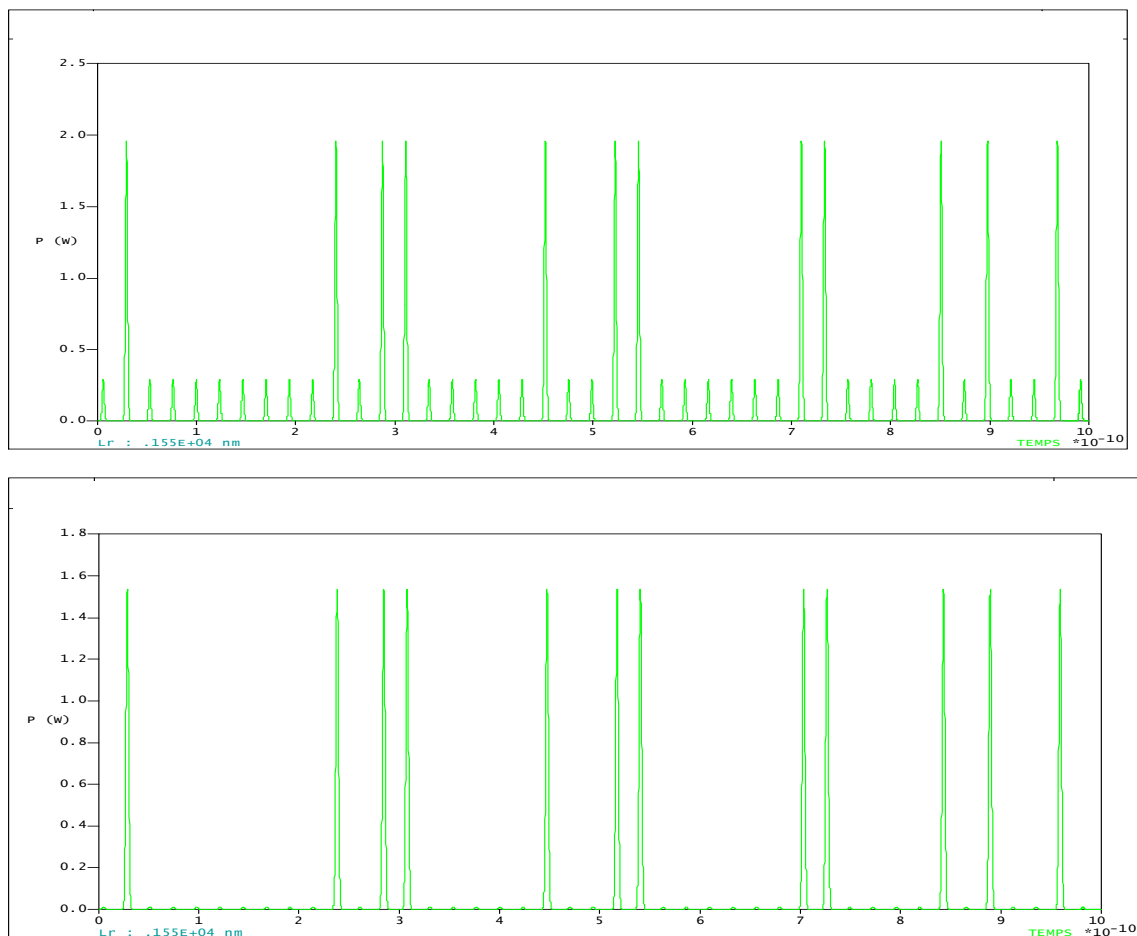
Le premier étage de régénérateur est un compresseur composé d'un amplificateur similariton suivi d'un filtre optique décalé de  $\Delta F = 450$  GHz par rapport à la fréquence centrale de l'onde porteuse et de largeur spectrale  $\delta f = 200$  GHz. On note que l'étage compresseur a pour but d'éliminer l'effet d'interférences entre symboles dans le régénérateur [15] et l'emploi d'impulsions courtes pour réduire l'effet Brillouin dans la fibre [4]. A la sortie du compresseur, Les impulsions sont réduites à 1.9 ps avec puissance de crête de 13 W. Cette puissance correspond au plateau de la FdT présentée sur la Figure V.11 du deuxième étage du régénérateur composé, quant à lui, d'un générateur passif de similariton suivi d'un filtre optique décalé de  $\Delta F = -450$  GHz et de largeur spectrale  $\delta f = 160$  GHz. A la sortie du régénérateur, nous retrouvons la même largeur temporelle des

impulsions (2.4 ps) et la même longueur d'onde de la porteuse (1550 nm).

Le bloc de réception (détaillé dans le chapitre IV) est conçu pour convertir le signal optique qui porte les informations en impulsions électriques dans le but d'évaluer le signal régénéré qualitativement à travers les diagrammes de l'œil.

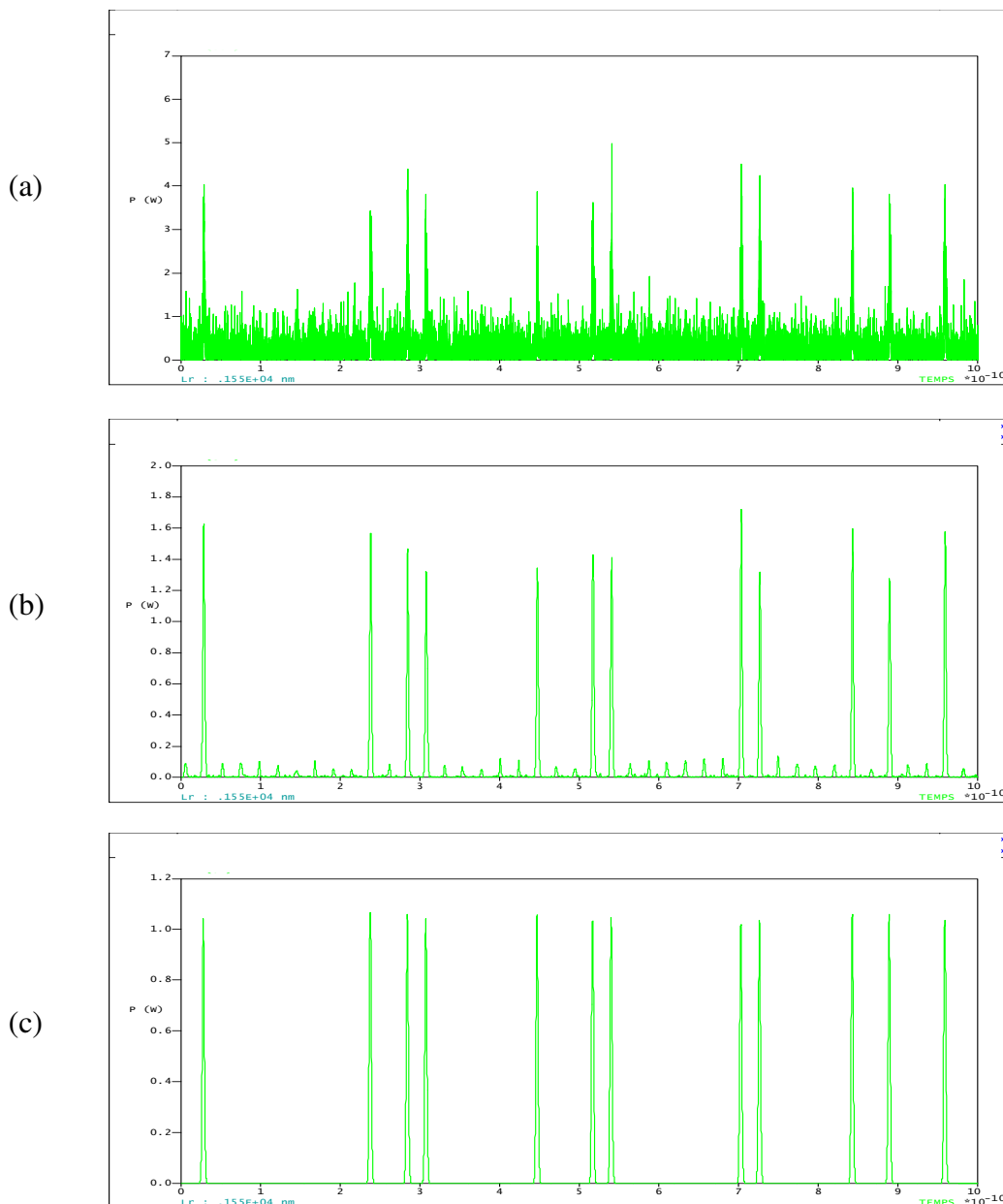
Pour montrer la capacité du régénérateur à l'élimination des impulsions fantômes et à la remise en forme des impulsions '1', on a tracé les deux figures suivantes :

La Figure V.13 montre la régénération d'un signal dégradé sans bruit ajouté. Les impulsions fantômes sont bien visibles au signal à l'entrée du régénérateur et ont pour conséquence une réduction du taux d'extinction du signal. A l'entrée du régénérateur, le taux d'extinction initial est de 8.5 dB. Après passage dans le régénérateur, on constate une nette amélioration de la qualité du signal avec une annulation du bruit sur les bits '0' et les impulsions fantômes. Le taux d'extinction de sortie obtenue du signal optique est alors de 22.6 dB.

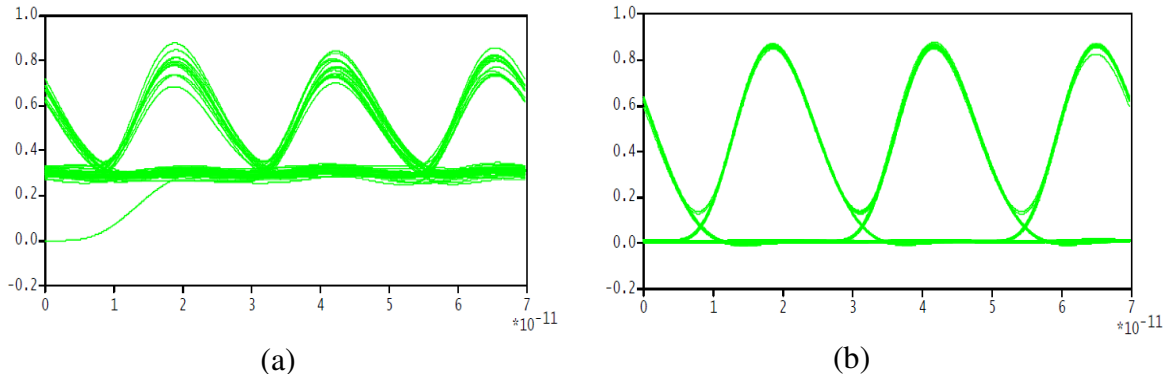


**Figure V.13 :** Régénération d'un signal optique dégradé sans bruit ajouté, signal à l'entrée du régénérateur (en haut), et signal à la sortie du régénérateur (en bas).

La Figure V.14 montre clairement la mauvaise qualité du signal d'entrée, de fortes fluctuations des bits " 1 " par l'addition du bruit gaussien de puissance  $P_n = 0$  dBm/1 nm, ce signal est filtré avec le filtre optique d'entrée avant d'être régénéré. Après passage dans le régénérateur, une amélioration significative du taux d'extinction initial de 2.5 dB à 20.1 dB avec annulation d'énergie contenue dans les emplacements des bits " 0 ". En ce qui concerne la gigue d'amplitude, l'amélioration est également remarquable. On obtient un quasi parfait remise en forme de ce signal. La racine carrée de la gigue d'amplitude initiale a en effet été estimée à 25% de la puissance de crête initiale. Cette valeur est diminuée jusqu'à 3% à la sortie du régénérateur.



**Figure V.14 :** Régénération d'un signal optique bruité : (a) signal bruité à l'entrée du régénérateur, (b) signal filtré par le filtre d'entrée, et (c) signal régénéré.



**Figure V.15 :** Diagrammes de l'œil d'un signal bruité à l'entrée (a) et à la sortie du régénérateur (b).

La Figure V.15 représente les diagrammes de l'œil du signal avant et après la régénération dans la liaison B2B bruitée. A l'entrée du régénérateur, le diagramme de l'œil est partiellement fermé en raison de la présence d'énergie au niveau des '0' (des impulsions fantômes) et les fluctuations sur les bits '1'. Après le deuxième étage (c'est-à-dire après le filtre optique 2), le diagramme de l'œil est complètement ouvert car l'énergie contenue dans les '0' est annulée, et les fluctuations d'intensité dans les '1' sont fortement diminuées, par conséquent le facteur de qualité du signal optique est amélioré de  $Q=7$  à l'entrée du régénérateur à  $Q = 49$  à la sortie.

On remarque aussi sur le diagramme de l'œil, l'absence de la gigue temporelle supplémentaire produite par le régénérateur conformément à ce que nous avons montré auparavant, ce qui présente un avantage par rapport aux autres configurations [15].

Nous avons aussi étudié la capacité de remise en forme du régénérateur en fonction de l'énergie contenue dans les impulsions fantômes, c'est à dire en fonction de taux d'extinction initial du signal optique sans et avec un bruit additif de puissance  $P_n = 0$  dBm/1nm.

Les deux graphes de la Figure V.16 .montre clairement l'efficacité de notre régénérateur à régénérer un signal incident sans et avec un bruit additif .On constate une amélioration de la qualité du signal, plus ou moins importante selon la puissance contenue dans les bits '0' ou les impulsions fantômes et selon le taux d'extinction initial du signal optique.

On voit que l'amélioration du taux d'extinction est effectivement liée à la diminution de la puissance des bits '0' pour les deux cas avec et sans bruit additif lorsque le taux d'extinction initial est inférieur à 8 dB parce que la puissance des bits '0' est importante

devant la puissance de bruit additif, tandis que lorsque le taux d'extinction initial est supérieur à 8 dB, une différence entre les taux d'extinction de sortie des deux cas est apparue. Cette différence représente la pénalité du bruit et augmente avec l'augmentation du taux d'extinction initial. Donc, l'efficacité du régénérateur dépend fortement de la valeur du taux d'extinction initial.

Il est indispensable aussi d'étudier la capacité de remise en forme du régénérateur en fonction de la puissance du bruit additif. La figure V.17 montre deux résultats de mesures : le taux d'extinction de signal à la sortie du régénérateur et le facteur de qualité correspondant en fonction de la puissance de bruit additif.

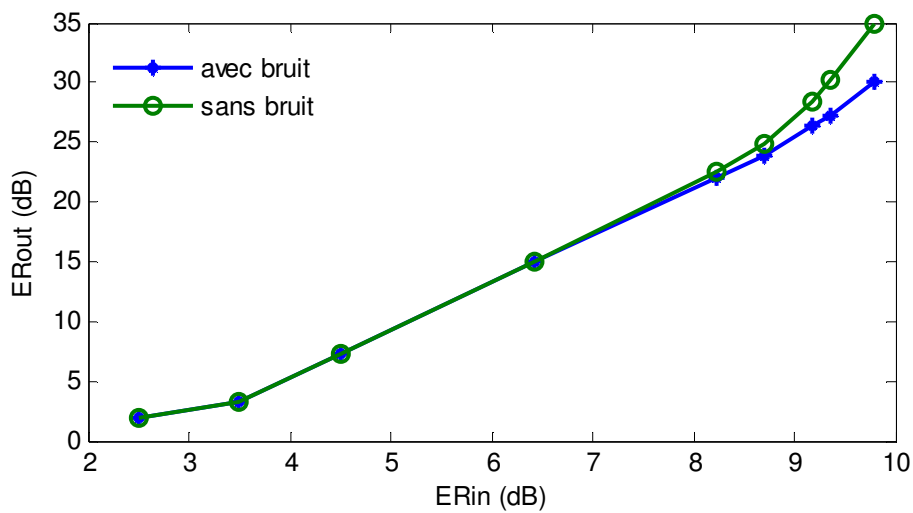


Figure V.16 : Taux d'extinction en sortie en fonction de sa valeur en entrée du régénérateur pour une puissance de bruit de 0 dBm/1nm .

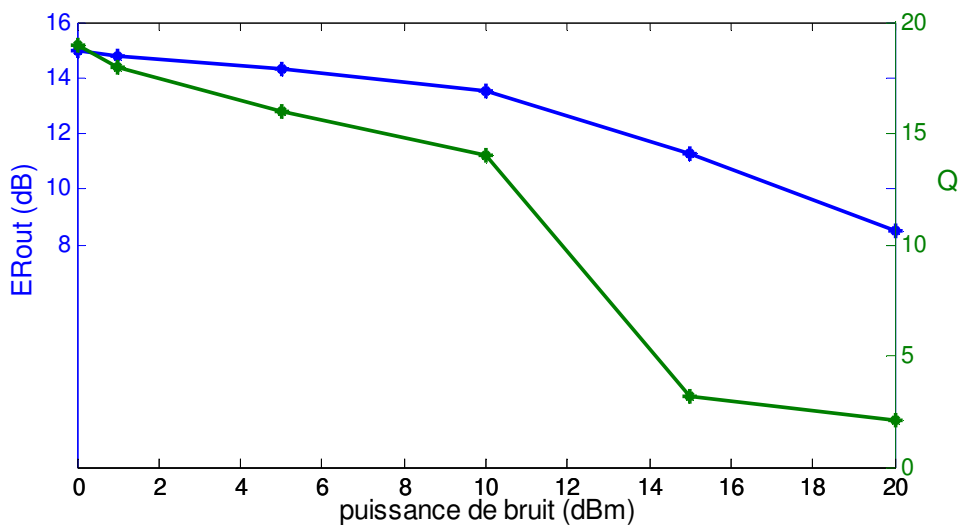


Figure V.17 : Taux d'extinction en sortie et le facteur de qualité correspondant en fonction de la puissance de bruit.

On voit d'après la Figure (V.17) que la remise en forme est d'autant plus performante que la puissance du bruit est faible (inférieure à la moitié de la puissance du signal utile) ; une amélioration du taux d'extinction est obtenue (courbe bleu) et que le taux d'extinction initial est de 8.5 dB. Par contre, lorsque la puissance de bruit augmente au-delà de 10 dBm/1nm, on observe une dégradation du taux d'extinction et respectivement une dégradation rapide du facteur de qualité  $Q$  à cause des fortes fluctuations des bits '1' dues à l'augmentation du bruit d'intensité devant le régénérateur. Si on prend l'exemple du bruit de  $P_n = 15$  dBm/1nm, on voit une faible amélioration du taux d'extinction  $ER_{out} = 11.3$  dB, tandis que le facteur de qualité est trop dégradé  $Q = 3.2$ . Ceci nous montre que la gigue d'amplitude est très importante et que le régénérateur ne fait pas sa fonction et ne permet pas la régénération du signal pour une puissance de bruit de 20 dBm où le taux d'extinction de sortie et le facteur de qualité sont  $ER_{out} = 8.3$  dB, et  $Q = 2.07$  respectivement.

Les deux courbes montrent clairement une diminution du pouvoir de notre régénérateur lorsque la puissance de bruit additif augmente. Donc, cette configuration de régénérateur est efficace pour un bruit additif particulier qui se trouve être la réduction du bruit à un signal parasite de même fréquence que le signal utile mais de plus faible amplitude.

Résumé sur l'efficacité du régénérateur : L'emploi de notre configuration de régénérateur double étage permet :

- de garder la transparence à la longueur d'onde.
- d'améliorer le taux d'extinction de sortie du signal optique.
- de supprimer les impulsions fantômes dans les bits '0' selon la valeur du ER initiale.
- de réduire les fluctuations d'intensité dans les bits '1' et réduire la gigue d'amplitude.
- D'éliminer la gigue temporelle supplémentaire.

La technique BTB est une étape incontournable dans la caractérisation système d'un régénérateur optique. Elle permet en effet de donner des informations fondamentales sur l'efficacité du régénérateur en simple passage, telle que l'ouverture du diagramme de l'œil. Néanmoins, cette technique ne peut pas garantir l'efficacité du régénérateur quand il est inséré dans une ligne de transmission. Pour une caractérisation complète de l'efficacité du régénérateur en ligne, nous validerons donc l'ensemble des résultats dans une configuration de transmission.

### IV.3.2 Configuration en ligne de transmission à courte distance

Après validation du modèle BTB, nous le répétons dans la configuration de transmission. En effet, les études numériques présentées dans ce manuscrit considèrent principalement la capacité de régénérateur à augmenter la qualité du signal et à la résistance aux bruits. Par conséquent, l'inclusion du régénérateur en ligne de transmission est nécessaire. L'objectif est de démontrer le potentiel qu'offre notre régénérateur pour la conception d'une ligne de transmission régénérée optiquement.

La Figure V.18 représente le schéma d'un modèle de ligne de transmission courte. Ce montage est constitué de 10 km de fibre optique SMF associée à une fibre optique de compensation de dispersion DCF de 1.7 km, permettant d'avoir une dispersion chromatique moyenne proche de zéro. Un amplificateur EDFA, et un filtre optique permettent de retirer une partie du bruit ESA dû à l'amplification (émission spontanée des EDFA). L'émetteur et le récepteur ont les mêmes données dans la configuration B2B. Le signal transmis à 40 Gb/s consiste en une séquence pseudo-aléatoire de  $2^7-1$  bits au format RZ (30 %) centrées à 1550 nm. La puissance en ligne est fixée à 2 dBm (pour minimiser les effets non-linéaires), La puissance en entrée de l'étage de compression est de 2 W ou 33 dBm (puissance optimale correspond au plateau) et celle à l'entrée du deuxième étage à 13 W ou 41 dBm.

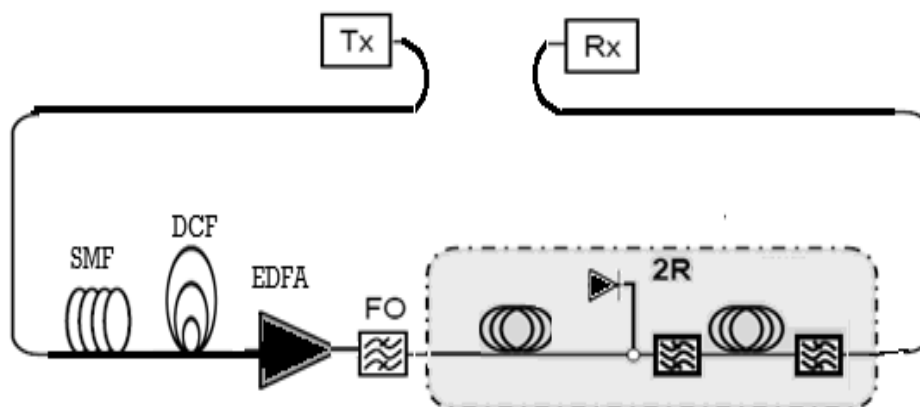


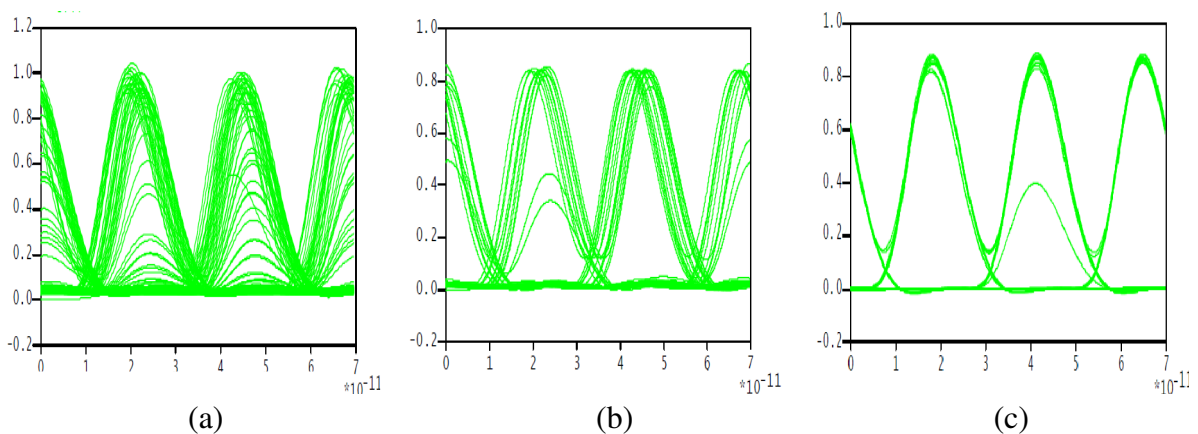
Figure V.18 : Le régénérateur dans une ligne de transmission courte

Les résultats de la simulation sont montrés sur la Figure V.19. Les Figure V.19.a et b montrent le diagramme de l'œil du signal dans la ligne de transmission sans et avec régénération 2R respectivement. Nous pouvons constater encore une fois la capacité du

régénérateur à augmenter la qualité du signal. Le bruit des niveaux "0" est rejeté, et le bruit des niveau "1" est également réduit. Néanmoins, une fluctuation d'intensité est encore présente sur les niveaux hauts, mais elle est significativement inférieure par rapport au cas sans régénération. Nous notons par contre la présence d'une gigue temporelle liée au fait que nous effectuons uniquement une régénération de type 2R. La gigue temporelle est due au bruit d'ESA qui déforme la forme temporelle conduisant à des fluctuations de la position du pic d'impulsions. Une régénération 2R permet de réduire les fluctuations d'amplitude, mais elle ne permet pas de recentrer les impulsions au centre de temps bit. Cependant lorsque la gigue temporelle est critique, certains fronts des impulsions peuvent se situer au centre d'autres impulsions fermant ainsi le diagramme de l'œil en amplitude.

Le diagramme de l'œil du signal avec le régénérateur 3R est illustré dans la Figure V.19.c. Nous observons alors clairement la réduction de la gigue temporelle par la technique de régénération 3R classique avec une récupération d'horloge basée sur un circuit de décision électronique et un signal de référence. Donc, cette fermeture du diagramme de l'œil n'est pas liée aux fluctuations d'intensité, mais surtout à l'accumulation de la gigue temporelle du signal. Dans ce cas, le signal en sortie du régénérateur ne se propage qu'une seule fois dans la ligne de transmission. Tandis que lorsqu' il s'agit d'une boucle de recirculation, le même signal est cascadié à chaque passage dans le régénérateur. Par conséquent, si le régénérateur conduit à une déformation du signal en amplitude, cette déformation s'accumule au fur et à mesure des cascades dans le régénérateur [32].

L'accumulation de bruit ASE est donc la principale limitation dans le cas de cette régénération 2R démontrant ainsi l'efficacité du régénérateur à limiter les fluctuations d'intensité.

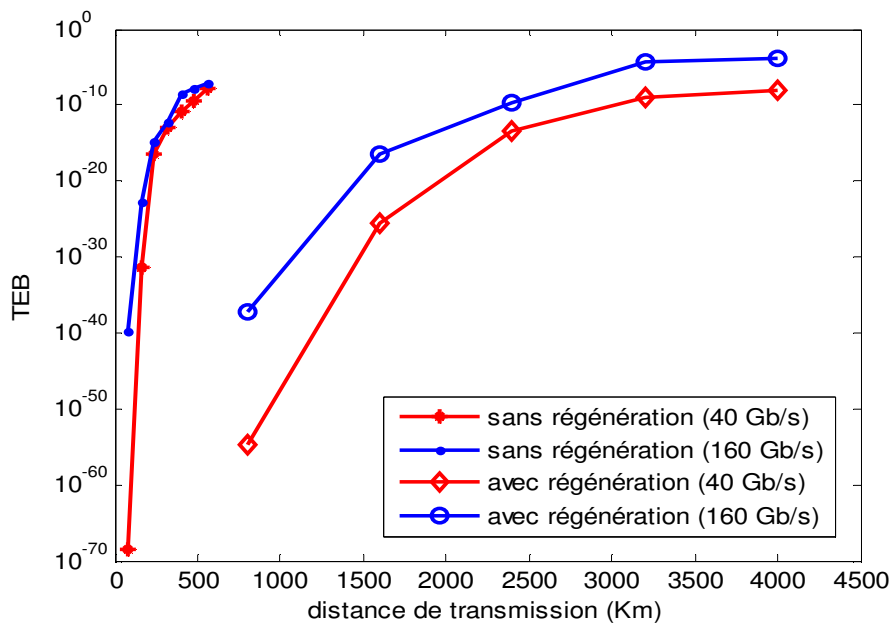


**Figure V.19 :** Diagrammes de l'œil du signal optique : (a) sans régénération, (b) après régénération 2R, et (c) après régénération 3R.

### IV.3.3 Configuration en ligne de transmission longue distance

En plus de la validation de notre régénérateur pour la régénération des signaux à 40 Gb/s, cette étude a pour but de déterminer la distance de transmission maximale atteinte avec et sans régénération. Nous validons l'ensemble des résultats dans une configuration de transmission longue distance, on utilise la boucle à recirculation. Le schéma de la simulation utilisé pour cette étude en ligne à longue distance est similaire à celui montré sur la Figure V.18, mis à part que la ligne fait cette fois-ci une longueur minimale dépendant du pas de la régénération. Le pas de régénération est fixé à 80 Km, c'est un pas recommandé par IUT pour les transmissions longue distance.

La figure V.20 montre l'évolution du taux d'erreurs binaires TEB, avec et sans régénérateur, en fonction de la distance de transmission. Dans le cas sans régénération, le taux d'erreurs binaires se dégrade rapidement lorsque la ligne de transmission augmente à cause de l'accumulation de bruit ASE. Un TEB de l'ordre de  $10^{-9}$  est atteint après 520 Km dans le cas sans régénération. Lorsque le régénérateur est utilisé, nous observons une dégradation au fur et à mesure de la distance de transmission, mais moins rapidement. Avec l'introduction du régénérateur 2R, nous obtenons une amélioration considérable de la distance de transmission, on peut atteindre une distance d'environ 3200 Km pour un TEB de  $10^{-9}$ , soit une amélioration d'un facteur de 6 par rapport à une propagation dans ligne équivalente mais sans régénérateur.



**Figure V.20:** Evolutions du taux d'erreur binaire (TEB) d'un signal optique non-régénéré et régénéré en fonction de la distance de transmission

Pour montrer la capacité de ce dispositif de régénérer les signaux à très haut débit et améliorant ainsi la distance de propagation, nous avons montré l'évolution du taux d'erreurs binaires TEB d'un signal à 160 Gb/s, avec et sans régénérateur, en fonction de la distance de transmission. On voit immédiatement que l'utilisation du régénérateur 2R augmente la distance de propagation de 400 Km à 2400 Km pour un TEB de  $10^{-9}$ , dans le cas sans et avec régénération respectivement, démontrant ainsi de façon évidente l'intérêt de la remise en forme même pour des très hauts débits. Cependant, l'efficacité de la remise en forme est clairement dépendante de débit de liaison, montrer par l'écart entre les résultats obtenus avec un débit de 40 Gb/s et un débit de 160 Gb/s. Peut être expliqué que lorsque le débit augmente de 40 Gb/s à 160 Gb/s, les effets non linéaires et l'accumulation de dispersion chromatique devient plus pénalisons ce qui diminuer la distance de propagation.

## **V. Conclusion**

Nous avons réalisé, dans ce chapitre, un état de l'art sur les techniques de régénération 2R tous optique. Nous y avons décrit les techniques à base de fibre. Nous avons traité les techniques à base de l'auto-modulation associées au filtrage optique dit de Mamyshev. Les effets non linéaires dans la fibre sont quasi instantanés ce qui rend les dispositifs à fibre très attractifs pour les très hauts débits. Cependant, malgré l'essor des fibres spéciales dites microstructurées, ils sont encore trop peu compacts et requièrent des puissances trop élevées. Pour contourner cet inconvénient, nous avons élaboré un dispositif de régénération 2R tout optique basé sur l'étude de régénérateur de Mamyshev combiné avec les apports des similaritons générés dans les fibres microstructurées de type PCF. Nous avons étudié une configuration à deux étages permettant l'élargissement spectral auto-similaire et de restaurer la longueur d'onde initiale du signal à régénéré. Le régénérateur élaboré est inséré dans une ligne de transmission pour tester sa performance, et sa capacité de diminuer le bruit dans les '0' et les fluctuations d'intensité dans les '1' d'un signal optique OTDM monocanal.

L'étude numérique mise en œuvre dans ce chapitre, révèle le similariton optique très efficace pour la régénération 2R tout optique pour différentes raisons : Tout d'abord, cette configuration permet de réduire le nombre des amplificateurs requis par rapport à un régénérateur classique du à l'utilisation de l'amplification similariton au premier étage. En

effet, la puissance de crête élevée de ces impulsions induit un élargissement spectral suffisant dans le deuxième étage. D'un autre côté, ce dispositif peut réduire la gigue temporelle introduite supplémentaire par le processus de régénération. En outre, cette configuration, nous permet d'utiliser le premier étage comme compresseur du rapport cyclique ayant pour objectif d'éliminer l'effet d'interférences entre symboles dans le régénérateur.

# *Conclusion générale et perspectives*

**L**e similariton optique est devenu un sujet d'intérêt croissant en raison de ses caractéristiques. Cette impulsion est progressivement générée dans une fibre optique combinant les effets liés au gain, à la dispersion normale et à la non-linéarité. Il en résulte une impulsion optique avec un profil d'intensité parabolique et une dérive de fréquence linéaire. Cette impulsion parabolique évolue de manière auto-similaire, subissant une croissance exponentielle de ses largeurs temporelle, spectrale et de son amplitude. L'acquisition de ce profil parabolique par une impulsion ne dépend ni de la structure de son enveloppe, ni de sa phase, mais uniquement de son énergie initiale. Cette impulsion possède des propriétés fondamentales remarquables, comme la forme parabolique, résistance au wave breaking, auto-similarité, sa dérive de fréquence (chirp) linéaire et son large spectre. Ces caractéristiques de restructuration des enveloppes temporelles et spectrales ainsi que de la phase de l'impulsion, rendent les similaritons aptes à une utilisation dans le domaine des télécommunications optiques. L'objectif de ce travail de thèse a été de montrer de quelle manière nous comptons explorer davantage les propriétés des similaritons optiques et leur enjeu dans les télécommunications optiques à haut débit.

Dans une première partie de ce manuscrit, nous avons exposé dans le premier chapitre une présentation générale des systèmes de transmission par fibre optique, et notamment leurs différentes parties constituées par les émetteurs lasers, la propagation dans la fibre optique et les récepteurs. Nous nous sommes occupés surtout de la qualité du signal optique émis par les diodes lasers et les différentes contributions de bruit et les limitations de ce type de composants telles que le chirp, la variation de la longueur d'onde d'émission avec la température et les oscillations qui sont engendrées pour les systèmes de transmission à haut débit, ce qui rend le système de transmission optique nécessite une très grande précision et stabilité pour des propagations simultanées de plusieurs longueurs d'ondes assez proches dans la même fibre (système de transmission WDM). La solution proposée pour éviter ces limitations, est de remplacer les diodes lasers par une seule source étendue appelée source supercontinuum. La génération de ce type de source était la

première problématique dans laquelle s'inscrit l'étude dans cette thèse. On a aussi décrit, lors de son transport par la fibre optique les principales causes de dégradation des signaux qui sont les effets linéaires (l'atténuation, et la dispersion chromatique), les effets non-linéaires (l'effet Kerr), ainsi que les interactions entre ces effets. À très haut débit, ces différents effets conduisent donc à une dégradation rapide du signal en amplitude et en temps, notamment lorsque l'infrastructure doit être préservée. Afin de surmonter ces limitations, le signal doit être régénéré au-delà d'une certaine distance de propagation. On s'est intéressé, dans ce travail de thèse, à la régénération 2R tout optique qui consiste à ré-amplifier le signal et à le remettre en forme. Enfin, pour achever cette première partie, nous avons présenté dans le second chapitre, un état de l'art sur le similariton optique. Celui-ci constitue le cœur de ce travail de thèse. Plusieurs analyses numériques et réalisations expérimentales dans des fibres conventionnelles ont d'ores et déjà confirmé l'apparition des similaritons optiques et ont prouvé tout leur potentiel dans le domaine des amplificateurs à fibre et sans amplification dans les fibres à dispersion décroissante.

La seconde partie de ce manuscrit a été dédiée à la présentation des résultats obtenus pendant les travaux de cette thèse qui ont été menés sur la génération et l'application des similaritons dans les télécommunications optiques à haut débit.

Dans le troisième chapitre, on a montré une nouvelle méthode pour la génération des impulsions similaritons fonctionnant aux longueurs d'onde des télécommunications optiques dans une fibre optique microstructurée de type cristal photonique (PCF) hautement non linéaire et à dispersion normale aplatie, en utilisant comme processus d'amplification l'effet Raman pour leurs avantages. Le modèle numérique que nous avons développé est basé sur la NLSE avec gain fixe. La résolution de cette équation prend en compte l'interaction entre la dispersion d'ordre 2 et la non linéarité de la fibre PCF. Ces derniers interagissent plus tôt avec le gain Raman calculé après une description bien détaillée de l'amplification Raman et du modèle associé permettant alors la formation de similaritons à spectre large, puissant et réduisant ainsi la longueur de fibre nécessaire à quelques mètres. Les résultats obtenus nous ont servis de bases pour les applications envisagés.

La première application présentée dans le quatrième chapitre était la génération de supercontinuum basé sur le spectre de similariton généré dans la PCF sous l'effet de l'amplification Raman. Le supercontinuum généré est défini sur la bande C avec une densité spectrale de puissance la plus plate possible adaptée aux applications WDM. Le

découpage spectral de celui-ci par un démultiplexeur optique permet d'obtenir les canaux nécessaires constituant le système WDM. Chaque canal est un train d'impulsions ayant le même taux de répétition que la source initiale. On a trouvé que la performance du système dépend directement de la bande passante du démultiplexeur optique utilisé (pour le découpage spectrale) dont la durée et la puissance de crête des impulsions influent sur ce composant. On a aussi étudié l'effet de chirp de similariton sur la performance du système. On a vu que la compensation de ce chirp peut réduire la gigue temporelle induite par le processus de découpage spectrale ce qui améliore la performance du système. La source initiale utilisée est délivrée à un taux de répétition de 10 GHz. Cependant il est possible d'analyser un grand nombre de canaux, à des débits plus élevés (40 Gb/s) selon les possibilités de la conception du système.

La perspective de réalisation d'un tel supercontinuum représente un progrès dans la génération de sources multi-longueurs d'ondes appliquées aux systèmes WDM. La technique WDM est utilisée dans les réseaux étendus et les réseaux métropolitains. Néanmoins le frein actuel pour l'introduction du WDM dans l'accès est le prix élevé et la solution envisagée consiste à déployer un nouveau type d'émetteurs : sources « achromatiques » (indépendantes en longueurs d'onde) dans les réseaux d'accès passives PON (passive optical network). En général ces émetteurs pour la technologie WDM délivrent une longueur d'onde fixe à chaque abonné pour une configuration FTTH (la fibre jusqu'à l'abonné ou fiber to the home en anglais). Par souci d'économies sur l'installation, les composants et la fibre optique l'intérêt consiste à réutiliser la même infrastructure et lui adjoindre notre dispositif permettant à partir d'une seule source optique de générer plusieurs longueurs d'ondes différentes destinées à un grand nombre d'abonnés. L'avantage en termes de coûts peut se révéler très significatif.

La seconde application que nous avons développée dans le dernier chapitre concerne l'application des similaritons dans le domaine de la régénération optique : nous avons présenté une contribution à l'élaboration de régénérateurs 2R tout optique pour les transmissions OTDM longue distance et à très haut débits (40 Gb/s et plus). Nous avons élaboré un dispositif simple étage de régénération 2R tout optique en se basant sur l'étude de régénérateur de Mamyshev combiné avec les apports des similaritons générés dans la PCF et sous l'effet de l'amplification Raman. Notre approche exploite les propriétés spectrales des similaritons : les impulsions initiales sont transformées en un train de similaritons optiques durant la propagation dans la fibre qui sont ensuite filtré

spectralement à l'aide d'un filtre de forme gaussienne. Ce dernier devant être placé judicieusement. L'étude repose sur la recherche de la position optimale de ce filtre, en termes de fréquence de décalage par rapport à la fréquence centrale du signal, et de sa largeur de bande spectrale. Nous avons étudié par la suite une configuration à deux étages qui permet de restaurer la longueur d'onde initiale du signal à régénéré. Le dispositif qui compose le deuxième étage de régénérateur est basé également sur l'élargissement auto-similaire de manière passive. Les deux dispositifs sont caractérisés séparément puis associés pour établir une configuration de régénérateur en double étages. Nous avons montré numériquement que cette configuration à élargissement auto-similaire du spectre élimine le bruit sur les symboles '0', réduit les fluctuations sur les symboles '1', et améliore le taux d'extinction améliorant ainsi la distance de propagation.

Ce dispositif, doit pouvoir s'adapter aux configurations physiques qui sont actuellement encore en œuvre et la poursuite du développement de cette étude donne vraisemblablement des résultats prometteurs dans des chaînes de transmission à très haut débit. L'efficacité du régénérateur 2R tout optique dans un système de transmission OTDM utilisant le format de modulation RZ-OOK a été montrée. Nous escomptons bien pouvoir, avec tous les éléments étudiés, atteindre dans une perspective d'avenir la mise au point d'un régénérateur de signaux à multiples formats de modulation et compatible avec les systèmes multiplexés en longueur d'onde (WDM).

# Annexe A

## Représentation mathématique d'une impulsion optique.

Dans cette section, certaines quantités importantes qui représentent une impulsion optique sont définies. En toute description qualitative de ces quantités, une impulsion optique normalisée avec sa largeur dans les unités de picoseconde sera considérée.

### A.1. Impulsion optique dans le domaine temporel

La représentation complète du champ électrique d'une impulsion optique dans le domaine temporel peut être exprimée mathématiquement comme suit:

$$E(z, t) = \text{Re}[U(z, t) \exp(-i\omega_0 t + i\phi(z, t))] \quad (\text{A.1})$$

Où  $U(z, t)$  est l'amplitude,  $\phi(z, t)$  est la fonction de phase et  $\omega_0$  est la fréquence angulaire de la porteuse, liée à la longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  par [1]:

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \quad (\text{A.2})$$

Où  $c$  est la vitesse de la lumière.  $\lambda_0$  est également souvent désigné comme la longueur d'onde de fonctionnement ou la longueur d'onde de la porteuse.

Pour des impulsions optiques plus larges que 0,1 ps, il est utile de considérer l'enveloppe d'amplitude séparément de l'onde porteuse et représentant l'impulsion par son amplitude complexe définie comme suit:

$$\psi(z, t) = U(z, t) \exp(i\phi(z, t)) \quad (\text{A.3})$$

Pour la simplification, dans les cas de traitement mathématique où les caractéristiques d'une impulsion optique à un point de l'espace sont étudiées, la dépendance en  $z$  de l'impulsion optique sera omise. En vertu de cette simplification, l'amplitude complexe peut simplement être exprimée comme suit:

$$\psi(t) = U(t) \exp(i\phi(t)) \quad (\text{A.4})$$

Et l'enveloppe de la puissance temporelle est défini par:

$$P(t) = |\psi(t)|^2 \quad (\text{A.5})$$

### A.2 Impulsion optique dans le domaine fréquentiel

Une représentation analogue de l'impulsion dans le domaine fréquentiel peut être donnée en appliquant la transformée de Fourier défini comme suit:

$$\tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} F(t) \exp(i\omega t) dt \quad (\text{A.6})$$

Où  $F(\omega)$  et  $F(t)$  sont les transformées de Fourier en fréquence et en temps, respectivement.

Appliquant la transformée de Fourier à l'équation. (A.3), nous obtenons:

$$\tilde{\psi}(\omega) = U(\omega) \exp(-i\varphi(\omega)) \quad (\text{A.7})$$

Où  $\tilde{\psi}(\omega)$  est le domaine spectral complexe de l'impulsion,  $U(\omega)$  est la distribution spectrale d'amplitude et  $\varphi(\omega)$  est la phase spectrale. La distribution spectrale de puissance ou le spectre optique est donnée par:

$$P(\omega) = |\tilde{\psi}(\omega)|^2 \quad (\text{A.8})$$

### A.3 Chirp spectral

La fréquence angulaire instantanée à un instant  $t$  à l'intérieur de l'impulsion optique avec la phase  $\phi(t)$  en radians est définie comme suit :

$$\omega(t) = \omega_0 - \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (\text{A.9})$$

Pour des impulsions optiques, la fréquence centrale est généralement beaucoup plus grande que la dérivée temporelle de la phase, et une fonction plus significative appelée le chirp spectral  $\delta(t)$  est introduit. Le chirp spectral est définie comme suit :

$$\delta(t) = -\frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{A.10})$$

Il représente la variation de la fréquence instantanée par rapport au centre ( $t = 0$ ) à tout instant  $t$  à l'intérieur de l'impulsion.

Un profil de chirp spectral qui diminue du front montant de l'impulsion ( $t < 0$ ) au front descendant ( $t > 0$ ) est appelée chirp spectral négatif et de façon similaire, Si le profil de chirp augmente du front montant de l'impulsion au front descendant, il est appelé le chirp spectral positif. Dans certain littérature, chirps négatif et positif sont souvent désignés par down-chirp et up-chirp, respectivement.

## A.4 Caractéristiques d'une impulsion optiques

Dans cette section, les termes utilisés pour décrire les caractéristiques physiques d'une impulsion optique sont présentés.

### A.4.1 La largeur d'impulsion

L'une des caractéristiques physiques les plus importantes d'une impulsion optique est sa largeur. Il est de coutume d'utiliser la largeur à mi-hauteur (Full Width at Half Maximum : FWHM), qui est la mesure de la largeur d'impulsion à la moitié de l'intensité maximale. Mais dans le contexte mathématique, la demi-largeur  $T_{HW}$  à  $1/e$  de l'intensité maximale est plus couramment utilisée. Les deux notations donnent des équations différentes pour différentes formes d'impulsion [1].

En particulier, pour une impulsion gaussienne:

$$T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2} T_{HW} \approx 1.665 T_{HW} \quad (\text{A.11})$$

Et pour une impulsion Sécante hyperbolique:

$$T_{FWHM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_{HW} \approx 1.763 T_{HW} \quad (\text{A.12})$$

### A.4.2 Puissance de crête et puissance moyenne

La relation entre la puissance moyenne d'un train d'impulsions identiques et la puissance de crête de l'une des impulsions est donnée par:

$$P_{moy} = \frac{P_c}{T} \int_{-T/2}^{T/2} P(t) dt \quad (\text{A.13})$$

$P(t)$  est la distribution de puissance temporelle normalisée et la période d'impulsion  $T$  est le retard de temps entre les impulsions identiques dans un train d'impulsions.

La puissance moyenne peut facilement être mesurée en utilisant des wattmètres optiques, mais la mesure directe de la puissance de crête d'impulsions optiques courtes est très difficile. Dans le cas où le profil de distribution de puissance temporelle est connu, Eq. (A, 13) peut être utilisé pour calculer la puissance de crête. Cependant, dans la plupart des cas, les profils de distribution de puissance ne sont pas connus et une hypothèse sur la forme de l'impulsion doit être faite pour calculer une approximation de la puissance de crête réelle. Un procédé de calcul de la puissance de crête utilise le rapport entre la période d'impulsion et  $T_{FWHM}$  d'une impulsion dont la relation est exprimée par:

$$P_c = C_{mismatch} P_{moy} \frac{T}{T_{FWHM}} \quad (\text{A.14})$$

Le Tableau A.1 regroupe les valeurs de  $C_{\text{mismatch}}$  pour différentes formes d'impulsions usuelles.

Forme d'impulsion	$C_{\text{mismatch}}$
Sécante hyperbolique	0.8814
Gaussienne	0.9394
Rectangulaire	1.0000

**Tableau A.1** Coefficients de  $C_{\text{mismatch}}$  pour différentes formes d'impulsions usuelles utilisées dans la conversion approximative de la puissance moyenne à la puissance de crête.

#### A.4.3 Impulsion en Limite de Fourier

Le terme d'impulsion en "Limite de Fourier" est fréquemment employé. Ce qualificatif désigne l'impulsion la plus brève qu'il soit possible de générer à partir d'un profil d'intensité spectral donné [2]. Cela correspond à un produit de la largeur temporelle  $T_{FWHM}$  par la largeur fréquentielle  $F_{FWHM}$  qui est minimum. Ainsi, une impulsion en limite de Fourier sera généralement synonyme d'une impulsion de qualité dont les profils temporel et spectral n'ont pas été affectés par la dispersion, la non-linéarité ou bien tout autre effet perturbateur.

La valeur du produit  $T_{FWHM} \times F_{FWHM}$  d'une impulsion en limite de Fourier dépend de la forme de l'impulsion. Le Tableau A.2 regroupe les valeurs pour différentes impulsions usuelles. Comme  $T_{FWHM} \times F_{FWHM}$  est fixé par type d'impulsion, la largeur temporelle est inversement proportionnelle à la largeur spectrale. Par conséquent, plus le spectre de l'impulsion sera large, plus l'impulsion en limite de Fourier sera brève. Une telle propriété ne sera plus de mise pour des impulsions non en limite de Fourier, comme l'impulsion parabolique qui est une impulsion chirpée.

Forme	$T_{FWHM} \times F_{FWHM}$
Gaussienne	0.44
Sécante hyperbolique	0.31
Rectangulaire	0.89
Exponentielle décroissante	0.11
Lorentzienne	0.14

**Tableau A.2** : Expression du produit  $T_{FWHM} \times F_{FWHM}$  pour différentes impulsions usuelles en limite de Fourier.

# *Annexe B*

## *Bibliographie de l'auteur*

### ✓ **Publications internationales:**

- Leila Graini and Kaddour Saouchi, «*WDM Transmitter Based on Spectral Slicing of Similariton Spectrum*», Lecture Notes on Photonics and Optoelectronics, Vol.1, No.1, p.30-34, 2013.
- L. GRAINI, K. SAOUCHI, «*Simulation Of DWDM Communication System At 8.10 Gbit/s Using Continuum Source In The Transmitter*», Acta Technica Napocensis Electronics And Telecommunications, Vol.54, No.1, p. 15-18, 2013.
- Leila Graini, Kaddour Saouchi , «*80 Gb/s WDM Communication System Based on Spectral Slicing of Continuum Generating by Chirped Pulse Propagation in Low Normal Dispersion Photonic Crystal Fiber*», Springer-Verlag in Modeling Approaches and Algorithms, SCI 488, p. 217–225, 2013.
- Leila Graini and Kaddour Saouchi, «*Similariton spectrums application for high bit rate WDM communication systems*», journal of optics, Springer-OSI, Vol.43, No. 4, p. 341–349, 2014.

### ✓ **Communications internationales:**

- Graini.L, Saouchi. K, « *Effet de Chirp Initial dans la Génération de Source Continuum pour l'Application WDM* », international conference on embedded systems in telecommunications and instrumentation (ICESTI'12), november 5 - 7, 2012, Annaba, ALGERIA.
- Graini.L, Saouchi. K, « *WDM Transmitter Based on Spectral Slicing of Similariton Spectrum*» 2nd International Conference on Electronics and Opto-electronics Science (ICEOS 2013), March 15- 16, 2013, Istanbul, TURKEY.
- Graini.L, Saouchi. K, « *performance evaluation of WDM communication system using similariton spectrums as a multi-wavelength transmitter* », international conference on embedded systems in telecommunications and instrumentation (ICESTI'14), October- 27 - 29, 2014, Annaba, ALGERIA.

- Leila GRAINI, Kaddour SAOUCHI, Grigore-Adrian IORDACHESCU, « *Optical Similariton Generation in Photonic Crystal Fibers*», ECAI 2016 - IEEE International Conference – 8th Edition, Electronics, Computers and Artificial Intelligence, 30 June - 02 July, 2016, Ploiesti, ROMÂNIA.
- Graini.L, Saouchi. K, « *Chirp Compensation of Similaritons for Optical Communication Systems*», international conference on embedded systems in telecommunications and instrumentation (ICESTI'16), October-24- 26, 2016, Annaba, ALGERIA.

✓ **Communications nationales:**

- Graini.L, Saouchi. K, «*Application des impulsions similaritons pour les telecommunications optique à haut débit*» 1<sup>ères</sup> journées doctorales sur l'automatique, les telecommunications, l'instrumentation, et les multimudia (JIDATIM'12), 16-17 janvier 2012, Annaba, ALGERIE.
- Graini.L, Saouchi. K, «*Génération De Sources Multi-longueurs D'onde Par Similaritons Optiques*», 1 ière Conférence Nationale sur les Télécommunications (CNT'2012), 11 - 12 Novembre 2012, Guelma, ALGERIE.

# Références Bibliographiques

## ✓ Bibliographie de l'introduction générale

- [1] N. S. Bergano, «*Current and Future Technologies for Submarine Transmission*», in LEOS'2004, (Puerto Rico), 2004.
- [2] O. Leclerc, B. Lavigne, E. Balmeffre, P. Brindel, L. Pierre, D. Rouvillain, and F. Seguinéau, «*Optical Regeneration at 40 Gbit/s and Beyond*», J. of Lighthwave Technol. 21 (11), p 2779–2790, 2003.
- [3] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, «*Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers*», Physical Review Letters, 84 (26), p 6010-6013, 2000.
- [4] C. Finot, G. Millot, and J.M. Dudley. «*Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers*». Optics Letters, 29 (21), p 2533–2535, 2004.
- [5] Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Aiso, K. Kikuchi, «*High repetition-rate similariton Generation in normal dispersion erbium doped fiber amplifier and its application to multi-wavelength light sources*», IEICE. TRANS. Electron, V E88-C, (5), 2005.
- [6] Hirooka T. and M. Nakazawa, «*Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion*», Opt. Lett, 29, p 498-500, 2004.
- [7] P. V. Mamyshev, «*All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect*», in *European Conference on Optical Communication, ECOC'98*, p 475- 476. Madrid, Spain, 1998.
- [8] C. Finot, S. Pitois, and G. Millot, «*Regenerative 40-Gb/s wavelength converter based on similariton generation*», Opt. Lett. 30, p. 1776-1778, 2005.

## ✓ Bibliographie du chapitre I

- [1] Minh Nguyet Ngo, «*Theoretical and Experimental Studies of Semiconductor Based Photonic Devices for All-Optical Signal Processing at 40 Gbit/s and Beyond* », thèse de doctorat , université de Rennes, 2010.
- [2] José.Mulet Pol, «*Semiconductor Laser Dynamics : Compound-cavity, polarization and transverse modes*», thèse de doctorat, université les Illes Balears, 2002.
- [3] Olivier Bouchard, «*Etude de diodes laser à cavité planaire entièrement définie par cristal photonique : nouvelle approche pour le contrôle de l'émission*», thèse de doctorat, université de Toulouse, 2008.
- [4] Verneuil. J. Louis «*Simulation de system par fibre optique à 40Gbit/s*», thèse de doctorat, université de Limoges, France, 2003.
- [5] G. P. Agarwal et N. K. Dutta, «*Long-wavelength, Semiconductor Lasers*». Van Nostrand Reinhold, New York, p.57. ., 1986.
- [6] Laurent Mendizabal. «*Fiabilité de diodes laser dfb 1,55 µm pour des applications de telecommunication : Approche statistique et interaction composant-système* » thèse de doctorat. universite de BORDEAUX 1, 2006
- [7] Peterman K., «*Laser diode modulation and noise*», Kluwer Academic Publishers, 1988.
- [8] G. Duan, P. Gallion, and G. Debarge «*Analysis of frequency chirping of semiconductor lasers in the presence of optical feedback*», Opt Lett , 12 (10), 1987.
- [9] G.P. Agrawal. «*Nonlinear Fiber Optics*». Academic Press, third edition, 2001.
- [10] Denis Penninckx, «*Étude des liaisons numériques terrestres sur fibres optiques dispersives : du codage duobinaire aux transmissions binaires à profil de phase contrôlé (PSBT)*», thèse de doctorat. Ecole nationale supérieure des télécommunications, Paris, 1997.

- [11] Bernard Onillon, « *Liaisons optiques faible bruit pour la distribution de références de fréquences micro-ondes* » Thèse de doctorat, rapport LAAS N° 06687, université Paul Sabatier de Toulouse, 2006.
- [12] G. Charlet, P. Tran, H. Maroyan, M. Lefrançois, T. Fauconnier, S. Bigo, « *151\*43 Gbit/s transmission over 4080 km based on return-to-zero-Differential quadrature phase-shift keying* », European Conference on Communications, ECOC, 2005.
- [13] A.H. Gnauck, G. Raybon, S. Chandrasekhar, J. Leuthold, C. Doerr, L. Stulz, E. Burrows, « *25\* 40 Gbit/s copolarised DPSK transmission over 12\*100km NZDSF with 50 GHz channel spacing* », IEEE Photonics Tech. Letters. 15 (3), p 467-469, 2000.
- [14] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, and P. V. Mamyshev, « *Optical Fiber Telecommunications* ». Academic Press, ch. 9, p. 373. 1997.
- [15] Mathild Gay, « *Etude théorique et expérimentale de l'impact de la régénération 2R dans un système de transmission optique haut débit* », thèse de doctorat, Rennes, 2006.
- [16] Mathieu Lefrançois « *Etude de technologies avancées pour l'optimisation des systèmes de transmission optique multiplexés en longueur d'onde au débit de 40 Gbit/s* », thèse de doctorat, université Paris-Sud, 2007.
- [17] Yann Frignac, « *Contribution à l'ingénierie des systèmes de transmission terrestres sur fibre optique utilisant le multiplexage en longueur d'onde de canaux modulés au débit de 40 Gbit/s* », thèse de doctorat, Paris, 2003.
- [18] Sergei Malyshev et Alexander Chizh, « *State of the art high-speed photodetectors for microwave photonics application* », 15th International Conference on Microwaves, Radar and Wireless Communications, Varsovie (Pologne), p. 765 – 775, mai 2004.
- [19] Pierre Lecoy, « *Télécom sur fibres optiques* », 3<sup>ème</sup> édition, 2007.
- [20] R. Maurer, D. Keck, et P. Schultz, « *Fiber-optic wire or optical waveguide fibers* », 3, 711, 262.
- [21] www.thefoa.org. The Fiber Optic Association.
- [22] K. Nagayama, « *Ultra low loss (0.1484dB/km) pure silica core fibre and extension transmission distance* », Electron. Lett., 38 (20), p 1168-1169, 2002.
- [23] Irène et Michel Joindot et douze co-auteurs, « *Les télécommunication par fibre optique* ». Edition Dunod 1996.
- [24] Jeff Hecht, « *Fiber optic communications: An optoelectronics driver* », Lightwave Newsletter, 2001.
- [25] G. P. Agrawal, « *Fibre-optic communication system* » 3<sup>rd</sup> Ed., 2002.
- [26] C. D. Poole et R. E. Wagner, « *Phenomenological approach to polarization dispersion in single mode fibers* », Electron. Lett., 22, p 1029, 1986.
- [27] I. Shake, H. Takara, K. Mori, S. Kawanishi, Y. Yamabayashi, « *influence of inter-bit four wave mixing in optical TDM transmission* », Electron. Lett, 34 (16), p 1600 - 1601, 1998.
- [28] Knight J.C., Arriaga J., Birks T.A., Ortigosa-Blanch A., Wadsworth W.J., Russell P. St. J. « *Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber* ». IEE Photonics Technology Letters, 12, (7), p 807-809. 2000.
- [29] F. Benabid et P.J. Roberts, « *Linear and nonlinear optical properties of hollow core photonic crystal fiber* », Journal of Modern Optics, 58 (2), p 87–124. 2011.
- [30] T.P. White, et all, « *Confinement losses in microstructured optical fibers* », Opt. Lett. 26, p 1660-1662, 2001.
- [31] Ferrarini, « *Leakage properties photonic crystal fibers* », Optics Express, 10, p. 1314, 2002.
- [32] V. Finazzi, T.M. Monro, et D. Richardson, « *Confinement loss in highly nonlinear holey optical fibres* », OFC, p. 524, 2002.

- [33] J. Ranka, R. Windeler, and A. Stentz, «Efficient visible continuum generation in airsilica microstructure optical fibers with anomolous dispersion at 800 nm », *CLEO*, p. CPD8, 1999.
- [34] G. Renversez, B. Kuhlmeiy, and R. C. McPhedran, «Dispersion management with microstructured optical fibers : Ultra-flattened chromatic dispersion with low losses » *Opt. Lett.*, 28, p. 989, 2003.
- [35] A. Ferrando, E. Silvestre, P. Andres, J. Miret, and M. Andres, «Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers», *Opt. Express*, 9 (13), p. 687–697, 2001.
- [36] W. Belardi, J. Lee, K. Furusawa, Z. Yusoff, P. Petropoulos, M. Ibsen, T. Monro, D. Richardson, «A 10 Gbit/s tuneable wavelength converter based on four-wave mixing in highly nonlinear holey fibre», *ECOC*, p. PDI –2, 2002.
- [37] O. Leclerc, B. Lavigne, E. Balmeffre, P. Brindel, L. Pierre, D. Rouvillain, F. Segueineau, «Optical regeneration at 40 Gb/s and beyond », *J. Lightw. Technol.* 21 (11), p 2779 - 2790, 2003.
- [38] J. C. Simon, «GaInAsP semiconductor laser amplifiers for single-mode fiber communications», *J. Lightw. Technol.* 5 (9), p 1286-1295, 1987.
- [39] E. Desurvive, «Erbium-Doped Fiber Amplifiers : Principles and Applications». John Wiley & Sons, Inc, 1994, vol. 605.
- [40] M. Islam, «Raman amplifiers for telecommunications», *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, 8, (3), p 548 - 559, 2002.
- [41] M. Nissov, «Ultra-long haul fiber transmission technologies and techniques», *OFC*, p. OMH4, 2008.
- [42] J. Simon, L. Bramerie, F. Ginovart, V. Roncin, M. Gay, S. Fève, E. L. Cren, M. Charès, «All-optical regeneration techniques», *Annales des télécommunications*, 58 (11-12), p 1708–1724, 2003.
- [43] Cedric Ware, «Récupération d’horloge par boucle à verrouillage de phase utilisant le mélange à quatre ondes dans un amplificateur optique à semi-conducteurs». Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Paris, 2003.
- [44] Chen Y.K., Hu C.J., Lee C.C., Feng K.M., Lu M.K., Chung C.H., Tu Y.K., Tzeng S.L. «Low-crosstalk and compact optical add-drop multiplexer using a multiport circulator and fiber Bragg gratings », *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 12, p 1394 – 1395, 2000.
- [45] Smit M.K. Van Dam C. «Phasar-based WDM-devices: Principles, design and applications », *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, 2, p 236 –250, 1996.
- [46] H. Takara, S. Kawanishi, M. Saruwatari, «Optical signal eye diagram measurement with subpicosecondresolution usingoptical sampling», *Electronics Letters*, 32 (15), p 1399 -1400, 1996.
- [47] H. Ohta, N. Banjo, N. Yamada, S. Nogiwa, Y. Yanagisawa, « Measuring eye diagram of 320 Gbit/s optical signal by optical sampling using passively modelocked fibre laser», *IET*, 37 (25), p 1541-1542, 2001.
- [48] G. Jacobsen, L. Gillner, O. Fransson, « On the use of OSNR for BER monitoring in WDM systems and optical networks» , *journal of optical communications*,21 (1),p 20-23, 2000.

✓ **Bibliographie du chapitre II**

- [1] G.P. Agrawal. «Nonlinear Fiber Optics». Academic Press, third edition, 2001.

- [2] J.A.C. Weideman and B.M. Herbst, «*Split-step methods for the solution of the nonlinea Schrödinger equation*». SIAM J. Numer. Anal. vol 23, p 285-507. 1986.
- [3] Julien Fatome, «*Propagation d'impulsions ultra-courtes à 160-Gb/s dans des lignes de fibres optiques gérées en dispersion* », thèse de doctorat, Université de Bourgogne, 2004.
- [4] R.H. Stolen and Q. Lin, «*Self-phase modulation in silica optical fibers*». Phys. Rev. A, vol 17(4), p 1448-1453. 1978.
- [5] S.C. Pinault and M.J. Potasek, «*Frequency broadening by self-phase modulation in optical fibers*». J. Opt. Soc. Amer. B, , vol 2(8), p 1318-1319.29. 1985.
- [6] J.S. Russell. «*Report on waves*», Technical Report. in 14th meeting of the British association for the Advancement of Science. London. 1845.
- [7] V.E.Zakharov et A.B.Shabat, «*Exct theory of two- dimensional self- focusing and one- dimensional self- phase modulation of waves in nonlinear media*». Sov. Phys.JETP 34, p 62- 69 , 1972.
- [8] A.Haegawa et F.Tappert, «*Transmission of stationary nonlinear pulses in dielectric fibres. I. Anomalous dispersion. .II. Normal dispersion*», Appl. Phys. Lett 23, p 142, p171 – 172, 1973.
- [9] P.Emplit, J.P.Hamaide, F.Reynaud, C.Froehly et A.Barthelemy, «*Picosecond steps and dark pules through nonlinear single-mode fibers*». Opt. Commun. 62, p 374 – 376. 1987.
- [10] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, and C.V. Shank. «*Compression of optical pulses chirpedby self-phase modulation in fibers*».Journal of the Optical Society of America B,1(2), p 139–149, 1984.
- [11] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen, and A.M. Johnson. «*Optical wave breaking of pulses innonlinear optical fibers*». Optics Letters, 10(9), p 457–459, 1985.
- [12] D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak, and M.L. Quiroga-Teixeiro. «*Wave breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers*». Journal of the Optical Society of AmericaB, 10(7), p 1185–1190, 1993.
- [13] V.I. Kruglov, A.C. Peacock, J.D. Harvey, and J.M. Dudley. «*Self-similar propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers*». Journal of the Optical Societyof America B, 19(3), p 461–469, 2002.
- [14] M.E. Fermann, V.I. Kruglov, B.C. Thomsen, J.M. Dudley, and J.D. Harvey. «*Self-similar propagation and amplification of parabolic pulses in optical fibers*». Physical ReviewLetters, 84(26), p 6010–6013, 2000.
- [15] Christophe FINOT, «*Similaritons dans les amplificateurs Raman à fibre optique*», thèse de doctorat, université de Bourgogne, 2005.
- [16] Cyril BILLET, «*Génération de similaritons optiques dans des amplificateurs à fibres dopées erbium*», thèse de doctorat, université de franche-comté, 2006.
- [17] Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Aiso, K. Kikuchi, «*High repetition-rate similariton Generation in normal dispersion erbium doped fiber amplifier and its application to multi-wavelength light sources*», IEICE. TRANS. Electron, V E88-C, (5), 2005.
- [18] C. Finot, F. Parmigiani, P. Petropoulos, D. Richardson, «*Parabolic pulse evolution in normally dispersive fiber amplifiers preceding the similariton formation regime*», Opt, Express 14, p 3161-3170, 2006.
- [19] D. B. Soh, J. Nilsson, A. B. Grudinin, «*Efficient femtoseconde pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse cmpressor. II. Finite gain bandwidth effect*», J. Opt. Soc. Am. B 23 , p 10-19, 2006.

- [20] G. Chang, A. Galvanauskas, H. G. Windful, T. b. Norris, «*Dependence of parabolic pulse amplification on stimulated scattering and gain bandwidth*», Opt. Lett, 29, p 2647-2649, 2004.
- [21] D. B. Soh, J. Nilsson, A. B. Grudinin, «*Efficient femtosecond pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. I. Stimulated Raman scattering effects*», J. Opt, Soc, Am, B 23, p 1-9, 2006.
- [22] Francesca parmigiani, «*processing of ultra short optical pulses for high bit rate optical communications*», thèse de doctorat, université de Southampton, 2006.
- [23] C. Finot and G. Millot. «*Synthesis of optical pulses by use of similaritons*». Optics Express, 12(21), p 5104–5109, 2004.
- [24] C. Finot, G. Millot, and J.M. Dudley. «*Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers*». Optics Letters, 29(21), p 2533–2535, 2004.
- [25] J. Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H.J. Fuchs, E.B. Kley, H. Zellmer, and A. Tünnermann. «*High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier*». Optics Express, 10(14), p 628–638, 2002.
- [26] A. Malinowski, A. Piper, J.H.V. Price, K. Furusawa, Y. Jeong, J. Nilsson, and D.J. Richardson. «*Ultrashort-pulse Yb<sup>3+</sup>-fiber-based laser and amplifier system producing >25 W average power*». Optics Letters, 29(17), p 2073–2075, 2004.
- [27] C. Billet, J.M. Dudley, N. Joly, and J.C. Knight. «*Intermediate asymptotic evolution and photonic bandgap fiber compression of optical similaritons around 1550 nm*». Optics Express, 13(9), p 3236–3241, 2005.
- [28] J.W. Nicholson, A.D. Yablon, P.S. Westbrook, K.S. Feder, and M.F. Yan. «*High power, single mode, all-fiber source of femtosecond pulses at 1550 nm and its use in supercontinuum generation*». Optics Express, 12(13), p 3025–3034, 2004.
- [29] Hirooka T. and M. Nakazawa, «*Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion*», Optics Letters 29, p 498-500, 2004.
- [30] Bertrand Kibler, «*Propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération*», thèse de doctorat, université de Franche-Comté, 2007.
- [31] C. Finot and G. Millot, «*Interactions of optical pulses by use of similaritons*», Opt. Express, 13 (15), 5825-5830, 2005.
- [32] QiaoFen Zhang, LiMingWu, XiuChunTang, GuiTangWang, YaoHuaDeng, «*Interaction between parabolic pulses in a dispersion-decreasing fiber*», Optik, 121, p 517–520, 2010.
- [33] QiaoFen Zhang\*, Jian Gao, «*Generation of excellent self-similar pulses in a dispersion-decreasing fiber*», Optik, 122, p 1753– 1756, 2011.
- [34] C. Finot and G. Millot, «*Collisions of optical similaritons*», Opt. Express, 13 (19), 7653-7665, 2005.

✓ **Bibliographie du chapitre III**

- [1] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey, «*Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers*», Physical Review Letters, 84 (26), p 6010-6013, 2000.
- [2] C. Finot, G. Millot, and J. M. Dudley, «*Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers*», Opt. Lett, 29 (21), p 2533-2535, 2004.

- [3] Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Aiso, K. Taira, and K. Kikuchi, «*Generation of 10 GHz similariton pulse trains from 1.2 Km-long erbium doped fiber amplifier for application to multi-wavelength pulse sources*». Electronics Letters, 40, (18), 2004.
- [4] D.B. Soh, J. Nilsson, and A. B. Grudinin, «*efficient femtoseconde pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. Finite gain bandwidth effect*», Optical Society of America, B 23, p. 10-19. 2006.
- [5] Hirooka T. and M. Nakazawa, «*Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion*», Opt. Lett 29, p498-500, 2004.
- [6] C. Finot, B. Barviau, G. Millot, A. Guryanov, A. Sysoliatin, and S. Wabnitz, «*Parabolic pulse generation with active or passive dispersion decreasing optical fibers*», Opt. Express 15, p 15824–15835, 2007.
- [7] William H. Renninger, Andy Chong, and Frank W. Wise, «*Amplifier similaritons in a dispersion-mapped fiber laser*», OSA. 19 (23), p 22496–22501.2011.
- [8] Leila Graini, Kaddour Saouchi, Grigore-Adrian Iordachescu, «*Optical Similariton Generation in Photonic Crystal Fibers*», ECAI'2016, 30 June - 02 July, 2016, Ploiesti, ROMÂNIA, 2016.
- [9] Headley, C. and G.P. Agrawal, «*Raman Amplification in Fiber Optical Communication Systems*». Academic Press. 2005.
- [10] G.P. Agrawal, «*Stimulated Raman Scattering in Nonlinear fiber optics*», academic press, London, 316-324, 1995.
- [11] Kidorf, H., «*Pump interactions in a 100-nm bandwidth Raman amplifier*». Photonics Technology Letters, IEEE, 11(5): p. 530-532. 1999.
- [12] Namiki, S. and Y. Emori, «*Ultrabroad-band Raman amplifiers pumped and gain-equalized by wavelength-division-multiplexed high-power laser diodes*». IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron, 7(1), p. 3-16. 2001.
- [13] Bromage, J., «*Raman amplification for fiber communications systems*». J. Lightwave Technol. 22(1), p. 79-93. 2004.
- [14] R.G. Smith, «*Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering*», Applied Optics, 11 (11), p 2489-2494,1972.
- [15] F. Begum, Y. Namihira, T. Kinjo, S. Kaijage, «*Supercontinuum generation in photonic crystal fibers at 1.06, 1.31, and 1.55 um wavelengths*». Electron. Lett. 46(22), p 1518–1520, 2010.
- [16] Anton I. Latkin, Sergei K. Turitsyn, Alexej A. Sysoliatin, «*Theory of parabolic pulse generation in tapered fiber*», Opt. Lett. 32, p 331-333, 2007.
- [17] Jun Takayangi, Norihiko Nishizawa, «*generation of low –noise and high – coherence, ultrabroad and flat supercontinuum using high-power raman soliton pulse and highly nonlinear fiber*». Optical society of America, 2006.
- [18] E. Desurvire, «*Amplification par effet Raman*», Revue technique Thomson-CSF, 15, (3), p 828-863,1983.
- [19] J. Auyeung and A. Yariv, «*Spontaneous and stimulated Raman scattering in long low loss fibers*», IEEE Journal of Quantum Electronics, 14, (5), p 347-352, 1978.
- [20] D. Hollenbeck and C. Cantrell. «*Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic raman gain spectrum and response function*». J. OSA. B, 19(12), p 2886, 2002.
- [21] G.P. Agrawal. «*Nonlinear Fiber Optics*». Academic Press, third edition, 2001.
- [22] S. Wabnitz, C. Finot, «*Theory of parabolic pulse propagation in nonlinear dispersion-decreasing optical fiber amplifiers*», Journal of the Optical Society of America B 25 (614). 2008.

- [23] B.G. Bale, S. Boscolo, «*impact of third-order fibre dispersion on the evolution of parabolic optical pulses*», *Journal of Optics*, 12, p 015202, 2010.
- [24] E.E. Serebryannikov, A.M. Zheltikov, «*Supercontinuum generation through cascaded four-wave mixing in photonic-crystal fibers: When picoseconds do it better*», *Optics Communications*, 274 (2), p 433–440, 2007.

✓ **Bibliographie du chapitre IV**

- [1] R. R. Alfano and S. L. Shapiro. «*Observation of self-phase modulation and smallscale filaments in crystals and glasses*». *Phys. Rev. Lett.*, 24, 592-594, 1970.
- [2] Lin et al., «*New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy*», *Appl. Phys. Lett.*, 28, p. 216, 1976.
- [3] Baldeck et al., «*Intensity effects on the stimulated four photon spectra generated by picosecond pulses in optical fibers*», *Journal of Lightwave Technology*, LT-5, p. 1712, 1987.
- [4] Beaud et al., «*Ultrashort pulse propagation, pulse breakup, and fundamental soliton formation in a single-mode optical fiber*», *IEEE J. Quant. Electron*, 23, p. 1938, 1987.
- [5] H. Takara, S. Kawanishi, T. Morioka, K. Mori, et M. Saruwatari, «*100 Gbit/s optical wave-form measurement with 0.6 ps resolution optical-sampling using subpicosecond supercontinuum pulses*», *Electron. Lett.* 30, p 1152–1153, 1994.
- [6] Okuno et al., «*Generation of ultra-broad-band supercontinuum by dispersion-flattened and decreasing fiber*», *IEEE Photon. Technol. Lett.* 10, p. 72, 1998.
- [7] Takushima et al., «*Generation of over 140-nm-wide super-continuum from a normal dispersion fiber by using a mode-locked semiconductor laser source*», *IEEE Photon. Technol. Lett.* 10, p. 1560, 1998.
- [8] J. Ranka, R. Windeler, et A. Stentz, «*Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm*», *Opt. Lett.* 25 (1), p 25–27, 2000.
- [9] J. M. Dudley, G. Genty, et S. Coen, «*Supercontinuum generation in photonic crystal fiber*», *Rev. Mod. Phys.* 78, p 1135–1184, 2006.
- [10] G. Genty, S. Coen, et J. M. Dudley, «*Fiber supercontinuum sources (Invited)*», *J. Opt. Soc. Am. B* 24 (8), p 1771–1785, 2007.
- [11] N. Akhmediev and M. Karlsson. «*Cherenkov radiation emitted by solitons in optical fibers*». *Physical Review A*, 51, p 2602–2607, 1995.
- [12] D. V. Skryabin, F. Luan, J. C. Knight, et P. S. J. Russell, «*Soliton selffrequency shift cancellation in photonic crystal fibers*», *Science* 301, p 1705–1708, 2003.
- [13] F.Parmigiani, C.Finot, K.Mukasa, M.Ibsen, M.A.Roelens, P.Petropoulos, and D.J.Richardson, «*Ultra-flat SPM-broadened spectra in a highly nonlinear fiber using parabolic pulses formed in a fiber Bragg grating*», *Opt.Express*, 14 (17), 2006.
- [14] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and A. M. Johnson, «*Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers*», *Opt. Lett.*, pp. 457-459, 1985.
- [15] B. Kibler, S. Cordette, C. Finot, K. Hammani, C. Lepers, C. Ware, S. Wabnitz, G. Millot, «*Optimisation de la génération d'un continuum cohérent dans une fibre à dispersion normale et à haute nonlinéarité*», in JNOG, Lannion, 2008.
- [16] Y. Ozeki, K. Taira, K. Aiso, Y. Takushima, K. Kikuchi, «*Highly flat supercontinuum generation from 2 ps pulses using 1 km-long erbium-doped fibre amplifier*». *Electron. Lett.* 38 (25), p 1642–1643, 2002.

- [17] Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Aiso, K. Taira, K. Kikuchi, «*Generation of 10 GHz similariton pulse trains from 1.2 Km-long erbium doped fiber amplifier for application to multiwavelength pulse sources*». Electron. Lett. 40 (18), 2004.
- [18] D.B. Soh, J. Nilsson, and A. B. Grudinin, «*efficient femtoseconde pulse generation using a parabolic amplifier combined with a pulse compressor. Finite gain bandwidth effect*», OSA, B 23, p 10-19, 2006.
- [19] C. Finot, B. Barviau, G. Millot, A. Guryanov, A. Sysoliatin, and S. Wabnitz, «*Parabolic pulse generation with active or passive dispersion decreasing optical fibers*», Opt. Express , 15, p 15824–15835, 2007.
- [20] William H. Renninger, Andy Chong, and Frank W. Wise, «*Amplifier similaritons in a dispersion-mapped fiber laser*», OSA. 19 (23), p 22496-22501, 2011.
- [21] Tsouria ZENDAGUI, «*Propagation d'impulsions picosecondes et femtosecondes dans les fibres optiques non linéaires et dispersives conventionnelles et a cristaux photoniques* », thèse de doctorat, université de Tlemcen, 2013.
- [22] C. Finot, G. Millot, and J. M. Dudley, «*Asymptotic characteristics of parabolic similariton pulses in optical fiber amplifiers*», Opt.Lett, 29 (21), p. 2533-2535, 2004.
- [23] G.P. Agrawal. «*Nonlinear Fiber Optics*» Academic Press, third edition, 2001.
- [24] Q. Zhang, M.-h. Chen, H.-w. Chen, J.-y. Zhang, «*Adaptive PMD compensation experiment in 40 Gb/s CSRZ system*». Optoelectron. Lett. 3 (3), p 207–210, 2007.
- [25] H. Yan, Z. Shilin, Z. Bin, M. Luhong, G. Weilian, «*Review on electrooptic modulator*». Semicond. Technol. (4), p 286–288, 2008.
- [26] D. Breuer, K. Obermann, K. Petermann, «*Comparison of  $N \times 40$  Gbit/s and  $4 N \times 10$  Gbit/s WDM transmission over standard single-mode fiber at 1.55  $\mu\text{m}$* ». IEEE Photon. Technol. Lett. 10, p 1793–1795, 1998.
- [27] N. Bergano and C. Davidson, «*Circulating loop transmission experiments for the study of long-haul transmission systems using erbium-doped fiber amplifiers*», J. Lightw. Technol, vol. 13, no. 5, pp. 879-888, 1995.
- [28] O. Leclerc, B. Lavigne, E. Balmeffre, P. Brindel, L. Pierre, D. Rouvillain, and F. Seguinéau, «*Optical Regeneration at 40 Gbit/s and Beyond*», J. of Lightwave Technol., vol. 21, no. 11, pp. 2779–2790, 2003.

✓ **Bibliographie du chapitre V**

- [1] J. Simon, L. Bramerie, F. Ginovart, V. Roncin, M. Gay, S. Fève, E. L. Cren, and M. Charès, «*All-optical regeneration techniques*», *Annales des télécommunications*, 58, (11-12), p. 1708–1724, 2003.
- [2] M. Eiselt, W. Pieper, and H. G. Weber, «*SLALOM : Semiconductor Laser Amplifier in a Loop Mirror* », Journal of Lightwave Technology., 13, p. 2099-2112, 1995.
- [3] J. Mangeney, G. Aubin, J.L. Oudar, J.C. Harmand, G. Patriarche, H. Choumane, N. Stelmakh and J.M. Loutioz, «*All-optical discrimination at 1.5  $\mu\text{m}$  using ultrafast saturable absorber vertical cavity device* », Electronic Letters, 36 (17), 2000.
- [4] M. Matsumoto, O. Leclerc, «*Analysis of 2R optical regenerator utilising self phase modulation in highly non linear fiber*», Electron. Lett, 38 (12), p.576-577, 2002.
- [5] M. Matsumoto, «*All-optical signal regeneration using fiber Nonlinearity*», The European Physical Journal, 173, p. 297–312, 2009.
- [6] Jun Suzuki, Takuo Tanemura, Kenji Taira, Yasuyuki Ozeki, and Kazuro Kikuchi, «*All-Optical Regenerator Using Wavelength Shift Induced by Cross-Phase Modulation in Highly Nonlinear Dispersion-Shifted Fiber*» . IEEE photonics technology letters, 17 (2), 2005.
- [7] J. C. Simon, «*All optical regeneration* », J. Phys, IV France, 12 (5), p. 93 – 98, 2002.

- [8] M. Gay, «*Etude théorique et expérimentale de l'impact de la régénération 2R dans un système de transmission optique haut débit*» PhD thesis, Université de Rennes 1, 2006.
- [9] G.P. Agrawal. «*Nonlinear Fiber Optics*». Academic Press, third edition, 2001.
- [10] L.F. Mollenauer, J.P. Gordon, S.G. Evangelides, «*The sliding-frequency guiding filter: an improved form of soliton jitter control*», *Opt. Lett.* 17, 1575, 1992.
- [11] P.V.Mamyshev, «*All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect*», ECOC'98 Madrid. 1998.
- [12] Nguyen, T.N.; Gay, M.; Bramerie, L.; Chartier, T.; Simon, J.C.; Joindot, Michel «*Noise reduction in 2R-regeneration technique utilizing self-phase modulation and filtering*». *Optics Express*. 14 (6): 1737–1747. 2006.
- [13] L. Provost, C. Finot, C. Petropoulos, K. Mukasa, and D. Richardson, «*Design scaling rules for 2R-optical self-phase modulation-based regenerators*», *Optics Express*, 15 (8), p. 5100- 5113, 2007.
- [14] F. Parmigiani, S. Asimakis, N. Sugimoto, F. Koizumi, P. Petropoulos, and D. J. Richardson, «*2R regenerator based on a 2-m-long highly nonlinear bismuth oxide fiber*», *Opt. Express*, 14 (12), p. 5038–5044, 2006.
- [15] P.V. Mamyshev and N.A. Mamysheva, «*Pulse-overlapping dispersion-managed data transmission and intra-channel four wave mixing*», *Opt. Lett.*, 24 (21), p. 1454 – 1456.1999.
- [16] M. Matsumoto, «*Efficient all-optical 2R regeneration using self-phase modulation in bidirectional fiber configuration*», *Optics Express*, 14, (23), p.11 018 -11 023, 2006.
- [17] Mok, J., et al., «*Investigation of group delay ripple distorted signals transmitted through all-optical 2R regenerators*». *Opt. Express*, 12 (19): p. 4411-4422. 2004.
- [18] Su, Y., et al., «*All-optical 2R regeneration of 40-Gb/s signal impaired by intrachannel four-wave mixing*». *Photon.Technol. Lett.* 15 (2): p. 350. 2003.
- [19] Johannisson, P. and M. Karlsson, «*Characterization of a self-phase-Modulation-based all-optical regeneration system*». *Photon.Technol. Lett.*, 17(12): p. 2667. 2005.
- [20] G. Raybon, Y. Su, R. J. Essiambre, T. Her, C. Joergensen, P. Steinvurzei and K. D. K Feder, «*40 Gbit/s Pseudo-linear transmission over one million kilometers*», OFC 02, FD10-1, 2002.
- [21] G. Raybon, «*Optical 3R regeneration in 40 Gbit/s pseudo linear transmission systems*», *Proceedings of Conference on optical fiber communications (OFC'03)*, invited paper TuH1, 1, p. 192- 193, Atlanta (USA), 2003.
- [22] J. Leuthold, G. Raybon, Y. Su, R. Essiambre, S. Cabot, J. Jacques and M. Kauer, «*40 Gbit/s transmission and cascaded all-optical wavelength conversion over 1000000 km*», *Electron. Lett*, 38 (16), p. 890 – 892, 2002.
- [23] B. Cuenot, A. D. Ellis, D. J. Richardson, «*Optical regeneration using self phase modulation and quasi continuous filtering* », *IEEE photon. Technol. Lett.* 18 (12), p. 1350-1352, 2006.
- [24] C. Finot, S. Pitois, and G. Millot, «*Regenerative 40 Gbit/s wavelength converter based on similariton generation*», *Optics Letters*, 30 (14), p. 1776–1778, 2005.
- [25] C. Finot, J. Fatome, S. Pitois, G. Millot, and E. Pincemin, «*Active Mamyshev regenerator*», *Optical Review*, 18 (3), p. 257–263, 2011.
- [26] Y. Yang, C. Lou, H. Zhou, J. Wang, and Y. Gao, «*Simple pulse compression scheme based on filtering self-phase modulation-broadened spectrum and its application in anoptical time-division multiplexing system*», *Appl. Opt.*, 45, p. 7524–7528, 2006.
- [27] «*Positive Light, Chirped Pulses and the meaning of Fourier transform limited*». 2002, Technical note.

- [28] Y. Ozeki, Y. Takushima, K. Aiso, K. Taira, K. Kikuchi, «*Generation of 10 GHz similariton pulse trains from 1.2 Km-long erbium doped fiber amplifier for application to multiwavelength pulse sources*». Electron. Lett. 40 (18), 2004.
- [29] T.-H. Her et G. Raybon, «*Optimization of pulse regeneration at 40 gb/s based on spectral filtering of self-phase modulation in fiber*», IEEE Photon. Technol. Lett. 16, p. 200, 2004.
- [30] Yang yanfu, lou caiyun , «*high quality ultrashort pulse generation utilizing a self phase modulation based reshaper*», tshinhua science and technology, 12 (6), 2007.
- [31] Bertrand KIBLER, «*Propagation non-linéaire d'impulsions ultracourtes dans les fibres optiques de nouvelle génération*», Thèse de Doctorat, Université de Franche-Comté, 2007.
- [32] Zuqing Zhu, Masaki Funabashi, Zhong Pan, Bo Xiang, Loukas Paraschis, S. J. B. Yoo, «*Jitter and Amplitude Noise Accumulations in Cascaded All-Optical Regenerators*», journal of lightwave technology, 26 (12), p 1640-1651, 2008

✓ **Bibliographie de l'annexe A**

- [1] G.P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*». Academic Press, third edition, 2001.
- [2] Positive Ligth, «*Chirped Pulses and the meaning of Fourier transform limited*». Technical note, 2002.

## *Liste des acronymes*

1R	Réamplification
2R	1R + Reshaping
3R	2R + Resynchronisation
B2B	Back-to-back
BER	Bit Error Rate
CWDM	Coarse Wavelength-Division-Multiplexed
DCF	Dispersion compensating fibre
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing
EAM	Electro-absorption modulator
EDFA	Erbium-Doped Fibre Amplifier
EML	lasers à modulation externe
ESA	Émission Spontanée Amplifiée,
FP	Fabry-Perot
FWM	Four Wave Mixing
IM	Intensity Modulated
ITU	International Telecommunication Union
LAN	Local Area Network
MAN	Metropolitan Area Network
MMF	Multimode Fiber
MZM	Mach Zehnder modulator
NLSe	Non linear Schrödinger equation
NRZ	Non return to zero
OOK	On-off keying
OSNR	Optical Signal-to noise ratio
OTDMA	Optical Time Division Multiplexing
PIN	Positive Intrinsic Negative Photodiode
PMD	Polarisation Modale de la Dispersion
PRBS	Pseudo- Random-Binary-Sequence
PCF	Photonic Crystal Fiber
RIN	Relative Intensity Noise
RZ	Return to zero
SBF	Stimulated Brillouin Scattering
SMF	Single Mode Fiber
SPM	Self Phase Modulation
SRS	Stimulated Raman Scattering
SSF	Split-Step Fourier
XPM	Cross phase modulation
WAN	Wide Area Network
WDM	Wavelength Division Multiplexing
XPM	Cross phase modulation

