

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

BADJI MOKHTAR- ANNABA UNIVERSITY
UNIVERSITE BADJI MOKHTAR ANNABA



جامعة باجي مختار- عنابة

Faculté: Sciences de l'ingénierat
Département: Electronique

Année : 2017

THÈSE

Présentée en vue de l'obtention du diplôme de Doctorat 3^{ème} Cycle

Intitulé

**Définition & Optimisation des Limitations
Physiques d'un Système de Transmission Optique &
Aspect Réseaux Connexes**

Option : Télécommunications

Par : EL AKRMI Soumaya

DIRECTEUR DE THÈSE : Professeur TOUMI Salah Université d'Annaba

CO-ENCADREUR : Professeur EL AKRMI Abdessetar Université d'Annaba

DEVANT Le JURY

PRESIDENT : LARBI Allal Pr. Université d'Annaba

EXAMINATEURS : BOUZID Samia Pr. Université de Constantine

BENNACER Layachi Pr. Université de Guelma

SAOUCHI Kaddour MCA Université d'Annaba

Définition & Optimisation des limitations Physiques d'un Système de Transmission Optique & Aspects Réseaux Connexes

Soumaya El Akrmi
Université Badji Mokhtar - Annaba

Table des matières

Table des matières	i
Table des figures	iii
Liste des tableaux	vii
Abstract	xi
Introduction générale	1
1 Introduction aux réseaux optiques & aspects réseaux connexes	5
1.1 Principes fondateurs des réseaux	5
1.2 Principe de fonctionnement d'une liaison optique	6
1.3 Aspects des réseaux connexes	7
1.4 Topologie logique des réseaux	7
1.5 Topologie physique des réseaux	9
1.6 Les réseaux télécoms sur fibres optiques	13
1.7 Le réseau étendu (WAN)	14
1.8 Le réseau métropolitain (MAN)	14
1.9 Le réseau local (LAN)	15
1.10 Technologie FTTx	15
1.11 Le multiplexage temporel (TDM)	18
1.12 Le multiplexage en longueur d'onde (WDM)	19
1.13 Multiplexage fréquentiel	21

1.14	Multiplexage par répartition de code (CDMA)	22
1.15	Conclusion	22
2	Fibre optique : caractéristiques & limitations physiques	24
2.1	Introduction	24
2.2	Structure d'une fibre optique	25
2.3	Longueur d'onde de coupure	27
2.4	Principe de guidage de la lumière	28
2.5	Ouverture numérique	29
2.6	Modes guidés et modes de fuites	29
2.7	Dispersion de la lumière	31
2.8	Dispersion intramodale	31
2.9	Dispersion du matériau	32
2.10	Dispersion du guide et dispersion de profile	36
2.11	Dispersion normale & dispersion anormale	37
2.12	Caractéristiques et avantages de la fibre optique	38
2.13	Atténuation	39
2.14	Principe de l'amplification optique (EDFA)	43
2.15	Dynamique de propagation des signaux optiques	44
2.16	Mélange à quatre ondes (FWM)	47
2.17	Dispersion de modes de polarisation (PMD)	47
2.18	Conclusion	48
3	Solitons : concept & applications	50
3.1	Introduction	50
3.2	Qu'est-ce qu'un soliton ?	50
3.3	Première découverte du soliton	51
3.4	Dynamique de propagation non linéaire modélisée par l'équation Schrödinger	53
3.5	Dynamique de propagation non linéaire modélisée par l'équation Kawahara	62
3.6	Equation Kawahara modifiée	63
3.7	La méthode du Sinus-Cosinus	64
3.8	Approche de l'ansatz	69
3.9	Loi de non-linéarité de puissance	74
3.10	Conclusion	81
4	Réseaux de Bragg caractéristiques & applications télécoms	83
4.1	Introduction	83
4.2	Historique et découverte des réseaux de Bragg	84
4.3	Définitions et principes	84
4.4	FBGs : caractéristiques et avantages	88
4.5	Origine physique de la photosensibilité	88
4.6	Techniques de fabrication des réseaux de Bragg	88
4.7	Théorie de modes couplés	90
4.8	Réflexion d'un réseau de Bragg	91
4.9	Propriétés spectrales des FBGs	93
4.10	Réseaux de Bragg non-uniformes	96
4.11	Principe de fonctionnement	97

4.12 Compensation de la dispersion (FBGs coniques)	98
4.13 Théorie	99
4.14 Réseau de Bragg conique : profil exponentielle-linéaire	99
4.15 Réseau de Bragg conique : profil parabolique	101
4.16 Discussion des résultats obtenus	102
4.17 Conclusion	104
Conclusion générale & perspectives	106
Bibliographie	110

Table des figures

1.1 Schéma synoptique d'une chaîne de transmission optique. Elle est constituée de trois parties essentielles : un émetteur, un canal de transmission (fibre optique) et un récepteur, d'après [1].	6
1.2 Réseau en anneau à jeton (Token Ring). L'accès au réseau est basé sur le principe de la communication l'un après l'autre (paradigme du rond-point). . .	8
1.3 Répartiteur "MAU" (Multi station Access Unit), qui gère la communication entre les ordinateurs reliés en accordant, successivement et dans le même sens, "un temps de parole" à chacun d'entre eux.	9
1.4 L'architecture de la topologie en bus s'articule sur un câble coaxial unique (bus) sur lequel sont connectés en série tous les ordinateurs et les périphériques réseaux.	10
1.5 Dans un réseau en étoile, toutes les machines sont connectées à un élément central (Switch), qui gère les communications entre elles.	11
1.6 La topologie maillée utilise des éléments de réseaux intelligents. Les différents nœuds sont connectés via plusieurs chemins de transfert afin de garantir le transport de données en cas de panne d'un nœud quelconque.	12
1.7 Schéma représentant les trois principaux types de réseaux optiques publics (WAN, MAN, LAN). Les liens entre les différents sites sont des câbles constitués de plusieurs fibres optiques, d'après [2].	14
1.8 Dans un réseau point-à-point (P2P), les signaux venant des fibres de plusieurs abonnés sont rassemblés par un diviseur (coupleur optique) au sein d'une unique fibre reliée au central OLT (Optical Line Terminal) ou au point de mutualisation (PM).	16
1.9 Principe du multiplexage : on multiplexe sur le même canal de transmission un nombre N de signaux d'origines diverses (voix, données, images). Chaque signal est modulé séparément à un débit de d bits/s, ce qui permet d'obtenir un signal multiplexé avec un débit de $d.N$ bits/s.	18

1.10	Principe de multiplexage à répartition temporelle TDM (système pour 8 utilisateurs) : a) le temps de transmission de bits T_b est très inférieur au temps d'échantillonnage T_e ; b) le temps mort ($T_e - T_b$) a été exploité pour l'envoi d'autres bits d'informations de durée T_b ; c) illustration schématique du découpage temporel entre les différentes liaisons.	19
1.11	Architecture de base et le fonctionnement d'un réseau WDM : chaque diode laser est modulée de façon indépendante et toutes les ondes sont ensuite transmises dans une fibre unique à l'aide d'un multiplexeur. A la sortie de la fibre, les longueurs d'onde sont à nouveau démultiplexées et chaque signal optique indépendant retrouve son détecteur propre.	20
1.12	Principe de la technologie de multiplexage par répartition de fréquences FDM : la bande passante est divisée en un certain nombre de canaux plus étroits affectés en permanence chacun à un usager exclusif. Donc, tout le domaine temporel est accordé à tous les utilisateurs, autrement dit, tous les clients peuvent parler en même temps.	21
1.13	Une fibre optique à 12 cœurs avec un diamètre de gaine de $230 \mu m$ et les zones efficaces de base individuelle de $105,8 \mu m^2$ peut transmettre 409 Tbit/s dans chaque direction, pour un total de 818 Tbit/s. Les positions de base sont entrelacées de sorte qu'ils alternent dans la direction de propagation (représenté en rouge et bleu), d'après [3].	23
2.1	Une coupe transversale montrant la structure générale d'une fibre optique multimodale. Celle-ci est constituée d'un cœur d'indice n_c , une gaine d'indice n_g , et d'une couche de protection en plastique.	25
2.2	La figure représente, de gauche à droite, une fibre monomode à saut d'indice, une fibre multimode à saut d'indice, et une fibre multimode à gradient d'indice, d'après [4].	27
2.3	Principe de guidage de la lumière dans une fibre optique : a) Loi de Snell-Descartes montre que la réflexion totale se produit à partir de l'angle limite $i_\ell = \arcsin(n_2/n_1)$, b) l'angle d'incidence maximal α_{\max} , qui représente le demi-angle du cône d'acceptance, appelé ouverture numérique, est donné par $ON = \sin \alpha_{\max} = (n_c^2 - n_g^2)^{1/2}$	29
2.4	Décroissance non linéaire de l'indice de réfraction de la silice pur (SiO ₂) en fonction de la longueur d'onde.	32
2.5	Représentation schématique de l'effet de la dispersion chromatique sur l'élargissement de l'enveloppe des impulsions optiques : (a) dans le régime de propagation anormale ($\beta_2 < 0$) où les petites longueurs d'onde voyagent plus vite que les grandes longueurs d'ondes, (b) dans le régime de propagation normale ($\beta_2 > 0$) où les petites longueurs d'onde voyagent moins vite que les grandes longueurs d'ondes. En plus, l'effet de cet élargissement sur l'interférence entre symboles est illustré en (c).	36
2.6	Le chirp (ou le glissement) typique de la fréquence : a) régime de dispersion anormale la fréquence de l'impulsion diminue avec le temps (red shift); b) régime de dispersion normale la fréquence augmente avec le temps (bleu shift).	38
2.7	La courbe en continue représente l'absorption totale.	42

2.8	Spectres d'atténuation et de dispersion d'une fibre optique standard. La fibre monomode standard a un coefficient de dispersion chromatique nulle à $\lambda_D = 1300 \mu m$. Cette même fibre est caractérisée par un coefficient de dispersion de $17 ps/nm.km$ autour de la longueur d'onde $1550 nm$. Une dispersion nulle décalée vers $1550 nm$, de cette façon, il est possible, aussi, d'obtenir des fibres à valeurs de dispersion faibles sur une plage spectrale très étendue (1300 à $1550 nm$), appelées fibres plates (courbe en vert).	42
2.9	Schéma du principe de fonctionnement d'un amplificateur à fibre dopée aux ions de terres rares (EDFA).	44
2.10	Illustration schématique de l'effet de la dispersion modale de polarisation. Le dédoublement du signal, due à la biréfringence de la fibre, est le responsable du brouillage et la perte de l'information, [5].	48
3.1	Étalement temporel des impulsions optiques sous l'effet de la dispersion chromatique pour plusieurs longueurs de dispersion L_D de la fibre optique.	54
3.2	L'évolution du chirp montre que dans le régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$) l'impulsion développe un chirp négatif sur le bord d'attaque, puis croît linéairement au milieu de l'impulsion. Alors, l'inverse se produit dans le cas du régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), l'impulsion développe un chirp positif sur le bord d'attaque (cas non représenté).	55
3.3	L'effet d'élargissement prend naissance à partir de $T = 0$ et croît de façon monotone suivant une fonction parabolique.	56
3.4	Evolution du facteur d'élargissement en fonction de la distance d'une impulsion gaussienne pour différentes valeurs du paramètre de chirp.	57
3.5	Variation de la phase non-linéaire en fonction du temps pour une gaussienne simple ($m = 1$) et une super-gaussienne ($m = 3$).	58
3.6	Variation temporelle de la dérive en fréquence (chirp) pour une gaussienne simple ($m = 1$) et une super-gaussienne ($m = 3$).	59
3.7	Élargissement spectral d'une impulsion non chirpée, qui est induit par la non-linéarité de la fibre, est accompagnée par une structure oscillatoire dont l'origine physique est due au phénomène d'interférence entre ondes de même fréquence et de phases différentes.	60
3.8	Evolution, dans le régime de dispersion normal de la fibre, de la forme d'impulsion (tracé de gauche) et de son spectre (tracé de droite) pour une impulsion gaussienne initialement non chirpée, avec $N = 1$.	61
3.9	Evolution de la forme d'impulsion (tracé de gauche) et de son spectre (tracé de droite) pour la propagation d'impulsion gaussienne initialement non chirpée dans le régime de dispersion anormal ($\beta_2 < 0$) de la fibre, avec $N = 1$.	62
3.10	Courbes d'évolution montrant l'effet du coefficient d'amortissement linéaire $\delta(t)$ sur la propagation des ondes solitaires. L'amplitude de l'onde solitaire diminue le long de la direction de propagation des médias lorsque $\delta(t) < 0$ (3.10, a), et augmente pour $\delta(t) > 0$ (3.10, b). Lorsque $\delta(t) = 0$, nous pouvons voir que l'onde solitaire conserve sa forme en se propageant le long du système, figure (3.10, c).	67

3.11	L'amplitude de l'onde solitaire (3.50) prend des formes différentes selon les différents paramètres. Par conséquent, le profil d'onde solitaire peut être contrôlé efficacement par les variations temporelles des paramètres dépendants.	68
3.12	Équation Kawahara avec une non-linéarité quadratique. Il est clair que la solution approchée est en très bon accord avec la solution analytique pour la valeur particulière $t = 10$	75
3.13	Équation Kawahara avec une non-linéarité cubique. Une bonne concordance entre la solution approchée et la solution analytique est obtenue à l'instant $t = 14$	77
3.14	<i>Solution numérique.</i>	78
3.15	<i>Analyse d'erreur entre la fonction approchée q_4 et la solution exacte.</i>	79
4.1	Diagramme schématique d'un réseau de Bragg uniforme de période Λ , d'indice de réfraction moyen \bar{n} , et de modulation d'indice δn	86
4.2	Principe de fonctionnement d'un réseau de Bragg, qui est basé sur le phénomène de diffraction et de l'interférence de la lumière. A chaque variation d'indice (interface) une faible fraction de la lumière incidente est réfléchi (réflexion de Fresnel). La totalité de la lumière réfléchi se recombine par interférence constructive à une longueur d'onde particulière, appelée longueur d'onde de Bragg λ_B	87
4.3	Spectres de réflexion et de transmission pour différentes longueurs d'onde. La bande réfléchi peut être choisie de façon volontaire, car elle dépend que de du pas Λ et de la modulation d'indice δn	87
4.4	Technique de masque de phase : la figure d'interférence est obtenue par un réseau de diffraction gravé sur un substrat en silice (SiO ₂).	89
4.5	Schéma représentant les conditions initiales pour le calcul de la réponse spectrale du réseau de Bragg.	92
4.6	Spectres de réflexion d'un réseau de Bragg uniforme pour différentes valeurs du coefficient de couplage κL	94
4.7	Spectres de réflexion, temps de groupe et de dispersion d'un réseau de Bragg uniforme.	95
4.8	Différents profils d'apodization sont utilisés pour la suppression des lobes secondaires.	96
4.9	Schéma d'un réseau de Bragg non-uniforme à pas linéairement variable (réseau chirpé).	96
4.10	Spectres de réflexion et de temps de groupe pour un réseau de Bragg chirpé pour différentes longueurs allant de 2 à 3 millimètres respectivement.	97
4.11	Principe de fonctionnement d'un dispositif optique compensateur de dispersion chromatique. Il est composé d'un circulateur optique et d'un réseau de Bragg linéairement à pas variable.	98
4.12	Caractéristiques du temps de groupe pour un réseau de Bragg avec un profil conique de forme exponentielle-linéaire. Le chirp est obtenu avec l'application d'une tension de $F = 0,0028 N$: (a) spectre sans apodisation, (b) spectre apodisé avec une fonction gaussienne de paramètre $G = 15$	102

4.13 Variation du temps de groupe pour un réseau conique de forme parabolique sous une tension appliquée de $F = 0,0028N$: (a) sans apodisation, (b) avec apodisation gaussienne. 104

Liste des tableaux

1.1 Résumé des caractéristiques des différents modes WDM les plus répandus. . . 21

4.1 Variation des ondulations du temps de groupe avant et après apodisation. . . 103

4.2 Variation du temps de groupe et de la pente de dispersion, ainsi que la distance maximale de la liaison dont la dispersion peut être compensée pour deux profils coniques différents. 104

Dédicace

Je dédie ce travail :

A ma mère : source de tendresse, d'amour et de générosité.

A mon père : source de patience et de soutènement.

À mes frères et sœurs que j'aime beaucoup : Hajer, Adel, Belkis et Yacine.

A tous ceux qui m'ont donné la force pour continuer mon chemin vers le savoir, le savoir-faire et devenir ce que je suis.

Remerciement

Le travail présenté dans ce mémoire de thèse a été réalisé au Laboratoire d'Etudes & Recherche en Instrumentations et Communications Avancées "LERICA" du département d'électronique de l'Université Badji Mokhtar. Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Salah Toumi, directeur de LERICA, de m'avoir accueillie au sein de son équipe. Je souhaite tout particulièrement lui exprimer ma reconnaissance pour la confiance qu'il m'a témoignée et qui a su diriger ce travail.

Egalement, je remercie très fort Monsieur Abdessetar El Akrmi, Professeur au département de physique, qui a co-encadré ce travail, pour son aide, sa grande disponibilité et son soutien moral et professionnel.

Je tiens à remercier vivement messieurs les membres de jury : Monsieur Larbi Allal, Professeur à l'Université Badji Mokhtar, pour l'intérêt qu'il a manifesté pour cette thèse et d'avoir accepté de présider le jury. Madame Bouzid Samia, Professeure, à l'Université de Constantine, Benaceur Ayachi, Professeur à l'Université de Guelma, et Souchi Kadour, Maître de conférences A à l'Université Badji Mokhtar, qui ont accepté d'examiner ce travail et pour toutes leurs remarques objectives.

Je suis également reconnaissante à mademoiselle Houria Triki, Professeure au Département de Physique et membre de l'Académie des Sciences, pour l'intérêt qu'elle a accordé à ce travail, et pour le temps qu'elle a consacré à la relecture enrichissante de cette thèse. En effet, elle m'a toujours accordé généreusement le temps nécessaire pour partager avec moi ses idées, ses commentaires éclairés et sa grande expérience dans le domaine de l'optique non linéaire appliquée aux télécommunications optiques. Qu'elle trouve ici l'expression de ma profonde gratitude. Aussi, je souhaiterais adresser ma gratitude aux autres enseignants et collègues du département de physique qui m'ont aidé de près ou de loin, particulièrement, Madame Y. Hamaizi, Professeure et Monsieur Hassainia Amar, Docteur de l'Université Badji Mokhtar.

Ce travail a pu être finalisé, grâce aux différentes discussions sur le sujet, à la contribution, l'encouragement de mes ami(e)s et collègues de travail. Je souhaitais adresser mes remerciements les plus sincères à toutes les personnes qui m'ont apporté leurs aides et qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire. Que tous mes ami(e)s et l'ensemble des membres de LERICA trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Enfin, mes plus vifs remerciements vont à ma famille, pour m'avoir fait partager leurs attentions et qui m'a permis de terminer mes études de thèse de doctorat. Particulièrement, je remercie très chaleureusement la Doctoresse Dalila Yousfi pour ces conseils éclairés, son soutien moral, ces encouragements et pour sa gentillesse.

Un grand merci à mes très chers parents, qui ont toujours été là pour moi, et pour leur soutien quotidien indéfectible. Réellement, vous avez su me donner toutes les chances pour réussir et vous avez tout sacrifié pour moi. Car, vous m'avez donné un parfait modèle de persévérance et de régularité. Certainement, Je suis redevable d'une éducation dont je suis très fière.

Résumé

La technologie optique pour les télécommunications a été présentée de façon succincte afin de préciser le cadre de notre étude et faire comprendre les contraintes physiques sous-jacentes à la modélisation théorique et la simulation numérique de la problématique abordée dans ce travail. Nous avons étudié certaines limitations physiques, qui entravent le bon fonctionnement des systèmes de transmissions optiques.

L'atténuation, qui est un facteur qui mesure la perte de la puissance du signal optique, est due à plusieurs causes, telles que : la diffusion Rayleigh, l'absorption par l'ion hydroxyle OH^- , l'absorption par les impuretés métalliques résiduelles et les pertes causées par les conditions environnementales. Cependant, son effet sur la portée des lignes de transmission a été résolu grâce à l'invention des amplificateurs à fibres optiques dopées aux ions de terres rares "EDFA" (Erbium Doped Fibre Amplifier). Alors que la dispersion, qui décrit la déformation des signaux optiques lors de leur propagation à l'intérieur de la fibre optique conduisant au phénomène d'interférence entre impulsions voisines, est considérée comme le facteur le plus important limitant à la fois la capacité et la portée des lignes de transmission. Heureusement, pour ces deux inconvénients, les réseaux de Bragg à fibres optiques en collaboration avec les amplificateurs EDFAs peuvent être utilisés efficacement pour la compensation de la dispersion et la perte de l'énergie, la régénération et la remise en forme d'impulsions optiques dans les systèmes de communications longues distances.

En matière d'effets non linéaires, on a introduit une généralisation à l'équation de Kawahara en incorporant des non linéarités et des dispersions d'ordre quelconque pour modéliser la propagation dans un milieu inhomogène. Nous avons étudié l'existence des solutions de types solitons en utilisant la méthode du sinus-cosinus, la méthode de l'Ansatz, la méthode d'itération variationnelle modifiée, et le principe variationnel semi-inverse. Les résultats obtenus montrent que la méthode sinus-cosinus est efficace pour déterminer les solutions exactes de type soliton à l'équation de Kawahara généralisée et à coefficients variables. Nous avons étudié l'influence des variations temporelles des paramètres physiques sur la dynamique de propagation non linéaire des solitons Kawahara dans un milieu inhomogène, et on a trouvé que ceux-ci permettent de moduler et de contrôler la propagation des solitons dans l'espace et dans le temps de manière efficace.

Enfin, l'impact de divers profils coniques des réseaux de Bragg utilisés dans la compensation de la dispersion et la pente de dispersion dans les liaisons optiques, a été mis en évidence. Notre étude montre que le FBG conique de profil linéaire fournit le meilleur résultat par comparaison au profil linéaire exponentielle, qui peut compenser jusqu'à 500 km. En outre, nos résultats, sur les réseaux effilés sous forme conique, montrent que les techniques d'apodisation sont nécessaires afin d'optimiser les spectres de réflexion et de supprimer ainsi les ondulations et les lobes latéraux. Ceci conduit à préserver la puissance du signal et d'éviter la diaphonie entre les différents canaux de communications et de permettre à ces dispositifs, compensateurs de dispersion, d'être utilisés de façon efficace dans les systèmes WDM à très haut débit.

Abstract

Optical technology for telecommunications was presented in a succinct manner in order to clarify the framework of our study and to make understand the physical constraints underlying the theoretical modeling and the numerical simulation of the problematic approached in this work. We have studied some physical limitations, which hamper the proper functioning of optical transmission systems.

The attenuation, which is a factor that measures the loss of optical signal power, is due to several causes, such as : Rayleigh scattering, absorption by hydroxyl ion OH^- , absorption by metallic impurities and losses due to environmental conditions. However, its effect on the range of the transmission lines has been solved by the invention of EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) optical fiber amplifiers. While the dispersion, which describes the deformation of optical signals during their propagation inside the optical fiber leading to the phenomenon of interference between neighboring pulses, is considered as the most important factor limiting both the capacity and the range of the transmission lines. Fortunately, for these two inconveniences, fiber optic Bragg gratings in conjunction with EDFA amplifiers can be effectively used for dispersion compensation and energy loss, regeneration and reshaping of optical pulses in long haul communication systems.

In terms of nonlinear effects, a generalization has been introduced to the Kawahara equation by incorporating nonlinearities and dispersions of any order to model the propagation in an inhomogeneous medium. We have studied the existence of soliton-type solutions using the sine-cosine method, the ansatz method, the modified variational iteration method, and the semi-inverse variational principle. The results obtained show that the sine-cosine method is efficient to determine the exact soliton solutions to the generalized Kawahara equation. Also, we have studied the influence of temporal variations of the physical parameters on the non-linear propagation dynamics of Kawahara solitons in an inhomogeneous medium and have been found to modulate and control the propagation of solitons in space and time efficiently.

Finally, the impact of various conical profiles of Bragg gratings, used in linear and quadratic (slope) dispersion compensation in the optical links, has been demonstrated. Our study shows that the conic FBG of linear profile provides the best result by comparison with the exponential-linear profile, which can compensate up to 500 km. Moreover, our results on tapered cone-shaped gratings show that apodization techniques are necessary in order to optimize the reflection spectra and thus eliminate the undulations and side lobes. This leads to preserving the signal strength and avoiding crosstalk between the various communication channels and enabling these devices, dispersion compensators, to be used effectively in very high-bit-rate WDM systems.

لقد عرضت بصورة موجزة التكنولوجيات البصرية للاتصالات لتوضيح نطاق دراستنا وفهم القيود الفيزيائية الكامنة وراء النماذج النظرية والمحاكاة العددية للإشكالية التي تناولها هذا العمل. حيث درسنا بعض القيود المادية التي تعيق السير الحسن لأنظمة الإرسال عبر الألياف البصرية.

تبين للمحة العريضة المدرجة عن شبكات الاتصالات البصرية وشبكات الكمبيوتر ذات الصلة، حيث اخذنا في الاعتبار الإمكانيات الحقيقية والاستخدامات المتنوعة المتواجدة بالفعل لدى أنظمة الألياف البصرية، أن الاحتياجات الفنية، العملية، والاقتصادية تتطلب من مقدمي خدمات الإنترنت ذات التدفق العالي التركيز على الأسواق حيث الطلب موجود لتلبية حاجة حقيقية للاستخدام الفعال للشبكات القائمة وتلك التي يتم تركيبها مستقبلاً.

عملياً، إن أهم الخصائص الفيزيائية الخطية المستخدمة في تصنيف الألياف هي التوهين والتشتت. يعتبر التوهين، وهو العامل الذي يقيس الخسارة في شدة الإشارة الضوئية، إلى عدة أسباب، مثل : تشتت Rayleigh، الامتصاص بواسطة جذور الهيدروكسيد -OH، امتصاص بقايا الشوائب المعدنية ، والضياغ الناجم عن الظروف البيئية. ومع ذلك، فقد تم التقليل من تأثيره على مدى خطوط التوصيل وذلك بفضل اختراع المضخمات اللييفية المطعمة بأيونات الأراضي النادرة "EDFA". في حين أن التشتت، الذي يصف تشوه الإشارات الضوئية عند انتشارها داخل الألياف البصرية، حيث تؤدي إلى ظاهرة التداخل بين النبضات المجاورة، يعتبر أهم عامل يحد من المدى وسعة تدفق خطوط النقل ذلك انه يدفع إلى زيادة الوقت بين النبضات المتعاقبة. ولحسن حظ هذه القيود الفيزيائية، إن شبكة براغ الليفة وبالتعاون مع المضخمات EDFA، يمكن استخدامها بشكل فعال لتعويض التشتت، فقدان الطاقة، وإعادة تشكيل النبضات الضوئية في أنظمة الاتصالات لمسافات طويلة.

أما عن تأثيرات الظواهر اللاخطية، فلقد أدت بنا الدراسة إلى ايجاد فئة خاصة من الحلول الموجية لبعض تطورات معادلات تفاضلية غير خطية تدعى بالموجات الانفرادية (solitons). ولإتمام العمل الذي يبحث في اصل تشكل وانتشار الأمواج الانفرادية، قمنا بدراسة ديناميكية انتشار الموجات في المياه الضحلة التي تحكمها المعادلة التفاضلية اللاخطية لكوهارة (Kawahara). ومن بين الطرق الحسابية المستخدمة في هذا السياق، تم تطبيق أربع أدوات تكامل رياضية لاستخراج الحلول الدقيقة لتلك المعادلة، وهي على التوالي: طريقة-sinus-cosinus، وتقريب ansatz، وطريقة l'itération variationnelle modifiée ومبدأ Principe variationnel semi-inverse. لقد كشف النهج الأول عن وجود حلول دورية فريدة من نوعها، وموجات انفرادية، وأخرى انفرادية فريدة من نوعها. إن شرط وجود هذه الموجات المختلفة يأتي مع قيود تربطها علاقات رياضية تم سردها. كما سمح أسلوب ansatz بوجود موجات انفرادية وحلول أخرى عبارة عن موجات صدم. توجد حالتين متاحيتين فقط لتحليل الفرضية القائلة بوجود موجة الصدم، الحالة الأولى قد كشفت وجود موجات الصدم في حين أن القيمة الثانية المتاحة لمعامل قانون الطاقة اللاخطية تم الحصول على موجات انفرادية معكوسة. كما تم تطبيق طريقة التكرار التغيري على معادلة كاواهار باستعمال قانون الأس للاخطية، وهذا هو المخطط التكراري الذي تم تطبيقه واستكملت النتائج بالمحاكاة والتطبيق العددي المناسب. وقد تم تطبيق مبدأ

التغاير شبه المعكوس للحصول على حل تحليلي لموجة انفرادية. يتطلب هذا الحل أيضا مجموعته الخاصة من القيود على المعلمات التي ظهرت بشكل طبيعي والناجمة عن بنية الحل نفسه.

وأخيرا، فإن تأثير مختلف الأشكال المخروطية لشبكية براغ المستخدمة في تعويض التشتت من الرتبة الأولى والثانية في الألياف البصرية، قد تمت دراسته. كما أجريت الدراسة النظرية مع التحليل العددي لزمن المجموعة الخطي وغير الخطي لبعض شبكات براغ تحت تأثير إجهاد ضعيف. أظهرت دراستنا أن الشبكة الخطية المخروطية الصرفة توفر أفضل النتائج من حيث تعويض التشتت مقارنة مع الشكل الخطي - الأسي، والتي يمكن أن يصل إلى مسافة 500 كم. يستنتج من هذه الدراسة أن الخصائص الطيفية للشبكات المدببة بشكل مخروطي يمكن استخدامها بشكل فعال في أنظمة الاتصالات البصرية (WDM) لمسافات طويلة مع معدلات تدفق عالية لتصحيح التشتت اللوني للألياف ذات النمط الواحد. بالإضافة إلى ذلك، درسنا خصائص الاستجابة لزمن تأخر المجموعة، من حيث تموج الطيف، أي استقرار التعويض للشكلين المذكورين أعلاه. وتظهر النتائج أن الشكل الخطي - الأسي يرافقه انخفاض في قمم التموج في حدود 2,74 ps في زمن التأخر. مع العلم أن الفصوص الجانبية الخاصة بأطياف تؤدي إلى تدهور أداء أنظمة الاتصالات البصرية، وبالتالي، هناك حاجة إلى تقنيات apodization لتحسين أطياف الانعكاس وبالتالي القضاء على التموجات والفصوص الجانبية، الأمر الذي يؤدي إلى الحفاظ على قوة الإشارة ومنع تحويل الطاقة المتبادل بين مختلف القنوات، وبالتالي تسمح هذه الأجهزة، المصححة للتبديد، لاستخدامها بصورة فعالة في أنظمة الاتصالات البصرية (WDM) عالية السرعة.

Introduction générale

Contexte et objectifs

Cette introduction générale, qui permet de cadrer notre travail, est destinée à fournir un aperçu sur les caractéristiques de la fibre qui sont d'une importance primordiale pour comprendre les effets linéaires et non linéaires qui seront introduits et étudiés dans les chapitres 2 et 3, respectivement. Le but essentiel du chapitre 2 est de présenter de façon simple et concise les caractéristiques essentielles de la fibre optique, que nous jugeons nécessaires pour la compréhension de l'impact des limitations physiques sur l'optimisation des liaisons optiques. Actuellement, les performances des différents types de fibres optiques et les composants optiques et optoélectroniques associés sont le résultat d'une recherche intense qui repose en grande partie à la fois sur l'optique géométrique, l'optique physique, l'optique guidée (intégrée), l'optique quantique, la science des matériaux, l'ingénierie des communications, et d'autres disciplines connexes. En conséquence, le mariage entre l'optique, la photonique et la technologie de la fibre optique a provoqué un bouleversement fondamental dans le domaine des télécommunications. Aujourd'hui, nous voyons une grande variété d'applications commerciales et de laboratoire de la technologie de la fibre optique devenues une réalité industrielle.

Chronologiquement, l'utilisation de la lumière pour transmettre de l'information n'est pas un concept novateur récent. En effet, depuis l'antiquité, les signaux sonores et optiques ont été reconnus capables de transmettre une certaine forme d'information. Dans ce contexte, on trouve la trompe du berger médiévale, le tam-tam africain, le phare d'Alexandrie, la fumée des indiens d'Amérique, le photophone d'Alexander Graham Bell (1880), etc. Toutefois, ces moyens de communications primitifs, à capacité et portée très limitées, ont évolué dans le temps pour aboutir aux moyens de communications modernes. Présentement, nous communiquons par faisceaux hertziens, par satellites, par câbles en cuivre et enfin le retour de la lumière comme moyen de communication en utilisant de la fibre optique comme support de transmission. Car, celle-ci semblait aujourd'hui offrir une capacité de transmission quasi-illimitée.

Actuellement, nous nous sommes en possession d'une grande variété d'applications commerciales et de laboratoire de la technologie de la fibre optique. Les applications qui sont discutées dans ce travail seront limitées aux technologies de l'information et des télécommunications. Parmi tous les composants tout-optique utilisés dans le domaine des télécoms, nous nous intéressons qu'aux réseaux de Bragg pour leur grande importance pour la correction de la dispersion dans les lignes de transmission optique. Les propriétés spectrales de ces réseaux, qui sont considérés comme l'une des inventions du siècle, seront étudiés en détail dans le quatrième et dernier chapitre de cette thèse. Dans ce sens, le développement de tout projet de recherche est abordé par la modélisation et la simulation numérique [6], qui est une étape vitale, rapide, efficace et économique vers la conception et la réalisation pratique sur le terrain. A l'état actuel, les techniques de programmation orientées-objet sont devenues des outils populaires très puissants pour l'étude de la faisabilité de tout projet de développement industriel. Donc, notre étude purement théorique est basée sur la modélisation et la simulation numérique sous Matlab.

Fondamentalement, les problèmes de réseaux de Bragg en générale, qui sont utilisés dans le domaine des télécommunications ou des capteurs, sont étudiés moyennant plusieurs

théories et méthodes de calcul numériques. La théorie des modes couplés et méthode de transfert matricielle sont utilisées dans notre travail, qui consiste en l'étude théorique de modélisation et la simulation numérique, pour l'obtention de l'information quantitative sur les différentes propriétés spectrales des réseaux de Bragg : réflexion, transmission, temps de groupe et dispersion. Notons que la théorie des modes couplés est basée sur trois approximations essentielles [7], à savoir, un guidage faible ($\partial n = n_c - n_g \prec 0$) qui permet de considérer une équation de propagation scalaire, l'approximation de l'enveloppe lentement variable qui permet de réduire l'équation de propagation à une équation différentielle du premier ordre, et enfin un traitement perturbatif qui consiste à chercher une solution du problème perturbé en fonction des modes du guide d'onde non perturbés. Notons que la méthode de transfert matricielle est très efficace pour la résolution des équations différentielles couplées, qui gouvernent la propagation des modes résultants (modes incidents et modes réfléchis). Par ailleurs, cette technique peut être utilisée également pour l'étude des réseaux de Bragg uniformes et non-uniformes (réseaux modifiés), autrement dit, des réseaux exotiques.

Les systèmes de transmission haut débit par fibre optique, introduisent des effets non linéaires d'ordre supérieurs qui limitent la capacité et la portée des liaisons optiques. Pour apporter notre contribution, nous sommes amenés, dans une première partie, à faire une étude systématique par la modélisation et la simulation numérique de la propagation des impulsions optiques dans un milieu faiblement dispersif et non linéaire, cas de la fibre optique. D'après les données de la littérature, cette modélisation nous amène à une équation différentielle partielle non linéaire connue en optique sous le nom de l'équation de Schrödinger non linéaire 'NLSE', qui peut être utilisée comme équation maitresse pour l'étude de transfert de l'information dans les systèmes à fibres optiques. Notons que cette équation n'a de solution analytique que dans deux cas extrêmes très peu réalistes : un régime de propagation purement linéaire ou un régime de propagation purement non-linéaire. Mais, pour tenir compte des deux effets à la fois, celle-ci nécessite une résolution numérique. Ce qui nous permet d'introduire la notion de propagation des impulsions optiques sous forme de solitons, ceci grâce à la compensation mutuelle entre ces deux effets antagonistes. Dans une deuxième partie de ce travail, nous avons abordé les différents processus physiques qui sont derrière l'apparition du phénomène de dispersion chromatique et les méthodes de compensation de celle-ci, notamment l'utilisation de composants optiques passifs tels que les réseaux de Bragg à fibres optiques. Donc, la dynamique de propagation et la compensation de la dispersion chromatique représentent les deux problématiques abordées dans ce travail.

Motivations

C'est en se basant sur l'abondante bibliographie consacrée à la matière, tout particulièrement sur les ouvrages spécialisés consacré notamment à l'optique non linéaire [8, 9], aux solitons optiques [10, 11, 12, 13], à la fibre optique et ces applications dans le domaine des télécommunications optiques [14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21], qu'il fut possible de déterminer les deux problématiques de ce travail. En effet, l'exploitation de ces sources nous ont permis de répondre à une série d'interrogations inhérentes au sujet : quel est le moyen utilisé pour la correction de la dispersion chromatique, la dynamique de propagation linéaire et non linéaire des impulsions optiques ainsi que les ondes dans les milieux

aquatiques peu profonds, qui sont l'objet de notre travail intitulé "*Définition et optimisation des limitations physiques d'un système de transmission optique et aspects réseaux connexes*". Donc, ce mémoire tend ainsi à démontrer par la simulation numérique que nous avons apporté une contribution pour la correction de la dispersion chromatique linéaire et la dispersion non linéaire quadratique. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés plus particulièrement aux problèmes majeurs qui ont lieu dans les fibres optiques lors de la propagation d'un signal lumineux : l'atténuation de la puissance, la dispersion chromatique, les effets non linéaires origine de la distorsion des signaux optiques. Pour cela, nous sommes amenés à faire une étude et une modélisation de la dynamique de propagation dans un milieu dispersif et non-linéaire : cas de la fibre optique, ainsi que la propagation d'ondes dans les milieux aquatiques peu profonds.

Organisation de la thèse

Ce manuscrit est organisé autour de quatre chapitres. Dans l'introduction générale, qui donne un aperçu de la façon dont la thèse est organisée pour discuter une grande variété d'effets linéaires et non linéaires qui entravent le bon fonctionnement des systèmes de transmission par fibres optiques, nous avons introduit le contexte, les objectifs et l'organisation de cette thèse. Nous présentons dans le premier chapitre les principaux éléments constituant un réseau de transmission optique ainsi que l'aspect des réseaux informatiques connexes.

Le chapitre deux est entièrement consacré aux caractéristiques essentielles de la fibre optique pour la compréhension des phénomènes linéaires et non linéaires ainsi que les limitations physiques inhérentes limitant les performances des liaisons optiques. Les bases théoriques sous-jacentes à ces limitations ainsi que leurs impacts dans les systèmes de transmission optiques sont aussi présentées. Une attention particulière a été accordée à l'origine physique et définitions des différents types de dispersion chromatique en raison de son importance pour la compensation des effets non linéaires. Aussi, ce chapitre fournit une brève introduction à divers effets non linéaires. Parmi ces effets, qui ont été largement étudiés dans la littérature en utilisant des fibres optiques en tant que milieu non linéaire, sont l'auto-modulation de phase et la modulation de phase croisée.

Le chapitre trois de cette thèse est consacré à l'étude de la propagation de solitons à travers différents médias non linéaires. Des méthodes analytiques et numériques sont utilisées pour montrer la propagation des solitons dans ces médias respectifs. Dans le cas des solitons optiques, l'analyse numérique basée sur le "Split-Step Fourier Method" a été adoptée pour la résolution des équations différentielles partielles qui gèrent la propagation des impulsions optiques dans les milieux linéaires et dispersifs telle que la fibre optique. En plus, une étude complémentaire sur la propagation non linéaire des ondes en milieux aquatiques peu profonds, modélisée par l'équation différentielle non linéaire de Kawahara, a été réalisée. Dans ce cas, nous avons cherché les solutions solitoniques exactes de type soliton et onde de choc. Les méthodes d'intégrabilité telles que la méthode d'itération variationnelle modifiée, le principe variationnel semi-inverse, pour construire les différentes solutions de ce modèle, ont été adoptées.

Le chapitre quatre est consacré à l'étude des propriétés spectrales des réseaux de Bragg à fibres optiques. Ces composants optiques passifs sont utilisés dans le domaine des télécommunications, car ils permettent plusieurs fonctionnalités de base pour la réflexion

(routage) et le filtrage (multiplexage) des signaux optiques. L'étude de l'effet de divers profils coniques des réseaux de Bragg utilisés explicitement dans la compensation de la dispersion linéaire et la pente de dispersion dans les liaisons optiques a été réalisée. Aussi, l'étude sur le temps de retard de groupe linéaire et non linéaire de certains réseaux de Bragg amincis sous contrainte a été réalisée. Le calcul et la simulation numérique est effectué à l'aide d'un code Matlab basé sur la résolution de l'équation de modes couplés en utilisant la méthode de transfert matricielle.

Enfin, nous avons fourni, dans une conclusion générale, une synthèse des résultats obtenus avec tous les détails par comparaison aux données publiées dans la littérature. Les études futures sont également présentées à la fin de cette conclusion.

Chapitre 1

Introduction aux réseaux optiques & aspects réseaux connexes

1.1 Principes fondateurs des réseaux

Ce chapitre particulier fait le point sur l'état de l'art des systèmes de télécommunications optiques modernes. A l'instar des liaisons en fil de cuivre, les liaisons à fibres optiques font appel à plusieurs composants qui sont assemblés entre eux afin de constituer un tout permettant l'établissement de communications à haut débit. Fondamentalement, toute chaîne de communication sur fibre optique (ou câbles en cuivre dans le cas des réseaux connexes), est constituée de trois parties principales, comme le montre le schéma synoptique de la figure (1.1). Essentiellement, elle est composée d'un émetteur, un canal de transmission et un récepteur [1].

Naturellement, le rôle primordial d'un réseau télécom (ou informatique) est de faire circuler des informations (données, voix, images) entre l'émetteur, qui convertit les signaux électriques en signaux optiques, et le récepteur, qui joue le rôle inverse en convertissant les signaux optiques en signaux électriques, via un support de transmission qui est la fibre optique avec un minimum de distorsion et de perte de puissance du signal porteur de l'information.

Dans le cas des télécoms optiques, la fibre optique aux propriétés intrinsèques particulières fait l'objet central du système de transmission. Alors que les composants optoélectroniques d'émission/réception de la lumière (lasers et photo-détecteurs à semi-conducteurs) représentent les éléments primordiaux d'extrémités. Notons qu'à ses deux extrémités s'ajoutent d'autres organes et circuits électroniques très rapides pour la modulation, le codage/décodage, l'amplification en ligne, le traitement de l'information, et enfin la gestion du réseau (détection et correction d'erreurs).

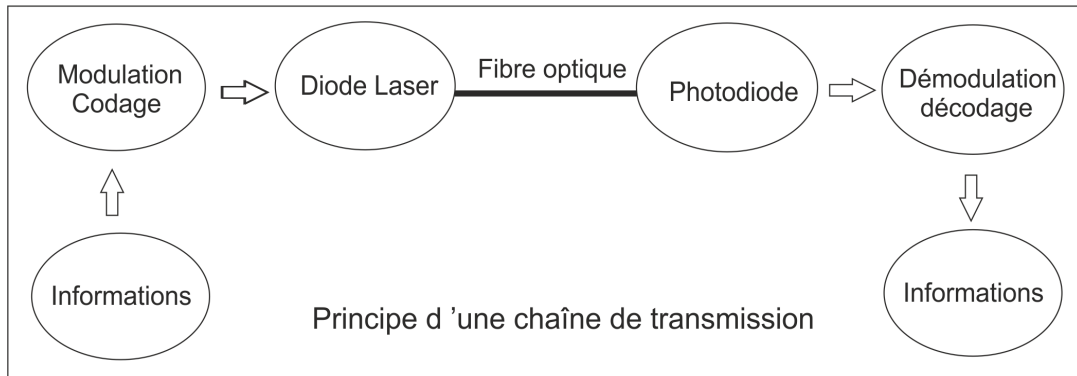


FIG. 1.1: Schéma synoptique d'une chaîne de transmission optique. Elle est constituée de trois parties essentielles : un émetteur, un canal de transmission (fibre optique) et un récepteur, d'après [1].

1.2 Principe de fonctionnement d'une liaison optique

Au début des transmissions optiques, les études théoriques menées sur l'utilisation de la fibre optiques dans le domaine des télécommunications croyaient que la fibre a une bande passante illimitée. Ainsi, elle peut répondre à la demande gourmande en matière de capacité de transmission de la société d'aujourd'hui. Cependant, la fibre présente certaines limitations physiques fondamentales inhérentes telles que la perte de puissance, la dispersion chromatique et les effets non linéaires.

D'après le schéma de principe d'une liaison optique, représenté dans la figure (1.1), l'information à transmettre, sous forme d'un signal électrique, est codée par l'utilisation d'un générateur de bits pseudo-aléatoire. La diode laser à cavité de Bragg distribuée DFB (Distributed FeedBack) est polarisée par un circuit de modulation rapide. Le signal optique généré, porteur de l'information, est injecté dans une fibre monomode, puis amplifié par le biais d'amplificateurs à fibre dopé à l'Erbium EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) placés à des distances régulières (50 jusqu'à 120 km), pour combattre l'atténuation et améliorer, en conséquence, le rapport signal à bruit de la photodiode (PIN ou AD) à la réception. A la sortie du détecteur, le signal électrique est démodulé et décodé par des circuits électroniques rapides pour restituer l'information. Les performances de la ligne de transmission peuvent être évaluées grâce aux différents moyens pour caractériser la qualité de la liaison optique en matière de performances, tel que le calcul du taux d'erreur ou le diagramme de l'œil, qui nous permettent de choisir le meilleur échantionnage et de fixer le niveau seuil de tension pour la prise de décision.

Donc, l'étude globale d'une liaison optique, quel que soit sa simplicité, fait introduire, par les différents composants optoélectroniques et optiques, des limitations physiques de natures différentes. Dans ce travail, nous nous intéressons qu'à la partie médiane du système, qui est la fibre optique. Les deux principales limitations inhérentes, c'est-à-dire, les propriétés dispersives et non linéaires de la fibre optique seront introduites dans le chapitre 3 et dont l'impact sera étudié en détail dans le chapitre 4 de cette thèse.

Cependant, avant d'aborder ces phénomènes avec plus de détail, il est essentiel de faire

passer en revue l'aspect général ainsi que les faits de base sur le concept, les avantages et les inconvénients des différents réseaux connexes. Il est également important de comparer ces types de réseaux de point de vue avantages et inconvénients, qui doivent être pris en considération, lors de l'évaluation de la faisabilité de l'installation de tout réseau de communication.

1.3 Aspects des réseaux connexes

Généralement, un réseau informatique (ou télécom) est représenté par un ensemble d'ordinateurs (ou nœuds et terminaux des utilisateurs) interconnectés entre eux pour échanger de l'information (voix, données, images) [22]. Explicitement, on distingue différents types de réseaux qu'en peut classer, suivant la taille, la vitesse de transfert de données ainsi que l'étendue géographique, en quatre grandes catégories. Le réseau local "LAN" (Local Area Network), celui-ci permet de relier des ordinateurs et périphériques situés dans la même pièce, voire dans le même bâtiment ou campus. Le réseau sans fil "WLAN" (Wireless Local Area Network), il s'agit d'un réseau sans fil utilisant la technologie "WiFi" (Wireless Fidelity) pouvant couvrir plusieurs dizaines de mètres. Le réseau métropolitain "MAN" (Metropolitan Area Network), il peut couvrir une ville entière et ses périphéries. Enfin, le réseau étendu "WAN" (Wide Area Network), celui-ci peut couvrir un pays, un continent, ou le monde tout entier.

Notons bien que ces réseaux sont organisés suivant deux types de topologies : une topologie physique, qui décrit l'infrastructure d'interconnexion des systèmes informatiques et une topologie logique, qui représente l'architecture logicielle d'accès entre machines pour échanger des informations via la topologie physique. L'état de l'art et les tendances de ces technologies seront résumées sommairement dans les paragraphes suivants.

1.4 Topologie logique des réseaux

La topologie logique, qui est une architecture logicielle, désigne le mode d'échange des messages sur le réseau physique. Dans ce contexte, on trouve trois principales topologies logiques les plus utilisées, qui sont l'Ethernet (protocole de réseau local à commutation de paquets), le Token-Ring (réseau en anneau à jeton) et le FDDI (Fiber Distributed Data Interface) [2, 23].

Technologie Ethernet

Ethernet est un protocole (règles et conventions entre entités paires) de transmission de données dans un réseau local. Dans ce réseau, toutes les machines sont connectées à une même ligne de communication. Celle-ci est constituée, généralement, de câbles coaxiaux, de câbles à paires torsadées ou en fibres optiques. La gestion du trafic de données se fait à l'aide du protocole d'accès multiple avec surveillance de porteuse et détection de collision, appelé CSMA/CD (Carrier Sense Multiple Access with Collision Detection). Contrairement au réseau à jeton, avec ce protocole toutes les machines sont autorisées à émettre sur la ligne à n'importe quel moment et sans aucune priorité ou droit de parole. Naturellement, avant d'émettre, chaque machine doit vérifier que le canal de transmission

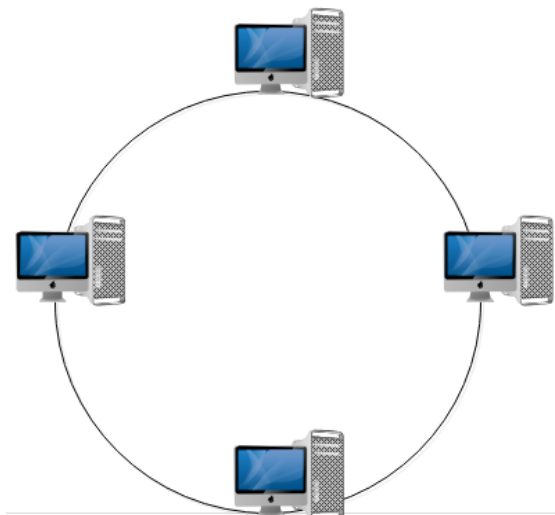


FIG. 1.2: Réseau en anneau à jeton (Token Ring). L'accès au réseau est basé sur le principe de la communication l'un après l'autre (paradigme du rond-point).

est libre. Si, par coïncidence, deux machines émettent simultanément, il y aura collision des trames de données et par suite perte de l'information. Dans ce cas, les deux machines interrompent automatiquement leur communication et attendent un délai aléatoire, qui dépend de la fréquence de collision, puis la première ayant passé ce délai peut alors réémettre à nouveau [23].

Technologie Token Ring

L'anneau à jeton (Token Ring) est une technologie d'accès au réseau basé sur le principe de la communication l'un après l'autre, autrement dit, chaque machine du réseau ne communique qu'à son tour (paradigme du rond-point), comme le montre la figure (1.2). Le jeton, qui est un paquet de données représentant une autorisation et circulant en boucle d'un ordinateur à un autre, détermine quel ordinateur a le droit d'émettre des informations. Lorsqu'un ordinateur est en possession du jeton il peut émettre pendant un laps de temps déterminé, après lequel il remet le jeton à l'ordinateur suivant.

Il est à noter que les ordinateurs d'un réseau de type "anneau à jeton" ne sont pas réellement disposés en boucle, comme le laisse penser notre imagination, mais sont reliés à un répartiteur appelé "MAU" (Multistation Access Unit), qui va gérer la communication entre les ordinateurs reliés en accordant, successivement et dans le même sens, "un temps de parole" à chacun d'entre eux, voire le schéma d'illustration (1.3). Signalons que le défaut majeur de ce type de réseau est que la défaillance d'un hôte rompt la structure du réseau si la communication est unidirectionnelle. Heureusement, en pratique, un réseau en anneau est souvent composé de deux anneaux contrarotatifs [23].

Technologie FDDI

La technologie FDDI (Fiber Distributed Data Interface) est un ensemble de normes pour la transmission de données sur des liaisons en fibres optiques dans un réseau local

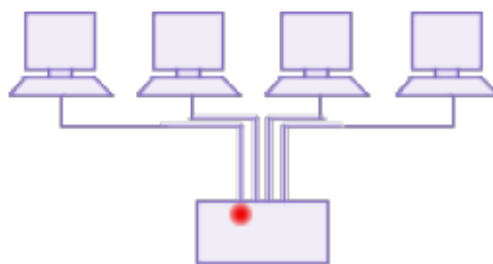


FIG. 1.3: Répartiteur "MAU" (Multi station Access Unit), qui gère la communication entre les ordinateurs reliés en accordant, successivement et dans le même sens, "un temps de parole" à chacun d'entre eux.

qui peut s'étendre jusqu'à 200 km. Le réseau FDDI est redondant, car il consiste en deux anneaux en fibre optique (primaire et secondaire). L'anneau secondaire est utilisé pour remplacer l'anneau primaire dans le cas d'une défaillance technique du réseau, c'est là que l'anneau secondaire prend son importance.

La technologie FDDI est fréquemment utilisée sur l'épine dorsale d'un réseau étendu (WAN), puisqu'elle est faite pour supporter de très gros volumes de données sur de grandes distances. Par ailleurs, le protocole FDDI est basé sur le protocole Token Ring. Donc, le FDDI est un anneau à jeton à détection et correction d'erreurs. Autrement dit, si le jeton, qui circule entre les machines à une très grande vitesse, n'arrive pas au bout d'un certain délai, la machine considère qu'il y a eu une erreur sur le réseau, et elle retransmet le paquet à nouveau. La topologie FDDI ressemble de très près à celle de Token Ring à la différence près qu'un ordinateur faisant partie d'un réseau FDDI peut aussi être relié à un concentrateur "MAU" (Multi station Access Unit) d'un second réseau. On parle, dans ce cas, de système bi-connecté [23].

1.5 Topologie physique des réseaux

Fondamentalement, la topologie physique désigne le mode d'interconnexion des différents éléments du réseau (câblage, micro-ordinateurs, périphériques, switches, routeurs, etc.). Communément, il existe plusieurs topologies physiques : le bus, l'étoile (ou star), l'anneau, le mesh (ou topologie maillée), qui peuvent être combinées pour donner naissance à des topologies hybrides. Dans ce qui suit, nous n'allons parler que des plus utilisées. L'architecture des différents nœuds et périphériques constituant chacun des différents types est expliquée succinctement ci-dessous.

Topologie en bus

L'architecture de ce réseau s'articule sur un câble coaxial unique (bus) sur lequel sont connectés en série tous les ordinateurs et les périphériques réseaux [24], comme le montre la figure (1.4). Dans ce mode, tous les ordinateurs sont liés entre eux via leurs cartes réseaux munies d'un connecteur en T de type BNC (British Naval Connector). En plus, puisque le bus est un réseau ouvert, chaque extrémité doit être munie d'un bouchon de terminaison de 50Ω pour supprimer le rebondissement (réflexion) des signaux qui se sont perdus et de

libérer ainsi le canal de transmission à d'autres machines pour envoyer leurs données sur le câble. Aussi, étant donné que le câble de transmission est commun et bidirectionnel, il ne faut pas que deux ordinateurs communiquent simultanément afin d'éviter la création de collisions. De ce fait, pour éviter la perte de l'information par effet de collision au niveau de la couche liaison de données, on utilise une méthode d'accès multiple au média (couche physique) avec surveillance de porteuse et détection de collision, appelée "CSMA/CD" (Carrier Sense Multiple Access with Collision Detection). Donc, toute machine qui veut communiquer écoute, tout d'abord, le réseau pour déterminer si une autre machine est en train d'émettre. Si c'est le cas, elle doit attendre que l'émission soit terminée pour transmettre sa communication.



FIG. 1.4: L'architecture de la topologie en bus s'articule sur un câble coaxial unique (bus) sur lequel sont connectés en série tous les ordinateurs et les périphériques réseaux.

Actuellement, ce réseau est devenu obsolète pour plusieurs raisons. Certes, il est le plus simple et le moins cher des réseaux LAN, mais il est limité en matière de débit (10 Mbits/s), difficile à dépanner ou à localiser la panne en cas d'une défaillance technique de l'un de ces éléments. En plus, dans le cas d'une coupure de câble l'ensemble du réseau est mis hors service, car le réseau se sature par effet de rebondissement des signaux émis par les différentes stations communicantes. Par ailleurs, cette topologie favorise les collisions de trames ce qui provoque une surcharge sur le bus et par suite fait diminuer la bande passante, notamment dans le cas d'un réseau d'une taille maximale (30 machines au plus). Avec cette topologie, lorsqu'un nœud émet, le message est envoyé des deux côtés du bus. Donc, si beaucoup de machines émettent simultanément, ce qui conduit à des probabilités de collisions très élevées. Ainsi, les défauts de performance en matière de fiabilité et de souplesse à la réparation ont conduit la topologie en bus à disparaître progressivement au profit de la topologie en étoile.

Topologie en étoile

La topologie physique est dite en "étoile" si tous les nœuds sont reliés à un équipement central appelé commutateur (ou Switch) [24], comme l'illustre la figure (1.5). L'avantage de cette architecture est que l'élément central, qui joue un rôle primordial dans la gestion des communications entre tous les éléments interconnectés, permet d'éviter ou de diminuer au maximum le risque de collision de données. Cependant, la topologie logique utilisée est celle de la technologie en bus. En effet, sur un commutateur, seule une machine peut émettre à la fois. Les autres doivent écouter, à tout moment, le réseau pour savoir si elles

peuvent émettre ou non. Par ailleurs, on note que le principal défaut de cette topologie, grande consommatrice de câblage, réside dans le fait que si l'élément central, qui constitue un point unique de défaillance, tombe en panne tout le réseau sera paralysé. Malgré ce handicap, les professionnels des réseaux préfèrent les topologies de type étoile. Car, il est extensible, c'est à dire, il est facile d'ajouter ou de supprimer des postes sans affecter le bon fonctionnement du réseau. En plus, il est caractérisé par une gestion centralisée, ce qui lui permet d'être rapide et précis dans l'envoi de l'information (messages ciblés). En matière d'implémentation, sa mise en œuvre progressive est très flexible, car les changements futurs ne nécessitent pas de modification dans le pré-câblage, ce qui permet, de manière rapide et économique, toute modification de configuration, contrairement à la topologie en anneau.

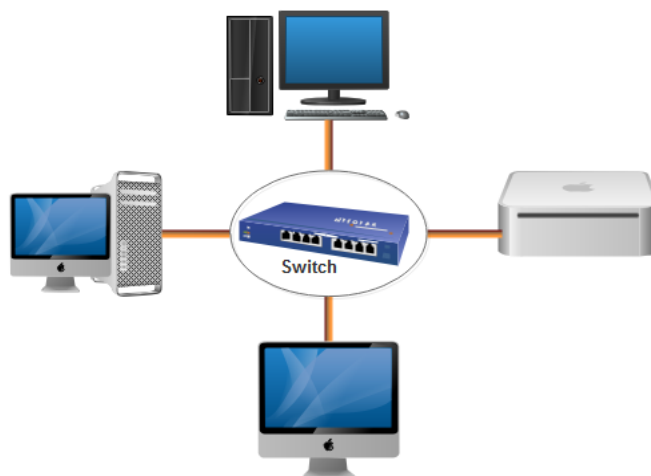


FIG. 1.5: Dans un réseau en étoile, toutes les machines sont connectées à un élément central (Switch), qui gère les communications entre elles.

Topologie en anneau

Dans la topologie physique en anneau tous les éléments sont liés sur une boucle (un bus fermé sur lui-même) et communiquent alternativement à tour de rôle dans un sens unique. Cependant, le mode d'échange des messages sur le réseau est celui du token ring, qui utilise une méthode anticollision toute à fait différente à celle de la topologie en bus. En effet, le système token ring utilise la technique d'accès multiple avec surveillance de porteuse et prévention de collision, appelée CSMA/CA (Carrier Sense Multiple Access with Collision Avoidance), qui est principalement utilisée dans les réseaux locaux sans fil où les collisions sont reléguées. Donc, les réseaux en anneau utilisent des techniques de jeton par lesquelles seule la machine qui possède le jeton a le droit de transmettre. Une fois que la machine a transmis ce qu'elle voulait, elle passe le jeton à la machine suivante et ainsi de suite [23].

Topologie maillée

Une topologie maillée correspond à plusieurs liaisons point à point, comme le montre la figure (1.6). Principalement, l'architecture maillée est utilisée dans les réseaux sensibles. Car, dans de tels réseaux les différents nœuds sont connectés via plusieurs chemins de transfert afin de garantir le transport de données en cas de panne d'un nœud quelconque. Internet est l'exemple d'un réseau maillé garantissant ainsi la communication via plusieurs différentes routes déjà disponibles dans les réseaux en anneaux SONET (Synchronous Optical Networking) et SDH (Synchronous Digital Hierarchy). Le principal avantage de ce type de topologie est la tolérance et l'adaptabilité aux défaillances techniques et de coupure d'une liaison de communication donnée. Alors que son défaut majeur réside dans la difficulté technique liée aux équipements installés dans chaque nœud pour le guidage et le routage des données. Car, les réseaux de transport évoluant vers des topologies de maillage utilisent des éléments de réseau intelligents. Donc, le maillage ou le mélange de plusieurs types d'architectures au sein d'un même réseau est appelé réseau hybride.

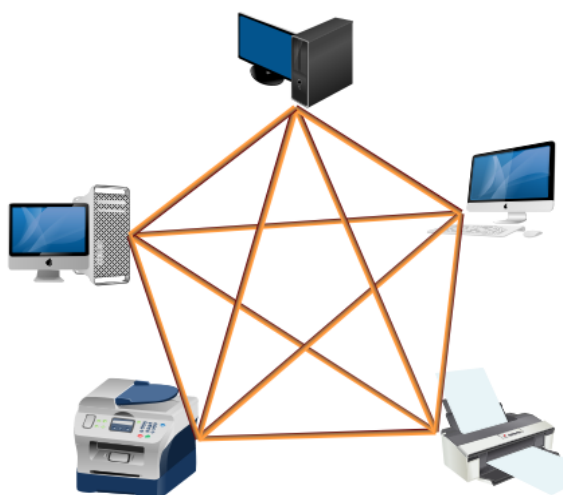


FIG. 1.6: La topologie maillée utilise des éléments de réseaux intelligents. Les différents nœuds sont connectés via plusieurs chemins de transfert afin de garantir le transport de données en cas de panne d'un nœud quelconque.

Topologie hybride

Une topologie hybride consiste en le regroupement de plusieurs topologies différentes, ce qui permet d'éliminer les frontières entre les différents types de réseaux. Par exemple, le réseau des réseaux, qui est Internet, est une parfaite illustration d'un réseau hybride. Car, il joint ensemble différents types de réseaux (anneau, bus, étoile, etc.). Donc, le mélange harmonisé de regroupements de nœuds, qui impose une redondance de câblage, permet d'assurer une connectivité garantie en s'adaptant à toutes les circonstances.

Formellement, le concept de réseau hybride devient de plus en plus présent dans les réflexions des acteurs du marché des télécoms sur le réseau de demain. En effet, face à l'augmentation des besoins en bande passante et sous la pression du contexte économique,

la technologie MPLS (Multi Protocol Label Switching), qui est un mécanisme de transport de données basé sur la commutation d'étiquettes (ou labels) et qui permet d'acheminer sur une même infrastructure différents types de trafic, semble se parfaire au profit de l'apparition de nouveaux réseaux WAN hybrides. Selon cette nouvelle tendance, les technologies réseaux hybrides, qui mixent les réseaux WAN et le réseau Internet sur un même site, font la promesse de performances et de disponibilité accrues pour un coût moindre. Car, l'aspect unificateur pris en compte dans l'approche "réseau hybride", en plus de ces avantages, est de réduire le prix pour l'utilisateur final.

Comme avantages de ces nouveaux réseaux, nous pouvons citer quelques exemples. Le partage des ressources informatiques (imprimantes, photocopieurs, graveurs, disque dur de stockage de fichiers, etc.) représente un investissement très économique pour les particuliers et les entreprises pour l'amortissement de leurs dépenses. De même, le partage des logiciels, qui sont généralement très coûteux en version monoposte deviennent très abordables en version multipostes, est devenu quelque chose de facile grâce à des serveurs équipés de systèmes de prévention de pannes de nature électriques ou logiciels, autour desquels sont interconnectés les ordinateurs et des périphériques du réseau. Par ailleurs, la mise à jour de ces logiciels assure une évolutivité permanente du réseau. Enfin, la sécurité, la gestion, et l'intégrité des documents est assuré par un accès contrôlé par des mots de passe pour l'ensemble des utilisateurs.

1.6 Les réseaux télécoms sur fibres optiques

Pour commencer, on peut se poser la question suivante : qu'est-ce qu'un système de communication optique ? En réponse à cette question, on peut dire que tout le monde est habitué à la transmission d'information sous forme de signaux électriques (téléphone, radio, satellite, etc.). Cependant, il existe relativement un nouveau système de télécommunications moderne utilisant les ondes lumineuses comme ondes porteuses d'informations. La mise au point de ce nouveau mode de communication revient en grande partie à la maîtrise des techniques de fabrication de la fibre de qualité optique, la disponibilité des sources lumineuses infrarouges à base de semi-conducteurs, et le développement avancé des technologies de l'optique non linéaire.

En effet, l'utilisation de la lumière en télécommunications sur fibres optiques est une simple transposition naturelle de la transmission des signaux électriques sur câbles métalliques. Cependant, la communication optique sur les réseaux publics est rendue utilisable grâce à deux avancées technologiques : la fabrication du laser à semi-conducteur à hétérojonction AlGaAs en 1969, et la mise au point de la fibre optique à faible atténuation en 1970. Selon [2], il existe trois principaux types de réseaux optiques publics (WAN, MAN, LAN), schématiquement représentés sur la figure (1.7). Les liens entre les différents sites sont des câbles constitués de plusieurs fibres optiques.

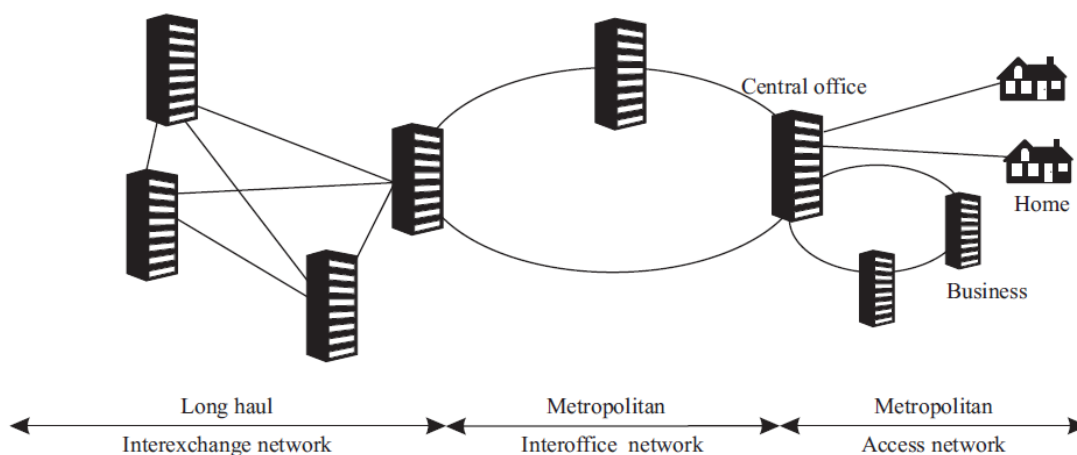


FIG. 1.7: Schéma représentant les trois principaux types de réseaux optiques publics (WAN, MAN, LAN). Les liens entre les différents sites sont des câbles constitués de plusieurs fibres optiques, d'après [2].

1.7 Le réseau étendu (WAN)

Le réseau étendu ou longue distance "WAN" (Wide Area Network) est déployé à l'échelle d'un pays, d'un continent, ou le monde tout entier (Internet est un exemple). Ces nœuds sont de très grands centres urbains reliés par des multiplexeurs d'insertion et d'extraction. Ces derniers utilisent une topologie propre à la hiérarchie numérique synchrone SDH (Synchronous Digital Hierarchy) avec des boucles en double anneau permettant en cas de panne d'un anneau de rediriger les signaux sur l'autre. Les réseaux WAN terrestres (ou sous-marins) sont conçus pour véhiculer des données à haut débit (2.5, 10, 40 Gb/s) et à grande vitesse sur de longues distances à plus de 1000 km moyennant l'utilisation d'amplificateurs et de répéteurs pouvant régénérer le signal optique. Autrefois, ces répéteurs étaient constitués par des stations régénératrices optoélectroniques 3R (Regenerating, Reshipping, Retiming), qui ont pour rôle principale la régénération, la remise en forme et la synchronisation des signaux. Actuellement, on utilise en ligne des composants actifs tout-optique, tels que les amplificateurs optiques EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier), et des composants passifs, comme les coupleurs, les multiplexeurs, les réseaux de Bragg, pour la régénération, l'insertion, et l'extraction des signaux optiques [2].

1.8 Le réseau métropolitain (MAN)

Le réseau métropolitain "MAN" (Metropolitan Area Network) est un réseau qui dessert une grande ville et ses périphéries, il joue le rôle d'intermédiaire entre le réseau d'accès (réseau de distribution) et le réseau de transport. Ce type de réseau a une longueur qui peut varier entre 1 jusqu'à 100 km [2]. C'est un réseau évolutif présentant un grand degré de connectivité. Il est basé sur la technologie des anneaux métropolitains, qui se caractérisent généralement par un trafic maillé avec un certain degré de concentration lié à l'interconnexion avec le réseau longue distance. Les anneaux d'accès collectent en général le trafic de plusieurs nœuds pour le concentrer vers un nœud partagé avec un réseau mé-

tropolitain structurant. En plus, il doit, à la différence du réseau longue distance, prendre en charge des formats, des protocoles, et des débits de transmission très divers. Il est souvent équipé par des cartes transpondeuses multi-débits universelles, acceptant n'importe quel débit de 100 Mb/s à 2.5 Gb/s. Par ailleurs, étant donné que les distances sont plus faibles, ce type de réseau nécessite moins d'amplificateurs optiques. Il est particulièrement utilisé dans la liaison des succursales des entreprises situées dans la même ville [2].

1.9 Le réseau local (LAN)

Le réseau local "LAN" (Local Area Network) appelé, aussi, réseau d'accès ou de desserte. Traditionnellement, ce réseau dont les distances de liaison entre les différentes machines formant le réseau sont très faibles, on le trouve dans les entreprises, les établissements scolaires, les administrations, les salles informatiques, etc. Généralement, ce réseau est constitué par une partie en fibre, qui se situe entre l'autocommutateur à autonomie d'acheminement et la terminaison du réseau optique (nœud optique), suivie d'une partie en fil de cuivre (coaxial ou torsadé) qui va jusqu'au terminal de l'abonné, c'est la technologie FTTx proprement dites [25].

1.10 Technologie FTTx

Le FTTx est un terme générique pour toute architecture de réseau à large bande, qui utilise la fibre optique pour remplacer le tout ou une partie de la boucle locale, habituellement, en fil métallique. Présentement, l'optique est déjà installée dans les réseaux de desserte grand public. La terminologie FTTx regroupe plusieurs concepts distincts. Plusieurs abréviations sont généralement utilisées pour parler de la technologie FTTx, qui se divise en trois catégories principales. On parle de la fibre jusqu'au quartier FTTN (Fiber To The Neighborhood), la fibre jusqu'au pied d'immeuble FTTB (Fiber To The Building), ou la fibre jusqu'au domicile FTTH (Fiber To The Home). Ainsi, les débits autorisés par la fibre optique permettent bien évidemment de couvrir facilement tous les besoins en bande passante des nouveaux services, qui exigent encore plus de bande passante, comme la télévision en haute définition (HDTV) ou la télévision en relief (3D), les applications du web, la téléphonie sur Internet (VoIP), la vidéos à la demande en 3D, etc.

La technologie FTTH permet concrètement de lever les barrières de débits que la technologie xDSL a imposé ces dernières années. Au vu du grand nombre d'applications déjà disponibles et celles qui vont émerger, elle est devenue la technologie de choix des nouvelles générations de réseaux de communication à travers le monde. Car, elle permet d'offrir d'emblée de nouveaux services, tels que l'apprentissage à distance, le télétravail, la télémédecine, le partage de gros fichiers Peer-to-Peer, les jeux en ligne, les technologies de divertissement à domicile, et enfin l'Internet de tous les objets, c'est à dire, les systèmes domotiques qu'on peut piloter depuis un Smartphone ou un ordinateur que l'on soit à la maison ou à distance.

Généralement, la topologie du réseau FTTx peut être de type point-à-point ou point à multipoint, active ou passive. Les architectures réseaux sont dites actives ou passives,

selon la présence ou l'absence d'équipements actifs. Ces derniers exigent une source d'énergie entre le site central de l'opérateur et les points de desserte. Dans ce qui suit, nous présentons en revue, les différents schémas de déploiement du réseau FTTx [26, 2, 25]. L'accès à la technologie FTTx se divise en quatre grandes catégories avec des dérivées associées en fonction de l'implantation physique choisie par les fournisseurs d'accès, comme le montre la figure (1.8).

La fibre jusqu'à l'abonné (FTTH)

La fibre jusqu'à l'abonné (ou la fibre à la maison) est définie comme une architecture de réseau d'accès dans laquelle le raccordement au logement ou au local professionnel de l'utilisateur final est assuré par fibre optique destinée à desservir un utilisateur unique en services de télécommunications [26, 2, 25]. Dans un réseau point-à-point (P2P), chaque abonné est relié au NRO (Nœud de Répartition Optique) ou au PM (Point de Mutualisation) par une fibre qui lui est propre. Ce dernier point est situé en zone très dense dans un immeuble, en général au sous-sol. En dehors des zones très denses, il est situé dans une armoire de rue ou dans un local technique (shelter). Il est à noter que l'architecture (P2P) est utilisée aujourd'hui pour le réseau téléphonique, où chaque paire de cuivre est reliée au NRA (Nœud de Raccordement d'Abonnés), distant de plusieurs km (3 km au maximum), figure (1.8).

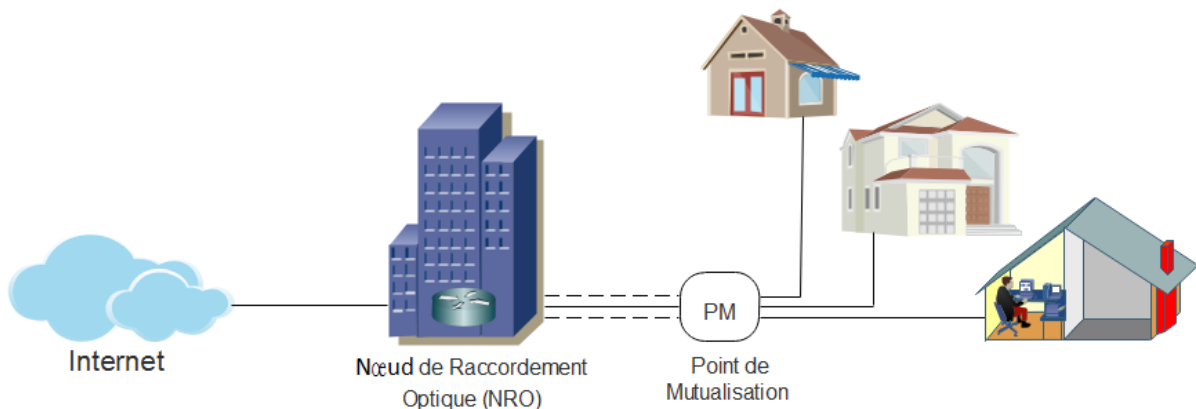


FIG. 1.8: Dans un réseau point-à-point (P2P), les signaux venant des fibres de plusieurs abonnés sont rassemblés par un diviseur (coupleur optique) au sein d'une unique fibre reliée au central OLT (Optical Line Terminal) ou au point de mutualisation (PM).

Alors que dans un réseau point-à-multipoint (P2MP), les signaux venant des fibres de plusieurs abonnés sont rassemblés par un diviseur (coupleur optique) au sein d'une unique fibre reliée au central OLT (Optical Line Terminal), qui représente le central téléphonique. Chaque client ne peut donc pas être dégroupé indépendamment. La seule possibilité de mutualisation d'un réseau P2MP est au niveau du "point de mutualisation" où sont installés les coupleurs PON (Passive Optical Network), figure (1.8). Il est à noter, aussi, que dans ce genre de réseaux optiques, dits passifs, le trafic montant et le trafic descendant sont transportés par deux longueurs d'ondes différentes [2].

La fibre jusqu'à l'immeuble (FTTB)

La fibre jusqu'à l'immeuble est définie comme une architecture de réseau d'accès dans laquelle le raccordement au logement ou au local professionnel de l'utilisateur final est assuré par un support physique qui n'est pas de la fibre optique. La prise optique est située à l'intérieur du bâtiment. Elle est destinée à desservir un ou plusieurs utilisateurs (logements ou locaux professionnels) en services de télécommunications.

La fibre jusqu'au dernier amplificateur (FTTLA)

La technologie de la fibre jusqu'au dernier amplificateur FTTLA (Fiber To The Last Amplifier) permet de réutiliser l'infrastructure en câbles métalliques existante. La fibre est amenée au niveau du dernier amplificateur, soit au niveau du quartier en zone moins dense ou au niveau de l'immeuble en zone très dense. Dans certains cas, la fibre est conduite précisément via les colonnes montantes jusqu'aux répartiteurs d'étages. Donc, les derniers mètres réutilisent l'infrastructure en câble coaxial ou en paires torsadées. Enfin, il est à noter que la technologie FTTx a permis d'ajouter, à l'ensemble des technologies existantes, de nouvelles méthodes de densifications d'utilisateurs et de multiplications de débits, grâce aux techniques de multiplexage.

Techniques de multiplexage

Le principe général du multiplexage est simple à comprendre, il consiste à faire circuler plusieurs types d'informations entre divers équipements télécoms (ou informatiques) sur un seul canal de transmission, figure (1.10, c). Ce canal de communication peut se présenter sous différentes formes, à savoir, le fil de cuivre pour les transmissions analogiques ou numériques, les ondes hertziennes pour les liaisons satellitaires et la téléphonie mobile, et enfin, la fibre pour les transmissions optiques modernes. A l'aide de ce principe simple, de larges économies sont possibles grâce à la réduction des coûts d'installation (ou d'exploitation).

Théoriquement, la bande passante d'une fibre optique monomode utilisée dans les transmissions optiques est de $\sim 25 THz$ pour la longueur d'onde $\lambda = 1550 nm$, celle-ci se situe dans la fenêtre sur laquelle l'atténuation reste suffisamment faible $0,2 dB/km$ [27]. L'importance de la bande passante est qu'elle permet de répondre à la demande en matière de capacité pour de nouveaux réseaux à haut débit de plusieurs Gb/s . Cependant, l'instrumentation électronique associée à l'émetteur et au récepteur n'est pas capable, pour le moment, d'exploiter cette performance offerte par la fibre optique, ce qui limite la capacité de transmission. Mais, actuellement, plusieurs techniques existent pour résoudre ce problème de limitation de débit. Principalement, il existe plusieurs approches notées par des acronymes de type $xDMA$ (x Division Multiple Access) pour augmenter le transfert d'informations sur un seul canal de transmission, notamment la fibre optique, en utilisant une technique de multiplexage.

Le principe est simple, on multiplexe sur la même fibre un nombre N de signaux optiques d'origines diverses (voix, données, images). Chaque signal est modulé séparément à un débit de $d bits/s$, ce qui permet d'obtenir un signal multiplexé avec un débit de $d.N bits/s$. Pour préserver l'intégrité de l'information, on introduit pour le même type de signal une séparation temporelle TDM (pour Time Division Multiplexing), spatiale WDM

(pour Wavelength Division Multiplexing), fréquentielle FDM (pour Frequency Division Multiplexing), ou un codage CDM (pour Code Division Multiplexing).

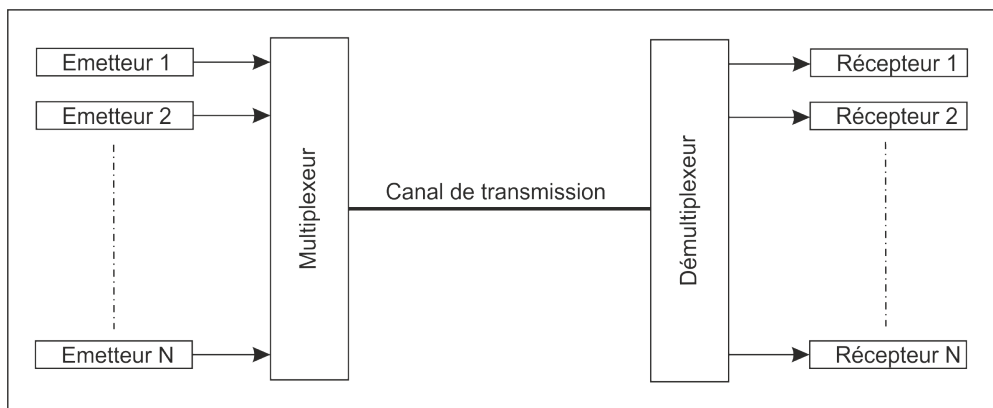


FIG. 1.9: Principe du multiplexage : on multiplexe sur le même canal de transmission un nombre N de signaux d'origines diverses (voix, données, images). Chaque signal est modulé séparément à un débit de d bits/s, ce qui permet d'obtenir un signal multiplexé avec un débit de $d.N$ bits/s.

1.11 Le multiplexage temporel (TDM)

Le multiplexage à répartition temporelle TDM (Time Division Multiplexing) consiste à allouer à chaque utilisateur et à tour de rôle la totalité de la bande passante pendant un segment de temps prédéfini T_b . Le principe de fonctionnement, d'après le schéma (1.10, a), est simple, le temps de transmission d'un bit T_b est très inférieur au temps T_e d'échantillonnage (temps entre deux bits successifs). Donc, l'intérêt de ce type de multiplexage est d'exploiter le temps mort ($T_e - T_b$) pour l'envoi d'autres bits. Ainsi, il est possible, d'après la figure (1.10, b), de transmettre jusqu'à huit communications successives durant le temps T_e . À la réception, il suffit d'utiliser un commutateur pour la récupération à chaque instant T_b l'information destinée aux différents utilisateurs.

Dans le système TDM, l'émetteur est constitué par N sources optiques modulées en parallèle au débit x bits/s, ce qui fait qu'à la sortie du multiplexeur le débit est de N fois x . Actuellement, cette technique permet d'atteindre des débits très élevés (plus de 1 Tb/s), mais elle est beaucoup trop coûteuse étant donné qu'il est nécessaire de réaliser de gros investissements dans de nouvelles infrastructures. En plus, cette technique nécessite que les impulsions optiques émises soient de durée inférieure à T_b afin d'éviter le recouvrement entre symboles. Il est à noter, aussi, que la technique TDM peut s'effectuer de manière tout-optique, on parle alors d'OTDM (pour Optical TDM), ou de manière électrique, on parle donc d'ETDM (pour Electrical TDM). Il ressort de cette manière de procéder différents avantages et inconvénients. En effet, il s'agit d'une technique qui permet tout simplement de regrouper un grand nombre de signaux sur un seul support de transmission, ce qui permet de limiter la perte de bande passante de la fibre optique, par exemple.

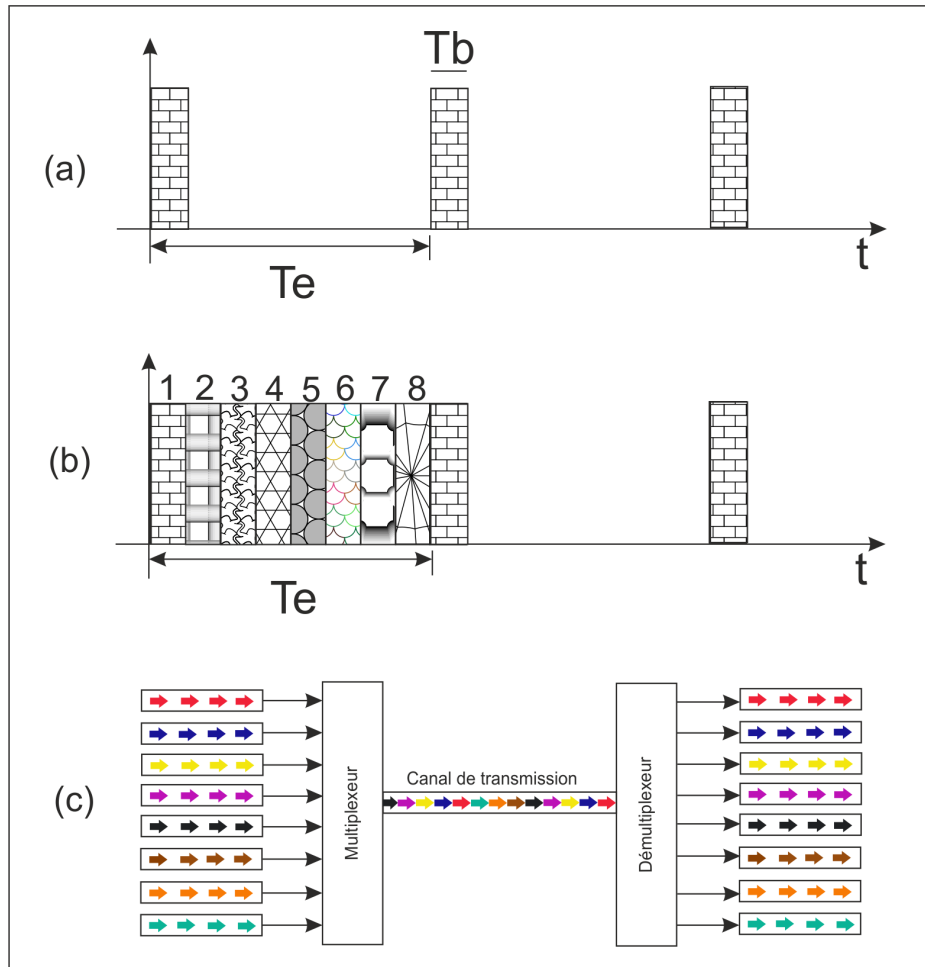


FIG. 1.10: Principe de multiplexage à répartition temporelle TDM (système pour 8 utilisateurs) : a) le temps de transmission de bits T_b est très inférieur au temps d'échantillonnage T_e ; b) le temps mort ($T_e - T_b$) a été exploité pour l'envoi d'autres bits d'informations de durée T_b ; c) illustration schématique du découpage temporel entre les différentes liaisons.

1.12 Le multiplexage en longueur d'onde (WDM)

Le principe de cette technologie consiste à envoyer plusieurs ondes, porteuses d'informations, de longueurs différentes sur la même fibre afin de maximiser sa bande passante. Le but essentiel de cette nouvelle méthode d'exploitation des lignes déjà enterrées est d'augmenter ainsi le débit de plusieurs ordres de grandeur par comparaison aux liaisons monocanal. Dans le schéma de la figure (1.11), qui décrit l'architecture de base et le fonctionnement d'un réseau "WDM" (Wavelength Division Multiplexing), chaque diode laser est modulée de façon indépendante et toutes les ondes sont ensuite transmises par multiplexage dans une fibre unique à l'aide d'un composant optique passif (multiplexeur). A la sortie de la fibre, les longueurs d'onde sont à nouveau démultiplexées et chaque signal optique indépendant retrouve son détecteur propre. Ainsi, les signaux de sortie sont traités pour restituer l'information aux différents utilisateurs.

Le fait d'utiliser plusieurs longueurs d'ondes différentes, cette technique offre la possibi-

lité de transmettre en bidirectionnelle contrairement à d'autres méthodes de multiplexage qui utilisent une seule longueur d'onde dans les deux sens contraignant à l'utilisation de deux fibres optiques pour la transmission et la réception respectivement.

La technologie WDM nécessite naturellement un développement de diodes lasers monomodes très stables en fréquences (longueurs d'ondes) et de filtres optiques sélectifs, des coupleurs (multiplexeurs), et des amplificateurs. L'avantage de la technique WDM est qu'elle n'est pas tributaire de la vitesse des équipements électroniques. De plus, en WDM, un seul amplificateur optique se substitue aux N régénérateurs en chaque site de ligne, procurant ainsi une économie d'équipements croissante avec la longueur de la liaison et le nombre de canaux. Cependant, à cause des limitations physiques précédemment cités, le nombre de longueurs d'onde qu'une fibre peut transporter est limité. Il était d'une dizaine de longueurs d'ondes, il y a quelques années, on est passé à plusieurs centaines aujourd'hui avec des débits pouvant atteindre 2,5 Gbit/s par canal [28]. De ce fait, il existe aujourd'hui plusieurs technologies WDM, qui restent identiques par leur principe, mais dont la différence unique réside dans la séparation spatiale entre les différents canaux optiques utilisés.

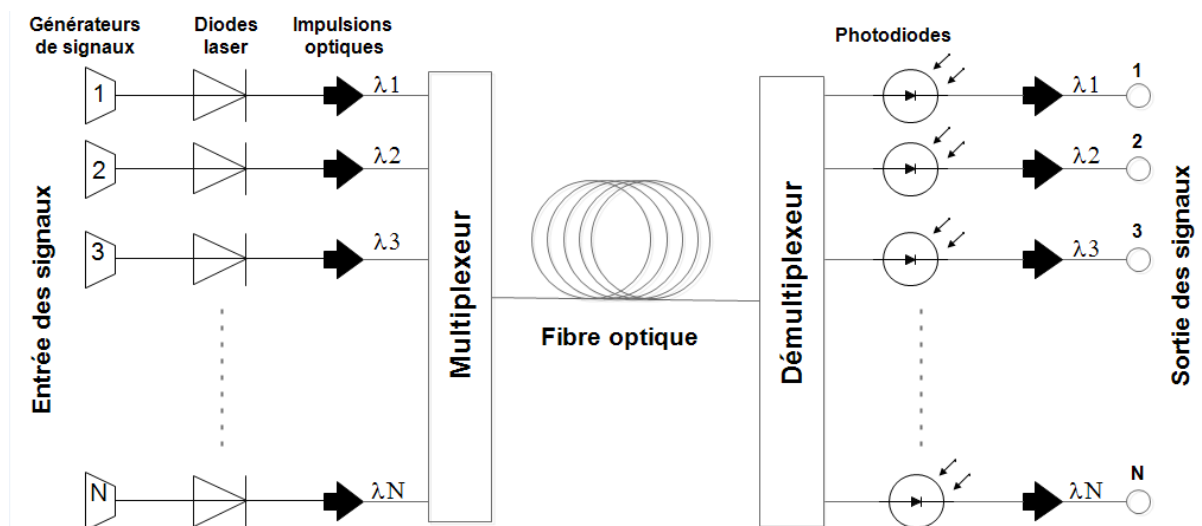


FIG. 1.11: Architecture de base et le fonctionnement d'un réseau WDM : chaque diode laser est modulée de façon indépendante et toutes les ondes sont ensuite transmises dans une fibre unique à l'aide d'un multiplexeur. À la sortie de la fibre, les longueurs d'onde sont à nouveau démultiplexées et chaque signal optique indépendant retrouve son détecteur propre.

D'après la littérature [28], le tableau (1.1) résume les caractéristiques des différents modes WDM les plus répandus. Ainsi, lorsque l'espacement entre les longueurs d'onde se situe entre 20 - 25 nm, on parle de Coarse WDM (CWDM). Dans ce cas, le nombre de canaux peut atteindre jusqu'à 16 longueurs d'onde. La technologie WDM est dite dense (D-WDM) lorsque l'espacement utilisé est égal ou inférieur à 0,8 nm (100 GHz). Des systèmes à 0,4 nm (50 GHz) et à 0,2 nm (25 GHz) permettent d'obtenir jusqu'à 80 et 160 canaux optiques respectivement. Mais, pour des espacements encore plus faibles à 0,08 nm, on parle de U-WDM (Ultra-Dense-WDM). Ainsi, des systèmes à 10 GHz (0,08

nm) permettent d'obtenir 400 canaux optiques, ce qui offre la possibilité d'atteindre un débit de 4000 Gb/s (4 Tera bits/s) en utilisant un débit nominal de 10 Gb/s par canal.

TAB. 1.1: Résumé des caractéristiques des différents modes WDM les plus répandus.

Désignation	Corse-WDM	Dense-WDM	Ultra-Dense-WDM
Nombre de canaux	jusqu'à 16	8 à 128	> 400
Espacement des canaux	20 - 25 nm	0,4 - 1,6 nm	0,08 nm
Fênetre spectrale	$\sim 1260 - 1620 nm$	$\sim 1500 - 1600 nm$	$\sim 1500 - 1600 nm$
Débit/longueur d'onde	1,25 - 2,5 Gbits/s	10 - 40 Gbits/s	> 40 Gbits/s

Notons que les canaux de transmission peuvent être identifiés, soit par la fréquence ν de l'onde porteuse, soit par sa longueur d'onde λ , sachant que ces deux grandeurs sont reliées par la relation $\lambda \cdot \nu = c$, avec c la vitesse de la lumière dans le vide. Effectivement, la relation précédente, nous permet de calculer la largeur de bande optique séparant deux canaux successifs. Celle-ci peut être évaluée en termes de fréquence ou de longueur d'onde. Le facteur de conversion entre les nanomètres (nm) et les gigahertz (GHz) dépend de la fréquence ou de la longueur d'onde centrale considérée. Donc, pour la conversion d'une petite plage spectrale en une plage équivalente en longueur d'onde on utilise l'expression résultante de la différentielle totale de la relation précédente, soit :

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad (1.1)$$

1.13 Multiplexage fréquentiel

Le multiplexage par répartition de fréquences FDM (pour Frequency Division Multiplexing) consiste à subdiviser la bande passante en un certain nombre de canaux (sous-bandes fréquentielles) plus étroits affectés en permanence chacun à un usager exclusif, comme le montre la figure (1.12). Dans ce cas, tout le domaine temporel est accordé à tous les utilisateurs, autrement dit, tous les clients peuvent parler en même temps.

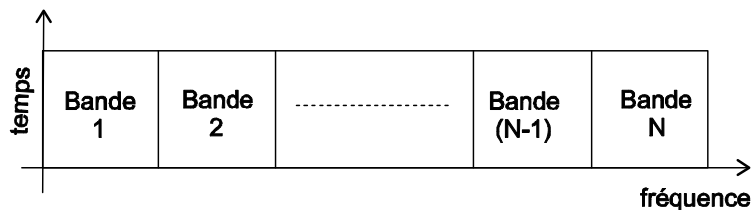


FIG. 1.12: Principe de la technologie de multiplexage par répartition de fréquences FDM : la bande passante est divisée en un certain nombre de canaux plus étroits affectés en permanence chacun à un usager exclusif. Donc, tout le domaine temporel est accordé à tous les utilisateurs, autrement dit, tous les clients peuvent parler en même temps.

1.14 Multiplexage par répartition de code (CDMA)

Historiquement, c'est l'actrice américaine Hedy Lamarr qui est à l'origine de la technique d'étalement radiofréquence CDMA (Code Division Multiple Access), qui est à la base de la téléphonie mobile actuelle. Cependant, cette nouvelle technique a été développée par la marine américaine dans le but de protéger la transmission d'informations confidentielles contre le brouillage et l'interception. Donc, dans les systèmes d'accès multiple par répartition de code, tous les utilisateurs émettent simultanément sur toute la largeur de la bande passante du canal de communication. Pour assurer l'intégrité de l'information, à chaque utilisateur correspond une clé (ou code d'étalement) à l'aide de laquelle son message est codé à l'émission et décodé à la réception. Les systèmes de communication, qui fonctionnent sur la base de ce concept, sont des «systèmes à étalement de spectre» [29]. Dans cette technique, le spectre de fréquence d'un signal de données est étalé en utilisant un code non corrélé avec ce signal. Il en résulte que le taux d'occupation de la bande passante est nettement plus élevé que nécessaire. Les codes utilisés pour l'étalement ont de faibles valeurs de corrélation croisée et sont uniques pour chaque utilisateur. Ceci est la raison pour laquelle chaque récepteur doit connaître le code de l'émetteur prévu, afin de pouvoir sélectionner le signal désiré pour chaque utilisateur.

1.15 Conclusion

Pour conclure ce chapitre, nous pouvons dire que la croissance du besoin soutenu par le bien-être de notre société a conduit à la création des réseaux de communications. Le rôle primordial d'un réseau télécom (ou informatique) est de faire circuler des informations diverses (données, voix, images) entre un émetteur et un récepteur via un support de transmission avec un minimum de distorsion et de perte de puissance du signal porteur de l'information. Les avantages offerts par ces réseaux sont nombreux, à savoir, le partage des ressources matériels les plus coûteuses telles que les disques durs hautes capacités de stockage de fichiers, les imprimantes, les scanners, les graveurs, etc. En matière de software, les logiciels sont moins coûteux en version multipostes, leur évolution est garantie une fois installés sur des serveurs, cela permet une meilleure communication et gestion des documents, des messages et des ressources humaines. En plus, les serveurs, qui sont généralement équipés par des systèmes de prévention des pannes électriques (onduleurs), offrent une sécurité d'accès aux données, grâce à des accès sélectifs et à des mots de passe, ce qui réduit aussi le risque de contamination par des virus.

Actuellement, la technologie de multiplexage en longueurs d'ondes "WDM" (Wavelength Division Multiplexing), avec l'intégration d'amplificateurs optiques, est sans concurrence du point de vue évolutivité, portée et capacité de transmission, car le coût de la fibre et des matériaux connexes ne cesse de baisser avec des portées toujours plus longues. L'accroissement de la capacité se fait de deux façons : en augmentant le nombre de canaux dans une fibre et en augmentant le débit par canal lors de l'émission. L'évolution du WDM a permis de battre de nouveaux records en matière de débit. Le constructeur Japonais Nippon Télégraphe and Téléphone détient actuellement un record de débit. Une équipe d'ingénieurs (Sano, Yokosuka, Atsugi, et Tsukuba) principalement japonais dirigée par Akihide Sano de NTT Corporation a démontré la transmission de données sur une section de 450 km de fibre optique multi-cœurs à des taux qui se rapprochent d'une peta

bit par second (1 *peta* = 10^{15}). La figure 1.13 représente la structure de la fibre utilisée, qui est une fibre à 12 cœurs en double anneaux, est conçue pour une utilisation bidirectionnelle, avec six cœurs dédiés à la transmission dans chaque direction ; un taux de 409 Tbit/s dans chaque sens de transmission a été réalisée, pour un total de 818 Tbit/s, d'après [3].

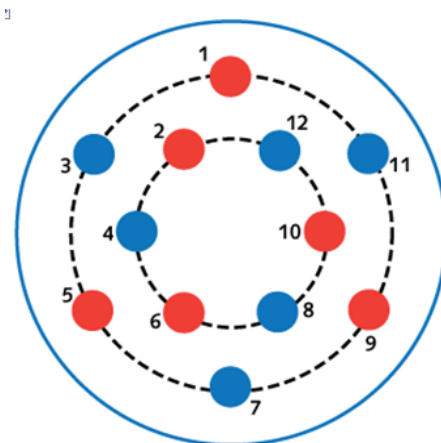


FIG. 1.13: Une fibre optique à 12 cœurs avec un diamètre de gaine de $230 \mu m$ et les zones efficaces de base individuelle de $105,8 \mu m^2$ peut transmettre 409 Tbit/s dans chaque direction, pour un total de 818 Tbit/s. Les positions de base sont entrelacées de sorte qu'ils alternent dans la direction de propagation (représenté en rouge et bleu), d'après [3].

Donc, l'utilisation des différentes techniques de multiplexages, citées précédemment, soutenues par l'arrivée des amplificateurs optiques, des sources lasers accordables et stabilisés en fréquences, l'optimisation et la maîtrise de fabrication de fibres de qualité optique, permet d'obtenir de très haut débits de transmission sur des liaisons longues distances moyennant l'utilisation de répéteurs tout-optique tout les 100 à 150 *km*.

Chapitre 2

Fibre optique : caractéristiques & limitations physiques

2.1 Introduction

Historiquement, la fibre optique a été introduite dans la technologie de l'information et de la communication grâce à l'invention du laser en 1960 et le développement de la fibre de qualité optique en 1970. Jusqu'à cette date, la transmission de l'information était assurée, à l'exception des réseaux hertziens et satellitaires, par les câbles en cuivre à paires torsadées ou coaxiaux [30]. En 1964, le Chinois Charles K. Kao, considéré comme le père des télécommunications optiques et prix Nobel de physique de 2009, est le premier qui a suggéré la possibilité d'utiliser les fibres optiques à faible perte conjointement avec la lumière laser pour transporter des signaux lumineux sur de grandes distances avant d'atteindre la limite de détection [31]. Mais, à cette époque l'atténuation forte de la silice (1000 dB/km) empêchait toute utilisation de guidage de la lumière sur de grandes distances. Donc, il fallait attendre une vingtaine d'année pour rendre la technique de transmission optique possible. En effet, c'est à partir de 1984 ou l'atténuation est descendue à $0,2 \text{ dB/km}$ pour des longueurs d'ondes proches de 1550 nm , grâce à la maîtrise des procédés de fabrication de la fibre de qualité optique [30].

A titre d'information, le record d'atténuation actuel est de 0.149 dB/km à la longueur d'onde 1550 nm [32]. Cette valeur est obtenue sur une fibre de silice pure (SiO_2) développée par une équipe Japonaise de Sumitomo Electric Industries Ltd. Il est à noter, aussi, que cette valeur record est très proche de la limite théorique intrinsèque des matériaux à base d'oxyde de silice, car l'atténuation résiduelle est due essentiellement au phénomène de diffusion Rayleigh.

Chronologiquement, les premières lignes de télécommunications optiques ainsi que de nombreuses liaisons de transfert de données modernes ont fait usage de la fibre multimodale à saut d'indice. Cependant, les impulsions optiques générées par des diodes électroluminescentes sont caractérisées par des plages spectrales très étendues, en conséquence, elles introduisent un large éventail de vitesses de propagation. Ainsi, les modes guidés auront tendance à s'élargir d'une quantité égale à la différence quadratique moyenne du temps de propagation entre les différents modes. Donc, le phénomène d'étalement temporel des impulsions optiques fut le but initial derrière l'utilisation de la fibre à gradient

d'indice approprié, qui soutiendra un large éventail de modes avec presque la même vitesse de phase, ce qui permet d'égaliser la vitesse de tous les modes. Actuellement, les fibres multi modes ne sont plus utilisées que pour les courtes distances ne dépassant pas les 3 Km, pour lesquelles la dispersion intermodale ne pose pas de problèmes. Donc, en raison des avantages et performances significatifs offerts par la fibre monomodale, les télécommunications longues distances utilisent cette dernière.

2.2 Structure d'une fibre optique

Une fibre optique est un fil en verre (en silice ou en plastique) très fin qui a la propriété d'être un bon guide de lumière. Elle est utilisée, notamment, dans la transmission de données numériques sous forme d'impulsions lumineuses modulées dans les réseaux informatiques locaux (Data centres) et les réseaux télécoms terrestres grandes distances et sous-marins transcontinentaux [25].

Dans sa forme la plus simple, une fibre optique est composée, d'après la figure (2.1), de deux cylindres concentriques en silice fondue ultra pure ¹ (SiO_2), un cœur d'indice de réfraction n_c et de diamètre a variant entre 9 – 10 μm (fibre monomode) ou entre 50 - 62.5 μm (fibre multi modes) et une gaine d'indice de réfraction n_g dont le diamètre est de 125 μm telle que $n_g < n_c$. Cette dernière inégalité est une condition à satisfaire pour assurer le confinement et la propagation de la lumière par réflexion totale interne sur l'interface cœur-gaine. Les deux cylindres sont entourés d'une couche en plastique pour la consolidation mécanique de la fibre et pour sa protection contre les agressions atmosphériques. Une autre plus grande protection est assurée par un câble, qui contient un certain nombre de fibres et des éléments de renfort (Kevlar) à l'intérieur d'une enveloppe extérieure appelée jacket.

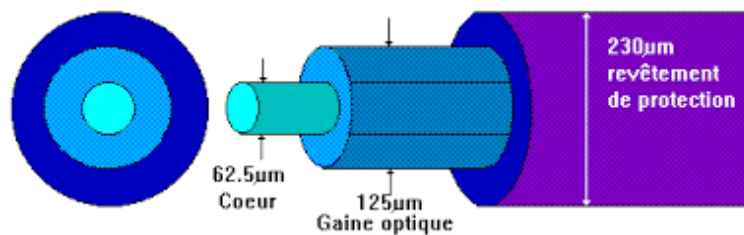


FIG. 2.1: Une coupe transversale montrant la structure générale d'une fibre optique multimodale. Celle-ci est constituée d'un cœur d'indice n_c , une gaine d'indice n_g , et d'une couche de protection en plastique.

En plus, notons que les propriétés spectrales de chaque type dépendent de plusieurs facteurs, notamment les diamètres et la composition chimique du cœur et de la gaine. Naturellement, les dimensions de ces trois parties dépendent fortement des applications réservées aux différents types de fibres, qu'on peut classer selon le profil radial d'indice de réfraction du cœur et de la gaine, comme le montre la figure (2.2), en : *i*) fibres monomodes à saut d'indice, celles-ci supportent qu'un seul mode de propagation, *ii*) fibres multi modes

¹La silice fondue (SiO_2) est un verre amorphe produit par fusion de la silice cristalline de haute qualité (quartz).

à saut (ou à gradient) d'indice, celles-ci supportent plusieurs modes, *iii*) fibres multi modes ou monomodes à structure d'indice spéciale.

La fibre monomode

Dans le contexte des guides d'ondes, un mode de propagation signifie simplement un rayon de lumière. La fibre monomode standard SSMF (Standard Single Mode Fibre), comme l'a été défini par la recommandation G 652 de la norme ITU-T (International Telecommunications Union), est une fibre à saut d'indice, de diamètre du cœur ne dépassant pas 10 nm afin de limiter le fonctionnement en monomode, et dont le profil est représenté sur la figure (2.2). De ce fait, l'utilisation de ce genre de fibres pose des problèmes au niveau de l'injection de la lumière dans un cœur d'aussi faible dimension. Cela introduit des exigences strictes pour les connecteurs et épissures et augmente la densité de puissance de crête à l'intérieur du guide. Cette propriété de la fibre monomode favorise les non-linéarités optiques, qui peuvent agir pour limiter ou augmenter les performances d'un système de fibre optique. Comme son nom l'indique, cette fibre permet la transmission d'un seul mode de propagation de la lumière. Elle est spécialement utilisée dans les lignes de transmission à grandes distances à haut débit à cause de sa bande passante théoriquement infinie, qui résulte d'une dispersion modale nulle.

La fibre multimodale à saut d'indice

Une fibre multi modes a un cœur d'un diamètre de 50 ou 62,5 μm , très grand devant la longueur d'onde utilisée, figure (2.2). Le cœur représente la partie centrale d'indice constant n_c légèrement supérieur à l'indice constant n_g de la gaine qui l'entoure dont le diamètre est de 125 μm . Généralement, la différence entre l'indice du cœur et celui de la gaine est de l'ordre de $\Delta n = 10^{-3} - 10^{-4}$, ce qui assure le confinement de la lumière à l'intérieur du cœur de la fibre. A l'interface cœur-gaine l'indice de réfraction varie de façon brute, d'où provient le nom "saut d'indice". A cause de la grande dimension de son cœur, la fibre optique multimodale est caractérisée par une ouverture numérique très élevée, ce qui lui permet de coupler une grande quantité de lumière dans la fibre. Cependant, la dispersion modale introduit un étalement temporel des impulsions optiques transmises, ce qui limite sa bande passante. Donc, pour combattre l'effet indésirable de la dispersion modale, on utilise ce qu'on appelle les fibres à gradient d'indice, qui ont la propriété de minimiser l'effet de l'élargissement temporel des impulsions lumineuses.

La fibre multimodale à gradient d'indice

Les fibres optiques à gradient d'indice ont été conçues dans le but de réduire l'effet de la dispersion modale, autrement dit, éviter une trop grande limitation de bande passante. Dans ce type de fibre, l'indice de réfraction du cœur diminue progressivement de l'axe optique jusqu'à la gaine suivant une loi parabolique, comme le montre la figure (2.2). Ce qui oblige les différents modes de propagation d'emprunter des trajectoires sinusoidales (phénomène du mirage inférieur). Il s'ensuit que les rayons lumineux d'extrémités, dont le trajet géométrique est le plus long, leur correspond un chemin optique plus court, car ils passent par des milieux d'indice plus faible, ce qui provoque une augmentation de leurs

vitesse de propagation. En conséquence, une égalisation des vitesses de propagation est obtenue. Ainsi, tous les modes arrivent presque en même temps, ce qui diminue l'étalement temporel des impulsions optiques transmises, tout en gardant un flux photonique très important. Cependant, sa principale utilisation reste limitée à des liaisons informatiques courtes qui ne dépassent pas les 2 à 3 km. Enfin, notons que cette classification peut être déterminée, aussi, au moyen de la fréquence normalisée V (ou longueur d'onde de coupure), qui est un des paramètres importants d'une fibre optique.

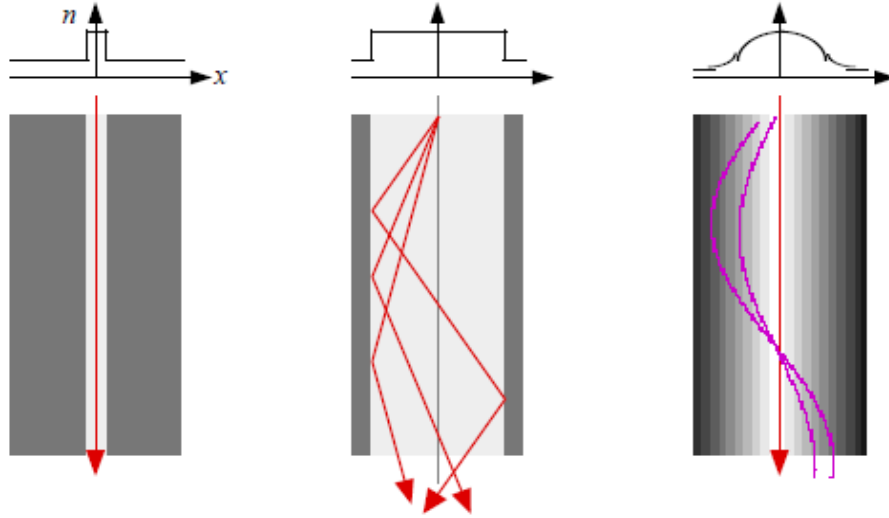


FIG. 2.2: La figure représente, de gauche à droite, une fibre monomode à saut d'indice, une fibre multimode à saut d'indice, et une fibre multimode à gradient d'indice, d'après [4].

2.3 Longueur d'onde de coupure

D'après la figure (2.2), plus le mode de fonctionnement d'une fibre optique est élevé, plus le nombre de rayons de lumière qui peut être guidé à travers le noyau est élevé. Ainsi, le nombre de modes discrets dans une fibre optique est déterminé par la fréquence normalisée (2.1). Celle-ci est obtenue, dans le cas de la solution de l'équation de propagation (2.5) dans une fibre optique en appliquant les conditions aux limites cœur-gaine, on définit la fréquence spatiale normalisée V , telle que :

$$V = ak_0 \sqrt{n_c^2 - n_g^2} = a \frac{2\pi}{\lambda} n_c \sqrt{2\Delta} \quad (2.1)$$

où k_0 représente le vecteur d'onde dans le vide et λ la longueur d'onde de travail, a est le diamètre du cœur, $\Delta \simeq (n_c - n_g)/n_c$ est la différence relative entre l'indice de réfraction du cœur et de la gaine respectivement.

D'après (2.1), on remarque que la fréquence normalisée dépend, d'une part, des paramètres opto-géométriques de la fibre, tels que les indices de réfraction et les diamètres du cœur et de la gaine respectivement, d'autre part, de la longueur d'onde considérée. Donc, à partir de la valeur numérique de V on peut déterminer si la fibre est monomode ou

multimodale. Numériquement, si $V < 2,405$, un seul mode peut se propager dans la fibre, c'est le mode fondamental HE_{11} , souvent désigné par LP_{01} (pour linearly polarized), et la fibre est dite monomode. Mais, si $V > 2,405$, plusieurs modes peuvent donc se propager et la fibre est dite multi-modes. En conséquence, puisque le paramètre V détermine le nombre de modes pris en charge par la fibre, le régime de fonctionnement de la fibre peut être déterminé, connaissant la longueur d'onde de coupure λ_c définie comme étant la longueur d'onde au-delà de laquelle le régime est uni-modal :

$$\lambda_c = a \frac{2\pi}{2,405} \cdot ON \quad (2.2)$$

où a représente le diamètre du cœur de la fibre, et ON l'ouverture numérique, définie par (2.4).

2.4 Principe de guidage de la lumière

Les principes de guidage de la lumière sont bien connus depuis l'antiquité grâce aux fontaines lumineuses de l'Égypte antique. Ces fontaines ont été rendues célèbres suite aux travaux scientifiques du physicien Swiss Daniel Colladon (1840) et du physicien Irlandais John Tyndall (1870), qui ont démontré expérimentalement que la réflexion totale interne de la lumière dans un jet d'eau permettait un guidage de celle-ci à l'intérieur de ce jet d'eau. Ce même principe constitue aujourd'hui la base de fonctionnement des fibres optiques utilisées dans les systèmes de communications modernes. Le principe est simple, en se basant sur l'optique géométrique, la deuxième loi de Snell-Descartes (2.3) nous permet d'expliquer, grâce à la notion de la réflexion totale interne, le principe de guidage de la lumière.

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r \quad (2.3)$$

où i , r sont, d'après le schéma de la figure (2.3, a), les angles d'incidence et de réfraction par rapport à la normale N , respectivement.

Mathématiquement et d'après l'équation (2.3), cette loi nous montre qu'un rayon lumineux s'écarte de la normale en passant d'un milieu plus réfringent à un milieu moins réfringent ($n_1 > n_2$). À la valeur de $r = 90^\circ$, l'angle d'incidence atteint l'angle limite $i_\ell = \arcsin(n_2/n_1)$ de sorte que le rayon réfracté émerge de façon rasante. Au-delà de cet angle critique, le rayon réfracté est complètement réfléchi, on parle alors de la réflexion totale interne, figure (2.3, a). De cette façon, tous les rayons lumineux qui arrivent à l'interface cœur-gaine avec un angle d'incidence égale ou supérieur à i_ℓ seront guidés en subissant des réflexions internes totales multiples, alors que les autres rayons seront perdus (ou réfractés) dans la gaine, constituant ce qu'on appelle les modes de gaine ou de fuites, figure (2.3, b).

L'intérêt de ce phénomène est à la base du guidage de la lumière par les jets d'eau dans les fontaines lumineuses et dans tout autre guide d'onde tel que la fibre optique. On note, aussi, que la quantité de la lumière injectée dans la fibre dépend de l'ouverture de l'angle d'incidence α_{\max} , dont le sinus est appelé ouverture numérique de la fibre.

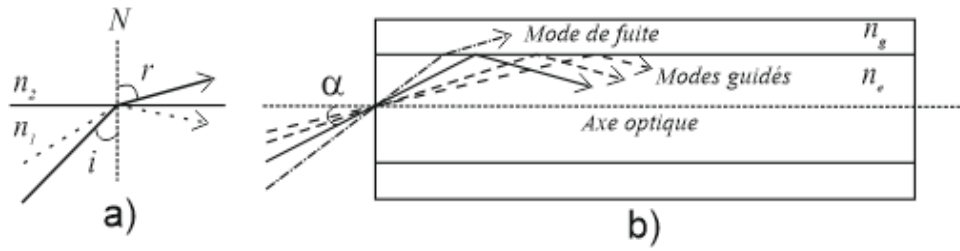


FIG. 2.3: Principe de guidage de la lumière dans une fibre optique : a) Loi de Snell-Descartes montre que la réflexion totale se produit à partir de l'angle limite $i_\ell = \arcsin(n_2/n_1)$, b) l'angle d'incidence maximal α_{\max} , qui représente le demi-angle du cône d'acceptance, appelé ouverture numérique, est donné par $ON = \sin \alpha_{\max} = (n_c^2 - n_g^2)^{1/2}$

2.5 Ouverture numérique

La fibre optique est caractérisée par un certain nombre de paramètres fondamentaux tels que les indices de réfractifs n_c , n_g et les rayons r_c , r_g du cœur et de la gaine respectivement. L'ouverture numérique ON , par exemple, qui est un des paramètres les plus importants d'une fibre, représente le sinus de l'angle d'entrée maximal α_{\max} de la lumière dans la fibre. Cet angle est mesuré par rapport à l'axe de la fibre. En utilisant les résultats obtenus précédemment et en se référant à la figure (2.3, b), on trouve que :

$$ON = \sin \alpha_{\max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.4)$$

Par ailleurs, on note aussi que la taille du cœur et l'ouverture numérique sont très importants lorsque l'on considère les problèmes de couplage fibre à fibre ou le couplage des diodes laser à la fibre optique (Pigtails). Pratiquement, une grande ouverture numérique permet de coupler une grande quantité de lumière dans la fibre optique. Cependant, elle introduit un étalement temporel des impulsions transmises par effet de dispersion des modes de propagations (modes guidés).

2.6 Modes guidés et modes de fuites

Naturellement, la lumière laser injectée à l'entrée de la fibre occupe toujours une plage spectrale quel que soit le degré de sa monochromaticité. Schématiquement, le modèle géométrique montre que cette lumière adopte différents chemins optiques pour arriver au bout de la fibre. Dans ce cas, chaque trajet représente un mode de propagation. En d'autres termes, les modes guidés sont les champs électriques et magnétiques solutions de l'équation de propagation (2.5), dont la forme est une onde progressive le long de l'axe de la fibre. L'équation de propagation scalaire (2.5) est déduite à partir des équations de Maxwell.

$$(\Delta + k^2) \begin{pmatrix} E \\ H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

avec $k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$ vecteur d'onde et $\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ est le Laplacien.

Les solutions de l'équation de propagation (2.5) sont de la forme :

$$E = e(r, \phi) \exp[-i(\omega t - \beta z)] \quad (2.6)$$

$$H = h(r, \phi) \exp[-i(\omega t - \beta z)] \quad (2.7)$$

où $e(r, \phi)$ et $h(r, \phi)$ représentent les fonctions de distribution radiale d'amplitudes du champ électromagnétique, β est la constante de propagation suivant z .

Les solutions (2.6) et (2.7) sont appelées les modes de propagation dans la fibre optique. On distingue deux types : les modes guidés dont le champ électromagnétique est nul à l'infini, dans le cas contraire les modes obtenus sont dits de fuite. Comme les équations régissant la dynamique de propagation sont de nature vectorielle, cela implique que les solutions modales peuvent avoir des composantes longitudinales. Donc, au lieu d'obtenir des modes transversaux purs (ondes planes), on obtient soit des modes transverses électriques $TE_{\ell m}$ dont la composante électrique $E_z = 0$ et que $H_z \neq 0$, soit des modes transverses magnétiques $TM_{\ell m}$ dont la composante magnétique $H_z = 0$ et que $E_z \neq 0$. Dans le cas où les deux composantes du champ électromagnétique ne sont pas nulles dans la direction z , on obtient des modes hybrides : électrique magnétique ($EH_{\ell m}$) ou magnétique électrique ($HE_{\ell m}$) suivant la prédominance du champ électrique ou magnétique respectivement. Dans tous les cas, la répartition transverse de l'énergie transportée par le champ modale est intimement liée à ce qu'on appelle "aire effective" de la fibre optique.

Aire effective d'une fibre optique

Chaque fibre optique est caractérisée par son aire effective (section transversale), qui est calculée à partir de la répartition transverse de l'énergie du champ électromagnétique associée au mode de propagation. Mathématiquement, elle est définie par [8].

$$A_{eff} = \frac{(\iint |E_0|^2 ds)^2}{\iint |E_0|^4 ds} \quad (2.8)$$

où E_0 représente l'amplitude du champ électrique associé à l'onde optique.

Le paramètre A_{eff} joue un rôle important dans l'étude des phénomènes optiques non-linéaires. En effet, ceux-ci sont proportionnels au rapport de la puissance injectée à l'entrée sur l'aire effective de la fibre. Pour réduire ces effets, qui dans certains cas sont indésirables, il faut utiliser des fibres à forte aire effective. Actuellement, les fibres avec de très faibles pertes de puissance et de grandes surfaces effectives (110 à 140 μm^2) existent [32]. Ces nouvelles fibres seront très bien adaptées à la transmission numérique cohérente dans les systèmes optiques sous-marins à très hauts débits et longues distances.

Pratiquement, les deux propriétés physiques linéaires les plus importantes, utilisées dans la classification des fibres, sont l'atténuation et la dispersion. L'atténuation est un facteur qui mesure la perte de la puissance du signal optique qu'on exprime habituellement en dB/km . Alors que la dispersion, qui est un paramètre qui décrit la déformation (ou l'étalement temporel) des impulsions optiques lors de leur propagation à l'intérieur de la fibre optique, est considérée comme le facteur le plus important limitant à la fois la capacité et la portée des lignes de transmission par voie optique, ce qui nous oblige à augmenter le délai entre les impulsions successives.

2.7 Dispersion de la lumière

La lumière est constituée d'ondes électromagnétiques (E , H). Chaque onde est caractérisée par quatre paramètres physiques, à savoir, l'amplitude, la phase, la fréquence, et la polarisation. Dans le vide, une onde lumineuse est identifiée par sa fréquence linéaire ν ou sa fréquence angulaire $\omega = 2\pi\nu$ (rad/s), et aussi par son vecteur d'onde $k = 2\pi/\lambda$ (rad/m), où λ est la longueur d'onde dans le vide. Au contraire, dans une fibre optique, une onde monochromatique se propage avec une constante de propagation $\beta = nk = (2\pi/\lambda)n = (\omega/c)n$, où n est l'indice de réfraction d'un milieu infini, qui est égale par définition au rapport de la vitesse de la lumière dans le vide sur celle dans la fibre ($n = c/v$).

Les points de l'espace où la phase de l'onde est une constante représentent un plan, appelé front d'onde. Ces points se déplacent avec la même vitesse, appelée vitesse de phase $v_\varphi = \omega/\beta$. Par contre, pour une impulsion lumineuse (paquet d'onde) les différentes composantes spectrales de l'onde se propagent avec des vitesses différentes, même à l'intérieur d'un seul mode. L'origine physique derrière ce phénomène naturel est due à la dépendance de l'indice de réfraction de la longueur d'onde (ou la fréquence), comme le montre la figure (2.4).

Dans un milieu non dispersif, la vitesse de groupe et la vitesse de phase sont égales. Cependant, dans un milieu dispersif (cas d'une fibre optique) la vitesse de groupe est tout à fait différente de la vitesse de phase des ondes individuelles. En effet, les différentes composantes spectrales du paquet d'onde n'ont pas le même coefficient de propagation, et par suite leur enveloppe voyage avec une vitesse de groupe, qui est donnée par l'expression suivante :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{v_\varphi}{1 - \left(\frac{\omega}{v_\varphi}\right) \frac{dv_\varphi}{d\omega}} \quad (2.9)$$

La vitesse de groupe est une grandeur physique d'une très grande importance pour l'étude des propriétés de transmission des impulsions optiques (ou paquets de lumière) sur fibres optiques. Sachant qu'en raison des phénomènes d'atténuation et de la dispersion, l'impulsion optique se trouve nécessairement atténuée et distordue durant sa propagation le long de la fibre, ce qui va induire des erreurs de détection à la réception et par suite perte de l'information quel que soit le codage utilisé (analogique ou numérique). Ainsi, la vitesse de groupe devient totalement dépendante du temps moyen d'arrivée du paquet d'onde, ce qui complique encore la gestion des transmissions optiques.

Par ailleurs, on note aussi que dans les fibres monomodes la constante de propagation β et la vitesse de groupe v_g dépendent de la longueur d'onde λ et de l'état de polarisation de la lumière utilisée. Dans le cas où la vitesse de groupe dépend de λ , la fibre présente une dispersion intra-modale. Mais, si v_g dépend de l'état de polarisation, la fibre présente ce qu'on appelle une dispersion de mode de polarisation "PMD" (Polarized Mode Dispersion).

2.8 Dispersion intramodale

La vitesse de propagation des ondes lumineuses (E , H) dans un milieu transparent tel que l'oxyde de silicium, qui est à la base de fabrication des fibres optiques, est forcément

influencée par l'interaction du champ électrique E avec les molécules SiO_2 . Donc, la dispersion intra modale, observée généralement dans les fibres multimodes, se manifeste également dans les fibres monomodes, ceci vient du fait que les différentes composantes spectrales de l'onde se propagent avec des vitesses différentes, même à l'intérieur d'un seul mode. L'origine physique derrière ce phénomène naturel est due à la dépendance de l'indice de réfraction de la longueur d'onde, comme le montre la figure (2.4). La courbe

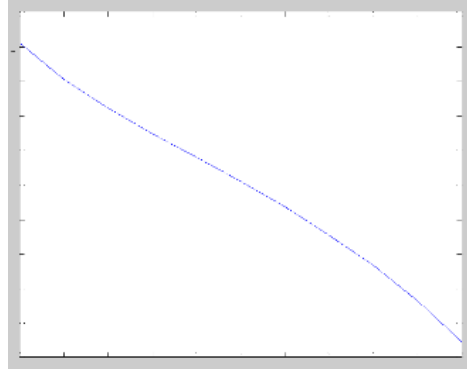


FIG. 2.4: Décroissance non linéaire de l'indice de réfraction de la silice pure (SiO_2) en fonction de la longueur d'onde.

montre que l'indice de réfraction décroît avec l'augmentation de la longueur d'onde suivant une fonction non linéaire. Naturellement, ceci implique que $dn/d\lambda < 0$, dans ce cas, le matériau est dit qu'il présente une dispersion normale. Cependant, si $dn/d\lambda > 0$, le matériau présente une dispersion anormale. Ainsi, d'après la relation ($v = c/n$), les grandes longueurs d'onde voyagent rapidement par rapport aux petites longueurs d'ondes. En conséquence, on obtient à la réception des impulsions optiques étalées dans le temps par rapport aux impulsions de départ. Ce phénomène constitue un facteur important dans la limitation de la bande passante de la fibre optique.

Une autre complication dans la gestion des systèmes de transmission optique provient, aussi, de la dérive des impulsions laser non stabilisées en fréquence, qui ont tendance à dévier en longueur d'onde, ce qui ajoute une certaine forme de modulation de la fréquence du signal porteur de l'information. Ce phénomène, connu sous le nom de "chirp" ou glissement de fréquence, tend toujours à élargir les raies spectrales émises par des lasers non stabilisés. Notons, enfin, que la différence dans le temps de retard cumulé par les différentes composantes spectrales des impulsions optiques transmises peut être due aux propriétés dispersives du matériau du guide (dispersion du matériau), ou due aux effets de guidage à l'intérieur de la structure interne du guide d'onde (dispersion du guide).

2.9 Dispersion du matériau

L'élargissement temporel des impulsions optiques causé par la dispersion du matériau provient essentiellement de la dépendance de l'indice de réfraction de la longueur d'onde (ou la fréquence), voir figure (2.4). La courbe présente une décroissance non linéaire en fonction de la longueur d'onde. Donc, d'après la définition de l'indice de réfraction ($n = c/v$), la vitesse de phase varie aussi de façon non linéaire. On dit dans ce cas

qu'un matériau diélectrique présente une dispersion non nulle si et seulement si la seconde dérivée de son indice de réfraction par rapport à la longueur d'onde est différente de zéro ($d^2n/d\lambda^2 \neq 0$), ce qui représente un point d'inflexion.

Par ailleurs, nous savons aussi que les signaux optiques subissent, durant leur propagation, des altérations et des atténuations d'origines physiques disparates. Alors pour tenir compte, à la fois, de l'atténuation et de la dispersion des impulsions optiques, l'indice de réfraction peut être représenté sous la forme d'un nombre complexe $N = n + jn'$, où la partie imaginaire n' représente un coefficient d'extinction de l'onde lumineuse. En tenant compte des différentes définitions introduites précédemment, ce nombre peut être exprimé comme suit :

$$N = n + jn' = \frac{c}{\omega}(\beta + j\alpha) \quad (2.10)$$

avec $n = c\beta/\omega$ est l'indice de réfraction du matériau, $n' = c\alpha/\omega$ est le coefficient d'extinction (α est un nombre réel) et β le coefficient de propagation.

En termes de conclusion, on peut dire, d'après la représentation graphique de la figure (2.4), que les processus physiques qui sont derrière la dépendance de l'indice de réfraction du matériau de la fréquence sont responsables, aussi, de l'atténuation des ondes électromagnétiques durant leur propagation dans les matériaux dispersifs, ce qui implique explicitement que l'indice de réfraction de tout matériau dispersif est un nombre complexe dépendant de la fréquence.

Notion d'indice de groupe N_g

Comme nous avons défini l'indice de réfraction (ou d'indice de phase) par le rapport $v_\varphi = \omega/\beta = c/n$, représentant d'indice de réfraction vu par les ondes électromagnétiques voyageant avec la même vitesse de phase v_φ . Nous introduisons la notion de l'indice de groupe du guide d'onde vu par la propagation d'un paquet d'onde $N_g = c/v_g$. D'après l'équation (2.9), on peut écrire :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{d\lambda}{d\beta} \frac{d\omega}{d\lambda} = \frac{c}{n - \lambda(\frac{dn}{d\lambda})} \quad (2.11)$$

D'après l'équation (2.11), on déduit l'expression de l'indice de groupe $N_g = n - \lambda(\frac{dn}{d\lambda})$, qui diffère de l'indice de réfraction ordinaire n de la valeur $\lambda(\frac{dn}{d\lambda})$. Donc, l'origine physique de cette différence peut s'expliquer de façon qualitative dans le cadre de la théorie de l'émission dipolaire électrique. En effet, le champ électrique de l'onde incidente polarise la charge électronique du guide d'onde. Il crée ainsi des dipôles électriques qui vont osciller à la même fréquence que l'onde incidente. Il en résulte une nouvelle émission de rayonnement de nature dipolaire électrique qui va interférer avec l'onde incidente. Donc, l'onde résultante présente une différence de phase par rapport à l'onde incidente. Ce qui explique, grosso modo, la différence observée entre l'indice de phase n et l'indice de groupe N_g . Ce dernier joue un rôle déterminant dans la définition du paramètre de dispersion.

Notion de paramètre de dispersion D_m

Comme nous l'avons signalé précédemment, le nom générique de la dispersion se traduit par l'étalement temporel des impulsions optiques durant leur propagation dans un

milieu dispersif, cas d'une fibre optique. Physiquement, l'étalement dans le domaine temporel signifie que les différentes composantes spectrales de l'impulsion considérée se propagent sur une distance L durant un temps moyen $\tau_m = L/v_g$. Si on tient compte des résultats obtenus auparavant ainsi que des différentes définitions introduites ci-dessus, on déduit facilement l'expression de τ_m en fonction de la longueur d'onde dans le vide λ et de l'indice de réfraction ordinaire n .

$$\tau_m = \frac{N_g L}{c} = \frac{L}{c} \left[n - \lambda \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \right] \quad (2.12)$$

Donc, τ_m représente le temps d'arrivée moyen de toutes les composantes spectrales étalées, généralement, sur une certaine largeur spectrale appelée largeur à mi-hauteur "FWHM" (Full Width at Half Maximum), qui est définie comme étant l'étendue des longueurs d'ondes pour lesquelles la puissance du signal est à 50 % de la puissance spectrale de crête. Autrement dit, cette valeur est calculée par la différence entre deux longueurs d'ondes extrêmes pour lesquelles la puissance est égale à la moitié de sa valeur maximale.

Généralement, on utilise une autre grandeur physique équivalente à FWHM, la moyenne quadratique "rms" (root mean square), qui représente la distribution spectral σ_λ par rapport à la longueur d'onde (ou par rapport à la fréquence angulaire : σ_ω), définie comme suit :

$$\sigma_\lambda = \frac{\int_0^x (\lambda - \bar{\lambda})^2 \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda}{\int_0^x \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda} \quad (2.13)$$

ou $\Phi_\lambda(\lambda)$ représente la densité de puissance spectrale à la longueur d'onde λ , et $\bar{\lambda}$ est la longueur d'onde moyenne donnée par l'expression suivante :

$$\bar{\lambda} = \frac{\int_0^x \lambda \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda}{\int_0^x \Phi_\lambda(\lambda) d\lambda} \quad (2.14)$$

Notons que la moyenne quadratique σ_ω , calculée par rapport à la fréquence angulaire, sera définie de la même façon que dans le cas de l'expression (2.13).

Habituellement, dans les milieux dispersifs, on caractérise l'élargissement des impulsions optiques en utilisant la valeur moyenne quadratique σ_m exprimée en fonction d'un développement en série de Taylor de τ_m par rapport à la longueur d'onde λ .

$$\sigma_m = \sigma_\lambda \frac{d\tau_m}{d\lambda} + \sigma_\lambda^2 \frac{d^2\tau_m}{d\lambda^2} + \dots \quad (2.15)$$

Comme le premier terme de l'équation (2.15) domine, notamment pour les sources qui opèrent dans la plage spectrale (0,8 – 0,9 μm), ce qui permet de prendre en première approximation :

$$\sigma_m \simeq \sigma_\lambda \frac{d\tau_m}{d\lambda} = \frac{\sigma_\lambda L}{c} \frac{d}{d\lambda} \left[n - \lambda \left(\frac{dn}{d\lambda} \right) \right] = \frac{\sigma_\lambda L}{c} \left| -\lambda \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} \right) \right| \quad (2.16)$$

Enfin, la valeur moyenne quadratique peut être exprimée en fonction d'un paramètre de dispersion chromatique de la fibre D_m , exprimé en $ps/(km.nm)$, qui est défini par :

$$D_m = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \beta_2 \quad (2.17)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et λ la longueur d'onde.

Par définition, le paramètre D_m désigne le décalage temporel en picoseconde entre deux impulsions de longueurs d'onde centrales séparées de 1 nm et envoyées en même temps dans une fibre de 1 km de longueur. Ce décalage peut être positif ou négatif, d'où on peut distinguer deux régimes de dispersion : *i*) un régime dit de dispersion "anormale", lorsque $D_m > 0$ avec ($\beta_2 < 0$) où les petites longueurs d'onde se déplacent plus vite que celles des grandes longueurs d'onde, comme le montre schématiquement la figure (2.5, a) ; *ii*) un régime dit de dispersion "normale" lorsque $D_m < 0$ avec ($\beta_2 > 0$) où cette fois-ci les grandes longueurs d'onde voyagent plus rapidement que les courtes longueurs d'ondes, figure (2.5, b). L'effet de ces deux régimes de propagation sur les impulsions optiques dans les systèmes de transmission numérique est schématisé également dans la figure (2.5, c). L'effet majeur se traduit par un chevauchement entre les impulsions successives, car la différence de vitesse de propagation entre les différentes composantes spectrales du signal optique va créer un élargissement temporel des impulsions, ce qui conduit au phénomène d'interférence entre les impulsions voisines. Ce phénomène de recouvrement entre symboles, qui est considéré comme le premier responsable du phénomène de brouillage des signaux optiques, est très fortement indésirable.

Il est à noter que dans le cas de l'utilisation des fibres monomodes, la dispersion du matériau doit toujours être prise en compte ainsi que la dispersion de profile et celle du guide d'onde.

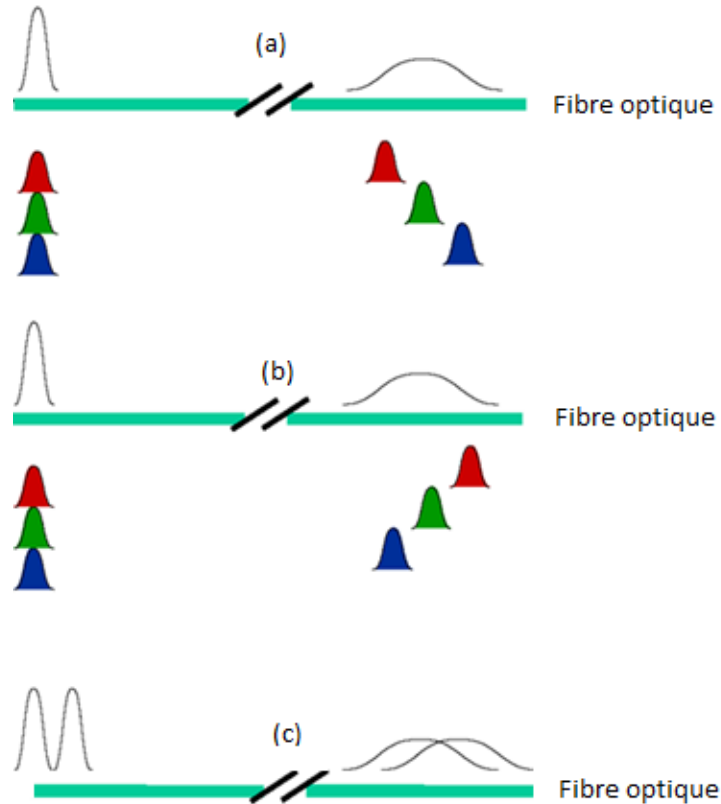


FIG. 2.5: Représentation schématique de l'effet de la dispersion chromatique sur l'élargissement de l'enveloppe des impulsions optiques : (a) dans le régime de propagation anormale ($\beta_2 < 0$) où les petites longueurs d'onde voyagent plus vite que les grandes longueurs d'ondes, (b) dans le régime de propagation normale ($\beta_2 > 0$) où les petites longueurs d'onde voyagent moins vite que les grandes longueurs d'ondes. En plus, l'effet de cet élargissement sur l'interférence entre symboles est illustré en (c).

2.10 Dispersion du guide et dispersion de profil

Généralement, dans une fibre multimodale, la dispersion de l'énergie lumineuse est due essentiellement à dépendance de l'indice de réfraction du matériau de la fréquence optique. Inversement, dans une fibre monomode, la dispersion d'énergie est une conséquence des conditions aux limites à l'interface cœur-gaine. Autrement dit, le changement brusque de l'indice de réfraction à l'interface se traduit impérieusement par une modification de la constante de propagation indépendamment de la dispersion des matériaux du cœur et de la gaine, ceci est appelé dispersion du guide [33]. Donc, la dispersion du guide se produit dans les fibres monomodes ou certaine quantité de lumière se propage plus vite dans la gaine dont l'indice de réfraction est plus faible que celui du cœur. Ainsi, le degré de dispersion du guide d'onde dépend de la proportion de lumière qui se déplace dans la gaine. Par ailleurs, on sait que le cœur et la gaine de compositions chimiques différentes présentent des indices différents, cependant toute variation de fréquence peut entraîner un faible changement dans le profil d'indice de réfraction, ceci est connu comme une dispersion de profil. Notons bien que cette dernière contribution, étant toujours très petite, est souvent négligée dans l'étude du bilan de la dispersion. Car, dans les systèmes

de transmission sur fibres optiques, les modes de gaine sont toujours bifurqués.

La dispersion est l'un des effets de distorsion les plus importants des signaux lumineux dans les fibres optiques. En conséquence, dans tout système de transmission optique, la dispersion du matériau et celles du guide et de profil agissent ensemble. Mais, la dispersion du guide étant de signe opposée à celle de la dispersion du matériau, elle est toujours négative et dépend des paramètres physiques de la fibre. Il existe, par conséquent, une longueur d'onde à laquelle la dispersion totale va disparaître. Au-delà de cela, la fibre présente une région de dispersion anormale, qui a été utilisée dans la compression d'impulsions optiques et pour supporter la propagation longue distance de solitons optiques.

Dans tous les cas, les impulsions optiques subissent des distorsions, même dans un guide de dispersion chromatique nulle. L'origine physique de celle-ci peut s'expliquer par le biais des équations de Maxwell à l'aide de la fréquence de coupure relative à la longueur d'onde de la lumière transmise (fréquence normalisée).

$$V = ka\sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.18)$$

avec n_c et n_g indices du cœur et de la gaine respectivement, a est le diamètre du cœur, et k le vecteur d'onde.

En effet, chaque mode de constante de propagation $\beta = nk$ présente un temps de groupe τ_g , qui est une fonction non linéaire de V . Le temps de retard explique bien l'élargissement des impulsions optiques observé dans les guides monomodes, dans les deux régimes de dispersion normale ou anormale.

2.11 Dispersion normale & dispersion anormale

Fondamentalement, la dispersion chromatique de la lumière se traduit physiquement par une mesure de la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde. Puisque cette variation d'indice peut être une fonction croissante ou décroissante, en conséquence la dispersion peut prendre des valeurs négatives ou positives, comme le montre la figure (2.8), cas de la fibre optique monomode standard. Le signe négatif, ou le signe positif, de la dispersion chromatique est appelé, communément, régime de dispersion normale et anormale respectivement. L'origine physique de cette désignation vient du fait que, d'après la figure (2.4), l'indice de réfraction de la silice est une fonction décroissante de façon non linéaire en fonction de la longueur d'onde. Alors que dans la partie représentant la dispersion anormale on trouve que la partie réelle de la constante de propagation, qui est une fonction de l'indice de réfraction, augmente avec l'augmentation de longueur d'onde.

La figure (2.6), illustre bien ce qui se passe à une impulsion qui se propage dans un milieu dispersif et non linéaire. Fondamentalement, le changement local de l'indice de réfraction produit une auto modulation de phase. D'après l'expression (2.24), le bord d'attaque de l'impulsion produit une augmentation locale de l'indice de réfraction ($n_2 > 0$), il en résulte un décalage vers le rouge (red-shift) de la fréquence instantanée, figure (2.6, a), alors que le bord arrière de l'impulsion subit un décalage vers le bleu (blue-shift). En conséquence, en régime de dispersion anormale, où les petites longueurs ondes se déplacent

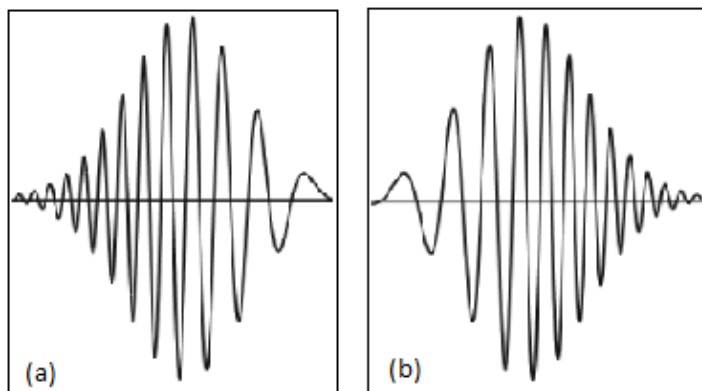


FIG. 2.6: Le chirp (ou le glissement) typique de la fréquence : a) régime de dispersion anormale la fréquence de l'impulsion diminue avec le temps (red shift); b) régime de dispersion normale la fréquence augmente avec le temps (bleu shift).

plus vite que celles des grandes longueurs d'onde, l'impulsion subit un élargissement temporel. Alors que dans le régime de dispersion normale (2.6, b), la fréquence augmente avec le temps, ce qui conduit à un bord d'attaque décalé vers le rouge et un bord arrière décalé vers le bleu. Dans les deux cas, ces décalages de fréquence induisent un chirp sur toute la durée de l'impulsion lumineuse, comme le montre la figure (3.2). Notons que ces deux régimes de dispersion ont été exploités, depuis longtemps, dans la fabrication de dispositifs optiques pour l'étalement et la compression des impulsions lumineuses.

2.12 Caractéristiques et avantages de la fibre optique

La fibre optique présente des inconvénients et des avantages multiples. Toutefois, les inconvénients qui se résument comme suit : la fibre optique est fragile, relativement difficile à installer et à entretenir, car la pose, le tirage, le soufflage et le raccordement des câbles en fibres optiques demande l'intervention de techniciens qualifiés et expérimentés avec un matériel spécifique à ce métier, restent très largement acceptables devant ces avantages innombrables. Devant les inconvénients précédemment cités, les avantages de la fibre optique restent de loin les plus nombreux. En effet, la fibre présente une très grande bande passante par comparaison à celles des câbles en cuivre. Car, elle a prouvé ses performances à des taux de communication allant jusqu'à 40 *Gbps* par canal de transmission. En plus, la fibre fabriquée à partir de la silice, qui est un matériau diélectrique parfait, lui confère une grande immunité contre les interférences électromagnétiques et le rayonnement ionisant, ce qui lui permet de transporter plus d'informations en toute sécurité et avec une plus grande fidélité que le cuivre, car la nature même du signal transporté, qui est la lumière, n'offre aucune suprématie à ces perturbations. Donc, comparativement aux câbles en cuivre, les liaisons en fibres optiques sont complètement à l'abri de beaucoup de facteurs environnementaux, tels que la température, l'humidité, les interférences électromagnétiques et radio fréquences, la diaphonie, et autres. En plus, la fibre est très légère, mince, de petite taille, moins encombrante ce qui facilite sa manutention durant

l'installation, le raccordement et le teste des liaisons optiques.

Par ailleurs, la fibre optique est surtout recommandée dans plusieurs situations, là où le budget n'est pas une contrainte, par contre la sécurité est une contrainte forte, les données sont très sensibles, la vitesse de transmission doit être importante, le haut-débit pour les applications qui requièrent une large bande passante, etc. Car, le signal lumineux injecté dans la fibre est capable de transporter de grandes quantités de données avec une grande fidélité sur plusieurs centaines, et même des milliers de kilomètres sans atténuation notable comparativement au fil en cuivre.

On note que la technologie de l'information et de la communication optique est déjà utilisée depuis plus de vingt ans notamment pour le transport de données entre les grandes agglomérations (dorsale Internet). Son extension jusqu'aux logements va permettre de répondre aux besoins croissants en débits et en services des particuliers et des entreprises (Technologie FTTx). Cependant, les fibres optiques apportent certaines distorsions aux signaux transmis, ce qui affectent la qualité de transmission et limitent par conséquent la portée et la capacité de transmission des systèmes envisagés. La capacité de transmission (ou bande passante) est limitée par la dispersion des signaux optiques. Alors que la portée est limitée par l'atténuation de la lumière durant sa propagation dans la fibre.

2.13 Atténuation

Les télécommunications optiques sont toujours confrontées à deux contraintes majeures, qui sont l'atténuation et la dispersion des impulsions optiques. Généralement, la perte de la puissance du signal optique est due à plusieurs causes (intrinsèques et extrinsèques), telles que la diffusion Rayleigh, l'absorption par l'ion hydroxyle OH^- , l'absorption par les impuretés métalliques résiduelles, et les pertes induites par les conditions environnementales. La figure (2.7) montre les caractéristiques de l'atténuation totale typique d'une fibre monomode standard en fonction de la longueur d'onde. On remarque qu'il existe trois niveaux différents de pertes correspondants aux trois fenêtres optiques exploitées par les réseaux de télécommunications : la bande à 980 nm, la bande à 1310 nm, et enfin la bande conventionnelle C située autour de 1550 nm.

Historiquement, avant les années 1970, la fibre présentait une perte extrêmement élevée de l'ordre de 1000 dB/km [8]. Cependant, la situation a radicalement changé à partir de 1970, lorsque la perte de fibres en silice a été réduite à environ 20 dB/km [34]. De nouveaux progrès dans la technologie de fabrication ont abouti en 1979 à une perte d'environ 0,2 dB/km près de la longueur d'onde 1,55 μm [27], une perte limitée principalement par le processus fondamental de la diffusion Rayleigh [8]. En conséquence, la disponibilité de ces fibres à faible perte a conduit non seulement à une révolution dans le domaine des communications optiques, mais aussi à l'avènement d'un nouveau domaine de recherche de l'optique non linéaire et ces applications [8].

L'atténuation, qui représente une diminution de la puissance optique par unité de longueur, est la propriété la plus fondamentale des fibres optiques. Elle est directement liée à la puissance des signaux optiques qui atteignent le récepteur à l'autre bout de la fibre optique. Le coefficient d'atténuation α pour une longueur d'onde donnée ce déduit directement de la loi de Beer-Lambert généralisée (2.19). Si P_0 est la puissance injectée à l'entrée de la fibre de longueur L , la puissance transmise P_t est donnée par :

$$P_t = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (2.19)$$

ou α (dB/km), qui représente la perte (l'atténuation) de la fibre exprimée, généralement, en décibel (dB) et par unité de longueur (km), est définie comme suit.

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log\left(\frac{P_t}{P_0}\right) \quad (2.20)$$

Selon (2.19), la constante d'atténuation α exprimée en (cm^{-1}) peut être exprimée en (dB) par la relation $\alpha_{dB} = 4,343\alpha$, qu'en peut déduire à partir de l'expression (2.20).

En termes de conclusion, l'atténuation du signal optique résulte de l'accumulation de plusieurs processus physiques. Les contributions les plus importantes sont nombreuses, à savoir, la diffusion Rayleigh, qui est un processus de diffusion fondamental, l'absorption de l'ion hydroxyle OH^- , absorption vibronique des liaisons chimiques, et enfin la dispersion due à des défauts d'homogénéité liés aux processus de fabrication. Au vu des progrès technologiques en matière de purification, on peut dire que le niveau de perte actuel est limité essentiellement par le processus fondamental de diffusion Rayleigh et des pertes induites lors de l'installation et le raccordement de la fibre optique (couplage, courbure, jonction, séparation longitudinale, désalignement radial et angulaire, excentricité et ellipticité des cœurs).

Mécanismes et origines de la perte de puissance

La fibre est caractérisée par un important paramètre représentant l'atténuation (ou la perte de puissance) lors de la transmission de signaux optiques. La perte de la puissance optique dans une fibre est due principalement à trois principaux phénomènes dont les effets se cumulent. Il s'agit de pertes provoquées par "l'absorption intrinsèque" du matériau constituant la fibre (transitions électroniques et vibroniques). Les pertes provoquées par la "diffusion" de ce matériau, notamment, la diffusion Rayleigh. En plus, il existe des pertes qualifiées d'extrinsèques, qui sont dues aux contraintes environnementales [25].

Les pertes par absorption

Les phénomènes mis en jeu ici sont régis par les lois d'échanges d'énergie entre la lumière et les électrons optiques des atomes et molécules constituant le matériau de la fibre (absorption intrinsèque). Sachant que la silice pure absorbe de la lumière dans l'ultraviolet et le visible (transitions électroniques) et dans le proche infrarouge (transitions vibroniques). En plus, l'absorption due aux impuretés résiduelles du matériau, comme les ions hydroxydes OH^- et les dopants (absorption extrinsèque). Le résultat de ces deux types d'absorption se traduit par une courbe du type représentée en rouge sur la figure (2.7). En conséquence, la somme de ces deux types de pertes donne l'atténuation totale.

Les pertes par diffusion Rayleigh

La figure (2.7) montre que la majorité de la puissance est perdue par effet Rayleigh. Fondamentalement, les pertes par diffusion sont dues essentiellement à la diffusion Rayleigh générée par les imperfections des fibres [25]. Elle est produite par des inhomogénéités

du matériau sur des distances atomiques inférieures à la longueur d'onde de la lumière, telles que les fluctuations locales de densité figées pendant le processus de fabrication de la fibre, ou des fluctuations de concentration des dopants, les micro-courbures ou des variations aléatoires du diamètre du cœur, ainsi que les irrégularités involontaires de structure au niveau de l'interface cœur-gaine.

La loi de Rayleigh stipule que la puissance rétrodiffusée (perdue) varie en $1/\lambda^4$, où λ est la longueur d'onde de la source lumineuse utilisée. La courbe bleue en pointillé de la figure (2.7) traduit cette perte en fonction de la longueur d'onde. Cette diffusion se traduit par la propagation d'une infime partie de l'énergie incidente dans toutes les directions de l'espace, et ceci en tout point de la fibre. En conséquence, une partie de cette énergie est rétrodiffusée vers l'entrée de la fibre. C'est d'ailleurs sur cette propriété qu'est basée la réflectométrie optique, qui est une méthode d'évaluation non destructive utilisée pour le diagnostic, la mesure de l'atténuation et l'évaluation des performances des liaisons en fibres optiques.

Pratiquement, dans le domaine des télécoms optiques, les réflectomètres optiques sont utilisés pour la détection et la localisation des coupures, la mesure de pertes de puissance causées par les raccordements mécaniques, les épaisseurs par fusion à arc électrique, les connecteurs, les micro-courbures, les contraintes mécaniques durant le tirage (ou soufflage) et la pose de la fibre optique.

Atténuation totale

La fibre actuelle présente quatre plages spectrales où l'atténuation est relativement faible, figure (2.7). Celles-ci sont utilisées comme fenêtres de transmission. La première fenêtre à 850 nm, qui présente la plus forte atténuation et qui est uniquement utilisée pour les applications de courte portée, est devenue obsolète. La deuxième fenêtre à 1300 nm (O-Band : 1285 - 1350 nm) a une largeur de bande de 50 nm et une atténuation moyenne importante d'environ 0,4 dB/km. Par ailleurs, la fenêtre (O-Band) présente aussi une caractéristique plus fondamentale avec une dispersion chromatique nulle autour de $\lambda_D = 1300$ nm. De ce fait, elle présente deux régimes de fonctionnement : un régime de dispersion normale pour les longueurs d'ondes inférieures à λ_D et un régime de dispersion anormale pour les longueurs d'onde supérieures à λ_D . Économiquement, elle présente l'avantage en matière de disponibilité des composants optoélectroniques à ces longueurs d'onde (lasers et récepteurs), qui sont peu coûteux. Elle est utilisée dans les systèmes de télécommunications de courte distance (quelques dizaines de kilomètres) ou de faible capacité (réseaux urbains).

La fenêtre à 1550 nm a une largeur de bande de l'ordre de 100 nm et une atténuation moyenne d'environ 0,2 dB/km. Celle-ci se divise en deux bandes : (C-Band), qui s'étend 1525 à 1565 nm, appelée bande conventionnelle, et la bande L (Long band) qui couvre la plage spectrale de 1570 à 1610 nm. Celle-ci est utilisée généralement pour les télécommunications longues distances et à haut débit. À cause de la faible atténuation dans cette fenêtre, cela permet d'espacer bien davantage les régénérateurs (amplificateurs EDFA) nécessaires pour la compensation de l'atténuation dans les liaisons à fibres optiques. C'est la raison pour laquelle on l'appelle, aussi, "Erbium-band".

Pour une longueur d'onde donnée, les deux courbes précédentes s'additionnent point par point pour donner l'atténuation totale d'une fibre en fonction de la longueur d'onde

comme le montre la figure (2.7). En fait, les récents progrès technologiques dans la fabrication des fibres optiques ont rendu les pertes par absorption négligeables, spécifiquement, les pics d'absorption extrinsèque et en particulier celle due à l'ion hydroxyle OH^- ont fortement diminués.

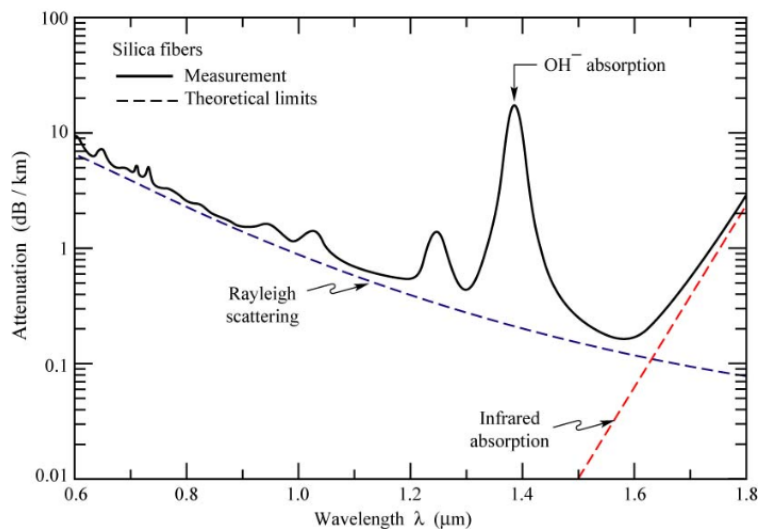


FIG. 2.7: La courbe en continue représente l'absorption totale.

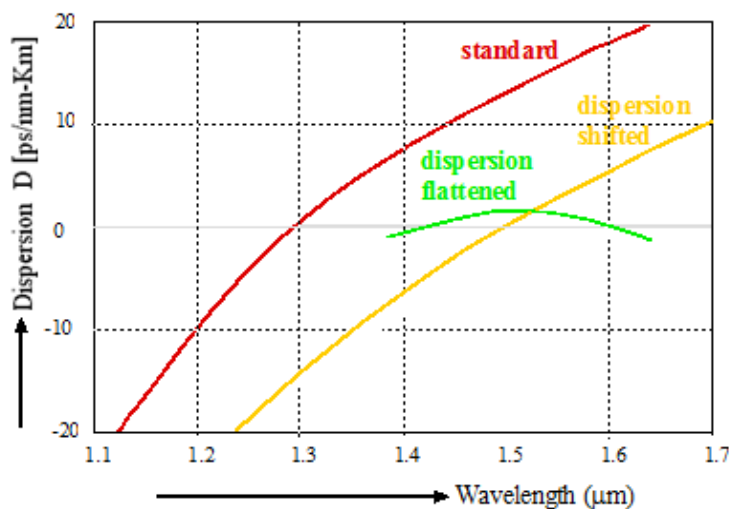


FIG. 2.8: Spectres d'atténuation et de dispersion d'une fibre optique standard. La fibre monomode standard a un coefficient de dispersion chromatique nulle à $\lambda_D = 1300 \mu\text{m}$. Cette même fibre est caractérisée par un coefficient de dispersion de 17 ps/nm.km autour de la longueur d'onde 1550 nm . Une dispersion nulle décalée vers 1550 nm , de cette façon, il est possible, aussi, d'obtenir des fibres à valeurs de dispersion faibles sur une plage spectrale très étendue (1300 à 1550 nm), appelées fibres plates (courbe en vert).

La figure (2.8), montre une courbe de dispersion chromatique d'une fibre standard, une fibre à dispersion décalée, et une fibre à dispersion plate respectivement. La fibre

monomode standard a un coefficient de dispersion chromatique nulle à $\lambda_D = 1300 \mu m$, une valeur négative pour des valeurs inférieurs à λ_D , et une dispersion positive pour des valeurs supérieurs à λ_D . Cette même fibre est caractérisée par un coefficient de dispersion de $17 ps/nm.km$ autour de la longueur d'onde $1550 nm$ (courbe rouge). Comme nous l'avons déjà signalé, la dispersion du guide, qui dépend de la géométrie de la fibre, est toujours négative, ceci permet sur le plan pratique d'ajuster sa valeur pour contrebalancer la dispersion du matériau et obtenir ainsi une fibre à dispersion nulle décalée vers $1550 nm$ (courbe jaune). De cette façon, il est possible, aussi, d'obtenir des fibres à valeurs de dispersion faibles sur une plage spectrale très étendue (1300 à $1550 nm$), appelées fibres plates (courbe en vert). Ainsi, les distorsions que subit le signal optique à cause de la dispersion chromatique peuvent être contournées grâce aux fibres à dispersion décalée "DSF" (Dispersion Shifted Fiber) ou fibres à dispersion aplatie "DFF" (Dispersion Flattened Fiber), qui possèdent une dispersion nulle ou quasi-nulle à ces longueurs d'onde.

Pratiquement, la dispersion, qui entraîne une dégradation du signal avec la longueur de la fibre, se combine toujours avec l'atténuation pour donner une limite de longueur pour une liaison de communication fonctionnant à une bande passante fixe. En effet, le produit de la bande passante par la longueur de la fibre est souvent cité comme une figure de mérite pratique qui peut inclure les effets de dispersion ou une limite d'atténuation qu'en peut corriger à l'aide d'amplificateurs optiques en ligne.

2.14 Principe de l'amplification optique (EDFA)

L'invention en 1986 de l'amplificateur à fibre optique "EDFA" (Erbium Doped Fibre Amplifier) est considérée comme l'une des événements qui ont marqué l'histoire des télécommunications optiques [35]. Explicitement, ces nouveaux composants permettent d'amplifier le signal de façon tout-optique en évitant la double conversion des signaux : optique-électrique-optique [36]. Signalons que la maîtrise de fabrication des amplificateurs en ligne est due essentiellement à la maîtrise de fabrication des diodes lasers de puissance employées comme source de pompage optique. Les EDFAs ont été mis en disponibilité sur le marché à partir de 1990 [37, 38]. Présentement, la technologie des amplificateurs tout-optique est devenue mature. Car, ils permettent d'offrir un gain aplati de l'ordre de $40 dB$, ce qui a permis aux systèmes de transmissions optiques de s'en passer des répéteurs électroniques sources de goulots d'étranglement pour le haut débit et d'espacer ainsi leurs points de régénération purement optique entre 100 et $150 km$. En conséquence, l'intégration de l'amplificateur optique en ligne a permis aux systèmes de transmission par fibre optique longues distances de tisser leur toile partout dans le monde de manière exemplaire et distinctive.

Singulièrement, l'EDFA, qui offre une large bande spectrale de gain de $30 nm$ autour de $1,55 \mu m$, a permis aux systèmes de transmission par multiplexage en longueur d'onde (WDM) de connaître un essor considérable. En effet, l'évolution de la capacité de ces systèmes de transmission a été boostée à un niveau très satisfaisant grâce à la mise en service d'amplificateurs, à l'augmentation du débit par canal et à la multiplication du nombre total de canaux par liaison. Aujourd'hui, ces systèmes à la fois terrestres et sous-marins sont devenus les principales autoroutes assurant la circulation de l'information et de la communication dans toutes ces formes entre les différents continents.

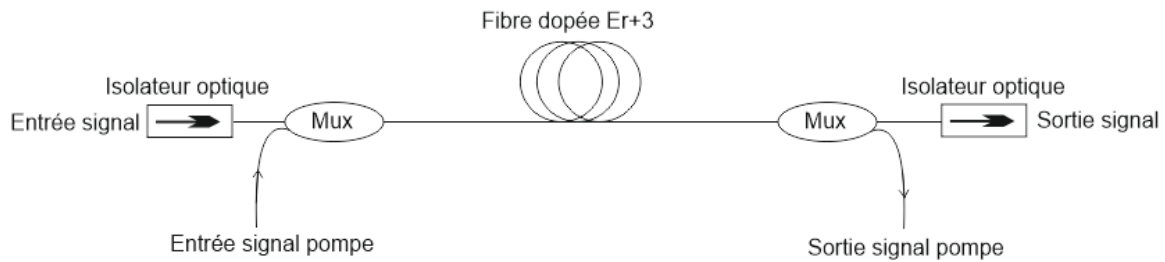


FIG. 2.9: Schéma du principe de fonctionnement d'un amplificateur à fibre dopée aux ions de terres rares (EDFA).

Le principe de fonctionnement est le même que celui d'un laser, qui est basé sur l'émission stimulée. Le schéma de principe (2.9) montre que le signal optique porteur de l'information à amplifier ($\lambda = 1550 \text{ nm}$) passe par un isolateur optique dont le rôle est de bloquer toute réflexion parasite qui pourrait conduire à un effet laser de l'émission spontanée, considérée comme un bruit indésirable. Il est ensuite couplé via un multiplexeur d'entrée avec le faisceau laser à $\lambda = 980 \text{ nm}$ issu de la diode de pompe, pour créer l'inversion de population. Après son passage au travers un morceau de fibre de ~ 10 à 20 m de longueur dopée à l'erbium (milieu amplificateur), le signal qui est amplifié par émission stimulée sort via un second isolateur optique. Le multiplexeur de sortie permet de récupérer la puissance pompe non absorbée par la fibre amplificatrice.

Aujourd'hui, l'utilisation des amplificateurs en ligne "EDFA" a conduit à l'injection de signaux optiques puissants. Ainsi, les puissances véhiculées sont devenues élevées ce qui conduit inévitablement à induire des effets non-linéaires, qui sont considérés dans un certain nombre de cas comme des effets parasites contribuant à la dégradation des performances des systèmes de télécommunications sur fibres optiques. Ces phénomènes non-linéaires sont pris en considération lors de l'étude de la dynamique de propagation des signaux optiques et l'évaluation de leur impact sur les performances des systèmes de transmission optique.

2.15 Dynamique de propagation des signaux optiques

Actuellement, les systèmes de transmission à 10 Gb/s sont sur le marché depuis plusieurs années. Alors que ceux à 40 Gb/s sont en cours de déploiement. Cependant, les systèmes à haut débit se heurtent à certaines limitations physiques dont les cinq principales altérations sont les suivantes : la dispersion chromatique, la non linéarité de la fibre optique, les effets de dispersion de modes de polarisation, l'atténuation de la puissance lumineuse, et le bruit dû à l'amplification de l'émission spontanée.

Mathématiquement, le transfert d'informations, autrement dit, la propagation des signaux optiques dans une fibre à base de silice est gouverné par l'équation non linéaire de Schrödinger généralisée (2.21). Celle-ci, qui est déduite à partir des équations de Maxwell, tend à simplifier la structure réelle des réseaux de communications optiques, tout en conservant l'essentiel des limitations physiques rencontrées en pratique. L'équation de

propagation (2.21) est une équation différentielle non linéaire compliquée, tenant compte des effets linéaires et non-linéaires. Cependant, elle peut être simplifiée, modifiée, et adaptée pour l'étude et la simulation numérique de n'importe quel système de transmission optique [8].

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial z}A(z, t) &= -i\frac{\alpha}{2}A(z, t) && \text{(atténuation)} \\
 &-i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}A(z, t) && \text{(dispersion de second ordre)} \\
 &+\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3}{\partial t^3}A(z, t) && \text{(dispersion de troisième ordre)} \\
 &-i\gamma|A(z, t)|^2A(z, t) && \text{(non-linéarité)} \\
 &+i\gamma T_R\frac{\partial}{\partial t}|A(z, t)|^2A(z, t) && \text{(diffusion Raman stimulée)} \\
 &+i\frac{2\gamma^2}{\omega_0}\frac{\partial}{\partial t}|A(z, t)|^2A(z, t) && \text{(auto-pentification)} \tag{2.21}
 \end{aligned}$$

D'après de ce qui précède, la fibre optique est un guide d'onde à faibles pertes, dispersif, et non linéaire à la fois. Selon l'équation (2.21), on constate que, durant sa propagation, l'information ou la modulation de l'amplitude $A(z, t)$ de l'onde lumineuse peut se perdre par absorption et diffusion Raman, par déformation due aux propriétés intrinsèques de la fibre telles que la dispersion, la non linéarité, l'auto-pentification, etc. Parmi ses effets inéluctables, il est à noter que le contrecoup majeur, qui limite le transfert de l'information, provient essentiellement de la dispersion de la vitesse de groupe et de la non-linéarité de la fibre. C'est à cause de ces différentes contraintes, les concepteurs des systèmes de transmissions ont un but principal est d'avoir des signaux à la sortie du système qui porte les mêmes caractéristiques que ceux injectés à l'entrée. Donc, tous les phénomènes qui contribuent aux dégradations de la qualité des signaux optiques sont à corriger ou à remédier pour assurer une meilleure réception.

Le premier mécanisme responsable de la perte de l'information est la dispersion chromatique. Celle-ci, qui est à l'origine de la dispersion de la vitesse de groupe, provient de la dépendance de la vitesse de propagation de l'indice de réfraction $v = c/n(\omega)$, qui à son tour dépend de la fréquence de la lumière utilisée $n(\omega)$. En conséquence, les différentes composantes spectrales de l'impulsion vont voyager à l'intérieure de la fibre avec des vitesses différentes. Certaines composantes seront retardées par rapport à d'autres, ceci se traduit par un étalement temporel de l'impulsion, comme le montre la figure (3.1).

En effet, l'élargissement dans le temps des impulsions optiques peut devenir un obstacle limitant ainsi le transfert de l'information. D'une part, une impulsion élargie a une intensité de crête beaucoup plus faible que l'impulsion initiale, ce qui rend plus difficile sa détection. D'autre part, dans les systèmes de transmission numérique, l'élargissement de deux impulsions voisines peut entraîner un recouvrement des impulsions successives (interférence entre symboles), ce qui conduit à des erreurs de détection et par suite perte de l'information.

Mathématiquement, la dispersion chromatique des fibres monomodes dont l'origine provient de la dépendance fréquentielle de la constante de propagation $\beta(\omega)$, est prise en

compte en développant en série de Taylor la constante du mode de propagation $\beta(\omega) = \omega n(\omega)/c$ autour de la fréquence porteuse ω_0 .

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots, \quad (2.22)$$

ou $\beta_m = \left(\frac{d^m\beta}{d\omega^m}\right)_{\omega=\omega_0}$ représente la dérivée d'ordre m de la constante de propagation β par rapport à la fréquence angulaire ω , le terme β_1 est lié à la vitesse de déplacement de l'enveloppe de l'onde signal (vitesse de groupe $v_g = 1/\beta_1$), la dérivée seconde β_2 représente la dispersion de la vitesse de groupe GVD (Group Velocity Dispersion) qui est responsable de l'élargissement temporel des impulsions optiques, figure (3.1).

Le deuxième mécanisme responsable de la perte de l'information est l'effet non-linéaire de la fibre optique. Sachant que la réponse d'un diélectrique à une excitation lumineuse devient non-linéaire pour les champs électromagnétiques intenses (cas des impulsions lasers) et les fibres optiques ne font pas exception. Dans ce cas, la polarisation dipolaire électrique devient une fonction non-linéaire du champ électrique, et elle satisfait la relation générale suivante [8].

$$P = \varepsilon_0 [\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}EE + \chi^{(3)}EEE + \dots], \quad (2.23)$$

ou $\chi^{(1)} = (n^2 - 1)$, qui symbolise la susceptibilité linéaire en fonction de l'indice de réfraction n , représente la contribution la plus dominante. Alors que la susceptibilité d'ordre deux $\chi^{(2)}$ est responsable de la génération de la seconde harmonique et la génération de la somme de fréquences. Quant à la susceptibilité d'ordre trois $\chi^{(3)}$, elle est responsable de la génération de la troisième harmonique, le mixage à quatre ondes et, principalement, la réfraction non-linéaire (effet Kerr).

L'effet Kerr

L'effet Kerr provient de la dépendance de l'indice de réfraction de la fibre de l'intensité lumineuse associée à l'onde optique porteuse de l'information. D'après [8], l'indice de réfraction peut s'exprimer sous la forme d'une fonction non-linéaire du champ électrique E .

$$n(\omega, |E|^2) = n_0(\omega) + n_2|E|^2 \quad (2.24)$$

On note que l'effet Kerr est à l'origine physique de plusieurs phénomènes non-linéaires très intéressants du point de vue technologique, dont les deux les plus étudiés sont : l'auto-modulation de phase et la modulation de phase croisée. Effectivement, la dépendance de l'indice de réfraction n de l'intensité $I(t, z)$ est la cause de perturbations à la fois spectrales (l'auto-modulation de phase, la modulation de phase croisée, le mélange à quatre ondes) et spatiales (auto-focalisation) de l'onde [8].

L'auto-modulation de phase (SPM)

Par définition, l'auto-modulation de phase "SPM" (Self-Phase Modulation) est la variation de fréquence provoquée par un décalage de phase induit par l'impulsion elle-même [39]. Le SPM signifie que l'onde de propagation s'auto-module à cause de l'effet Kerr,

qui est fondamentalement un processus temporel non linéaire d'ordre trois. Car, la puissance lumineuse injectée à l'entrée des systèmes de transmission induit, généralement, une modulation de phase parasite, qui est due à la dépendance de l'indice de réfraction de l'intensité optique considérée (2.24). En conséquence, la variation temporelle de l'indice de réfraction génère une modulation de phase non-linéaire dépendante du temps.

$$\phi_{NL}(t) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L I(t) \quad (2.25)$$

avec n_2 partie non-linéaire de l'indice de réfraction, L la longueur non-linéaire de la fibre et $I(t)$ l'intensité lumineuse.

La SPM est responsable de l'élargissement spectrale des impulsions ultracourtes et l'existence de solitons optiques dans le régime de propagation de dispersion anormale.

La modulation de phase croisée (XPM)

La modulation de phase croisée "XPM" (Cross Phase Modulation), qui est un phénomène non-linéaire d'ordre trois pour lequel la polarisation du milieu répond au cube du champ électrique appliqué, ceci se produit généralement dans les systèmes multiplexés. Physiquement, la XPM se traduit par un décalage de phase non linéaire d'un champ optique induit par la co-propagation des champs à différentes λ . En effet, l'indice de réfraction vu par le signal se propageant dans un canal optique est perturbé par les signaux se propageant dans les canaux voisins. Après croisement, ce signal subit une modulation de phase fonction de la puissance du signal interférant. Ce mécanisme est à l'origine de plusieurs phénomènes non-linéaires qui ont donnés lieu à plusieurs applications très intéressantes tels que les modulateurs et les commutateurs optiques. Ces composants, tout-optique, sont utilisés dans les systèmes de transmissions optiques modernes [18, 2,].

2.16 Mélange à quatre ondes (FWM)

Le mélange à quatre ondes "FWM" (Four Wave Mixing) est un phénomène non linéaire néfaste, qui par l'intermédiaire de la non-linéarité de la fibre induit une modulation de phase croisée. Celle-ci est responsable de l'intermodulation entre les différents canaux de transmission d'un système multiplexé. Le battement de deux canaux aux fréquences ν_1 et ν_2 peut donner lieu à des intermodulations aux fréquences $2\nu_1 - \nu_2$ et $2\nu_2 - \nu_1$, générant ainsi des bandes latérales qui interfèrent avec les canaux voisins. Cela représente une limite importante à la capacité de transmission dans les systèmes WDM ou FDM. Cependant, une répartition judicieuse des différents canaux peut réduire au minimum le problème d'intermodulation, mais au détriment de la bande passante. Par ailleurs, il est à noter aussi que l'effet cumulatif des non-linéarités augmente avec la longueur de l'interaction ce qui impose une autre limite importante sur la portée des systèmes multiplexés.

2.17 Dispersion de modes de polarisation (PMD)

Fondamentalement, l'origine physique de la dispersion de modes de polarisation "PMD" (Polarized Mode Dispersion) est due essentiellement à une imparfaite symétrie de la fibre

optique. En effet, la PMD est considérée comme l'une des trois phénomènes dispersifs nuisibles dans les systèmes de transmission à haut débit. Théoriquement, la polarisation de la lumière ne devrait pas évoluer le long d'une fibre parfaitement circulaire. Cependant, la fibre réelle présente toujours des imperfections de fabrication et des contraintes résiduelles environnementales, qui induisent une non-symétrie de la révolution du profil d'indice dans le cœur, ce qui induit une biréfringence dont les axes propres (lent et rapide) varient de manière chaotique et ce qui rend, aussi, la PMD incontrôlable et imprévisible, comme le montre schématiquement la figure (2.10). Effectivement, l'injection d'un signal dans une fibre biréfringente permet d'exciter les deux modes de polarisation. Puisque chaque mode a une vitesse de propagation propre, il y aura un décalage dans le temps d'arrivée des deux composantes, et par suite un dédoublement du signal à la réception (2.10), qui aura pour effet de brouillage et perte de l'information.

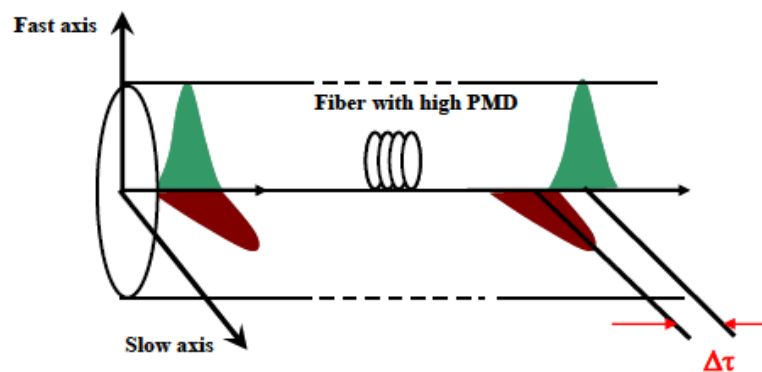


FIG. 2.10: Illustration schématique de l'effet de la dispersion modale de polarisation. Le dédoublement du signal, due à la biréfringence de la fibre, est le responsable du brouillage et la perte de l'information, [5].

2.18 Conclusion

Le secteur des télécommunications optiques est passé et passe encore aujourd'hui par de gros efforts de travaux de recherche théoriques et de développement technologiques. Fondamentalement, les fibres les plus performantes pour les applications de télécommunications longues distances ne sont pas exemptes de certaines limitations inhérentes aux propriétés physiques des guides d'ondes à base de la silice. En conséquence, les systèmes à haut débit se heurtent essentiellement à cinq principales altérations, qui sont : la dispersion chromatique, la non linéarité de la fibre optique, les effets de dispersion de modes de polarisation, l'atténuation de la puissance lumineuse, et le bruit dû à l'amplification de l'émission spontanée. Actuellement, les avancées technologiques dans le domaine des télécommunications ont abouti à l'optimisation de la majorité des contraintes qui altèrent les performances des systèmes de transmission optique. Parmi ces développements, l'invention de l'amplificateur à fibre optique "EDFA" qui permet d'amplifier le signal de façon tout-optique en évitant la double conversion des signaux : optique-électrique-optique, la maîtrise de fabrication des diodes lasers de puissance employées comme source de pompage optique, la fabrication de fibres monomodes à maintien de polarisation, qui permettent

d'amplifier les signaux atténués et d'alléger l'effet de dispersion de modes de polarisation, etc.

Chapitre 3

Solitons : concept & applications

3.1 Introduction

Les solitons optiques représentent un sujet intéressant en communication à fibres optiques en raison de leur capacité de propagation sur de longues distances sans atténuation notable ni changement dans la forme. La physique de leur formation a été introduite dans plusieurs livres et publications [10, 11, 12, 13, 40, 41, 42]. Nous allons nous contenter, dans ce qui suit, d'une vue d'ensemble du sujet et tenir compte essentiellement des effets linéaires et non linéaires les plus importants, qui peuvent limiter ou améliorer les performances des systèmes de transmission optique.

Explicitement, dans ce chapitre, nous allons présenter les phénomènes physiques qui en découlent lors de la propagation d'une impulsion lumineuse dans un milieu dispersif et non linéaire, telle que la fibre optique. Nous insisterons sur les effets auxquels la propagation de l'impulsion se fait sans altération grâce à la compensation mutuelle rigoureuse entre les effets linéaires et non linéaires induits. Ceci conduit à une classe spéciale de solutions d'ondes à certaines évolutions d'équations différentielles non linéaires (2.21), appelées ondes solitaires ou solitons.

Le soliton (ou onde solitaire) est une notion universelle et une conséquence naturelle de la science non linéaire. L'universalité et l'omniprésence du soliton provient du fait que le phénomène physique non linéaire, qui est derrière la formation de cette identité singulière, apparaît dans presque toutes les branches de la physique, tels que : l'hydrodynamique, l'optique non linéaire, la physique de la matière condensée, la physique des plasmas, la physique des basses températures, la physique des particules, la physique nucléaire, la biophysique et l'astrophysique, etc. Actuellement, les solitons, qui ont été longtemps traités comme une curiosité de laboratoire, sont devenus une réalité. Car, plusieurs démonstrations réussies de transmission par solitons sur de très longues distances ont vues le jour dans des liaisons optiques terrestres et sous-marines.

3.2 Qu'est-ce qu'un soliton ?

Le soliton, qui est un concept universel, est considéré comme le summum de la découverte de la science non linéaire. Littéralement, le mot soliton provient de l'analogie avec la notion de photon (ou phonon) à cause de la grande similitude de ses propriétés

physiques avec celles des particules. Physiquement, une onde solitaire est une onde non linéaire localisée et auto-entretenu en déguerpissant les lois classiques de la dispersion naturelle de l'énergie. Mathématiquement, un soliton est une solution parmi toute une classe de solutions à certaines équations différentielles non linéaires. Dans tous les cas, cette onde, qui est caractérisée par une amplitude et une certaine forme particulière, a la particularité de se propager sans distorsion ni changement de vitesse sur de longues distances, théoriquement infinies, ou à la rigueur présente de faibles oscillations périodiques dépendants de la distance parcourue (phénomène de récurrence). Il découle de ces propriétés que les solitons, qui sont considérés aussi comme des perturbations localisées, peuvent se propager sur des milliers de kilomètres en présentant une grande stabilité contre les collisions mutuelles avec conservation de leurs identités.

La formation d'un soliton, qui résulte de la compensation mutuelle rigoureuse entre la dispersion chromatique et la non linéarité de la fibre, nécessite un certain niveau de puissance afin de maintenir la variation adéquate de l'indice de réfraction (effet Kerr). Dans ce cas, les impulsions optiques générées vont se propager sans distorsion sur une certaine distance jusqu'à ce que la perte de la fibre épuise totalement leur énergie pour devenir indétectables. Pratiquement, les solitons ne peuvent pas persister dans un canal de transmission dissipatif d'énergie, c'est la raison pour laquelle les amplificateurs optiques dopés à l'Erbium ont été inventés et utilisés avec succès pour compenser la perte de puissance dans les liaisons longues distances. Ainsi, le problème des dispendieux répéteurs électroniques a été résolu.

3.3 Première découverte du soliton

La première observation fortuite et documentée de l'onde solitaire a été faite en 1834 par le scientifique et l'ingénieur écossais, John Scott-Russell [43], le long du canal de l'union à Hermiston, qui la désigna à l'époque par "vague de translation". Tout au long de sa vie Russell reste convaincu que son onde solitaire était d'une importance fondamentale. Dès lors, ce phénomène physique étrange a attiré l'attention de plusieurs scientifiques dans le monde sans aucune preuve théorique. Il fallait attendre l'année 1898 pour sa première mise en équation mathématique par deux scientifiques néerlandais Diederik Johannes Korteweg et Gustav de Vries, bien connus en hydrodynamique par leur fameuse équation (KdV) [44].

$$u_t + \alpha uu_x + \beta u_{xxx} = 0 \quad (3.1)$$

avec α et β sont deux constantes, qui peuvent être choisies, $u(x, t)$ représente la hauteur de crête de l'onde de surface et x est la coordonnée exprimée dans un référentiel se déplaçant à la vitesse v d'une onde linéaire non dispersive (cas d'onde de surface en milieu aquatique de faible profondeur), les indices x, t indiquent les dérivées partielles par rapport au déplacement (x) et au temps (t), respectivement. L'équation (3.1) a une solution d'une onde solitaire (soliton) de la forme :

$$u(x, t) = \frac{3v}{\alpha} \operatorname{sech}^2 \left[\frac{1}{2} \sqrt{\frac{v}{\beta}} (x - vt) \right] \quad (3.2)$$

Le mot "soliton" a été attribué à l'onde solitaire, dont les propriétés physiques ressemblent à celles des particules, par Zabusky et Kruskal [45, 46], qui ont résolu numériquement

l'équation KdV. Les travaux de recherche sur l'origine des solitons montrent que ces entités présentent des propriétés physiques extraordinaires en matière de forme, vitesse, stabilité contre les collisions mutuelles, conservation de leurs identités, etc. Leur formation est une conséquence de la concurrence entre les effets dispersifs et non linéaires de la matière [10, 47].

Pour compléter cette description, les différents types de solitons, ainsi que quelques certaines équations différentielles qui admettent des solutions solitoniques seront présentées. En optique, il existe plusieurs types de solitons : les solitons temporels, les solitons spatiaux et les solitons spatio-temporels (ou billes de lumière).

Les solitons temporels

Par définition un soliton temporel est une impulsion optique qui ne subit pas de variation temporelle durant sa propagation. Les solitons temporels résultent de la compensation rigoureuse de la dispersion chromatique naturelle du milieu par sa non-linéarité (non-linéarité Kerr).

Les solitons spatiaux

Les solitons spatiaux résultent de la balance entre la diffraction linéaire et l'auto focalisation non-linéaire [48]. L'auto focalisation, qui est un phénomène non linéaire, se produit dans les milieux Kerr. En effet, la dépendance de l'indice de réfraction de l'intensité signifie que la valeur de l'indice est dépendante de la position spatiale de la distribution de l'énergie du faisceau considéré. En conséquence, la phase de l'onde change durant sa propagation et prend des valeurs différentes pour les différentes parties de l'impulsion. Ainsi, l'effet de l'auto focalisation sera dépendant de la forme du front d'onde (effet de lentille convergente) [49]. Donc, si la diffraction de la lumière est maintenue en équilibre par l'auto focalisation non-linéaire on s'attend à la propagation des structures localisées appelées "solitons spatiaux".

Les solitons spatio-temporels (ou billes de lumière)

Généralement, les solitons spatio-temporels se propagent dans les géométries complexes [50, 51, 52]. Ils apparaissent quand la dispersion et la diffraction sont simultanément compensées par la non linéarité saturante. Dans ce cas, l'énergie lumineuse est confinée dans les trois dimensions de l'espace comme une bille. Ce type de soliton a l'avantage de pouvoir transporter une forte puissance avec une faible énergie, ce qui diminue le problème de sur échauffement. Des études expérimentales ont montré que les matériaux possédant une non linéarité saturante avec un indice de réfraction non linéaire négatif d'ordre quatre devaient permettre cette propagation solitonique. C'est le cas du Polydiacétylène para-Toluène Sulfonate (PTS) possédant un indice de réfraction non linéaire élevé [53]. La différence fondamentale entre les systèmes à fibres où se propagent les solitons temporels et les géométries plus complexes envisagées pour exploiter les solitons spatio-temporels dans des applications de traitement du signal optique est due au fait que les premiers sont intrinsèquement stables alors que les autres ne le sont pas en général.

3.4 Dynamique de propagation non linéaire modélisée par l'équation Schrödinger

D'un point de vue purement pédagogique, il est nécessaire d'aborder l'étude théorique de l'impact des limitations physiques des réseaux de télécommunications optiques, qui sont dans certains cas peut réalistes, dans le sens où elle permet de mettre en évidence les conséquences de l'impact de tel ou tel phénomène sur les performances du système considéré. Dans ce contexte, en tenant compte uniquement que de la perte, la dispersion et la non-linéarité de la fibre optique, un système de transmission contemporain peut être décrit avec précision par l'équation de propagation simplifiée suivante [8, 54, 55].

$$\frac{\partial}{\partial z} A(z, T) = -i \frac{\alpha}{2} A(z, T) - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} A(z, T) + i \gamma |A(z, T)|^2 A(z, T) \quad (3.3)$$

où $T = (t - z/v_g)$ représente le temps exprimé dans un référentiel qui se déplace avec la vitesse de groupe v_g , A est l'amplitude à variation lente de l'impulsion optique considérée.

L'équation ci-dessus (3.3) décrit à la fois plusieurs phénomènes physiques d'une importance fondamentale pour les systèmes de transmission à fibres optiques. En terme d'amplitude normalisée $U(z, T)$, la transformation $A(z, T) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z/2) U(z, T)$ permet d'écrire l'équation (3.3) sous la forme suivante :

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (3.4)$$

avec $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$ pour un régime de dispersion normale et anormale respectivement, $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ et $L_{NL} = 1/\gamma P_0$ représentent deux échelles de longueurs sur lesquelles l'effet de la dispersion ou de la non-linéarité devient important sur l'évolution de l'impulsion le long de la fibre de longueur L .

Action du terme dispersif

L'équation (3.4) se simplifie d'avantage dans le cas de l'étude de deux cas extrêmes : l'action séparée de la dispersion ou de la non linéarité, qui sont très peu réalistes. Dans le cas où la dispersion domine ($L_{NL} \gg L_D \prec L$), où L représente la longueur de la fibre, en négligeant le terme non-linéaire, l'équation précédente se réduit à :

$$i \frac{\partial U(z, T)}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U(z, T)}{\partial T^2} \quad (3.5)$$

Dans le domaine des fréquences, la solution générale de (3.5) est donnée par :

$$U(z, \omega) = U(0, \omega) \exp\left(-i \frac{\omega^2 z}{2}\right) \quad (3.6)$$

Le résultat obtenu (3.6) montre que la dispersion chromatique change la phase de chaque composante spectrale de l'impulsion par une quantité qui dépend de la fréquence angulaire

ω et de la distance de propagation z . La transformée de Fourier de (3.6) nous permet d'exprimer sa solution dans le domaine temporel :

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2\omega^2 z - i\omega T\right) d\omega \quad (3.7)$$

La solution exacte de (3.7) est conditionnée par la connaissance de la forme de l'impulsion d'entrée. Prenons le cas d'une impulsion gaussienne non chirpée, c'est-à-dire sans modulation de phase, donnée par la fonction :

$$U(0, T) = \exp\left[-\frac{T^2}{2T_0^2}\right] \quad (3.8)$$

L'impulsion transmise sera donnée par l'expression suivante :

$$U(z, T) = \left(\frac{T_0^2}{T_0^2 - i\beta_2 z}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right) \quad (3.9)$$

L'expression obtenue (3.9) montre bien que la fonction gaussienne maintient sa forme générale. Cependant, la représentation de l'évolution de l'intensité de l'impulsion montre que celle-ci s'élargit au cours de sa propagation, comme le montre la figure (3.1). Comme résultat à retenir, la dispersion chromatique naturelle induit toujours un élargissement temporel des impulsions optiques se propageant dans un milieu dispersif, cas de la fibre optique.

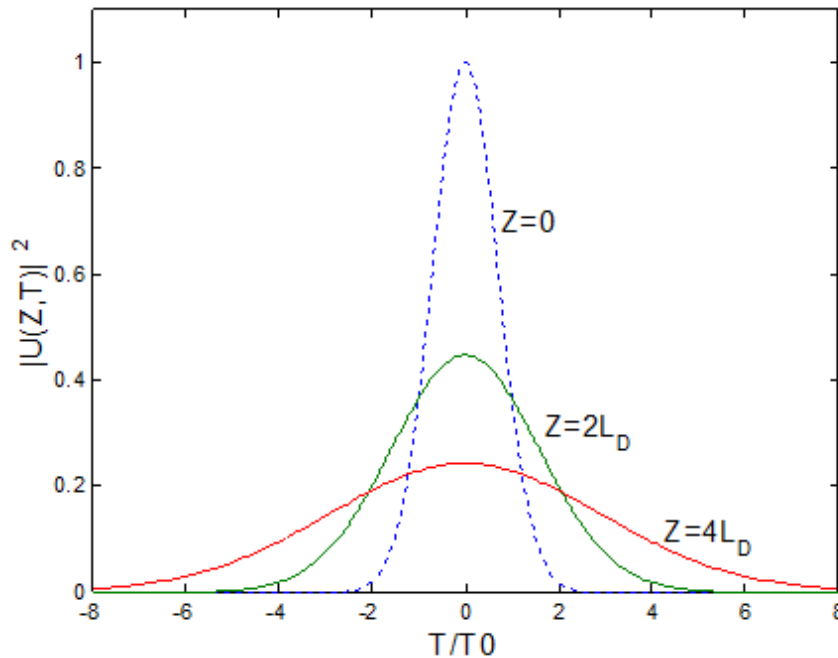


FIG. 3.1: Etalement temporel des impulsions optiques sous l'effet de la dispersion chromatique pour plusieurs longueurs de dispersion L_D de la fibre optique.

En plus, l'impulsion transmise devient chirpée. Car, l'écriture de l'expression précédente (3.9) sous la forme (3.10) montre, d'après la relation (3.11), que la phase de l'onde

devient dépendante du temps. Autrement dit, sa fréquence instantanée diffère de la fréquence porteuse ω_0 .

$$U(z, T) = |U(z, T)| \exp [i\phi(z, T)] \quad (3.10)$$

ou la phase $\phi(z, T)$, après comparaison des expressions (3.9) et (3.10) est donnée par la relation suivante :

$$\phi(z, T) = -\frac{\text{sgn}(\beta_2)(z/L_D)T^2}{1 + (z/L_D)^2 T_0^2} + \tan^{-1} \left(\frac{z}{L_D} \right) \quad (3.11)$$

En effet, la dérive en fréquence (ou le chirp), qui est donné par la dérivée de la phase (3.11) par rapport au temps, devient une fonction linéaire du temps T .

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi}{\partial T} = +\frac{2\text{sgn}(\beta_2)(z/L_D) T}{1 + (z/L_D)^2 T_0^2} \quad (3.12)$$

On remarque, selon l'expression (3.12), que le chirp dépend aussi du signe du paramètre de dispersion β_2 .

D'après la figure (3.2), qui représente l'évolution du chirp en fonction du temps, montre que dans le régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$) l'impulsion développe un chirp négatif sur le bord d'attaque, puis croît linéairement au centre de l'impulsion vers une valeur maximale $\delta\omega T_0 = 1$, pour tendre après vers zéro. Alors, l'inverse se produit dans le cas du régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), l'impulsion développe un chirp positif, ce dernier cas n'est pas représenté.

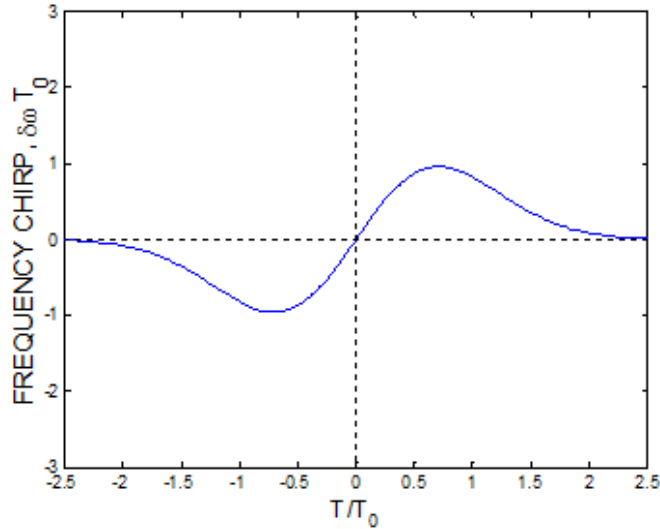


FIG. 3.2: L'évolution du chirp montre que dans le régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$) l'impulsion développe un chirp négatif sur le bord d'attaque, puis croît linéairement au milieu de l'impulsion. Alors, l'inverse se produit dans le cas du régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), l'impulsion développe un chirp positif sur le bord d'attaque (cas non représenté).

Le facteur d'élargissement est donnée par l'expression [8].

$$T = T_0 \sqrt{1 + (z/L_D)^2} \quad (3.13)$$

On remarque, d'après la figure (3.3), que l'effet d'élargissement prend naissance à partir de $T = 0$ et croît de façon monotone suivant une fonction parabolique. En plus, l'expression (3.13) montre que le facteur d'élargissement ne dépend pas du paramètre de dispersion, cela veut dire que l'impulsion s'élargit de la même façon dans les deux régimes de dispersion. Toutefois, l'élargissement est gouvernée uniquement par la longueur de dispersion L_D , ce qui implique que les impulsions ultracourtes s'élargissent plus rapidement, car ils ont une longueur de dispersion plus faible.

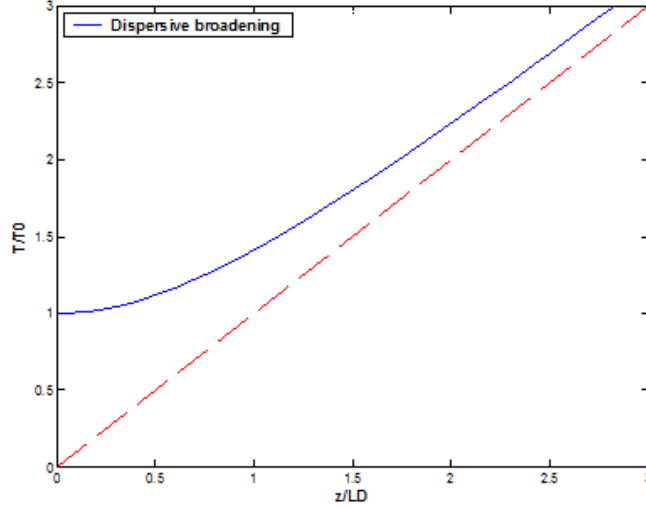


FIG. 3.3: L'effet d'élargissement prend naissance à partir de $T = 0$ et croît de façon monotone suivant une fonction parabolique.

Il est à signaler, aussi, que le comportement noté ci-dessus change complètement pour les impulsions chirpées émises par certains lasers non stabilisés en fréquence. Prenons le cas d'une impulsions gaussienne chirpée dont l'expression est donnée par [8].

$$U(0, T) = \exp \left[-\frac{(1 + iC) T^2}{2 T_0^2} \right] \quad (3.14)$$

avec C est le paramètre de chirp, T_0 est la largeur temporelle initiale.

L'onde transmise est donnée par l'expression suivante :

$$U(z, T) = \left(\frac{T_0^2}{T_0^2 - i\beta_2 z(1 + iC)} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{(1 + iC)T^2}{2 [T_0^2 - i\beta_2 z(1 + iC)]} \right] \quad (3.15)$$

D'après (3.15), on remarque que l'impulsion gaussienne chirpée maintient sa forme à la sortie du système. Le facteur d'élargissement, défini par le rapport à mi-hauteur (T_1/T_0), est donné par :

$$\left(\frac{T_1}{T_0} \right) = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.16)$$

On remarque que le facteur d'élargissement (3.16) dépend à la fois des signes relatifs du paramètre de dispersion β_2 et du facteur de chirp C . La figure (3.4), qui illustre l'évolution du facteur d'élargissement en fonction de la distance parcourue pour différentes valeurs

du paramètre de chirp, montre que, dans le cas du régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$), l'impulsion s'élargit de façon monotone pour un chirp up ($C > 0$). Cependant, dans le cas d'un chirp down ($C < 0$), la courbe d'évolution passe par un minimum, ce qui implique un rétrécissement initial de l'impulsion. Au-delà du minimum, le chirp induit commence à dominer pour que l'élargissement croisse de façon monotone comme dans le cas du chirp up. Donc, à ce minimum correspond une compression maximale de l'impulsion. Physiquement, le rétrécissement s'explique sur la base du chirp induit qui est de signe opposé à celui du chirp initiale. En conséquence, le minimum d'élargissement se produit quand les deux chirps s'annulent mutuellement. Il est à noter que le régime de dispersion normale de la fibre optique a été toujours exploité pour la compression d'impulsions lasers. Dans ce contexte et à titre d'information, des impulsions optiques de l'ordre de 6 et 5 femto secondes ont été obtenues [56, 57].

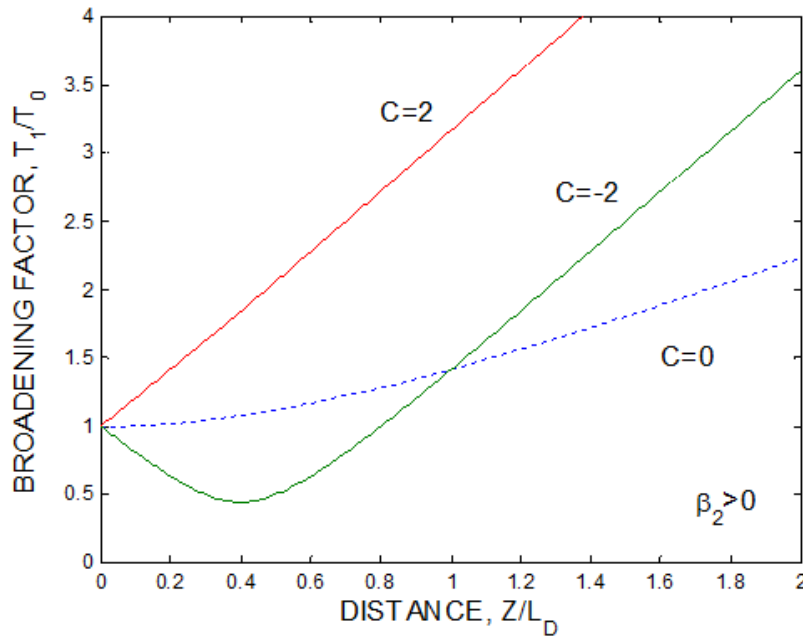


FIG. 3.4: Evolution du facteur d'élargissement en fonction de la distance d'une impulsion gaussienne pour différentes valeurs du paramètre de chirp.

Action du terme non-linéaire

Dans le cas où la non-linéarité de la fibre optique domine, l'équation de propagation (3.3) se simplifie d'avantage. Dans ce cas particulier, il faut bien choisir la largeur à mi-hauteur et la puissance de l'impulsion optique pour satisfaire la double condition : $L_D \gg L_N \ll L$, où L représente la longueur de la fibre. L'équation résultante est de la forme.

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{i}{L_{NL}} \exp(-\alpha z) |U|^2 U \quad (3.17)$$

L'équation (3.17) peut être résolue dans le domaine temporel, dont la solution générale est de la forme :

$$U(z, T) = U(0, T) \exp(i\phi_{NL}(z, T)) \quad (3.18)$$

La non-linéarité de la fibre induit une phase non-linéaire dépendante de l'intensité lumineuse, qui est donnée par l'expression :

$$\phi_{NL}(z, T) = |U(0, T)|^2 \left(\frac{z_{eff}}{L_{LN}} \right) \quad (3.19)$$

ou $z_{eff} = \alpha^{-1} [1 - \exp(-\alpha z)]$ représente la distance effective parcourue réellement, celle-ci est inférieure à la distance z à cause de l'absorption de la fibre. En conséquence, le chirp (ou la dérive en fréquence) est donné par l'expression suivante :

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\frac{z_{eff}}{L_{LN}} \frac{\partial|U(0, T)|^2}{\partial T} \quad (3.20)$$

Pour illustrer clairement l'effet de la non-linéarité sur la propagation des impulsions optiques, prenons l'exemple d'une impulsion dont le profil est celui d'une super-gaussienne, sachant que les impulsions des lasers à semi-conducteurs modulées tombent bien dans cette catégorie [8], soit la fonction :

$$U(0, T) = \exp \left[-\frac{1 + iC}{2} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{2m} \right] \quad (3.21)$$

ou m représente le degré de pentification (edge sharpness).

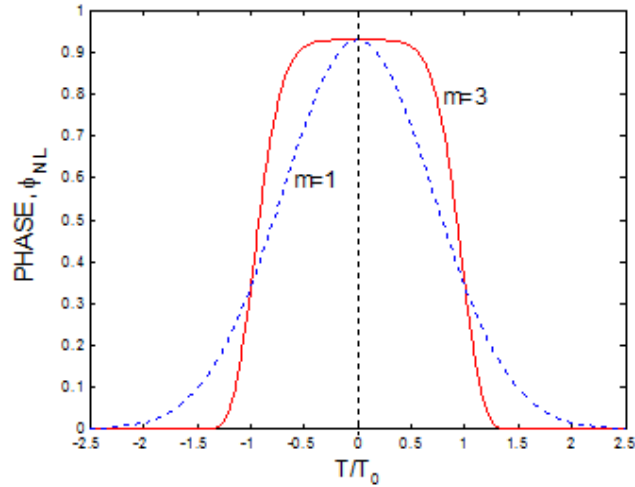


FIG. 3.5: Variation de la phase non-linéaire en fonction du temps pour une gaussienne simple ($m = 1$) et une super-gaussienne ($m = 3$).

Sur la figure (3.5), on a représenté la variation de la phase non-linéaire en fonction du temps pour une gaussienne simple ($m = 1$) et une super-gaussienne ($m = 3$). On remarque que le maximum de déplacement de la phase se produit au centre de l'impulsion localisé à $T = 0$, correspondant à la puissance de crête de l'impulsion laser. Ce maximum de phase non-linéaire est donné par la relation :

$$(\phi_{NL})_{\max} = \frac{z_{eff}}{L_{NL}} = \gamma P_0 z_{eff} \quad (3.22)$$

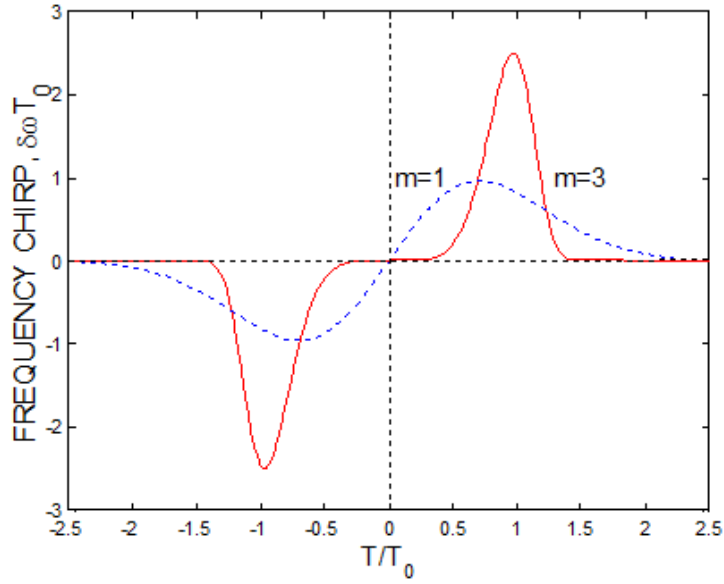


FIG. 3.6: Variation temporelle de la dérive en fréquence (chirp) pour une gaussienne simple ($m = 1$) et une super-gaussienne ($m = 3$).

ou γ représente le coefficient de non-linéarité, P_0 la puissance initiale. On note que le sens physique de la longueur non-linéaire L_{NL} découle de la relation (3.22), qui est par définition une distance effective de propagation pour laquelle $(\phi_{NL})_{\max} = 1$, ce qui donne $L_{NL} = 1/\gamma P_0$. En effet, cette distance diminue avec l'augmentation de la puissance injectée.

Le chirp induit, par auto-modulation de phase, est donné par l'expression suivante :

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = \frac{2m}{T_0} \frac{z_{eff}}{L_{LN}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m-1} \exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right] \quad (3.23)$$

La variation temporelle du chirp (3.23) est représenté par la figure (3.6). On remarque que le comportement de la super-gaussienne ($m = 3$) est tout à fait différent de celui de la gaussienne simple ($m = 1$). Effectivement, le chirp est très prononcé et se développe uniquement sur les ailes de l'impulsion avec une variation non-linéaire. En plus, il est de signe négatif (red-shift) sur le bord d'attaque et de signe positif (blue-shift) sur la queue de l'impulsion. Par contre, il se développe sur une plage spectrale très large pour la gaussienne simple avec une variation quasi-linéaire au milieu de l'impulsion.

L'élargissement spectral peut être obtenu en exprimant l'expression de l'impulsion transmise dans le domaine des fréquences à l'aide de la transformée de Fourier. Donc, le spectre de l'impulsion de sortie est donné par :

$$S(\omega) = |U(z, \omega)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} U(0, T) \exp[i\phi_{NL}(z, T) + i(\omega - \omega_0)T] dT \right|^2 \quad (3.24)$$

La figure (3.7), montre l'élargissement spectral d'une impulsion non chirpée pour plusieurs valeurs de la phase non-linéaire $(\phi_{NL})_{\max}$, autrement dit, pour plusieurs valeurs de la distance effective z_{eff} . On remarque que l'élargissement induit par la non-linéarité de

la fibre est accompagnée par une structure oscillatoire couvrant entièrement la plage spectrale. L'origine physique de cette structure oscillatoire peut être donnée en se référant à la figure (3.6), qui montre la dépendance temporelle du chirp induit par l'auto-modulation de phase. On voit que le même chirp se produit en deux points différents, ceux-ci représentent réellement deux ondes avec la même fréquence et de phases différentes. Celles-ci peuvent interférer de façon constructive ou destructive, tout dépend de la différence relative de phase entre elles. En conséquence, la structure oscillatoire est un résultat de telle interférence.

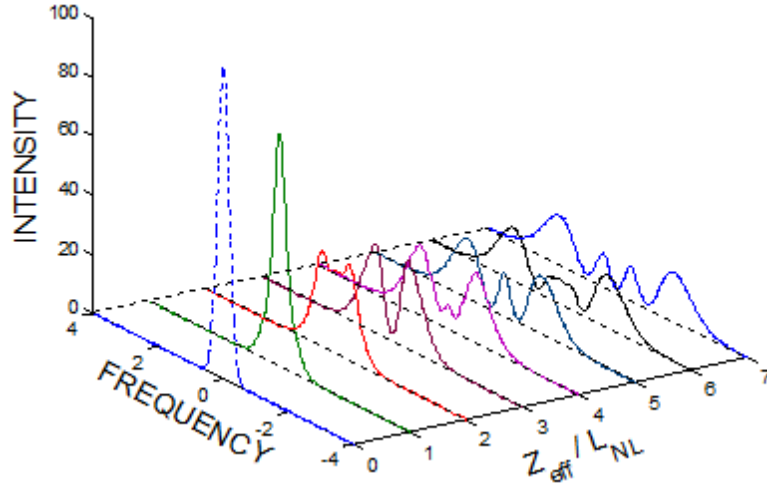


FIG. 3.7: Elargissement spectrale d'une impulsion non chirpée, qui est induit par la non-linéarité de la fibre, est accompagnée par une structure oscillatoire dont l'origine physique est due au phénomène d'interférence entre ondes de même fréquence et de phases différentes.

Action conjuguée : dispersion & non linéarité

L'action conjuguée de la dispersion et de la non-linéarité de la fibre est à l'origine de la formation des solitons optiques. Actuellement, ces entités auto-entretenues, grâce à la compensation mutuelle de la dispersion et de la non-linéarité, représentent le rêve des concepteurs des systèmes de télécommunications optiques. L'équation fondamentale (3.3) pour le transfert de l'information peut être réécrite sous la forme normalisée suivante [8] :

$$i \frac{\partial U}{\partial \zeta} = \frac{1}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U \quad (3.25)$$

avec $\zeta = z/L_D$, $\tau = T/T_0$ sont les variables normalisées de la distance et du temps, et $N^2 = L_D/L_N = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2|$, ou N est un paramètre qui gouverne l'importance relative de la dispersion et de la non-linéarité sur l'évolution de l'impulsion le long de la fibre.

La solution numérique de l'équation (3.25), réalisée avec le "Split-Step Fourier Symmetrized Method", montre que, dans le régime de dispersion normale ($\beta_2 > 0$), l'action

conjuguée de la dispersion et de la non-linéarité a un effet très marqué sur l'élargissement de l'impulsion. La figure (3.8) montre l'évolution de la forme de l'impulsion (tracé de gauche), et le spectre de l'impulsion (tracé de droite) pour une impulsion gaussienne initialement non chirpée se propageant dans le régime de dispersion normale de la fibre ($\beta_2 > 0$), avec $N=1$. On remarque que la non-linéarité de la fibre (ou l'auto-modulation de phase) élargit d'avantage la forme de l'impulsion, ceci explique bien l'élargissement très exagéré dans le domaine temporelle (spectres de gauche). En plus, les spectres de gauche montrent que, dans le domaine des fréquences, l'impulsion n'est pas épargnée à cause de l'élargissement induit uniquement par l'auto-modulation de phase. Comme résultat à retenir, le régime de dispersion normale de la fibre n'est pas exploité dans les systèmes de transmission optique à haut débit. Néanmoins, les deux effets combinés dans ce régime ont trouvé une application intéressante pour la compression des impulsions lasers. Dans ce contexte, des impulsions de l'ordre de 6 ou même 5 femto secondes ont été obtenues [56, 57].

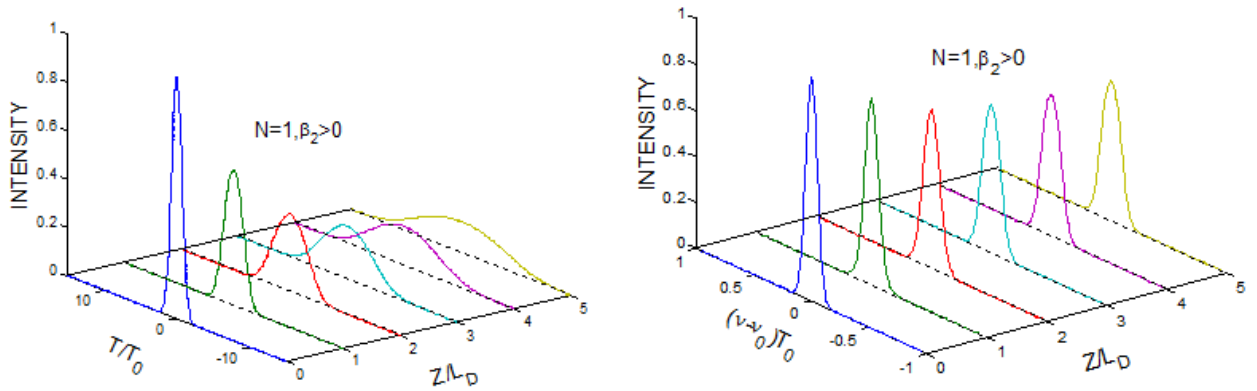


FIG. 3.8: Evolution, dans le régime de dispersion normale de la fibre, de la forme d'impulsion (tracé de gauche) et de son spectre (tracé de droite) pour une impulsion gaussienne initialement non chirpée, avec $N = 1$.

Dans le régime de dispersion anormale ($\beta_2 < 0$), la situation est tout à fait différente. La figure (3.9) montre l'évolution de la forme de l'impulsion dans le domaine temporel (spectres de gauche), et l'évolution du spectre dans le domaine des fréquences (spectres de droite). On remarque que l'impulsion s'élargit initialement à une vitesse beaucoup plus inférieure à celle attendue en l'absence de la non-linéarité, puis atteint un état stable à partir d'une distance égale à quatre fois la distance de dispersion ($Z = 4L_D$). En même temps, son spectre se rétrécit au lieu de s'élargir comme celui obtenu sous l'action de la non-linéarité (SPM) en l'absence de dispersion de groupe (GVD). Notons que ce comportement fantastique peut s'expliquer sur la base du chirp induit par l'auto-modulation de phase qui est de signe négatif, alors que celui induit par la dispersion chromatique est de signe positif. Donc, les deux effets antagonistes s'annulent mutuellement. En conséquence, la forme de l'impulsion se réajuste d'elle-même durant sa propagation pour aboutir à une compensation rigoureuse pour donner lieu à la formation d'un soliton optique.

Comme résultat à retenir, dans le cas du régime de dispersion anormale, il y a coopération entre l'effet dispersif et non-linéaire pour maintenir l'impulsion libre de toute dérive. Ce scénario correspond bien à celui de l'évolution d'un soliton optique. Cependant,

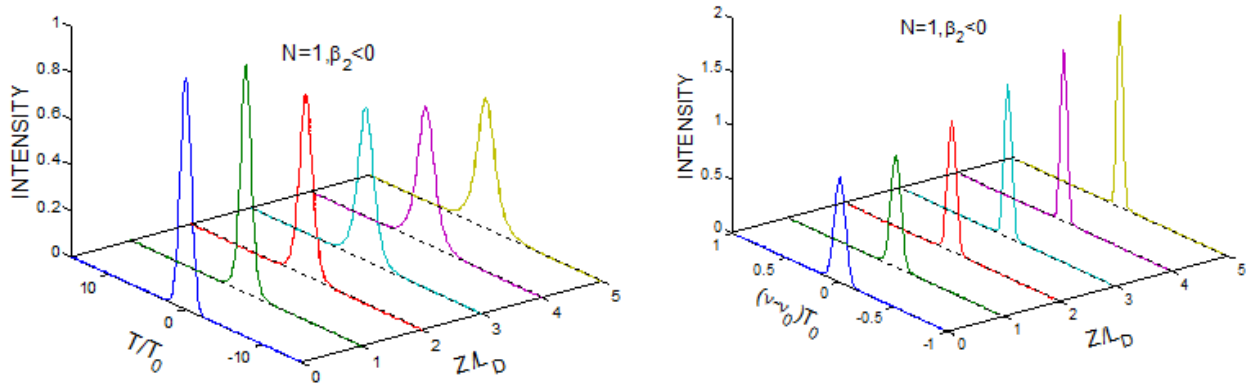


FIG. 3.9: Evolution de la forme d'impulsion (tracé de gauche) et de son spectre (tracé de droite) pour la propagation d'impulsion gaussienne initialement non chirpée dans le régime de dispersion anormal ($\beta_2 < 0$) de la fibre, avec $N = 1$.

l'élargissement initial observé précédemment provient du fait que l'impulsion gaussienne n'a pas le profil caractéristique d'un soliton optique fondamental, qui est décrit par une fonction sécante-hyperbolique. Ceci permet de définir les solitons optiques comme étant des ondes spéciales, qui peuvent se propager sur de longues distances (des milliers de kilomètres) sans se déformer, en plus, celles-ci retrouvent leur forme après collision entre elles.

3.5 Dynamique de propagation non linéaire modélisée par l'équation Kawahara

La dynamique de propagation non linéaire des ondes dans l'eau peu profonde peut être modélisée par plusieurs types d'équations d'évolution non linéaires comme par exemple l'équation de Korteweg-de Vries, l'équation de Boussinesq, l'équation de Peregrine, et l'équation de Benjamin-Bona-Mahoney [58, 59, 60, 61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68, 69, 70, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 77].

L'équation de Kawahara constitue également un modèle unidimensionnel générique pour l'étude de la propagation non linéaire des ondes longues à la surface de l'eau, en faible profondeur. Elle joue un rôle prédominant dans la théorie des solitons du fait qu'elle modélise une variété de phénomènes non linéaires, y compris les ondes acoustiques ioniques dans les plasmas, les ondes en eau peu profonde et bien d'autres. L'effort pour trouver une solution exacte à une équation non linéaire est important pour comprendre la plupart des phénomènes physiques intervenant au cours de la propagation. Il existe plusieurs techniques analytiques et numériques qui sont utilisées pour déterminer de nouvelles solutions pour de nombreuses équations d'évolutions non linéaires. Les méthodes analytiques donnent une solution dite exacte de l'équation non linéaire par contre les méthodes numériques donnent une solution approximative. Notons qu'il n'existe aucune méthode commune pour chercher les solutions exactes de tous les types d'équations partielles non linéaires. Parmi les méthodes récemment développées, on trouve la méthode (G'/G) , la méthode de l'équation auxiliaire, la méthode de la fonction exponentielle, la

méthode tanh-coth, l'approche de l'équation de Riccati, la méthode de décomposition d'adomian, ainsi que plusieurs autres méthodes d'intégration.

En particulier, la recherche des solutions solitoniques exactes de l'équation Kawahara constitue un objectif principal pour étudier la dynamique de propagation non linéaire des ondes dans l'eau peu profonde. Dans la suite, nous nous intéressons à la recherche des solutions exactes de type soliton et onde de choc pour l'équation Kawahara. Nous allons appliquer la méthode de la fonction sinus-cosinus, la méthode de l'ansatz d'onde solitaire, la méthode d'itération variationnelle modifiée "MVIM" (modified variational iteration method) et le principe variationnel semi-inverse "SVP" (semi-inverse variational principle) pour construire les différentes solutions exactes de ce modèle. L'utilisation de ces méthodes d'intégrabilité permet de déterminer une variété de solutions explicites qui peuvent se propager dans les systèmes non linéaires modélisés par les équations d'évolution de type Kawahara. Ces solutions exactes, quand elles existent, peuvent aider à bien comprendre le mécanisme des phénomènes physiques complexes et les processus dynamiques modélisés par ces équations d'évolution non linéaires. Notons que la recherche des conditions paramétriques nécessaire pour l'existence des solutions dans les systèmes non linéaires est aussi importante du fait que ces dernières permettent de distinguer les différents types de régimes de propagation existants ce qui rend les résultats plus significatifs.

3.6 Equation Kawahara modifiée

Dans ce travail [78], nous nous intéressons à l'équation de Kawahara modifiée (mK), qui s'écrit sous la forme suivante :

$$u_t + au^2u_x + bu_{3x} - ku_{5x} = 0, \quad (3.26)$$

où a , b , et k sont des constantes arbitraires non-nulle, et $u(x, t)$ est une fonction inconnue qui dépend des coordonnées spatiales x , et de la variation du temps t . Les indices x et t désignent des dérivées partielles par rapport à ces variables.

Dans l'équation (3.26), le premier terme représente le terme d'évolution linéaire, le second terme décrit la non linéarité, tandis que le troisième et quatrième terme représentent la dispersion du troisième et cinquième ordre, respectivement. Ce modèle décrit la dynamique de la propagation des ondes en eau peu profonde [61].

Dans ce qui suit, nous proposons une généralisation importante de l'équation Kawahara modifiée incorporant des coefficients dépendants du temps. Le modèle généralisé prend la forme suivante :

$$u_t + \delta(t)u + \alpha(t)u^{2m}u_x + \beta(t)(u^n)_{3x} - \gamma(t)(u^n)_{5x} = 0, \quad (3.27)$$

où $\alpha(t)$, $\beta(t)$, $\gamma(t)$ et $\delta(t)$ sont des fonctions réelles dépendantes du temps, tandis que m et n sont des nombres entiers positifs. Notons qu'en absence de l'effet d'amortissement linéaire lié au coefficient $\delta(t)$ et dans le cas où $m = n = 1$, l'équation (3.27) se réduit à l'équation Kawahara modifiée standard donnée par (3.26).

Cette dernière équation constitue une généralisation de l'équation mK décrivant la propagation des ondes dans un milieu inhomogène non linéaire. Notons que dans un milieu inhomogène, les propriétés de propagation telles que l'équation de dispersion dépendent de la position de l'onde. On associera au cas du milieu inhomogène celui pour lequel

les caractéristiques des ondes sont variables dans la direction de propagation par leur condition aux limites (vagues de surface sur une pente en profondeur finie). Réellement, il n'existe pas un milieu homogène, en conséquence, les équations d'évolution régissant la propagation sont donc à coefficients variables.

En général, pour tout m et n arbitraires, l'équation (3.27) n'est pas intégrable par la méthode d'intégrabilité des NLEEs, principalement, la méthode de transformation inverse (Inverse Scattering Transform). Il est remarquable que la non-intégrabilité d'une équation d'évolution ne soit pas forcément lié aux termes non linéaires. Les termes de dispersion d'ordre supérieur, par exemple, peuvent également rendre l'équation non-intégrable. Par la suite, nous allons déterminer les solutions d'ondes solitaires de l'équation (3.27) pour des valeurs quelconques de m et n en présence des coefficients dépendants du temps. Les conditions de l'existence des solutions seront également présentées.

3.7 La méthode du Sinus-Cosinus

Pour atteindre l'objectif de trouver des solutions analytiquement exactes de l'équation Kawahara modifiée et généralisée (3.27), nous utilisons d'abord la méthode du sinus-cosinus modifiée, qui admet l'utilisation des hypothèses suivantes :

$$u(x, t) = \lambda(t) \cos^p(\mu\xi), \quad (3.28)$$

et

$$u(x, t) = \lambda(t) \sin^p(\mu\xi) \quad (3.29)$$

ou

$$\xi = x - c(t)t \quad (3.30)$$

pour certains paramètres $\lambda(t)$, μ et p qui sont à déterminer. Ici, μ est le nombre d'onde et $c(t)$ est la vitesse de l'onde.

Par substitution de (3.28) dans l'équation d'onde (3.27), on obtient :

$$\begin{aligned} & \frac{d\lambda(t)}{dt} \cos^p(\mu\xi) - \lambda(t)p\mu \left(-c(t) - \frac{dc(t)}{dt}t \right) \cos^{p-1}(\mu\xi) \sin(\mu\xi) \\ & + \delta(t)\lambda(t) \cos^p(\mu\xi) - \alpha(t)\lambda^{2m+1}(t)p\mu \cos^{p(2m+1)-1}(\mu\xi) \sin(\mu\xi) \\ & - \beta(t)\lambda^n(t)\mu^3pn(pn-1)(pn-2) \cos^{pn-3}(\mu\xi) \sin(\mu\xi) \\ & + \beta(t)\lambda^n(t)\mu^3p^3n^3 \cos^{pn-1}(\mu\xi) \sin(\mu\xi) + \gamma(t)\lambda^n(t)\mu^5p^5n^5 \cos^{pn-1}(\mu\xi) \sin(\mu\xi) \\ & - 2\gamma(t)\lambda^n(t)\mu^5pn(pn-1)(pn-2)(p^2n^2-2pn+2) \cos^{pn-3}(\mu\xi) \sin(\mu\xi) \\ & + \gamma(t)\lambda^n(t)\mu^5pn(pn-1)(pn-2)(pn-3)(pn-4) \cos^{pn-5}(\mu\xi) \sin(\mu\xi) = 0, \end{aligned} \quad (3.31)$$

En égalant les exposants et les coefficients de mêmes puissances de la fonction cosinus à

partir de l'équation (3.31), on obtient :

$$pn(pn - 1)(pn - 2)(pn - 3)(pn - 4) \neq 0, \quad (3.32)$$

$$pn - 5 = p(2m + 1) - 1, \quad (3.33)$$

$$p - 1 = pn - 1 \quad (3.34)$$

$$\frac{d\lambda(t)}{dt} + \delta(t)\lambda(t) = 0, \quad (3.35)$$

$$-\lambda(t)p\mu \left(-c(t) - \frac{dc(t)}{dt}t \right) + \beta(t)\lambda^n(t)\mu^3p^3n^3 + \gamma(t)\lambda^n(t)\mu^5p^5n^5 = 0, \quad (3.36)$$

$$-\alpha(t)\lambda^{2m+1}(t)p\mu + \gamma(t)\lambda^n(t)\mu^5pn(pn - 1)(pn - 2)(pn - 3)(pn - 4) = 0, \quad (3.37)$$

$$-\beta(t)\lambda^n(t)\mu^3pn(pn - 1)(pn - 2) - 2\gamma(t)\lambda^n(t)\mu^5pn(pn - 1)(pn - 2)(p^2n^2 - 2pn + 2) = 0, \quad (3.38)$$

La résolution de ce système donne :

$$pn \neq 0, 1, 2, 3, 4, \quad (3.39)$$

$$p = -\frac{2}{m}, \quad (3.40)$$

$$n = 1, \quad (3.41)$$

$$\lambda(t) = \lambda_0 e^{-\int \delta(t) dt}, \quad (3.42)$$

$$c(t) = \frac{(m^2 + 2m + 1)\beta(t)}{t(m^2 + 2m + 2)^2\gamma(t)}\beta(t)dt, \quad (3.43)$$

$$\lambda^{2m}(t) = \frac{(m + 1)(m + 2)(2m + 1)(3m + 2)\beta^2(t)}{4(m^2 + 2m + 2)^2\alpha(t)\gamma(t)}, \quad (3.44)$$

$$\mu = \frac{m}{2} \sqrt{-\frac{\beta(t)}{(m^2 + 2m + 2)\gamma(t)}}. \quad (3.45)$$

où λ_0 est la constante d'intégration, qui est liée à l'amplitude de l'onde initiale. L'équation (3.45) montre que les solutions existent pour $\beta(t)\gamma(t) < 0$. De même, substituant (3.29) dans (3.27) et en procédant comme avant on obtient des solutions périodiques singulières.

$$u_1(x, t) = \lambda_0 e^{-\int \delta(t) dt} \sec^{\frac{2}{m}} \left[\frac{m}{2} \sqrt{-\frac{\beta(t)}{(m^2 + 2m + 2)\gamma(t)}} \xi \right], \quad (3.46)$$

et

$$u_2(x, t) = \lambda_0 e^{-\int \delta(t) dt} \csc^{\frac{2}{m}} \left[\frac{m}{2} \sqrt{-\frac{\beta(t)}{(m^2 + 2m + 2)\gamma(t)}} \xi \right], \quad (3.47)$$

ou

$$\xi = x - \int \frac{(m^2 + 2m + 1)\beta(t)}{(m^2 + 2m + 2)^2\gamma(t)}\beta(t)dt. \quad (3.48)$$

Ces solutions sont valables avec la relation de contrainte suivante.

$$\lambda_0 e^{-\int \delta(t) dt} = \left[\frac{\beta(t)}{2(m^2 + 2m + 2)} \sqrt{\frac{(m + 1)(m + 2)(2m + 1)(3m + 2)}{\alpha(t)\gamma(t)}} \right]^{\frac{1}{m}} \quad (3.49)$$

comme on le voit à partir de l'égalité des deux valeurs de $\lambda(t)$ de (3.42) et (3.44). Toutefois, pour $\beta(t)\gamma(t) \succ 0$, nous obtenons des solutions d'ondes solitaires.

$$u_3(x, t) = \lambda_0 e^{-\int \delta(t) dt} \operatorname{sech}^{\frac{2}{m}} \left[\frac{m}{2} \sqrt{\frac{\beta(t)}{(m^2 + 2m + 2)\gamma(t)}} \xi \right], \quad (3.50)$$

et

$$u_4(x, t) = \lambda_0 e^{-\int \delta(t) dt} \operatorname{csch}^{\frac{2}{m}} \left[\frac{m}{2} \sqrt{\frac{\beta(t)}{(m^2 + 2m + 2)\gamma(t)}} \xi \right], \quad (3.51)$$

où ξ est la même que dans (3.48). Celles-ci sont des ondes solitaires et solutions d'onde solitaires singulières, respectivement. La solution d'onde solitaire (3.50) ou (3.51) existera pour ξ ayant la même valeur que dans (3.48).

$$\lambda_0 e^{-\int \delta(t) dt} = \left[-\frac{\beta(t)}{2(m^2 + 2m + 2)} \sqrt{\frac{(m+1)(m+2)(2m+1)(3m+2)}{\alpha(t)\gamma(t)}} \right]^{\frac{1}{m}} \quad (3.52)$$

Ces résultats fournis existent, car $\delta(t)$ et $\beta(t)$ sont intégrable Riemann. Il est intéressant de voir que si l'on considère le cas particulier où $\alpha(t)$, $\beta(t)$ et $\gamma(t)$ sont des constantes, $m = n = 1$ et $\delta(t) = 0$, l'équation (3.27) se réduit à l'équation de Kawaharala modifiée standard (3.26). On remarque aussi selon les équations (3.42) et (3.44) que l'amplitude de l'onde n'est pas constante et qu'elle est affectée par les coefficients variables dans le temps. Notamment, l'amplitude augmente ou diminue tout dépend du signe du coefficient d'amortissement linéaire $\delta(t)$, comme indiqué dans (3.50). Pour les cas particuliers, ces résultats sont en parfaite accord avec celui qui est rapporté plus tôt [75].

Passons maintenant à l'étude de la dynamique des ondes solitaires à travers les variations temporelles des coefficients $\alpha(t)$, $\beta(t)$, $\gamma(t)$ et $\delta(t)$. Nous étudions d'abord l'effet d'amortissement linéaire sur la propagation des ondes solitaires. Dans les figures (3.10), nous présentons les courbes d'évolution de la solution (3.50) de l'équation (3.27) pour les différents signes du paramètre $\delta(t)$. On peut voir clairement que l'amplitude de l'onde solitaire diminue le long de la direction de propagation des médias lorsque $\delta(t) \prec 0$, voir la figure (3.10) : (a), et augmente pour $\delta(t) \succ 0$, voir la figure (3.10) : (b). Considérant le cas lorsque $\delta(t) = 0$, nous pouvons voir que l'onde solitaire conserve sa forme en se propageant le long du système, voir la figure (3.10) : (c). On remarque également que l'amplitude de l'onde solitaire (3.50) prend des formes différentes selon les différents paramètres, voir figure (3.11). Par conséquent, le profil d'onde solitaire peut être contrôlé efficacement par les variations temporelles des paramètres dépendants.

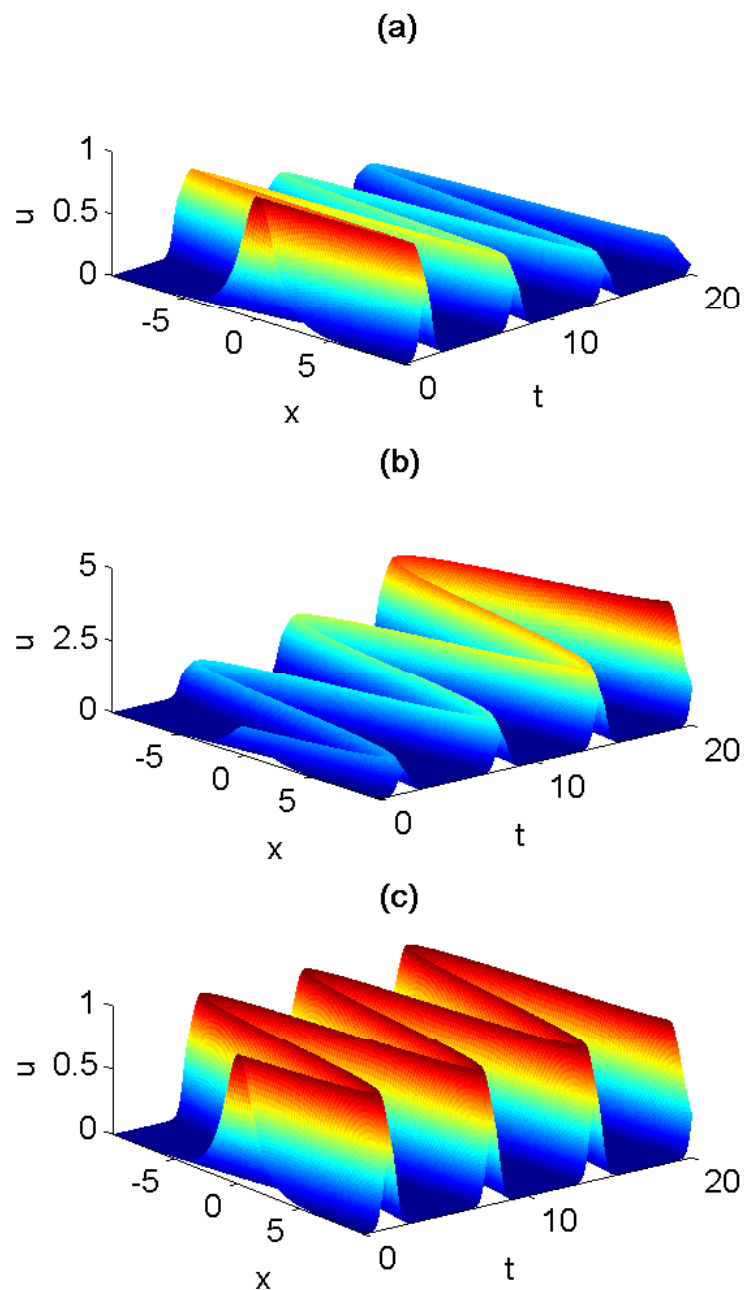


FIG. 3.10: Courbes d'évolution montrant l'effet du coefficient d'amortissement linéaire $\delta(t)$ sur la propagation des ondes solitaires. L'amplitude de l'onde solitaire diminue le long de la direction de propagation des médias lorsque $\delta(t) < 0$ (3.10, a), et augmente pour $\delta(t) > 0$ (3.10, b). Lorsque $\delta(t) = 0$, nous pouvons voir que l'onde solitaire conserve sa forme en se propageant le long du système, figure (3.10, c).

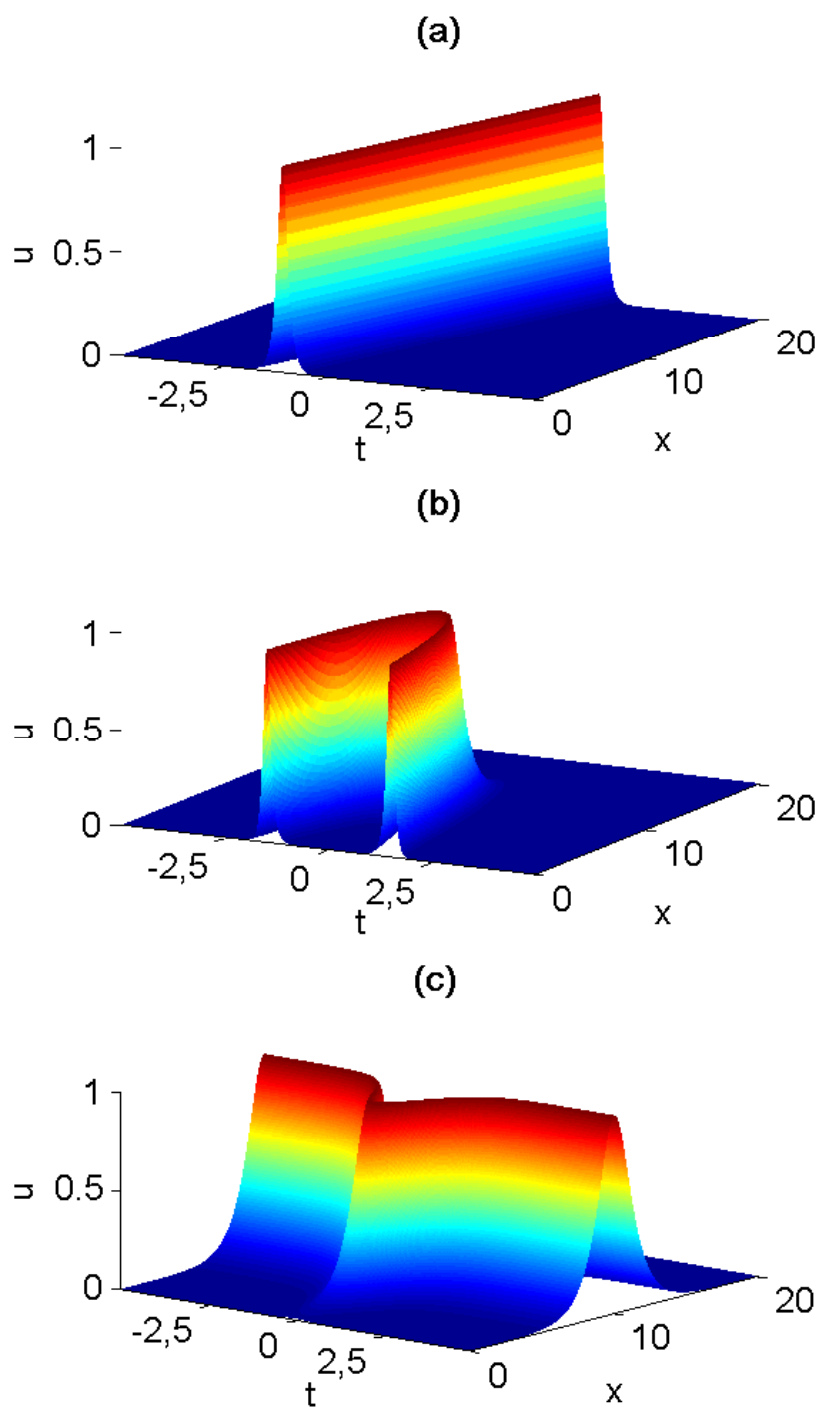


FIG. 3.11: L'amplitude de l'onde solitaire (3.50) prend des formes différentes selon les différents paramètres. Par conséquent, le profil d'onde solitaire peut être contrôlé efficacement par les variations temporelles des paramètres dépendants.

3.8 Approche de l'ansatz

Cette section est consacrée à l'application du model de l'ansatz pour retrouver des solutions d'ondes solitaires et ondes de choc.

Ondes solitaires

Pour obtenir des solutions d'ondes solitaires (3.27), on commence avec un ansatz d'onde solitaire de la form [61].

$$u(x, t) = A(t)\operatorname{sech}^p \tau, \quad (3.53)$$

ou

$$\tau = \mu(t)(x - v(t)t). \quad (3.54)$$

Ici, $A(t)$, $\mu(t)$ et $v(t)$ sont respectivement l'amplitude, l'inverse de la largeur et la vitesse du soliton et ceux-ci sont tous des paramètres inconnus à ce stade. La substitution de (3.53) dans (3.27), donne :

$$\begin{aligned} & \frac{dA}{dt} \operatorname{sech}^p \tau - pA \operatorname{sech}^p \tau \tanh \tau \left\{ \frac{d\mu}{dt} (x - vt) - \mu \left(v + t \frac{dv}{dt} \right) \right\} \\ & - \alpha p A^{2m+1} \mu \operatorname{sech}^{p(2m+1)} \tau \tanh \tau - \beta p^3 n^3 A^n \mu^3 \operatorname{sech}^{pn} \tau \tanh \tau \\ & + \beta p n (pn + 1)(pn + 2) A^n \mu^3 \operatorname{sech}^{pn+2} \tau \tanh \tau + \gamma p^5 n^5 A^n \mu^5 \operatorname{sech}^{pn} \tau \tanh \tau \\ & - 2\gamma p n (pn + 1)(pn + 2) (p^2 n^2 + 2pn + 2) A^n \mu^5 \operatorname{sech}^{pn+2} \tau \tanh \tau \\ & + \gamma p n (pn + 1)(pn + 2)(pn + 3)(pn + 4) A^n \mu^5 \operatorname{sech}^{pn+4} \tau \tanh \tau + \delta A \operatorname{sech}^p \tau = 0, \end{aligned} \quad (3.55)$$

Maintenant, à partir de (3.55) et en égalisant les exposants $p(2m + 1)$ et $pn + 4$ on obtient :

$$p(2m + 1) = pn + 4, \quad (3.56)$$

ce qui donne :

$$p = \frac{4}{2m - n + 1}, \quad (3.57)$$

On égalisons des exposants des termes $\operatorname{sech}^p \tau \tanh \tau$ et $\operatorname{sech}^{pn} \tau \tanh \tau$ dans (3.55), on obtient :

$$n = 1. \quad (3.58)$$

Par conséquent, l'expression (3.57) se réduit à :

$$p = \frac{2}{m}. \quad (3.59)$$

A partir de l'équation (3.55), et en fixant les coefficients de $\operatorname{sech}^p \tau$ et $\operatorname{sech}^{pn+i} \tau \tanh \tau$ à zéro, ou $i = 0, 2, 4$, car ceux-ci sont des fonctions linéairement indépendentes, on obtient

le système d'équations suivant :

$$\frac{dA}{dt} + \delta A = 0, \quad (3.60)$$

$$-pA \left\{ \frac{d\mu}{dt}(x - vt) - \mu \left(v + t \frac{dv}{dt} \right) \right\} - \beta p^3 n^3 A^n \mu^3 + \gamma p^5 n^5 A^n \mu^5 = 0, \quad (3.61)$$

$$-\alpha p A^{2m+1} \mu + \gamma p n (pn + 1)(pn + 2)(pn + 3)(pn + 4) A^n \mu^5 = 0, \quad (3.62)$$

$$\beta p n (pn + 1)(pn + 2) A^n \mu^3 - 2\gamma p n (pn + 1)(pn + 2) (p^2 n^2 + 2pn + 2) A^n \mu^5 = 0, \quad (3.63)$$

La résolution du système ci-dessus donne :

$$A(t) = A_0 e^{-\int \delta(t) dt}, \quad (3.64)$$

$$\mu(t) = \mu_0, \quad (3.65)$$

$$v(t) = \frac{(m^2 + 2m + 1) \beta(t)}{t (m^2 + 2m + 2)^2 \gamma(t)} \int \beta(t) dt, \quad (3.66)$$

$$A^{2m}(t) = \frac{(m + 1)(m + 2)(2m + 1)(3m + 2) \beta^2(t)}{4(m^2 + 2m + 2)^2 \alpha(t) \gamma(t)}, \quad (3.67)$$

$$\mu = \frac{m}{2} \sqrt{\frac{\beta(t)}{(m^2 + 2m + 2) \gamma(t)}}, \quad (3.68)$$

Après avoir obtenu les expressions des paramètres d'onde $A(t)$, $\mu(t)$ et $v(t)$, nous arrivons à une famille de solutions d'ondes solitaires pour l'équation (3.27) en utilisant l'ansatz (3.53), donnée par :

$$u(x, t) = A_0 e^{-\int \delta(t) dt} \operatorname{sech}^{\frac{2}{m}} \left[\frac{m}{2} \sqrt{\frac{\beta(t)}{(m^2 + 2m + 2) \gamma(t)}} \xi \right]. \quad (3.69)$$

Les solutions (3.69) existent sous réserve que $m > 0$ et $\beta(t)\gamma(t) > 0$. De plus,

$$A_0 e^{-\int \delta(t) dt} = \left[-\frac{\beta(t)}{2(m^2 + 2m + 2)} \sqrt{\frac{(m + 1)(m + 2)(2m + 1)(3m + 2)}{\alpha(t)\gamma(t)}} \right]^{\frac{1}{m}} \quad (3.70)$$

qui sert encore comme un autre critère d'existence.

Ondes de choc

Maintenant, la recherche va être entamée pour des solutions de type ondes de choc à l'équation Kawahara modifiée avec des coefficients dépendants du temps donnés par (3.27). Pour commencer, l'hypothèse est considérée comme suit :

$$u(x, t) = A(t) \tanh^p \tau, \quad (3.71)$$

avec

$$\tau = \mu(t) (x - v(t)t). \quad (3.72)$$

où, en (3.71) et (3.72), $A(t)$ et $\mu(t)$ sont des paramètres libres et $v(t)$ est la vitesse de l'onde. L'exposant p sera déterminé en fonction de m et n . Maintenant, en remplaçant (3.71) dans (3.27), on obtient :

$$\begin{aligned}
 & \frac{dA}{dt} \tanh^p \tau - pA (\tanh^{p+1} \tau - \tanh^{p-1} \tau) \left\{ \frac{d\mu}{dt}(x - vt) - \mu \left(v + t \frac{dv}{dt} \right) \right\} \\
 & + \alpha p \mu A^{2m+1} \left(\tanh^{p(2m+1)-1} \tau - \tanh^{p(2m+1)+1} \tau \right) \\
 & + \beta p n A^n \mu^3 \left[(pn - 1)(pn - 2) \tanh^{pn-3} \tau \right. \\
 & - \left\{ 2p^2 n^2 + (pn - 1)(pn - 2) \right\} \tanh^{pn-1} \tau \\
 & + \left\{ 2p^2 n^2 + (pn + 1)(pn + 2) \right\} \tanh^{pn+1} \tau \\
 & - (pn + 1)(pn + 2) \tanh^{pn+3} \tau \left. \right] \\
 & - \gamma p n A^n \mu^5 \left[(pn - 1)(pn - 2)(pn - 3)(pn - 4) \tanh^{pn-5} \tau \right. \\
 & - (pn + 1)(pn + 2)(pn + 3)(pn + 4) \tanh^{pn+5} \tau \\
 & - (pn - 1)(pn - 2) \left\{ 2p^2 n^2 + 2(pn - 2)^2 + (pn - 3)(pn - 4) \right\} \tanh^{pn-3} \tau \\
 & + (pn + 1)(pn + 2) \left\{ 2p^2 n^2 + 2(pn + 2)^2 + (pn + 3)(pn + 4) \right\} \tanh^{pn+3} \tau \\
 & + \left[2(pn - 1)(pn - 2) \left\{ p^2 n^2 + (pn - 2)^2 \right\} + 4p^4 n^4 + pn(pn - 1)^2(pn - 2) \right. \\
 & \left. + pn(pn + 1)^2(pn + 2) \right] \tanh^{pn-1} \tau \\
 & - \left[2(pn + 1)(pn + 2) \left\{ p^2 n^2 + (pn + 2)^2 \right\} + 4p^4 n^4 + pn(pn - 1)^2(pn - 2) \right. \\
 & \left. + pn(pn + 1)^2(pn + 2) \right] \tanh^{pn+1} \tau \left. \right] + \delta A \tanh^p \tau = 0. \tag{3.73}
 \end{aligned}$$

Maintenant, à partir de (3.73) faisons l'égalité des exposants des termes $\tanh^{p(2m+1)+1} \tau$ et $\tanh^{pn+5} \tau$, on obtient :

$$p(2m + 1) + 1 = pn + 5, \tag{3.74}$$

ce qui donne

$$p = \frac{4}{2m - n + 1}, \tag{3.75}$$

Il convient de noter que la même valeur de p est obtenue lorsque les exposants $p(2m+1)-1$ et $pn+3$ sont assimilés les uns avec les autres. Encore une fois, égalant les exposants de $\tanh^p \tau$ et $\tanh^{pn} \tau$, on obtient :

$$n = 1, \tag{3.76}$$

Par conséquent, (3.75) se réduit à :

$$p = \frac{2}{m}. \tag{3.77}$$

Maintenant à partir de l'équation (3.73), les fonctions linéairement indépendantes sont $\tanh^{p+j} \tau$ pour $j = \pm 1, \pm 3, \pm 5$. D'où la mise de leurs coefficients respectifs à zéro implique le système d'équations suivant :

$$\frac{dA}{dt} + \delta A = 0, \tag{3.78}$$

$$\begin{aligned}
 & -pA \left\{ \frac{d\mu}{dt}(x - vt) - \mu \left(v + t \frac{dv}{dt} \right) \right\} + \beta p n A^n \mu^3 \left\{ 2p^2 n^2 + (pn + 1)(pn + 2) \right\} \\
 & + \gamma p n A^n \mu^5 \left[2(pn + 1)(pn + 2) \left\{ p^2 n^2 + (pn + 2)^2 \right\} + 4p^4 n^4 \right. \\
 & \left. + pn(pn - 1)^2(pn - 2) + pn(pn + 1)^2(pn + 2) \right] = 0, \tag{3.79}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & pA \left\{ \frac{d\mu}{dt}(x - vt) - \mu \left(v + t \frac{dv}{dt} \right) \right\} - \beta pn A^n \mu^3 \{ 2p^2 n^2 + (pn - 1)(pn - 2) \} \\
 & - \gamma pn A^n \mu^5 [2(pn - 1)(pn - 2) \{ p^2 n^2 + (pn - 2)^2 \} + 4p^4 n^4 \\
 & + pn(pn - 1)^2(pn - 2) + pn(pn + 1)^2(pn + 2)] = 0,
 \end{aligned} \tag{3.80}$$

$$\begin{aligned}
 & \alpha p \mu A^{2m+1} - \beta pn A^n \mu^3 (pn + 1)(pn + 2) \\
 & - \gamma pn A^n \mu^5 (pn + 1)(pn + 2) \{ 2p^2 n^2 + 2(pn + 2)^2 + (pn + 3)(pn + 4) \} = 0,
 \end{aligned} \tag{3.81}$$

$$-\alpha p \mu A^{2m+1} + \gamma pn A^n \mu^5 (pn + 1)(pn + 2)(pn + 3)(pn + 4) = 0, \tag{3.82}$$

$$\begin{aligned}
 & \gamma pn A^n \mu^5 (pn - 1)(pn - 2) \{ 2p^2 n^2 + 2(pn - 2)^2 + (pn - 3)(pn - 4) \} \\
 & + \beta pn A^n \mu^3 (pn - 1)(pn - 2) = 0,
 \end{aligned} \tag{3.83}$$

$$-\gamma pn A^n \mu^5 (pn - 1)(pn - 2)(pn - 3)(pn - 4) = 0, \tag{3.84}$$

Après intégration de (3.78), nous obtenons le paramètre libre $A(t)$ comme suit :

$$A(t) = A_0 e^{-\int \delta(t) dt}. \tag{3.85}$$

où A_0 est une constante d'intégration. Pour résoudre les équations (3.79) et (3.80), nous avons examiné deux cas :

Cas - 1 : $pn - 1 = 0$

Ce premier cas donne $pn = 1$ et donc $p = 1$ en utilisant (3.77). Par conséquent, nous trouvons de (3.75) que $m = 2$. Cela montre que les ondes de choc existeront pour le cas particulier de (3.27) donné par :

$$u_t + \delta(t)u + \alpha(t)u^4 u_x + \beta(t)u_{xxx} - \gamma(t)u_{xxxxx} = 0. \tag{3.86}$$

En outre, la substitution de ces valeurs dans (3.79)-(3.82) donne :

$$- \left\{ \frac{d\mu}{dt}(x - vt) - \mu \left(v + t \frac{dv}{dt} \right) \right\} + 8\beta\mu^3 + 136\gamma\mu^5 = 0, \tag{3.87}$$

$$\left\{ \frac{d\mu}{dt}(x - vt) - \mu \left(v + t \frac{dv}{dt} \right) \right\} - 2\beta\mu^3 - 16\gamma\mu^5 = 0, \tag{3.88}$$

$$\alpha\mu A^{2m} - 6\beta\mu^3 - 240\gamma\mu^5 = 0, \tag{3.89}$$

$$\alpha\mu A^{2m} - 120\gamma\mu^5 = 0, \tag{3.90}$$

En résolvant (3.87)-(3.90), on obtient :

$$\mu(t) = \sqrt{-\frac{\beta(t)}{20\gamma(t)}}, \tag{3.91}$$

$$\mu(t) = \mu_0, \tag{3.92}$$

$$v(t) = \frac{3}{50} \frac{\beta^2(t)}{\gamma(t)} dt, \tag{3.93}$$

$$A(t) = \left[\frac{3\beta^2(t)}{10\alpha(t)\gamma(t)} \right]^{\frac{1}{2m}}. \tag{3.94}$$

Ensuite, faisant l'égalité des deux valeurs de $\mu(t)$ des équations (3.91) et (3.92), ce qui nous donne la relation contraignante :

$$\mu_0^2 = -\frac{\beta(t)}{20\gamma(t)} \quad (3.95)$$

Ceci montre que $\beta(t)\gamma(t) < 0$. Aussi, à partir des équations (3.85) et (3.94) la condition suivante est obtenue :

$$A_0^{2m} = \frac{3\beta^2(t)}{10\alpha(t)\gamma(t)} e^{2m \int \delta(t) dt}. \quad (3.96)$$

Cas - 2 : $pn - 2 = 0$

Ici, on obtient $pn = 2$ et par conséquent, $p = 2$, en utilisant (3.77). En outre, nous obtenons $m = 1$ en utilisant (3.75). Avec cette valeur de p , mKE donne des ondes solitaires inversées, à la différence dans le cas précédent où il existe des solutions d'ondes de choc. Dans ce deuxième cas, l'existence d'ondes solitaires inversées implique que l'équation Kawahara doit prendre la forme suivante :

$$u_t + \delta(t)u + \alpha(t)u^2u_x + \beta(t)u_{xxx} - \gamma(t)u_{xxxxx} = 0. \quad (3.97)$$

La substitution de ces valeurs dans (3.79)-(3.82) donne :

$$-\left\{ \frac{d\mu}{dt}(x - vt) - \mu \left(v + t \frac{dv}{dt} \right) \right\} + 20\beta\mu^3 + 616\gamma\mu^5 = 0, \quad (3.98)$$

$$\left\{ \frac{d\mu}{dt}(x - vt) - \mu \left(v + t \frac{dv}{dt} \right) \right\} - 8\beta\mu^3 - 136\gamma\mu^5 = 0, \quad (3.99)$$

$$\alpha\mu A^{2m} - 12\beta\mu^3 - 840\gamma\mu^5 = 0, \quad (3.100)$$

$$-\alpha\mu A^{2m} + 360\gamma\mu^5 = 0. \quad (3.101)$$

En résolvant les équations (3.98)-(3.101), nous obtenons :

$$\mu(t) = \sqrt{-\frac{\beta(t)}{40\gamma(t)}}, \quad (3.102)$$

$$\mu(t) = \mu_0, \quad (3.103)$$

$$v(t) = \frac{23}{200t} \int \frac{\beta^2(t)}{\gamma(t)} dt, \quad (3.104)$$

$$A(t) = \left[\frac{9\beta^2(t)}{40\alpha(t)\gamma(t)} \right]^{\frac{1}{2m}}. \quad (3.105)$$

En utilisant (3.102) et (3.103), on obtient la restriction suivante :

$$\mu_0^2 = -\frac{\beta(t)}{40\gamma(t)}, \quad (3.106)$$

avec $\beta(t)\gamma(t) < 0$. De plus, nous obtenons de (3.85) et (3.87) la condition :

$$A_0^{2m} = \frac{9\beta^2(t)e^{2m \int \delta(t) dt}}{40\alpha(t)\gamma(t)}. \quad (3.107)$$

Finalement, nous avons des ondes de choc ou des ondes solitaires inversées pour mKE (3.27) dépendantes du temps, comme suit :

$$u(x, t) = A_0 e^{-\int \delta(t) dt} \tanh^{\frac{2}{m}} [\mu_0(x - v(t)t)]. \quad (3.108)$$

en fonction du Cas - 1 ou Cas - 2, dans lesquels $m = 2$ ou $m = 1$ respectivement, aussi longtemps que $\beta(t)\gamma(t) < 0$.

3.9 Loi de non-linéarité de puissance

L'équation Kawahara généralisée avec la loi de la non-linéarité de puissance est donnée par :

$$q_t + aq^n q_x + bq_{xxx} - cq_{xxxx} = 0 \quad (3.109)$$

avec l'équation initiale :

$$q(x, 0) = f(x). \quad (3.110)$$

Cette section se concentrera sur l'intégrabilité de l'équation (3.109) par l'application de la méthode d'itération variationnelle modifiée (MVIM). Cette modification de l'algorithme original de He et al. [66] a été présentée par T.A. Abassy et al. [79]. L'avantage de cette méthode est qu'elle est plus rapide et plus précise que la méthode d'itération variationnelle (VIM). En outre, c'est une alternative à la méthode de décomposition Adomian. Enfin, le principe variationnel semi-inverse (SVP) sera mis en œuvre pour obtenir une solution d'onde solitaire au modèle.

Analyse numérique

L'équation Kawahara standard a été résolue en utilisant la méthode d'itération variationnelle (VIM) par Matinfar et al., [69]. Nous pouvons étendre ce résultat pour résoudre l'équation Kawahara généralisée (3.111). Selon le VIM, nous pouvons écrire :

$$q_{m+1} = q_m + \int_0^t \lambda(\tau) \{ (\tilde{q}_m)_\tau + a\tilde{q}_m^n (\tilde{q}_m)_x + b(\tilde{q}_m)_{xxx} - c(\tilde{q}_m)_{xxxx} \} d\tau = 0. \quad (3.111)$$

où $\lambda(\tau)$ est appelé multiplicateur de Lagrange général, \tilde{q}_m est considéré comme la variation limitée, à savoir $\delta\tilde{q} = 0$. Calculons la variation par rapport à U_n , les conditions stationnaires suivantes sont obtenues :

$$\begin{aligned} \lambda'(\tau) &= 0, \\ 1 + \lambda(\tau)|_{\tau=t} &= 0. \end{aligned} \quad (3.112)$$

Alors, nous obtenons la valeur du multiplicateur de Lagrange qui vaut $\lambda = -1$ et en la remplaçant dans (3.111), nous aurons la formule d'itération suivante :

$$q_{m+1} = q_m + \int_0^t \lambda(\tau) \{ (q_m)_\tau + aq_m^n (q_m)_x + b(q_m)_{xxx} - c(q_m)_{xxxx} \} d\tau = 0. \quad (3.113)$$

On note que l'intégrale trouvée dans la partie droite de l'équation (3.113) est appelée correction de l'itération. La procédure itérative peut commencer en laissant $q_0(x, t) = f(x)$, à savoir l'état initial de l'équation différentielle partielle.

L'itération résultante en (3.113) calcule une solution approchée à notre équation. Cependant, il apparaît que l'évaluation de chaque itération est coûteuse et prend du temps pour un ordinateur. En considérant le rapprochement que nous utilisons de la version modifiée de l'algorithme proposé par Absy et al. [79]. Pour l'équation Kawahara généralisée, il est avantageux d'utiliser la méthode d'itération variationnelle modifiée (MVIM), puisque le terme non linéaire $aq_m^n(q_m)_x$ introduit à lui seul un grand nombre de termes.

Méthode d'itération variationnelle modifiée

Selon le MVIM (pour plus de détails voir [79]), nous pouvons réécrire l'équation (3.113) sous la forme :

$$q_{m+1} = q_m - \int_0^t \{b(q_m - q_{m-1})_{xxx} - c(q_m - q_{m-1})_{xxxxx} + (G_m - G_{m-1})\} d\tau \tag{3.114}$$

où $q_{-1} = 0$, $q_0 = f(x)$, $q_1 = q_0 - \int_0^t \{b(q_0 - q_{-1}) + G_0 - G_{-1}\} d\tau$ et $G_m(x, t)$ est obtenue à partir de :

$$a(q_m)^n = G_m(x, t) + O(t^{m+1}). \tag{3.115}$$

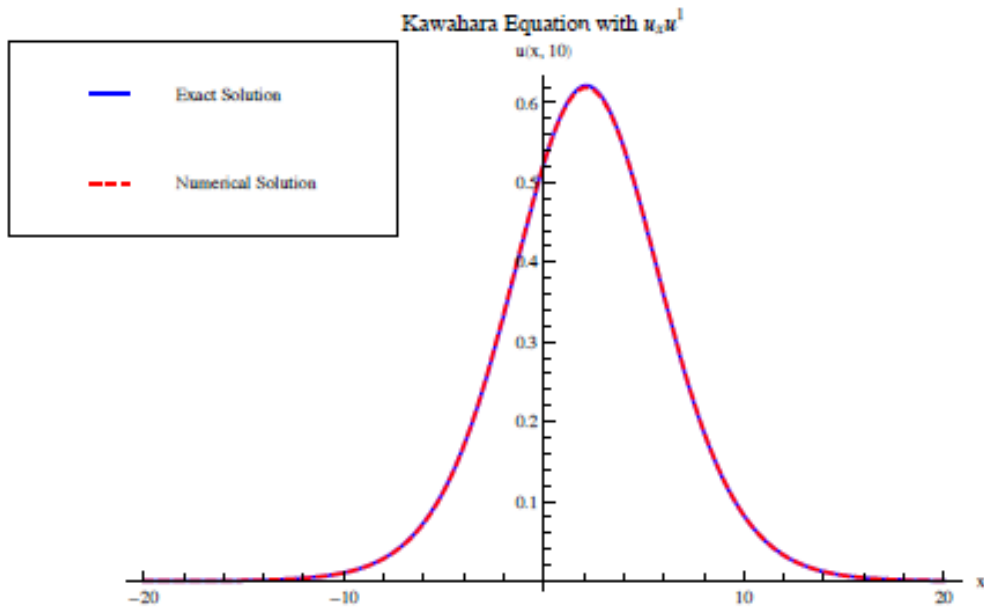


FIG. 3.12: Équation Kawahara avec une non-linéarité quadratique. Il est clair que la solution approchée est en très bon accord avec la solution analytique pour la valeur particulière $t = 10$.

L'équation (3.114) est résolue de manière itérative et une solution approximative prend la form :

$$q(x, t) \approx q_m(x, t) \quad (3.116)$$

ici m est l'étape d'itération finale.

Nous présentons maintenant les cas $n = 1, 2, 3$ pour l'équation (3.109)

Cas - 1 : $n = 1$ Considerons l'équation Kawahara (3.117)

$$q_t + qq_x + q_{xxx} - q_{xxxx} = 0 \quad (3.117)$$

avec la condition initiale $q(x, 0) = \frac{105}{169} \text{sech}^4(kx)$, avec $k = \frac{1}{2\sqrt{3}}$.

La solution exacte de cette équation est $q(x, t) = \frac{105}{169} \text{sech}^4(k(x - \frac{36}{169}t))$.

À l'aide de la méthode VIM nous obtenons les itérations suivantes.

$$\begin{aligned} q_0 &= \frac{105}{169} \text{sech}^4(kx) \\ q_1 &= q_0 + \frac{7560}{28561\sqrt{13}} \text{sech}^4(kx) \tanh(kx) t \\ q_2 &= q_1 + \frac{68040(-3 + 2 \cosh(2kx))}{62748517} \text{sech}^6(kx) t^2 \\ q_3 &= q_2 + \frac{816480}{10604499373\sqrt{13}} (-13 \sinh(kx) + 2 \sinh(3kx)) \text{sech}^7(kx) t^3 \\ q_4 &= q_3 + \frac{3674160}{23298085122481} (52 - 49 \cosh(2kx) + 4 \cosh(4kx)) \text{sech}^8(kx) \\ &\vdots \end{aligned}$$

Nous comparons la solution analytique et la solution approchée $q_4(x, t)$. Sur la figure (3.12), nous pouvons voir clairement que la solution approchée est assez proche de la solution analytique pour la valeur particulière $t = 10$.

Cas - 2 : $n = 2$ Dans ce qui suit, nous approchons de la solution lorsque $n = 2$

$$q_t + q^2 q_x + q_{xxx} - q_{xxxx} = 0 \quad (3.118)$$

$$q(x, 0) = \frac{3}{\sqrt{10}} \text{sech}^2(kx) \text{ avec } k = \frac{1}{2\sqrt{5}} \quad (3.119)$$

La solution exacte peut être obtenue en utilisant le résultat de [79] pour obtenir la solution analytique suivante : $q(x, t) = \frac{3}{\sqrt{10}} \text{sech}^2(k(x - \frac{4}{25}t))$.

À l'aide de VIM nous obtenons les itérations suivantes.

$$\begin{aligned}
 q_0 &= \frac{3}{\sqrt{10}} \operatorname{sech}^2(kx) \\
 q_1 &= q_0 + \frac{6}{125} \sqrt{2} \operatorname{sech}^2(kx) \tanh(kx) t \\
 q_2 &= q_1 + \frac{6}{3125} \sqrt{\frac{2}{5}} (-2 + \cosh(2kx)) \operatorname{sech}^4(kx) t^2 \\
 q_3 &= q_2 + \frac{4}{390625} \sqrt{2} (-11 \sinh(kx) + \sinh(3kx)) \operatorname{sech}^4(kx) t^3 \\
 q_4 &= q_3 + \frac{2}{9765625} \sqrt{\frac{2}{5}} (33 - 26 \cosh(2kx) + \cosh(4kx)) \operatorname{sech}^6(kx) t^4 \\
 &\vdots
 \end{aligned}$$

Nous comparons la solution pour $n = 2$, nous pouvons voir d'après la figure (3.13) une bonne concordance entre la solution approchée et la solution analytique à l'instant $t = 14$.

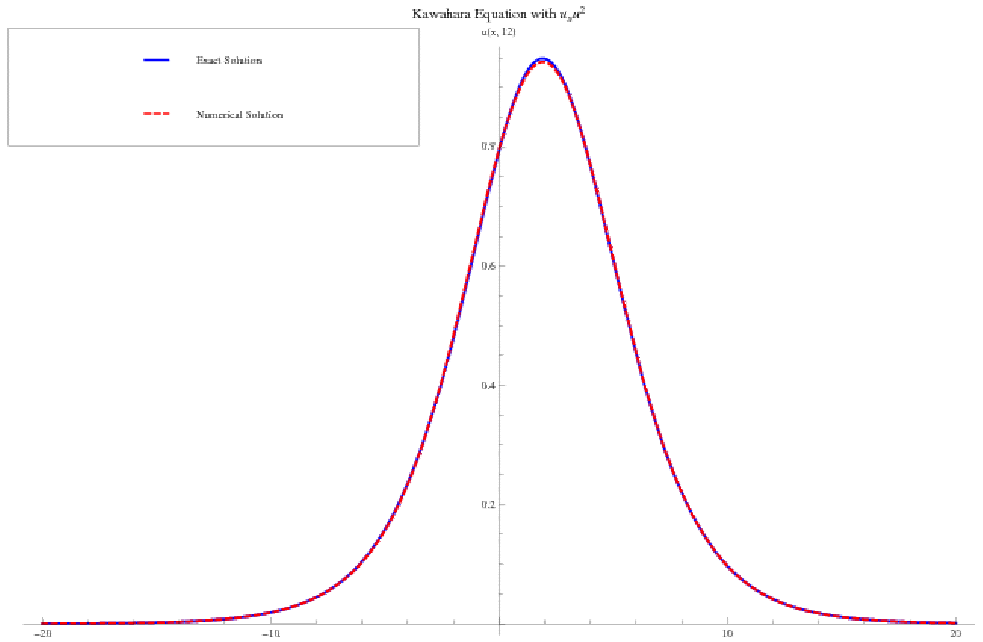


FIG. 3.13: Équation Kawahara avec une non-linéarité cubique. Une bonne concordance entre la solution approchée et la solution analytique est obtenue à l'instant $t = 14$.

Cas - 3 : $n = 3$ Nous résolvons un dernier cas ($n = 3$) pour KE généralisée. Dans ce cas, l'équation Kawahara prend forme suivante :

$$q_t + q^3 q_x + q_{xxx} - q_{xxxx} = 0 \tag{3.120}$$

$$q(x, 0) = \frac{3}{\sqrt{10}} \operatorname{sech}^2(kx) \text{ avec } k = \frac{1}{2\sqrt{5}} \tag{3.121}$$

Pour ce cas de test, la solution analytique est $q(x, t) = \sqrt[3]{\frac{910}{841}} \operatorname{sech}^{4/3}(k(x - \frac{100}{841}t))$ avec $k = \frac{3}{2\sqrt{29}}$.

Effectuons à nouveau notre schéma itérative, ce qui nous permet d'obtenir :

$$\begin{aligned} q_0 &= \sqrt[3]{\frac{910}{841}} \operatorname{sech}^{4/3}(kx) \\ q_1 &= q_0 + \frac{200 \times 910^{1/3}}{24389 \times 29^{1/6}} \operatorname{sech}^{7/3}(kx) \sinh(kx) t \\ q_2 &= q_1 + \frac{5000 \times 910^{1/3}}{20511149 \times 29^{2/3}} (-5 + 2 \cosh(2kx)) \operatorname{sech}^{10/3}(kx) t^2 \\ q_3 &= q_2 + \frac{500000 \times 910^{1/3}}{1500739238883 \times 29^{1/6}} (-33 \sinh(kx) + 2 \sinh(3kx)) \operatorname{sech}^4(kx) t^3 \\ &\vdots \end{aligned}$$

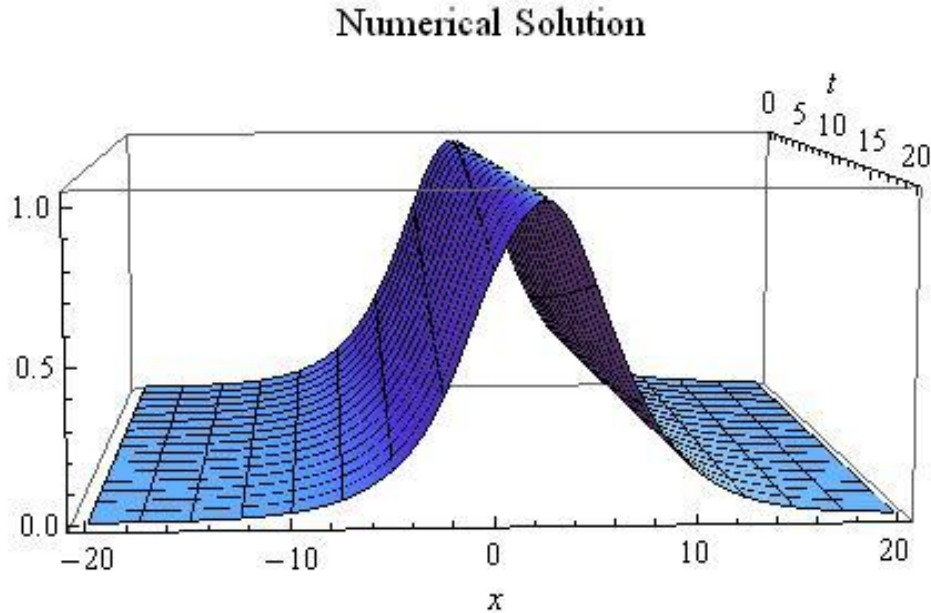


FIG. 3.14: *Solution numérique.*

Dans ce cas, nous avons calculé la solution approximative pour q_4 . Nous avons représenté la solution numérique dans la figure (3.14), puis nous l'avons comparée avec la solution exacte. La figure (3.15) représente l'erreur absolue pour notre approximation. Nous avons un excellent accord.

Principe variationnel semi-inverse

Dans cette section, l'équation Kawahara (KE) avec la loi de puissance non-linéarité sera résolue en utilisant le principe variationnel semi-inverse (SVP). Ceci est l'une des

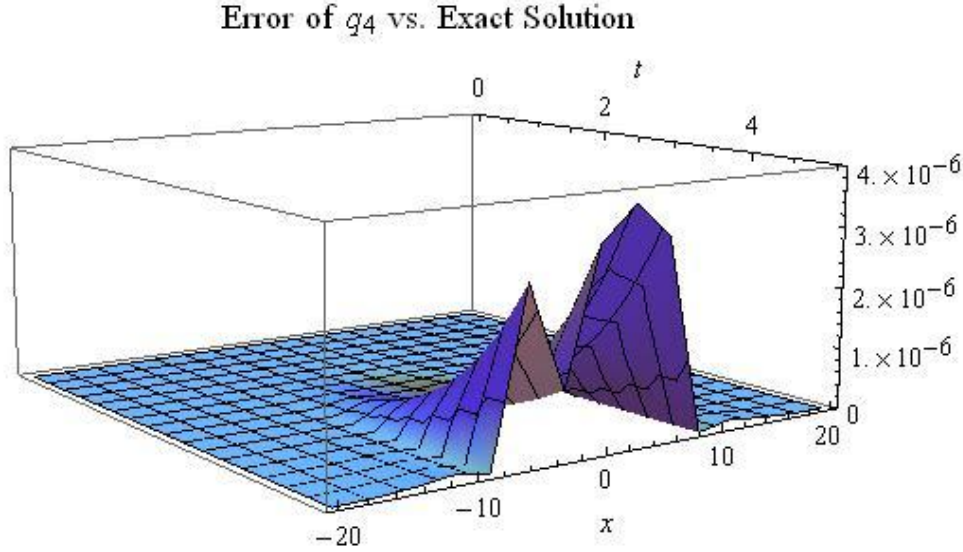


FIG. 3.15: Analyse d'erreur entre la fonction approchée q_4 et la solution exacte.

nombreuses techniques mathématiques qui donne une forme proche des solutions analytiques aux équations d'évolution non-linéaires (*NLEEs*). Bien que les solutions obtenues par la méthode *SVP* ne sont pas nécessairement de solutions exactes, il est néanmoins une solution analytique en utilisant cette approche variationnelle. Ce principe a été introduit par J. H. He en 2006 [65] et par la suite cette méthode est devenue très populaire pour étudier les *NLEEs*. Cette technique a été appliquée avec succès pour résoudre divers *NLEEs*, tant dans le domaine réel et complexe, en présence de termes de perturbation [70]. Ainsi, dans cette section, la forme sans dimension de *KE* avec la loi de puissance non-linéarité qui sera résolue à l'aide de *SVP*, est donnée par [63].

$$q_t + aq^n q_x + bq_{xxx} - cq_{xxxxx} = 0 \quad (3.122)$$

Afin de résoudre (3.122), le point de départ est l'hypothèse sur l'onde de déplacement, qui est donnée par :

$$q(x, t) = g(s) = g(x - vt) \quad (3.123)$$

où $g(s)$ représente la forme de l'onde, v la vitesse de l'onde, et s est donné par :

$$s = x - vt, \quad (3.124)$$

L'introduction de cette hypothèse dans (3.122) et après une intégration une fois donne :

$$vg - \frac{ag^{n+1}}{n+1} - bg'' - cg^{(iv)} = 0 \quad (3.125)$$

où la constante d'intégration est choisie pour être nulle, sans perte de généralité. Maintenant, multipliant les deux côtés de (3.125) par g' et en intégrant une fois de plus, on obtient :

$$vg^2 - \frac{2ag^{n+2}}{(n+1)(n+2)} - b(g')^2 + c\{2g'g''' - (g'')^2\} = K \quad (3.126)$$

où K est la constante d'intégration. L'intégrale stationnaire est alors définie comme suit :

$$\begin{aligned} J &= \int_{-\infty}^{\infty} K ds \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left[vg^2 - \frac{2ag^{n+2}}{(n+1)(n+2)} - b(g')^2 + c \left\{ 2g'g''' - (g'')^2 \right\} \right] ds \end{aligned} \quad (3.127)$$

L'hypothèse d'une solution d'onde solitaire de l'équation (3.122) est donnée par [61].

$$q(x, t) = g(s) = A \operatorname{sech}^{\frac{4}{n}}(Bs) = A \operatorname{sech}^{\frac{4}{n}}\tau \quad (3.128)$$

où

$$\tau = Bs = B(x - vt) \quad (3.129)$$

Dans l'équation (3.128), A est l'amplitude de l'onde, B est l'inverse de la largeur de l'onde et v est sa vitesse de propagation. Donc, avec cette hypothèse, l'intégrale stationnaire donnée par (3.127) se réduit à l'expression suivante :

$$\begin{aligned} J &= \left[\frac{vA^2}{B} - \frac{32a(n+4)A^{n+2}}{(n+1)(n+2)(n+8)(3n+8)B} \right. \\ &\quad \left. - \frac{16bA^2B}{n(n+8)} - \frac{768c(n+3)A^2B^3}{n^2(n+8)(3n+8)} \right] \frac{\Gamma\left(\frac{4}{n}\right)\Gamma\left(\frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{4}{n} + \frac{1}{2}\right)} \end{aligned} \quad (3.130)$$

Maintenant, *SVP* indique que les paramètres A et B sont déterminées à partir de la solution des équations suivantes [63, 71] :

$$\frac{\partial J}{\partial A} = 0 \quad (3.131)$$

et

$$\frac{\partial J}{\partial B} = 0. \quad (3.132)$$

Pour J donné par (3.130), *SVP* implique que :

$$v - \frac{16a(n+4)A^n}{(n+1)(n+8)(3n+8)} - \frac{16bB^2}{n(n+8)} - \frac{768c(n+3)B^4}{n^2(n+8)(3n+8)} = 0 \quad (3.133)$$

et

$$v - \frac{32a(n+4)A^n}{(n+1)(n+2)(n+8)(3n+8)} + \frac{16bB^2}{n(n+8)} + \frac{2304c(n+3)B^4}{n^2(n+8)(3n+8)} = 0 \quad (3.134)$$

Maintenant, éliminons le paramètre A entre (3.133) et (3.134), ce qui donne :

$$B = \left[\frac{-n(n+4)b + n\sqrt{b^2(n+4)^2 - 12cv(n+2)(n+3)(n+8)}}{96c(n+2)(n+3)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

ce qui montre que l'onde solitaire existera sous réserve que :

$$12cv(n+2)(n+3)(n+8) < b^2(n+4)^2$$

et

$$c \left\{ n \sqrt{b^2(n+4)^2 - 12cv(n+2)(n+3)(n+8)} - n(n+4)b \right\} > 0.$$

Enfin, l'amplitude de l'onde peut être obtenue à partir de la relation suivante :

$$A = \left[-\frac{2(n+1)(n+2)B^2}{an^3(n+4)} \{n(3n+8)b + 96c(n+3)B^2\} \right]^{\frac{1}{n}}$$

après avoir remplacé la largeur B dans cette équation. La vitesse d'onde est donnée par (3.133) ou (3.134).

3.10 Conclusion

L'essentiel des résultats obtenus montrent que le concept de soliton fasse un nouveau point de vue sur la nature non linéaire. Partant d'une impulsion libre de toute altération, sous l'action de la dispersion chromatique l'impulsion s'étale dans le domaine temporel avec création sur le bord d'attaque d'un chirp négatif, dans le cas d'un régime de dispersion normal, et d'un chirp positif dans le cas d'un régime de dispersion anormal. Alors que, sous l'action de la non-linéarité l'impulsion s'élargit dans le domaine spectral avec création d'un chirp négatif sur le bord d'attaque. Mais, dans le cas de l'action combinée des deux effets, seul le régime de dispersion anormal est exploité. Car le chirp positif crée par la dispersion est compensé par le chirp négatif crée par la non-linéarité pour la formation d'un soliton. A cause des propriétés physiques extraordinaires des solitons (forme, vitesse, stabilité contre les collisions mutuelles, conservation de leurs identités), ils ont été utilisés dans les systèmes de transmissions à haut débit et longues distances dans les réseaux de télécommunications terrestres et océaniques. Actuellement, pour des considérations techniques et économiques, toutes les tentatives audacieuses exploitant les solitons en télécommunications demeurent limités devant la technologie de multiplexage en longueur d'onde, qui reste la seule déployée sur les réseaux de transports longues distances et même métropolitains.

Les résultats de l'étude complète sur l'équation de Kawahara (KE) montre qu'il existe, essentiellement, quatre outils d'intégration qui sont appliqués pour extraire des solutions à cette équation. Ce sont la méthode du sinus-cosinus, l'approche de l'ansatz, la méthode d'itération variationnelle modifiée (MVIM) et le principe variationnel semi-inverse (SVP). La première approche a révélé des solutions périodiques singulières, des ondes solitaires et des ondes solitaires singulières. Toutes ces relations viennent avec des contraintes, qui sont répertoriés, pour l'existence de ces diverses ondes. L'approche de l'ansatz a permis de retrouver des ondes solitaires et des solutions d'ondes de choc. Avec seulement deux cas disponibles pour analyser l'hypothèse d'onde de choc, le premier cas nous a révélé l'existence d'ondes de choc alors que pour la seconde valeur disponible du paramètre de la loi de puissance de la non-linéarité, on obtient des ondes solitaires inversées. La MVIM a été appliquée à KE avec la loi de puissance non-linéarité. Ceci est un schéma itératif qui a été appliqué et les résultats ont été complétés par des simulations numériques appropriées.

Enfin, le SVP a été appliqué pour obtenir une solution analytique d'onde solitaire. Cette solution impose aussi son propre ensemble de contraintes sur les paramètres qui ont émergé naturellement de la structure de la solution.

Chapitre 4

Réseaux de Bragg caractéristiques & applications télécoms

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons quelques caractéristiques essentielles des réseaux de Bragg à fibres, qui ont suscité et suscitent encore une recherche scientifique intense dans plusieurs domaines d'applications. Les réseaux de Bragg (FBGs) sont des composants passifs présentant des fonctionnalités de base pour la réflexion (routage) et le filtrage des signaux optiques. Ils sont relativement simples à fabriquer, leurs petites tailles varient généralement entre quelques millimètres à quelques centimètres (1-20 mm). Ils ont de faibles coûts et présentent, en raison de leurs propriétés intrinsèques, une bonne immunité contre les modifications des conditions ambiantes, les interférences électromagnétiques et le rayonnements ionisant. Actuellement, les FBGs ont déjà remplacé les composants optiques massifs tels que les réseaux de diffraction classiques, les miroirs, les filtres et les séparateurs de faisceaux dans de nombreux équipements, ce qui augmente la stabilité et la mobilité de nos systèmes optiques modernes. En plus, les FBGs sont des composants en fibres et peuvent être facilement intégrés dans d'autres dispositifs optiques, car ils sont considérés comme des composants à très faible perte d'insertion. Ainsi, ils ne participent pas à la dégradation des signaux dans les systèmes de transmission optiques. Enfin, les FBGs sont déjà disponibles dans le commerce et ils sont utilisés notamment dans le domaine des télécommunications et des technologies des capteurs à base de fibres optiques.

L'intérêt pour les réseaux de Bragg (FBGs), photo-inscrits sur fibres optiques [80, 81], a augmenté au cours de ces dernières années en raison de leur facilité de fabrication et de leurs nombreuses applications dans le domaine des technologies de la fibre optique. En particulier, ils peuvent être efficacement utilisés pour la compensation de la dispersion de l'énergie dans les systèmes de communications optiques longues distances à haut débit [82, 83, 84], la régénération et la remise en forme d'impulsions optiques [85, 86]. En outre, les FBGs peuvent être utilisés pour la formation de cavités résonantes de hautes qualités pour la mise en œuvre des lasers à fibres optiques de différentes géométries et la stabilisation en fréquence des lasers à semi-conducteurs [87, 88, 89]. Aussi, les FBGs sont considérés comme des filtres spectraux basés sur le principe de la réflexion de Bragg [90].

4.2 Historique et découverte des réseaux de Bragg

Il est intéressant de noter que la découverte des réseaux de Bragg fut démontré pour la première fois par Hill et ces collaborateurs en 1978 au Centre de Recherche en Communication canadien (CRC) [91, 92]. Ils sont développés en inscrivant une modulation périodique d'indice de réfraction du cœur de la fibre optique en utilisant une figure d'interférence issue d'une lumière laser ultraviolette intense (UV). En termes de fabrication, actuellement, il y a trois techniques essentielles pour la photo-inscription de réseaux de Bragg, à savoir, la technique interférométrique (ou holographique) [93], la technique point par point [94], et la méthode de masque de phase [81, 95]. Notez que chaque technique a ses propres avantages et inconvénients.

Dans un premier temps, l'observation et l'étude de la réfraction photo-induite dans les fibres optiques était une simple curiosité scientifique, mais au fil du temps, elle est devenue la base d'une nouvelle technologie, qui a maintenant un rôle primordial dans les systèmes de communications optiques et des capteurs à fibres. Présentement, le domaine de la recherche sur les réseaux de Bragg photo-inscrits sur fibres optiques compte parmi les sujets d'actualité pour la recherche scientifique et le développement des technologies optiques avancées [96], [97, 98].

Historiquement, la percée technologique fut débutée en 1978 par Hill et ces collaborateurs, qui ont montré la possibilité de perturber de façon permanente l'indice de réfraction d'une fibre optique par exposition à la lumière ultraviolette [91]. Il est à noter que la photosensibilité des fibres optiques à la lumière (UV) a été découverte de façon accidentelle par ces auteurs lors d'une expérience sur des effets non linéaires dans une fibre en silice dopée au germanium. Cependant, la première méthode holographique pour la photo-inscription des réseaux périodiques a été proposée par Meltz et al. [99]. Celle-ci est une technique interférométrique très flexible qui offre la possibilité de choisir la longueur d'onde de Bragg désirée. Cinq ans plus tard, Hill et ces collaborateurs ont introduit la technique de masque de phase, qui ne demande pas de matériel sophistiqué pour l'élaboration des réseaux de Bragg avec différentes configurations [100]. Ainsi, les réseaux de Bragg ont été fabriqués dans tous les domaines spectraux qui intéressent, notamment, les télécoms et l'instrumentation optique.

4.3 Définitions et principes

Un réseau de Bragg est un composant tout-optique basé sur un seul concept fondamental de la physique qui est la dispersion par une structure périodique. Ces structures présentent une variation périodique locale de la constante de propagation, qui est induite par la variation périodique de l'indice de réfraction du guide d'onde considéré. La distribution périodique de l'indice de réfraction génère, en quelques sortes, une suite de miroirs diélectriques spécifiques à une certaine longueur d'onde. En effet, de tels réseaux présentent une sélectivité spectrale incontestée. Car, ils ont le pouvoir de contrôler la vitesse de propagation et par suite les caractéristiques dispersifs du matériau ou s'y propage la lumière. En conséquence, la lumière peut être accélérée, ralentie, ou même quasi-arrêtée. Toutes ces nouvelles propriétés ont conduit à la conception et le développement de nouveaux composants purement optiques d'une grande utilité dans l'optimisation des capteurs à fibres optiques [101], des lasers à fibres optiques [87], et des systèmes de communications

optiques [102].

Explicitement, un réseau de Bragg fibré est un morceau de fibre optique, généralement de longueur ne dépassant pas les 3 centimètres à l'exception de certains réseaux spécifiques qui peuvent atteindre ou dépasser une longueur de 14 centimètres [103], et dont l'indice de réfraction du cœur est modulé de façon périodique, comme le représente le schéma de la figure (4.1). La modification d'indice est obtenue par insolation latérale avec une figure d'interférence issue d'un faisceau laser ultraviolet. Dans ce cas, on note que le laser à excimer¹ à base de fluorure d'argon (ArF^*), qui émet à 193 nm, est le mieux placé pour ce genre d'opération. De ce fait, il modifie périodiquement la phase (ou l'intensité) de la lumière réfléchi (ou transmise).

L'image (4.1) montre que le FBG est caractérisé par trois paramètres physiques, à savoir, sa longueur L , le pas Λ de la perturbation et la valeur de la modulation δn . En effet, ces paramètres gouvernent toutes les propriétés spectrales des différents types de réseaux. Donc, ils peuvent être modifiés ou adaptés pour répondre à la demande de diverses applications. En conséquence, on obtient des réseaux modifiés à structures complexes, autrement dit des réseaux exotiques.

Du point de vue fondamental, le changement périodique de l'indice de réfraction du cœur la fibre en silice dopée au germanium peut être induite grâce à la photosensibilité de celui-ci au rayonnement ultraviolet. En matière de procédés de fabrication, plusieurs méthodes interférométriques sont utilisées pour la fabrication de ces structures, parfois très complexes. L'exposition de la fibre dans un champ d'interférence d'une lumière laser UV intense induit un changement permanent de l'indice de réfraction du cœur seulement. La modulation de l'indice de réfraction dépend de plusieurs paramètres tels que la longueur d'onde de la lumière d'insolation, la géométrie du champ d'interférence, le temps d'exposition et de la puissance lumineuse incidente. La variation de l'indice de réfraction peut être représentée par la relation [97].

$$n(x, y, z) = \bar{n} + \delta n(x, y, z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) \quad (4.1)$$

où \bar{n} est l'indice de réfraction moyen du cœur de la fibre non perturbée, $\delta n(x, y, z)$ est la modulation induite et Λ est la période spatiale du réseau de Bragg considéré.

Principe de fonctionnement d'un réseau de Bragg

La figure (4.2) montre le principe de fonctionnement qui est basé sur le phénomène de diffraction et de l'interférence de la lumière. Avec telle structure, à chaque variation d'indice (interface) une faible fraction de la lumière incidente est réfléchi (réflexion de Fresnel). La totalité de la lumière réfléchi se recombine par interférence constructive à une longueur d'onde particulière, appelée longueur d'onde de Bragg λ_B . La longueur d'onde en question est obtenue lorsque un couplage fort entre les modes de propagation se produit (condition de résonance de Bragg), celle-ci est donnée par la relation suivante [97, 104, 105].

¹Un excimer est un dimère qui n'est stable qu'à l'état excité et se dissocie à l'état fondamental. Il est obtenu par un gaz rare, tel que l'Argon (Ar), le Krypton (Kr) ou le Xénon (Xe), mélangé à un halogène comme le Fluor (F), le Chlore (Cl) ou le Brome (Br).

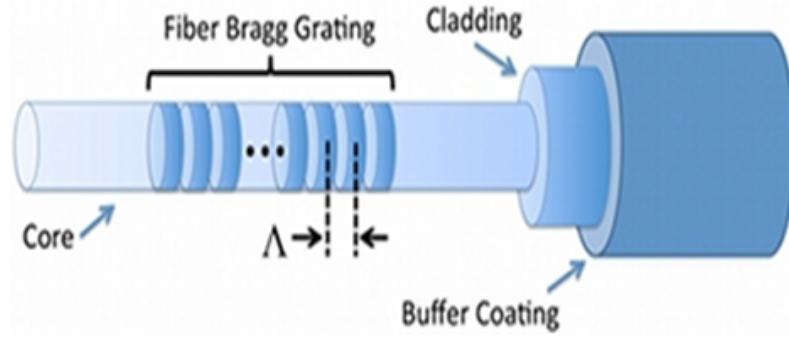


FIG. 4.1: Diagramme schématisé d'un réseau de Bragg uniforme de période Λ , d'indice de réfraction moyen \bar{n} , et de modulation d'indice δn .

$$\lambda_B = \frac{2\bar{n}\Lambda}{m} \quad (4.2)$$

où \bar{n} est l'indice de réfraction moyen, Λ la période du réseau et m l'ordre de diffraction dont on ne considère que le premier ordre qui lui correspond $m = 1$.

On remarque, d'après l'équation (4.2), que la longueur d'onde de Bragg dépend uniquement de l'indice effectif et de la période spatiale du réseau, ce qui permet un large éventail dans le choix et la sélection de la longueur d'onde à réfléchir. Donc, l'ajustage de la période, par exemple, permet de réaliser la condition de résonance à partir du domaine spectrale visible jusqu'à l'infrarouge. Sur le plan pratique, les réseaux de Bragg photo-inscrits sur des fibres optiques en silice dopé au germanium ont typiquement une amplitude de modulation d'indice de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-3} , ce qui donne, d'après la relation ($\Delta\lambda = \lambda_B \Delta n / \bar{n}$), une largeur de bande de quelques dizaines de nanomètres seulement [93]. Par ailleurs, on note que les propriétés spectrales de la bande réfléchie (ou transmise) peuvent être choisies volontairement. Elle est dépendante que des paramètres physiques du réseau, comme le montre les spectres de réflexions et de transmissions parfaitement symétriques obtenus par simulation numérique, figure (4.3).

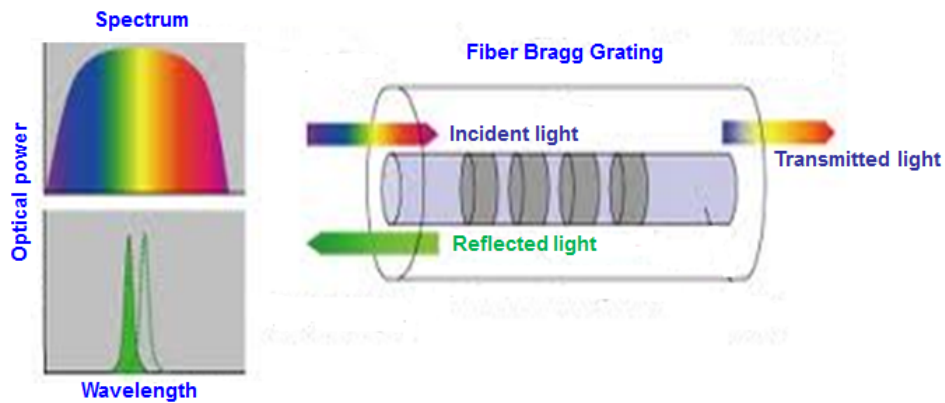


FIG. 4.2: Principe de fonctionnement d'un réseau de Bragg, qui est basé sur le phénomène de diffraction et de l'interférence de la lumière. A chaque variation d'indice (interface) une faible fraction de la lumière incidente est réfléchi (réflexion de Fresnel). La totalité de la lumière réfléchi se recombine par interférence constructive à une longueur d'onde particulière, appelée longueur d'onde de Bragg λ_B .

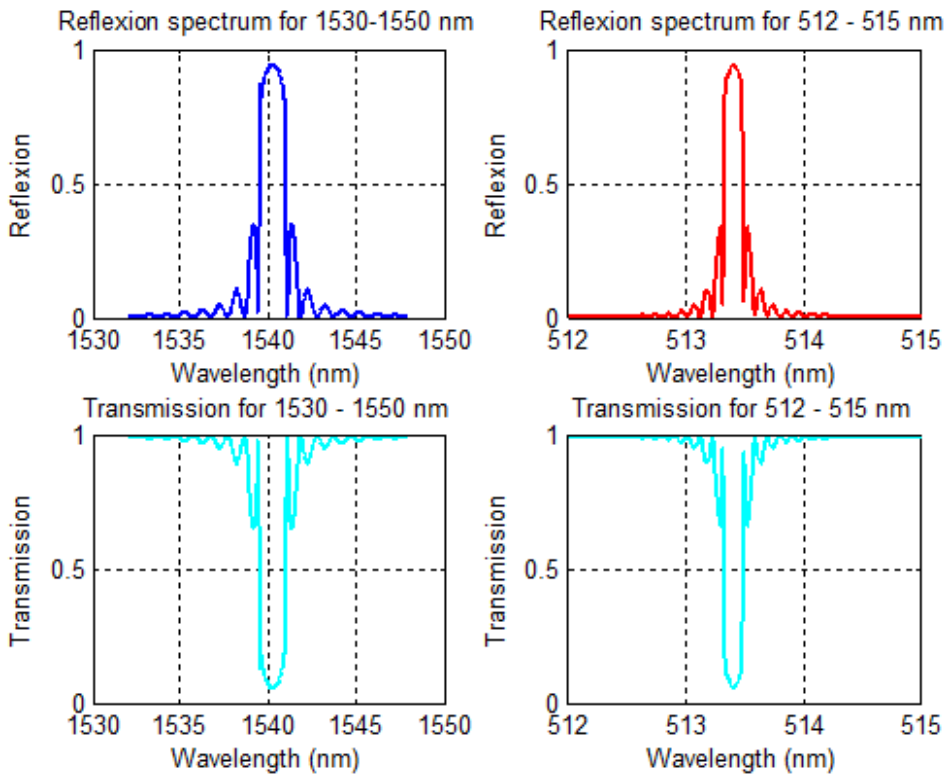


FIG. 4.3: Spectres de réflexion et de transmission pour différentes longueurs d'onde. La bande réfléchi peut être choisie de façon volontaire, car elle dépend que de du pas Λ et de la modulation d'indice δn .

4.4 FBGs : caractéristiques et avantages

Un réseau de Bragg fibré a l'avantage d'être une structure simple photo-inscrite sur un morceau de fibre optique, grâce à la photosensibilité au rayonnement ultraviolet de la silice dopée. Il est caractérisé par une faible perte d'insertion, une grande sélectivité spectrale, et une grande insensibilité aux effets de polarisation de la lumière. Ces avantages lui confèrent une grande maniabilité dans son utilisation dans n'importe quel système optique. Les réseaux de Bragg (FBGs) sont des composants passifs présentant des caractéristiques fonctionnelles de base pour le filtrage, le guidage et le routage de la lumière. Ils sont de petites tailles (1-20 mm), relativement simples à fabriquer, à faible coût et présentent une bonne immunité contre toute modification des conditions ambiantes, aux ondes électromagnétiques et aux radiations ionisantes. Actuellement, ils ont remplacé les composants optiques massifs tels les réseaux de diffraction massifs, les miroirs, les lames séparatrices de faisceaux, les filtres et autres. Ce qui assure la stabilité, la mobilité, et la flexibilité de l'équipement des systèmes optiques. Enfin, commercialement, ils existent déjà sur le marché, ces réseaux sont très utilisés notamment dans le domaine des télécommunications et des capteurs à fibres optiques.

Donc, les réseaux de Bragg se révèlent avoir une multitude d'applications technologiques et scientifiques importantes qui ont marqué de nombreuses disciplines. Devant cette pléiade d'applications, on peut dire sans aucun doute que la technologie des réseaux de Bragg est la technologie par excellence qui domine actuellement dans le secteur des technologies optiques avancées. En plus, elle représente le support incontournable pour la réalisation des futurs réseaux de télécommunications optiques.

4.5 Origine physique de la photosensibilité

La photosensibilité se traduit par une modification permanente de l'indice de réfraction du cœur de la fibre suite à une exposition à un rayonnement (UV). On note qu'à l'état actuel les détails de ce processus complexe ne sont pas encore bien connus. Néanmoins, l'origine physique de la photosensibilité est liée certainement à la présence de défauts de structure dans la composition chimique de la fibre en silice dopée au germanium [96, 97]. Plusieurs théories et modèles ont été proposés pour expliquer le phénomène de la photo-réfraction, tels que le modèle des centres colorés [106, 107], modèle des dipôles électriques [108, 109], modèle de la relaxation de tension [110, 111], et le modèle de compactage [112, 113].

4.6 Techniques de fabrication des réseaux de Bragg

En matière de procédés de fabrication, actuellement, il existe principalement trois techniques de base en usage permettant d'obtenir la modulation d'indice nécessaire avec la plus grande précision. Interférométrie (ou technique holographique) [93], technique de point par point [94], méthode de masque de phase [81, 95]. Il est à noter que chaque technique a ses propres avantages et ses inconvénients. Cependant, comparée aux différentes méthodes utilisées, la technique de masque de phase présente de nombreux avantages.

Technique de Mask de Phase

La figure (4.4) représente la technique de masque phase. On utilise un réseau de diffraction gravé sur un substrat en silice (SiO_2), qui fait l'objet de masque de phase. Le faisceau laser unique est séparé en plusieurs ordres de diffraction. Dans cette approche on joue sur la profondeur des reliefs du réseau pour éliminer l'ordre zéro. Ce qui permet d'obtenir une figure d'interférence issue des premiers ordres de diffraction (± 1) avec une puissance assez importante. Donc, la modulation de l'indice de réfraction est limitée à la région de densité énergétique élevée, ceci permet d'obtenir une modulation d'indice optimale [81]. Une fibre optique dénudée et chargée d'hydrogène dont le cœur est dopé au germanium est exposée au champ d'interférences. Suite à cette insolation, on obtient une modulation périodique permanente de l'indice de réfraction.

Malheureusement, cette méthode n'est pas flexible comme la méthode interférométrique, car chaque masque de phase correspond à une seule longueur d'onde de Bragg λ_B . Celle-ci est déterminée uniquement par le pas du masque de phase et elle est indépendante de la longueur d'onde de la lumière laser UV utilisée. Toutefois, elle est moins sensible aux vibrations et aux contraintes d'alignement. De ce fait, elle est beaucoup plus adaptée pour la production en masse avec une meilleure reproductibilité à faible coût. En plus, cette technique permet la fabrication de réseaux de Bragg chirpés, c'est-à-dire, à pas variable, qui sont utilisés particulièrement comme compensateur de dispersion dans les systèmes de transmission optiques à haut débit et les systèmes multiplexés en longueurs d'onde [96].

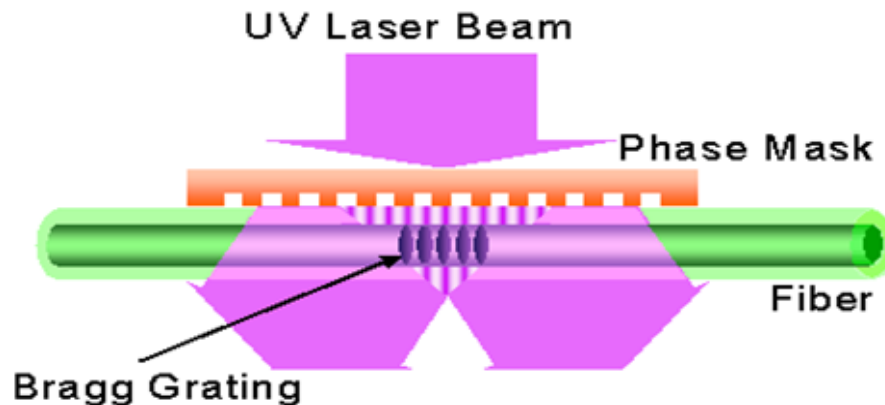


FIG. 4.4: Technique de masque de phase : la figure d'interférence est obtenue par un réseau de diffraction gravé sur un substrat en silice (SiO_2).

Dans les lignes de liaisons optiques longues distances, la dispersion de la vitesse de groupe (environ 17 ps/nm.km pour la fibre standard à la longueur d'onde $\lambda = 1500 \text{ nm}$) dégrade les performances du système en limitant soit le débit maximum ou la portée (moins de 60 km pour le format NRZ standard à 10 Gbps) [114]. Notons que pour les systèmes de transmission à moins de 10 Gbps , la pente de dispersion qui est due à un temps de groupe d'ordre élevé est négligeable [115]. Cependant, pour les systèmes à haut débit, qui fonctionnent à 40 Gbps et plus, la pente de dispersion doit être compensée.

Au cours de ces dernières années, il y avait un intérêt croissant dans l'étude des réseaux de Bragg linéairement chirpé avec différents profils d'apodization afin d'être utilisés comme dispositifs de compensation de dispersion dans les systèmes à très hauts débits.

En effet, plusieurs raisons ont poussé les concepteurs de réseaux télécoms à adopter ces composants passifs pour la compensation de la dispersion chromatique à cause de leur facilité de fabrication, ils sont peu coûteux, ils présentent de faibles pertes d'insertion, ils sont compacts et compatibles avec tous les systèmes de communication par fibres, etc.

Pour l'étude et la résolution de tous les problèmes des réseaux de Bragg fibrés, beaucoup de théories et de méthodes de calcul numériques ont été utilisées dans la modélisation et la simulation telles que la théorie de couplage de modes de propagation, la méthode d'intégration directe de Runge Kutta d'ordre quatre ou la méthode de la matrice de transfert. En effet, la théorie des modes couplés permet l'analyse et la quantification de l'information relative aux spectres de transmission, spectres de réflexion, temps de groupe et la dispersion des réseaux de Bragg. Alors que la puissance de la méthode de la matrice de transfert réside dans l'étude et la caractérisation des réseaux non-uniformes, autrement dit, les réseaux modifiés (ou exotiques). Dans ce contexte, plusieurs scripts de calcul, basés sur Matlab, ont été développés.

4.7 Théorie de modes couplés

La théorie de modes couplés est l'une des méthodes les plus utilisées, parmi d'autres outils mathématiques et techniques, dans l'étude et l'analyse de la propagation des ondes lumineuses dans les structures périodiques. Celle-ci, qui est une théorie perturbative, peut être utilisée de façon efficace pour la description des propriétés linéaires et non linéaires des réseaux de Bragg peu profonds ($\Delta n \ll \bar{n}$). La théorie de modes couplés a été développée premièrement par Kogelnik et Shank [116] ainsi que Yariv [7] dans les structures périodiques linéaires. Winful et ses collaborateurs ont développé la théorie de modes couplés pour les réseaux de Bragg non-linéaires [117], qui seront étudiés par la suite.

Considérons, pour le moment, un réseau de Bragg linéaire dont l'indice de réfraction varie périodiquement le long de sa longueur orienté suivant l'axe (z), donné par la relation (4.1). Notons que seul l'ordre le plus bas des composés spatiaux de Fourier de la fonction de l'indice de réfraction est pris en considération. L'évolution des enveloppes des champs électriques des modes de propagation est obtenue à partir de l'équation de propagation de Helmotz.

$$\left(\nabla^2 - \frac{n^2(x, y, z)}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)E(x, y, z) = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}(x, y, z)}{\partial t^2} \quad (4.3)$$

où $P_{NL}(x, y, z)$ représente la polarisation non linéaire et μ_0 est la perméabilité du vide.

Bien qu'il soit facile de calculer les propriétés optiques d'une structure périodique unidimensionnelle exactement en intégrant les équations de Maxwell, il est souvent avantageux d'utiliser un formalisme de mode couplé, dans lequel on travaille avec des fonctions d'enveloppe de champ électrique variant lentement plutôt que par les champs électriques et magnétiques eux-mêmes. Ces approches sont numériquement plus efficaces et peuvent donner plus de lucidité physique [118]. Dans le cas des réseaux de Bragg seuls deux modes de propagation sont pris en compte : le mode incident (E_+) et le mode réfléchi (E_-). Puisque la théorie de modes couplés ne traite que les enveloppes des champs électriques,

nous supposons que le champ électrique résultant est linéairement polarisé et s'écrit sous la forme :

$$E(x, y, z, t) = A(x, y) [E_+(z, t)e^{+ik_B z} + E_-(z, t)e^{-ik_B z}] \exp(-i\omega_B t) \quad (4.4)$$

où la fonction $A(x, y)$ représente le profil transversal du mode de propagation.

A partir des équations (4.3) et (4.4) nous pouvons dériver un système d'équations couplées dépendantes du temps, qui représente l'évolution des enveloppes $E_{\pm}(z, t)$. Notons que la théorie de modes couplés requière d'importants suppositions [119] : *i*) dans les réseaux peu profond ($\Delta n \ll \bar{n}$) les enveloppes $E_{\pm}(z, t)$ du champ électromagnétique varient lentement dans le temps par rapport à la période d'oscillation T et dans l'espace par rapport à la longueur de l'onde optique, *ii*) la fréquence du faisceau incident est égale approximativement à la fréquence de résonance de Bragg $\omega \approx \omega_B$.

Typiquement, les enveloppes des champs électriques associées aux impulsions optiques dont la largeur à mi-hauteur est supérieur à $10 ps$, qui seront étudiées dans ce chapitre, varient lentement dans l'espace et dans le temps. En conséquence, tous les termes oscillants rapidement, y compris les termes associés aux composantes de Fourier d'ordre supérieurs dans la structure du réseaux et qui apparaissent dans les expressions des champs électriques $E_{\pm}(z, t)$, peuvent être omis. De même, les dérivées secondes de $E_{\pm}(z, t)$ sont négligées. Dans ces conditions, on obtient, pour un réseau de Bragg uniforme, un système d'équations couplées dépendant du temps donné par [118].

$$i \frac{\partial E_+}{\partial z} + i \frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial E_+}{\partial t} + \kappa E_- = 0 \quad (4.5)$$

$$-i \frac{\partial E_-}{\partial z} + i \frac{\bar{n}}{c} \frac{\partial E_-}{\partial t} + \kappa E_+ = 0 \quad (4.6)$$

où κ représente le coefficient de couplage entre le mode de propagation incident (E_+) et le mode de propagation réfléchi (E_-), donné par l'expression suivante.

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{2\bar{n}\Lambda} \eta \quad (4.7)$$

avec η est la fraction de la puissance guidée dans le cœur du guide d'onde, qui dans le cas des réseaux peu profonds vaut à peu près $\eta = 0,8$. En plus, on note bien que la fréquence centrale ω_B du signal optique n'apparaît pas explicitement dans le système d'équations de modes couplés (4.5 et 4.6) puisque celle-ci joue le rôle d'une fréquence porteuse des enveloppes du champs électrique (4.4).

4.8 Réflexion d'un réseau de Bragg

Nous présentons dans ce qui suit les propriétés spectrales en réflexion (ou en transmission) d'un réseau de Bragg de longueur finie. Dans la section précédente nous avons dérivé, d'après la théorie de modes couplés, un système d'équations couplées dépendantes du temps (4.5, 4.6). Mais, pour décrire les propriétés de réflectivité nous utilisons un système d'équations couplés indépendant du temps, qui sera obtenu en supposant que les enveloppes des modes de propagation varient, d'après (4.8), de façon harmonique :

$$E_{\pm}(z, t) = \xi_{\pm}(z) \exp \left[-i\delta \left(\frac{c}{\bar{n}} \right) t \right] \quad (4.8)$$

Par substituons de l'équation (4.8) dans le système (4.5, 4.6) on obtient, pour un réseau de Bragg uniforme, le système d'équations couplées indépendant du temps suivant :

$$\frac{d\xi_+}{dz} = i [\delta \xi_+(z) + \kappa \xi_-(z)] \quad (4.9)$$

$$\frac{d\xi_-}{dz} = -i [\delta \xi_-(z) + \kappa \xi_+(z)] \quad (4.10)$$

Le système obtenu est facile à résoudre en adoptant la géométrie représentée dans la figure (4.5) avec les conditions initiales suivantes : la lumière incidente arrive par la gauche, à $z = 0$ nous avons $\xi_+(0) = 1$ et $\xi_-(0) = ?$; à la sortie du réseau $z = L$, nous avons $\xi_+(L) = ?$ et $\xi_-(L) = 1$. Dans ces conditions, la solution du système d'équations différentielles (4.9 et 4.10) est donnée par [116] :

$$\xi_+(z) = \frac{\alpha \cosh[\alpha(L-z)] - i\delta \sinh[\alpha(L-z)]}{\alpha \cosh(\alpha L) - i\delta \sinh(\alpha L)} \quad (4.11)$$

$$\xi_-(z) = \frac{i\kappa \sinh[\alpha(L-z)]}{\alpha \cosh(\alpha L) - i\delta \sinh(\alpha L)} \quad (4.12)$$

avec $\alpha = \sqrt{\kappa^2 - \delta^2}$.

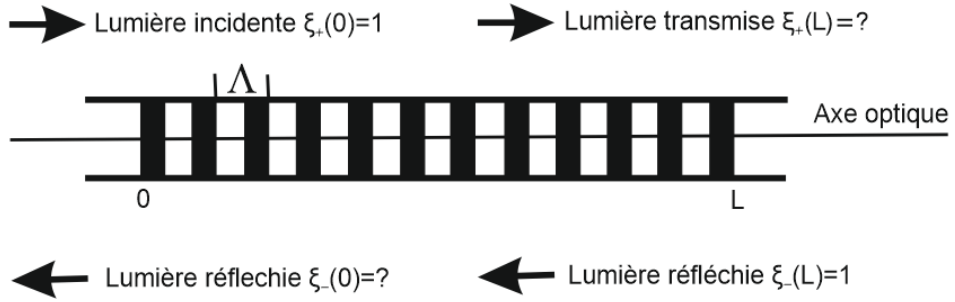


FIG. 4.5: Schéma représentant les conditions initiales pour le calcul de la réponse spectrale du réseau de Bragg.

Il est clair que les champs électriques obtenus (4.11, 4.12) se comportent différemment selon que $|\delta| < \kappa$ (ou $|\delta| > \kappa$). Dans le premier cas où le coefficient α est réel et les solutions précédentes sont une combinaison de fonctions hyperboliques représentant des champs électriques évanescents dans une plage spectrale correspondant à la bande photonique. Mais si $|\delta| > \kappa$, α est imaginaire et les champs électriques sont donnés en termes de fonctions trigonométriques ($\cosh ix = i \cos x$ et $\sinh ix = -i \sin x$), dans ce cas, ils représentent les champs qui se propagent.

On définit le coefficient de réflectivité et de transmissivité d'un réseau de Bragg par les rapports suivants :

$$r = \frac{\xi_-(0)}{\xi_+(0)} = \frac{i\kappa \sinh(\alpha L)}{\alpha \cosh(\alpha L) - i\delta \sinh(\alpha L)} \quad (4.13)$$

$$t = \frac{\xi_+(L)}{\xi_+(0)} = \frac{\alpha}{\alpha \cosh(\alpha L) - i\delta \sinh(\alpha L)} \quad (4.14)$$

La réflexion et la transmission en intensité, qui sont définies respectivement par $R = |r|^2$ et $T = |t|^2$, sont données par :

$$R = \frac{\kappa^2 \sinh^2(\alpha L)}{\alpha^2 \cosh^2(\alpha L) + \delta^2 \sinh^2(\alpha L)} \quad (4.15)$$

$$T = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 \cosh^2(\alpha L) + \delta^2 \sinh^2(\alpha L)} \quad (4.16)$$

D'après les équations (4.13) et (4.14), nous constatons que le coefficient de réflexion (ou de transmission) est une fonction complexe, à partir de laquelle nous pouvons déterminer deux grandeurs physiques d'une grande importance pour la gestion de la dispersion chromatique et l'optimisation des systèmes de transmissions optiques. Donc, à partir de la phase θ_r du module du coefficient de réflexion on détermine le retard de groupe (ou le temps de groupe) :

$$\tau_g = \frac{d\theta_r}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta_r}{d\lambda} \quad (4.17)$$

Par définition, le temps de retard de la lumière réfléchi, qui est exprimé en picoseconde (*ps*), est définie comme étant la dérivée de la phase par rapport à la fréquence de la lumière en question. Physiquement parlant, il représente le temps différentiel d'arrivée de deux longueurs d'onde séparées par une plage spectrale de un nanomètre.

Tandis que la dispersion D_r , qui est donnée en (*ps/nm*), est définie comme étant la dérivée du temps de retard de groupe par rapport à la longueur d'onde.

$$D_r = \frac{d\tau_g}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\theta_r}{d\omega^2} \quad (4.18)$$

4.9 Propriétés spectrales des FBGs

Les réseaux de Bragg uniformes sont essentiellement utilisés comme filtres en mode de réflexion, dont la longueur d'onde de Bragg peut être choisie volontairement. Ils peuvent avoir des largeurs de bande de moins de 0,1 *nm*. Il est également possible de réaliser un filtre à large bande passante d'une dizaine de nanomètres (10 *nm*) de largeur. Le réseau de Bragg peut également être conçue pour que la réflectivité à la longueur d'onde λ_B soit aussi faible que 1 % ou supérieure à 99,9 %, comme le montre les spectres de la figure (4.6). Cependant, ils ne peuvent pas être utilisés comme dispositifs de compensation de dispersion . En outre, ils ne peuvent pas être utilisés, aussi, pour la remise en forme d'impulsions laser à l'instar des réseaux chirpés (non-uniformes).

La figure (4.7) montre les spectres de réflexion, le temps de groupe et la dispersion d'un réseau de Bragg uniforme, simulé numériquement avec différentes paramètres physiques du FBG. Ces spectres ont été choisis parmi beaucoup d'autres. Les résultats obtenus peuvent être résumés comme suit :

Le maximum de réflectivité est centrée sur la longueur d'onde de Bragg λ_B , sa position spectrale et le taux de réflectivité peuvent être prescrits en avance, comme le montre les spectres de la figure (4.6). La variation de ce maximum de réflectivité présente un aspect de saturation qui augmente avec la longueur du réseau, voir figure (4.6). En outre, on note

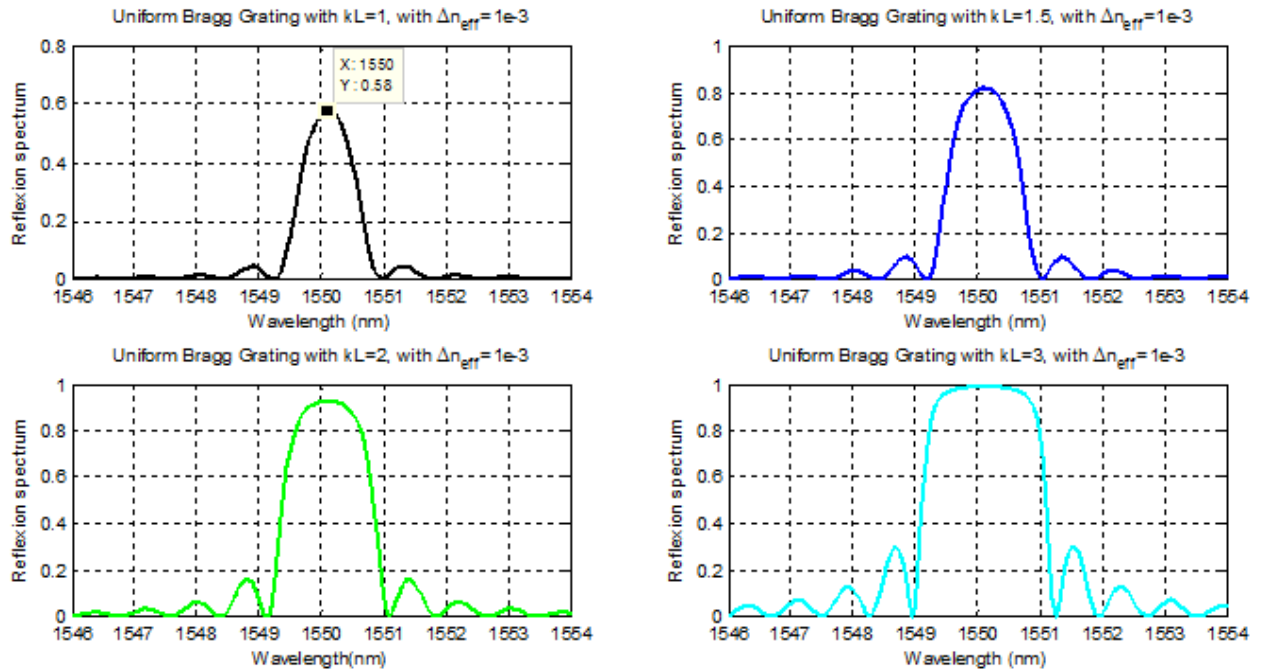


FIG. 4.6: Spectres de réflexion d'un réseau de Bragg uniforme pour différentes valeurs du coefficient de couplage κL .

que ces spectres présentent des bandes latérales (side lobes), qui sont dues à des réflexions multiples sur les deux extrémités du FBG jouant le rôle d'une cavité résonante de type Fabry-Pérot. Celles-ci sont considérées comme des pertes d'énergie. En termes pratiques, elles sont nuisibles parce qu'elles contribuent à la dégradation de la qualité de filtrage, par exemple. Nous devrions les éliminer ou les atténuer au moins en utilisant des profils d'apodisation au cours du processus de photo inscription du FBG, comme le montre la figure (4.8). En effet, plusieurs profils d'apodisation ont été utilisés pour la suppression des lobes secondaires. Parmi ces profils, certains sont illustrés ci-dessous, figure (4.8).

Le spectre du temps de groupe présente un minimum centré sur la longueur d'onde de Bragg λ_B . En dehors de la bande photonique interdite, il atteint des valeurs significatives avec une variation périodique très rapide, qui tend vers une valeur limite nulle qui reste dépendante des paramètres physiques du FBG. Physiquement, la brusque augmentation du temps de groupe en dehors de la bande photonique peut être expliquée dans le contexte de la théorie d'une cavité optique résonante de type Fabry-Pérot (F-P) formée par les deux extrémités du FBG, qui se compose réellement de deux surfaces abruptes. En effet, les minima d'intensités observés sont similaires à celles d'une cavité (F-P). A ces fréquences correspondent une lumière qui est piégée à l'intérieur de la cavité après de multiples allers retours, ce qui augmente considérablement le temps de groupe.

La forme antisymétrique du spectre de dispersion a deux branches de signe négatif et positif, qui représentent respectivement le régime de dispersion normale et anormale, en passant par une valeur nulle centrée sur la longueur d'onde de Bragg λ_B . Cependant, la dispersion devient importante sur les bords de la bande photonique, et les lobes latéraux présentent une variation périodique très rapide pour tendre vers la valeur zéro. La valeur très élevée de la dispersion chromatique sur les bords de la bande photonique explique

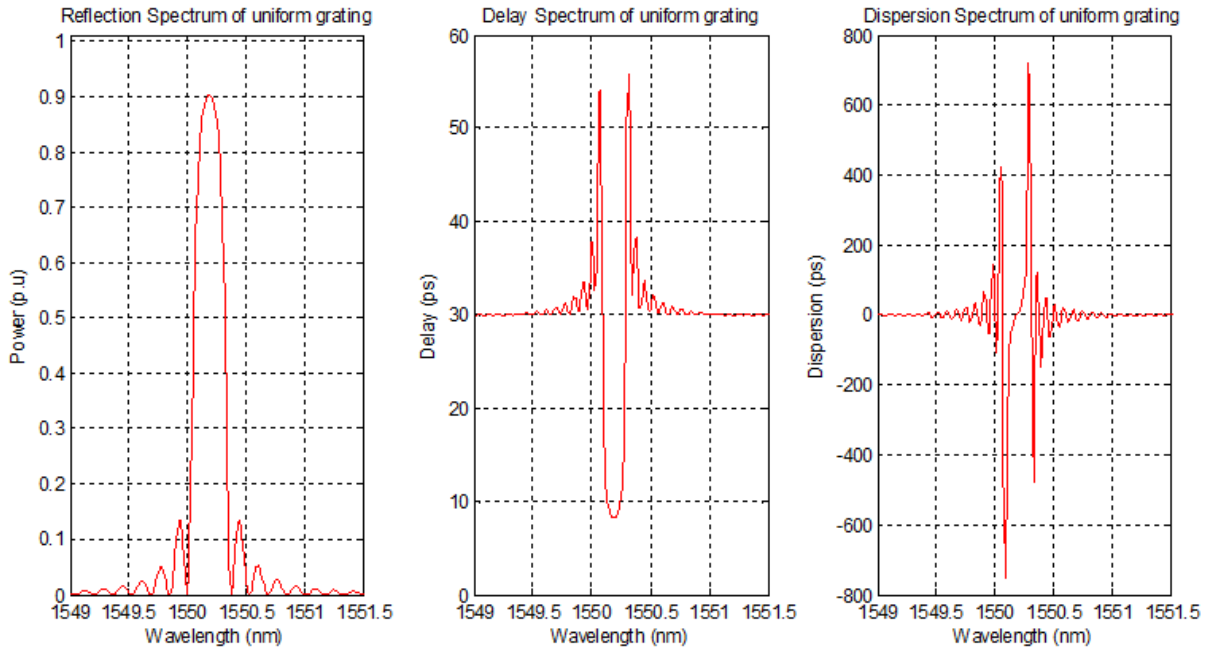


FIG. 4.7: Spectres de réflexion, temps de groupe et de dispersion d'un réseau de Bragg uniforme.

clairement l'origine physique de l'apparition de solitons de Bragg "Gap Solitons", qui se forment à l'intérieur de la bande photonique interdite et peuvent se propager à l'intérieur du réseau à une vitesse allant de zéro jusqu'à la vitesse de la lumière [120, 121, 122]. Les Gap-solitons ont été observés expérimentalement et pour la première fois par Tavernier et ces collaborateurs [123]. Ces expériences sont complémentaires à celles d'Eggleton et al, qui ont examiné la propagation non linéaire à travers le réseau de Bragg à des fréquences situés en dehors de la bande photonique, où le réseau est transparent mais hautement dispersif [124]. Contrairement aux solitons optiques qui sont le résultat d'une compensation mutuelle entre la dispersion chromatique naturelle accumulée sur de longues distances et la non-linéarité optique induite.

En termes d'applications industrielles, les réseaux de Bragg uniformes peuvent être essentiellement utilisés comme filtres en mode de réflexion avec les caractéristiques spectrales suivantes : bande étroite inférieure à $0,1 \text{ nm}$ ou à large bande supérieure à 10 nm . Le taux de réflexion peut être choisi volontairement, sachant qu'il peut varier dans une large plage de 1% à 9,99%. Par conséquent, ces filtres peuvent être combinés avec d'autres composants optiques pour former des dispositifs optiques complexes utilisés dans le domaine des télécommunications comme multiplexeur Add-Drop, filtres sélectifs pour stabiliser le fonctionnement des diodes laser (faisceaux de fréquences uniques), et ainsi de suite. Cependant, les FBG uniformes ne peuvent pas être utilisés pour la compensation et la remise en forme d'impulsions laser. Contrairement aux FBG modifiés, c'est-à-dire non-uniformes, dont les caractéristiques spectrales peuvent être adaptées pour répondre aux besoins de nombreuses applications. Notons que les FBGs non-uniformes sont obtenues en modifiant l'un de leurs paramètres physiques à l'aide de certains profils de faisceaux lasers au cours de leur fabrication. Par conséquent, on obtient différents types de FBGs modifiés avec des propriétés spectrales dédiées.

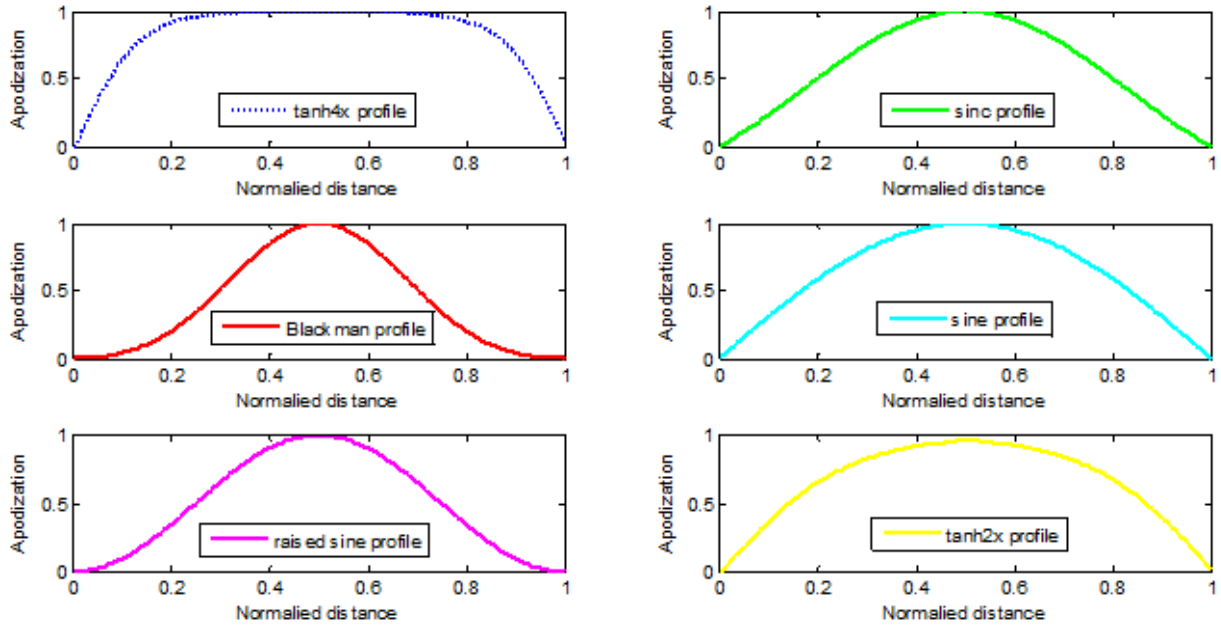


FIG. 4.8: Différents profils d'apodization sont utilisés pour la suppression des lobes secondaires.

4.10 Réseaux de Bragg non-uniformes

La caractéristique la plus distinctive des réseaux de Bragg est la souplesse qu'ils offrent à la réalisation pour obtenir les caractéristiques spectrales souhaitées. En faisant varier le profil du faisceau laser UV utilisé, de nombreux types de réseaux de Bragg modifiés peuvent être construits avec des propriétés spécifiques, à savoir, des réseaux uniformes, chirpés, échantillonnés, déphasés, ..., etc. Dans le cas des réseaux linéairement chirpé, la période varie de façon linéaire avec la position, comme le montre la figure (4.9). Cela rend le réseau apte à réfléchir différentes longueurs d'ondes à différents points le long de sa longueur. Par conséquent, l'introduction de différents temps de retard pour les différentes composantes spectrales de l'impulsion qui le traverse. Ce qui permet de l'utiliser comme élément dispersif pour la correction de la dispersion chromatique et la remise en forme des impulsions laser distordues.

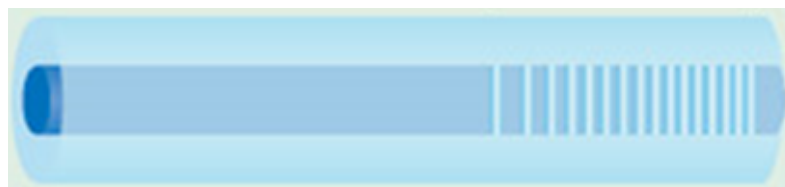


FIG. 4.9: Schéma d'un réseau de Bragg non-uniforme à pas linéairement variable (réseau chirpé).

4.11 Principe de fonctionnement

Dans le cas d'un réseau linéairement chirpé, la période varie de façon linéaire avec la position, figure (4.9). D'après la condition de résonance : $\lambda_B(z) = 2n_{eff}\Lambda(z)$, le réseau va réfléchir différentes longueurs d'ondes en différents points le long de sa longueur. Ce qui implique que les différentes composantes spectrales constituant l'impulsion laser vont acquérir un temps de retard les uns par rapport aux autres, comme le montre les spectres de réflexions et le temps de retard de la figure (4.10), obtenus pour trois longueurs différentes $L = 2, 2.5$ et 3 mm.

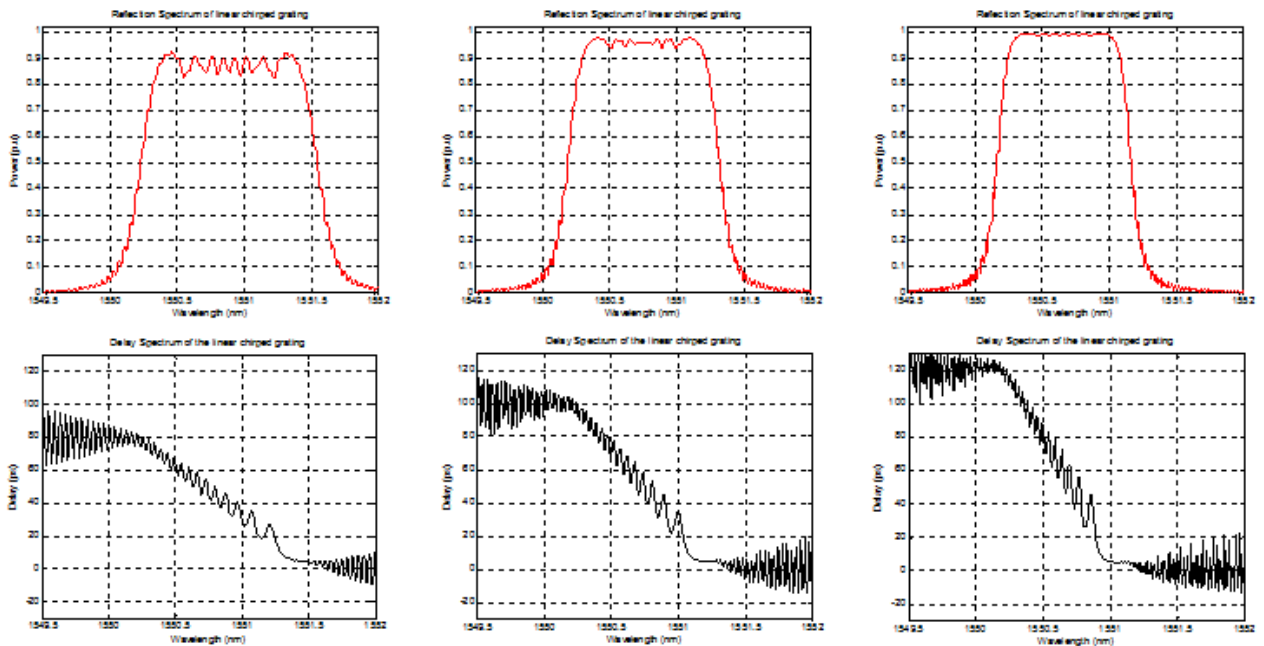


FIG. 4.10: Spectres de réflexion et de temps de groupe pour un réseau de Bragg chirpé pour différentes longueurs allant de 2 à 3 millimètres respectivement.

D'après ces spectres, on remarque que le maximum de réflectivité augmente avec la longueur du réseau en se déplaçant vers les petites longueurs d'ondes par rapport à la longueur d'onde centrale (blue-shift), c'est le cas d'un chirp down ($C < 0$). Un déplacement vers le rouge (red-shift) se produit dans le cas d'un chirp up ($C > 0$). En plus, on remarque une diminution de la largeur à mi-hauteur avec l'augmentation de la longueur du réseau. Mais, le plus remarquable est la diminution des oscillations sur le plateau de la réponse spectrale, qui sont dues à des interférences suite à des réflexions multiples, en fonction de l'augmentation de la longueur du réseau. Ceci peut s'expliquer dans le cadre d'une diminution de l'effet de cavité résonante avec l'augmentation de la longueur du réseau, autrement dit, la lumière est totalement réfléchi avant d'atteindre l'extrémité du réseau.

Les spectres du temps de groupe montrent que celui-ci augmente avec la longueur du réseau, il passe de 80 à 120 picosecondes pour une longueur qui varie entre 2 et 3 mm. Les petites longueurs d'ondes subissent plus de retard que les grandes longueurs d'ondes. Donc, les réseaux de Bragg à pas variable sont des éléments dispersifs très intéressants,

ils peuvent être utilisés de façon efficace comme compensateurs de dispersion chromatique dans les systèmes de transmission optiques longues distances et de multiplexage en longueurs d'ondes. Le schéma de la figure (4.11) illustre le principe de fonctionnement d'un compensateur de dispersion chromatique, composé simplement d'un circulateur optique et d'un réseau de Bragg à pas linéairement variable. L'impulsion laser injectée à l'entrée de la fibre optique avec certaines propriétés spectrales données s'étale après avoir parcourue une certaine distance supérieure à la longueur de dispersion L_D . On remarque le retard des composantes de faibles fréquences (grandes longueurs d'ondes) par rapport aux petites longueurs d'ondes, car le régime de propagation choisi dans cet exemple est anormal. Cependant, l'injection de l'impulsion étalée au travers un réseau de Bragg avec un chirp négatif, via un circulateur optique, va être remise en forme. Car, le rôle du FBG est de retarder les composantes spectrales rapides (petites longueurs d'ondes) par rapport aux composantes basses fréquences (grandes longueurs d'ondes). Par optimisation des propriétés spectrales du réseau de Bragg, on obtient à la sortie du circulateur une impulsion laser avec les mêmes caractéristiques spectrales que celle à l'entrée.

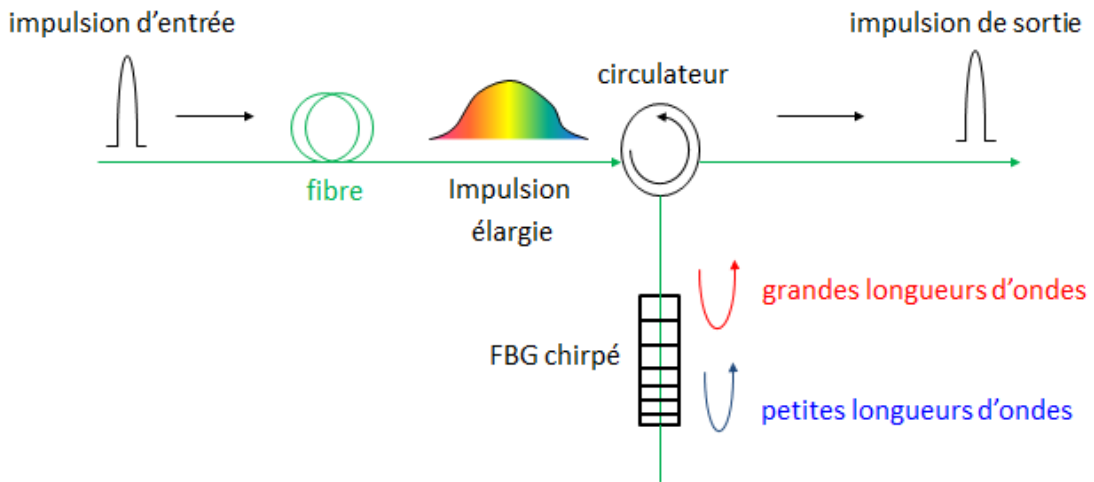


FIG. 4.11: Principe de fonctionnement d'un dispositif optique compensateur de dispersion chromatique. Il est composé d'un circulateur optique et d'un réseau de Bragg linéairement à pas variable.

4.12 Compensation de la dispersion (FBGs coniques)

Il est d'importance cruciale d'étudier les caractéristiques de dispersion des FBGs amincis sous forme coniques et sous contrainte. Dans ce travail [125], en utilisant la même procédure de calcul reportée dans [115], nous discutons, théoriquement et numériquement, les caractéristiques des réponses spectrales de deux types de réseaux de Bragg de forme conique ayant des profils différents : un profil purement parabolique et un profil exponentielle-linéaire, pour les utiliser dans l'annulation de la dispersion et pente de dispersion. Nos résultats sont comparés à ceux rapportés dans la référence [115].

4.13 Théorie

Cette section portera sur l'analyse mathématique du coefficient linéaire du temps de groupe et le coefficient quadratique (pente de dispersion) correspondant aux cas de réseaux de deux profils différents : conique exponentielle-linéaire et conique parabolique. L'étude sera donc divisée en deux paragraphes.

4.14 Réseau de Bragg conique : profil exponentielle-linéaire

D'après la référence [126], le rayon le long de la fibre effilée de manière exponentielle-linéaire peut être exprimé comme suit :

$$R(z) = R_0 \left[\exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) - \frac{ze^{-1}}{z_0} \right] \quad (4.19)$$

où R_0 est le rayon initial de la fibre et z_0 est le point le long de l'axe où le rayon de la fibre amincie devient égale à zéro. L'aire de la section transversale du réseau à la position z est donnée par :

$$A(z) = \pi R^2(z) = \pi R_0^2 \left[\exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) - \frac{ze^{-1}}{z_0} \right]^2 \quad (4.20)$$

Lorsqu'une tension F est appliquée sur la fibre, par définition, la contrainte axiale du réseau $\epsilon(z) = F/E.A(z)$ à la position z peut être exprimée comme suit :

$$\epsilon(z) = \frac{F}{E\pi R_0^2 \left[\exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) - \frac{ze^{-1}}{z_0} \right]^2} = \frac{\epsilon(0)}{\left[\exp\left(-\frac{z}{z_0}\right) - \frac{ze^{-1}}{z_0} \right]^2} \quad (4.21)$$

où E est le module de Young, et $\epsilon(0)$ est la contrainte initiale appliquée en $z = 0$. Par conséquent, le changement de la période au point d'origine sera donné par l'expression suivante :

$$\Delta\Lambda(z) = \epsilon(z)\Lambda_0 = \frac{\epsilon(0)\Lambda_0}{\left(e^{-\frac{z}{z_0}} - \frac{ze^{-1}}{z_0}\right)^2} = \frac{\Delta\Lambda(0)}{\left(e^{-\frac{z}{z_0}} - \frac{ze^{-1}}{z_0}\right)^2} \quad (4.22)$$

où Λ_0 est la période initiale à la position $z = 0$ sans contrainte. Par conséquent, la période sous tension le long de l'axe z devient :

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + \Delta\Lambda(z) = \Lambda_0 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\left(e^{-\frac{z}{z_0}} - \frac{ze^{-1}}{z_0}\right)^2} \quad (4.23)$$

Lorsque la pente du cône est très faible, cela signifie $z \ll z_0$, la relation entre z et z' peut être exprimée par :

$$z' = z + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda_0}z = \left(1 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda_0}\right)z \quad (4.24)$$

Pour analyser les caractéristiques du temps de retard de groupe, nous pouvons réécrire l'équation (4.23) sous la forme :

$$e^{-\frac{z}{z_0}} - \frac{ze^{-1}}{z_0} = \left(\frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda(z) - \Lambda_0}\right)^{1/2} \quad (4.25)$$

avec, $\Delta\Lambda(0) = \Lambda(0) - \Lambda_0$.

Lorsque $z \ll z_0$, nous développons en série de Taylor autour $z = 0$ la partie droite de l'équation (4.25), nous obtenons :

$$e^{-\frac{z}{z_0}} = 1 + \frac{z}{z_0} + \frac{z^2}{2z_0^2} + \dots \quad (4.26)$$

En négligeant le terme d'ordre deux dans l'équation (4.26), nous pouvons réécrire l'équation (4.25) sous la forme suivante :

$$z = \frac{z_0}{1 + e^{-1}} \left(1 - \left(\frac{\Lambda(z) - \Lambda_0}{\Delta\Lambda(0)} \right)^{-1/2} \right) \quad (4.27)$$

Développons encore l'expression $((\Delta\Lambda(0)/(\Lambda(z) - \Lambda_0))^{-1/2})$ en série de Taylor autour de $z = 0$, nous obtenons la relation suivante :

$$z = \frac{z_0}{1 + e^{-1}} \left(\frac{1}{2\Delta\Lambda(0)} (\Lambda(z) - \Lambda_0) - \frac{3}{8\Delta\Lambda(0)^2} (\Lambda(z) - \Lambda_0)^2 \right) \quad (4.28)$$

Si on remplace l'expression de l'équation (4.28) dans (4.24), on obtient :

$$z' = \frac{z_0}{1 + e^{-1}} \left(\frac{1}{2\Delta\Lambda(0)} (\Lambda(z) - \Lambda_0) - \frac{3}{8\Delta\Lambda(0)^2} (\Lambda(z) - \Lambda_0)^2 \right) \left(1 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda_0} \right) \quad (4.29)$$

Compte tenu de la variation de l'indice de réfraction en fonction de la contrainte appliquée en raison de l'effet photo élastique, le changement de la longueur d'onde de Bragg à l'origine $z = 0$ est donné par [127].

$$\Delta\lambda_B(z) = \varepsilon(z)(1 - \chi)\lambda_0 = \varepsilon(z)(1 - \chi)2\lambda_{eff}\Lambda_0 = \Delta\Lambda(z)(1 - \chi)2n_{eff} \quad (4.30)$$

où χ est le coefficient de l'effet photo-élastique et E est le module de Young, qui décrit l'effet de l'allongement de la fibre optique sous l'action de la tension axiale ($\chi = 0,22$ pour la silice).

D'après les équations (4.29) et (4.30), on peut exprimer z' en fonction de la variation de la longueur d'onde de Bragg $\Delta\lambda_B$:

$$z' = \frac{z_0}{1 + e^{-1}} \left(\frac{1}{2\Delta\Lambda(0)} \left(\frac{\Delta\lambda_B(z)}{(1 - \chi)2n_{eff}} \right) - \frac{3}{8\Delta\Lambda(0)^2} \left(\frac{\Delta\lambda_B(z)}{(1 - \chi)2n_{eff}} \right)^2 \right) \left(1 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda_0} \right) \quad (4.31)$$

Par définition, le retard de groupe supporté par un signal réfléchi à partir d'une position particulière z' du réseau est donné par $t = 2n_{eff}z'/c$, où c représente la vitesse de la lumière dans le vide. En remplaçant z' dans l'expression de t , on obtient la fonction du temps de groupe en fonction de la variation de la longueur d'onde de Bragg $\Delta\lambda_B$:

$$t = \frac{2n_{eff}z_0}{(1 + e^{-1})c} \left(1 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda_0} \right) \left(\frac{1}{2\Delta\Lambda(0)} \left(\frac{\Delta\lambda_B(z)}{(1 - \chi)2n_{eff}} \right) - \frac{3}{8\Delta\Lambda(0)^2} \left(\frac{\Delta\lambda_B(z)}{(1 - \chi)2n_{eff}} \right)^2 \right) \quad (4.32)$$

D'après l'expression (4.32), le temps de groupe est représenté par une fonction non linéaire, elle est composée de deux termes : un terme linéaire et un terme quadratique en $\Delta\lambda_B$.

4.15 Réseau de Bragg conique : profil parabolique

Dans le cas d'un profil parabolique, le rayon le long de la fibre amincie de manière parabolique peut être exprimé, d'après la référence [126], sous la forme :

$$R(z) = R_0 \left(1 - \frac{z}{z_0}\right)^{1/2} \quad (4.33)$$

L'aire de la section transversale du réseau à la position z est donnée par :

$$A(z) = \pi R(z)^2 = \pi R_0^2 \left(1 - \frac{z}{z_0}\right) \quad (4.34)$$

La déformation axiale $\varepsilon(z)$, en un point de coordonnée z suivant l'axe du réseau, peut être exprimée comme suit :

$$\varepsilon(z) = \frac{F}{EA(z)} = \frac{F}{\pi ER(1 - z/z_0)} = \frac{\varepsilon(0)}{(1 - z/z_0)} \quad (4.35)$$

En conséquence, le changement de la période au point d'origine sera donné par l'expression suivante :

$$\Delta\Lambda(z) = \varepsilon(z)\Lambda_0 = \frac{\varepsilon(0)\Lambda_0}{(1 - z/z_0)} = \frac{\Delta\Lambda(0)}{(1 - z/z_0)} \quad (4.36)$$

Sous l'action de la tension axiale, la variation de la période le long de l'axe z , sera donnée par :

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + \Delta\Lambda(z) = \Lambda_0 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{(1 - z/z_0)} \quad (4.37)$$

L'équation (4.37) peut être réécrite sous la forme :

$$z = z_0 \left(\frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda(z) - \Lambda_0} \right) = z_0 \left(\frac{\Lambda(z) - \Lambda(0)}{\Lambda(z) - \Lambda_0} \right) = z_0 \left(\frac{\Lambda(z) - \Lambda(0)}{\Lambda(z) - \Delta\Lambda(0) - \Lambda(0)} \right) \quad (4.38)$$

En tenant compte des équations (4.24) et (4.38), on obtient les expressions suivantes :

$$z' = z_0 \left(\frac{\Lambda(z) - \Lambda(0)}{\Lambda(z) - \Delta\Lambda(0) - \Lambda(0)} \right) \left(1 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda_0} \right) \quad (4.39)$$

$$z' = z_0 \left(\frac{1}{1 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda(z) - \Lambda(0)}} \right) \left(1 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda_0} \right) \quad (4.40)$$

$$z' = z_0 \left(\frac{1}{1 + \Delta\Lambda(0) \frac{2n_{eff}(1-\chi)}{\Delta\lambda_B(z)}} \right) \left(1 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda_0} \right) \quad (4.41)$$

$$z' = z_0 \left(\frac{\Delta\lambda_B(z)}{\Delta\lambda_B(z) + 2n_{eff}(1-\chi)\Delta\Lambda(0)} \right) \left(1 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda_0} \right) \quad (4.42)$$

Ainsi, nous pouvons obtenir la fonction du temps de groupe ($t = 2n_{eff}z'/c$) en fonction de la variation longueur d'onde de Bragg $\Delta\lambda_B$:

$$t = \frac{2n_{eff}}{c} z_0 \left(\frac{\Delta\lambda_B(z)}{\Delta\lambda_B(z) + 2n_{eff}(1-\chi)\Delta\Lambda(0)} \right) \left(1 + \frac{\Delta\Lambda(0)}{\Lambda_0} \right) \quad (4.43)$$

D'après l'expression résultante (4.43), on voit que le temps du groupe varie, dans le cas d'un réseau chirpé de profil parabolique, de façon linéaire en fonction de $\Delta\lambda_B$.

4.16 Discussion des résultats obtenus

Les différents paramètres utilisés dans la simulation sont les suivantes. Partant d'un réseau uniforme avec une longueur initiale de $L_0 = 20 \text{ mm}$ (sans la tension appliquée), et dont le pas initial $\Lambda_0 = 531,8 \text{ nm}$. Le début du cœur de la fibre a un indice de réfraction effectif de $n_{eff}(0) = 1,452$. Le diamètre des deux extrémités du réseau varie de $125 \mu\text{m}$ à $107 \mu\text{m}$. La contrainte appliquée au réseau de profil conique est de $F = 0,0028 \text{ N}$.

L'étude a été réalisée avec deux profils différents : un profil non apodisé et un profil apodisé avec une fonction gaussienne de paramètre $G = 15$ dans but d'améliorer les performances en matière d'ondulation de la réponse du temps de retard du réseau de Bragg, qui sur le plan pratique représente la stabilité de la réponse spectrale pour la correction de la dispersion. Pour trouver les caractéristiques du temps de groupe du réseau photo inscrit sur la fibre de base conique, un chirp est créé lorsqu'une tension est appliquée à la fibre, cela est dû au gradient de contrainte éprouvé sur les différents points le long de la fibre amincie sous forme d'un cône [128]. Il résulte de l'équation (4.30) que si le réseau est inscrit sur le cœur de la fibre de forme conique est sous tension, différents segments du réseau de Bragg auront différentes longueur d'onde de Bragg, ce qui permet de disperser les différentes composantes spectrales des impulsions lasers. D'autre part, il est intéressant de noter que les réseaux à pas variables jouent un rôle très important dans la compensation de dispersion d'ordre élevé (pente de dispersion).

Réseau de forme exponentielle-linéaire

Nous avons étudié les ondulations dans le spectre représentant le temps du groupe et la pente de la dispersion induite d'un réseau avec un profil non apodisé, comme le montre la figure (4.12, a) et un profil apodisé par une fonction gaussienne (4.12, b).

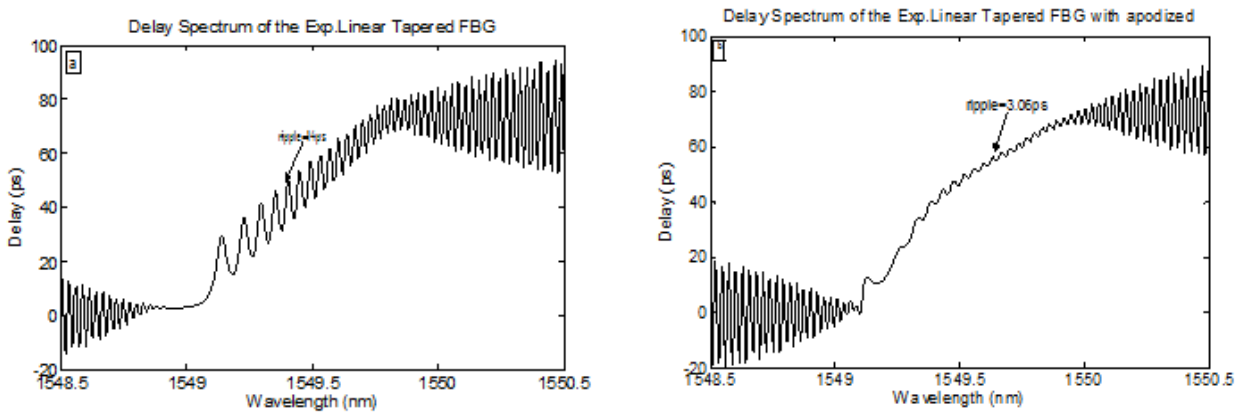


FIG. 4.12: Caractéristiques du temps de groupe pour un réseau de Bragg avec un profil conique de forme exponentielle-linéaire. Le chirp est obtenu avec l'application d'une tension de $F = 0,0028 \text{ N}$: (a) spectre sans apodisation, (b) spectre apodisé avec une fonction gaussienne de paramètre $G = 15$.

Il est clair, d'après l'équation (4.32), que le réseau de Bragg aminci sous contrainte présente une réponse non linéaire en matière de temps du groupe, c'est à dire, une dispersion quadratique. En plus, le coefficient linéaire (premier terme de l'équation 4.32) et

le coefficient quadratique (second terme de l'équation 4.32) sont positif et négative respectivement. Ces coefficients peuvent être déterminés par le moyen des différents profils utilisés dans la simulation. Aussi et d'après l'équation (4.19), on voit clairement que dans le cas de la forme exponentielle-linéaire, le rayon aminci décroît rapidement le long de l'axe du réseau. En conséquence, la période du réseau croît plus rapidement à cause du gradient de contrainte éprouvé par les différents points le long de l'axe de la fibre, par comparaison au cas linéaire ou parabolique (équation 4.33). Ceci permet d'obtenir automatiquement un réseau Bragg chirpé, c'est à dire, un réseau modifié à pas variable permettant de corriger la dispersion chromatique linéaire et quadratique à la fois.

La figure (4.12) montre la variation de la réponse du réseau de Bragg conique pour le temps de groupe en fonction de la longueur d'onde pour un profil exponentiel-linéaire sous contrainte. Nous observons que le spectre présente des ondulations "GDR" (Group Delay Ripple) pic-à-pic de ± 14 ps pour un FBG non apodisé. En générale, la technique d'apodisation est utilisée pour obtenir des spectres de transmission ou de réflexion optimisés avec la suppression des lobes latéraux. Par conséquent, la GRD pour un FBG conique apodisé avec une gaussienne de paramètre $G = 15$ est largement réduite, elle est autour $\pm 3,06$ ps, comme le montre le tableau (4.1).

Selon l'équation (4.32), les coefficients linéaire et quadratique du temps de groupe peuvent être estimés théoriquement à $143,06$ ps/nm et $-31,7$ ps/nm², respectivement. Les caractéristiques spectrales de ce type réseau, qui présente typiquement une pente de dispersion de $0,06$ ps/nm²/km, peuvent être exploitées pour compenser la dispersion chromatique d'une liaison optique en fibre monomode qui peut atteindre une distance de $528,3$ km. Donc avec ce type de réseau, la ligne de transmission la plus longue compensée en matière de dispersion est inférieure à la distance rapportée dans la référence [115]. En effet, la valeur absolue de la pente de dispersion calculé à partir de l'équation (4.32) est inférieure à la valeur calculée par Zhang et ces collaborateurs [115], comme le montre le tableau (4.1). Cependant, les dispositifs basés sur ce type de réseau de Bragg de forme conique sont d'une grande importance pour jouer un rôle clé dans les systèmes de communications optiques à haut débit pour lesquels la dispersion linéaire ainsi que la pente de dispersion (dispersion d'ordre élevé) doivent être compensés en même temps.

TAB. 4.1: Variation des ondulations du temps de groupe avant et après apodisation.

profile	GDR (ps) non apodisé	GDR (ps) apodisé
exp-linear	14	3,06
parabolic	7,06	1,29
Réf. [115]	25	6

Réseau de forme parabolique

Selon l'équation (4.43), on remarque que le FBG conique de forme purement parabolique présente, sous contrainte, un seul terme linéaire caractéristique du temps de groupe. En outre, la variation du temps de groupe est parfaitement linéaire et uniforme sur toute la largeur de la bande de réflexion, tel qu'il apparaît sur la figure (4.13). Il a la caractéristique d'un FBG chirpé qui fait retarder les grandes longuers d'onde par rapport

TAB. 4.2: Variation du temps de groupe et de la pente de dispersion, ainsi que la distance maximale de la liaison dont la dispersion peut être compensée pour deux profils coniques différents.

profile	t-retard (ps/nm)	pente-disp (ps/nm^2)	comp (km)
exp-linear	143,6	-31,7	528,3
parabolic	163,8	/	/
Réf. [115]	196,4	-43,3	721

aux petites longueurs d'onde. Donc, ce composant tout-optique peut être utilisé dans les lignes de transmission optique pour la compensation de la dispersion chromatique linéaire seulement.

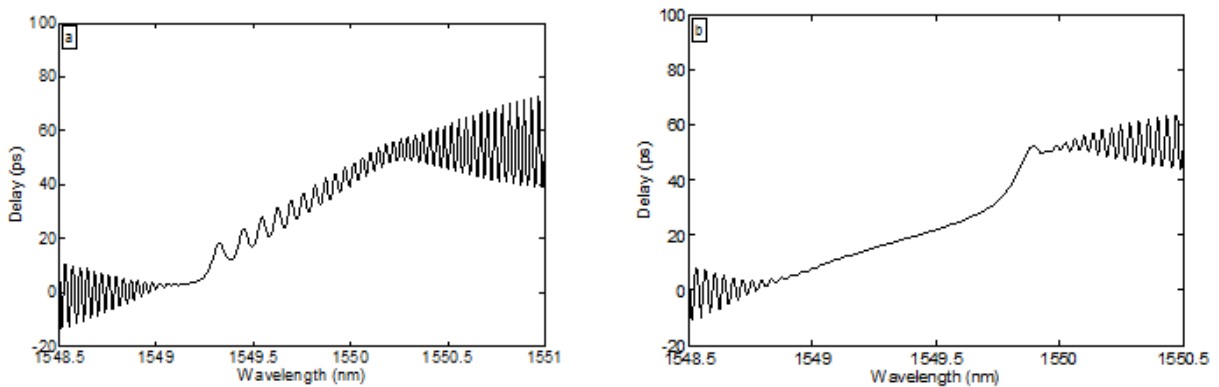


FIG. 4.13: Variation du temps de groupe pour un réseau conique de forme parabolique sous une tension appliquée de $F = 0,0028N$: (a) sans apodisation, (b) avec apodisation gaussienne.

4.17 Conclusion

Dans ce chapitre, l'effet de divers profils coniques de réseaux de Bragg sur la compensation de dispersion linéaire et la de pente de dispersion dans les liens de liaisons optiques a été étudié par modélisation et analyse numérique. Le calcul est effectué à l'aide d'un code Matlab basé sur la résolution de l'équation de modes couplés en utilisant la méthode de matrice de transfert. Notre étude montre que le profil conique purement linéaire fournit le meilleur résultat, par comparaison aux profil linéaire-exponentiel, qui peut compenser jusqu'à $528,3 \text{ km}$. En plus, après comparaison entre nos résultats et ceux de la littérature, nous affirmons que les réseaux de Bragg chirpés et effilés de façon linéaire sont plus performant que ceux de forme exponentielle-linéaire en matière de compensation de pente de dispersion. En effet, notre travail montre que la pente de dispersion d'une ligne optique de $528,3 \text{ km}$ en fibre standard à la longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$ peut parfaitement être compensée par un réseau chirpé conique de forme exponentielle-linéaire contre 721 km pour un réseau chirpé conique linéaire, comme c'est indiqué dans [115].

En outre, nous avons étudié, aussi, les caractéristiques spectrales de la réponse du temps de retard, en matière d'ondulation et de linéarité (stabilité de compensation), pour

les deux profils coniques. Les résultats montrent que le spectre relatif au profil linéaire-exponentielle est accompagnée d'un niveau d'ondulation d'environ 3,06 *ps* dans le temps de retard. Sachant que les lobes secondaires dans les spectres de réflexion et les ondulations dans le temps du groupe contribuent fortement à la dégradation des performances des systèmes de communications optiques. En conséquence, les techniques d'apodisation sont nécessaires afin d'optimiser les spectres de réflexion et de supprimer les ondulations, ce qui conduit à préserver la puissance du signal et d'éviter la diaphonie entre les canaux de communication et de permettre ainsi à ces appareils d'être utilisés dans les systèmes de multiplexage WDM à très hauts débits.

Conclusion générale & perspectives

Dans l'introduction de cette thèse, nous avons défini le contexte, les objectifs, et l'organisation de ce manuscrit. L'objectif principal du premier chapitre de ce travail était de faire rapidement un large tour d'horizon des réseaux télécoms optiques et les réseaux informatiques connexes, tenant compte en premier lieu des possibilités réelles et déjà fort diversifiées d'utilisations des systèmes à fibres optiques. Dans ce contexte, on a montré que les nécessités techniques, économiques et pratiques imposent aux fournisseurs d'accès aux services haut débit à se concentrer sur des marchés dont la demande est existante afin de répondre à un besoin réel d'utilisation efficiente des réseaux existants et ceux en cours d'installation. C'est aussi pour cette raison que nous en sommes restés, dans le cadre de ce chapitre, à des descriptions simples en apparence mais qui ne sont pas dépourvues d'intérêts lorsqu'il faut pratiquement les réaliser. En effet, le fort déploiement de la technologie FTTx est compréhensible au vu des éléments et des recommandations que nous avons préconisés en ce qui concerne les caractéristiques et les performances de ces nouveaux types de réseaux, à savoir, perte de puissance très faible, bande passante élevée, frais d'entretien réduits, confidentialité des communications, réseaux Internet haut débit, télévision haute définition, le tous plus performants. En outre, l'émergence dans le monde de nouveaux usages, gros consommateurs d'énergie et de débit, devraient s'imposer tels que : l'apprentissage à distance, le télétravail, la télé médecine, le partage de fichiers Peer-to-Peer, les jeux en ligne, les technologies de divertissement à domicile, la domotique (Internet de tous les objets), les transactions financières et commerciales sécurisées, et plus encore. Donc, le résultat de ce tour d'horizon éclaircissant a une réelle portée instructive, scientifique, et technologique.

Dans le deuxième chapitre intitulé "Fibre optique : caractéristiques & limitations physiques" a été entièrement consacré au support de transmission, qui est la fibre optique. En effet, de nos jours, des débits d'informations de plus en plus élevés sont demandés aux supports de transmission et en particulier les fibres optiques dont les performances ont atteints ces derniers temps leur limites technologiques. Puisque les systèmes de télécommunications modernes utilisent les ondes lumineuses comme ondes porteuses d'informations, nous avons présenté les phénomènes physiques qui en découlent lors de la propagation d'une impulsion optique dans un milieu dispersif et non linéaire, telle que la fibre optique. Une vue d'ensemble de certaines limitations physiques, essentiellement les effets linéaires et non linéaires, qui sont les plus importants soit de limiter ou d'améliorer les performances des systèmes de transmission à fibres optiques, ont été introduites de façon détaillée. Pratiquement, les deux propriétés physiques linéaires les plus importantes, utilisées dans la classification des fibres, sont l'atténuation et la dispersion.

L'atténuation est un facteur qui mesure la perte de la puissance du signal optique qu'en exprime habituellement en dB/km . Celle-ci est due à plusieurs causes (intrinsèques et extrinsèques), telles que la diffusion Rayleigh, l'absorption par l'ion hydroxyle OH^- , l'absorption par les impuretés métalliques résiduelles, et les pertes induites par les conditions environnementales. Cependant, l'effet de l'atténuation sur la portée des lignes de transmission a été résolu grâce à l'invention des amplificateurs à fibres optiques dopées aux ions de terres rares "EDFA" (Erbium Doped Fibre Amplifier). Alors que la dispersion, qui est un paramètre qui décrit la déformation (ou l'étalement temporel) des impulsions optiques lors de leur propagation à l'intérieur de la fibre optique, est définie par le pa-

ramètre physique D_m . Celui-ci désigne le décalage temporel en picoseconde entre deux impulsions de longueurs d'onde centrales séparées de 1 nm et envoyées en même temps dans une fibre de 1 km de longueur. Ce décalage peut être positif ou négatif, d'où on peut distinguer deux régimes de dispersion : *i*) un régime dit de dispersion "anormale", lorsque $D_m > 0$ avec ($\beta_2 < 0$) où les petites longueurs ondes se déplacent plus vite que celles des grandes longueurs d'onde; *ii*) un régime dit de dispersion "normale" lorsque $D_m < 0$ avec ($\beta_2 > 0$) où cette fois-ci les grandes longueurs d'onde voyagent plus rapidement que les courtes longueurs d'ondes. L'effet majeur de ces deux régimes de propagation se traduit par un élargissement temporel des impulsions, ce qui conduit au phénomène d'interférence entre impulsions voisines. Ce phénomène de chevauchement entre symboles est considéré comme le facteur le plus important limitant à la fois la capacité et la portée des lignes de transmission, car il oblige à augmenter le délai entre deux impulsions successives. Heureusement, pour ces deux inconvénients, les réseaux de Bragg à fibres optiques en collaboration avec les amplificateurs EDFAs peuvent être utilisés efficacement pour la compensation de la dispersion et la perte de l'énergie, la régénération et la remise en forme d'impulsions optiques dans les systèmes de communications longues distances. En revanche, des efforts considérables sont encore nécessaires à fournir pour le développement de la fibre optique permettant d'avoir le minimum de perte et de dispersion.

Dans le chapitre trois intitulé "Solitons : concept & applications", les effets auxquels la propagation de l'impulsion se fait sans altération, grâce à la compensation mutuelle rigoureuse des effets linéaires et non linéaires, ont été étudiés de façon détaillée. Ceci nous a conduit à une classe spéciale de solutions d'ondes à certaines évolutions d'équations différentielles non linéaires, appelées ondes solitaires (ou solitons). Les résultats obtenus montrent qu'en partant d'une impulsion lumineuse libre de toute altération, sous l'action de la dispersion chromatique l'impulsion s'étale dans le domaine temporel avec création sur le bord d'attaque d'un chirp négatif dans le cas d'un régime de dispersion normal, et d'un chirp positif dans un régime de dispersion anormal. Alors que, sous l'action de la non-linéarité l'impulsion s'élargit dans le domaine spectral avec création d'un chirp négatif sur le bord d'attaque. Mais, l'action combinée des deux effets, seul le régime de dispersion anormal est exploité. Parce que, le chirp positif crée par la dispersion est compensé par le chirp négatif induit par la non-linéarité pour la formation d'un soliton. A cause des propriétés physiques extraordinaires des solitons (forme, vitesse, stabilité contre les collisions mutuelles, conservation de leurs identités), ils sont utilisés dans les systèmes de transmissions haut débit et longue distances dans les réseaux télécoms terrestres et océaniques.

Pour compléter ce travail sur la propagation et la formation d'ondes solitaires, nous avons étudié la dynamique de propagation des vagues d'eau peu profonde modélisée par plusieurs équations d'évolution non linéaires "*NLEEs*". Explicitement, dans ce travail complémentaire, nous avons cherché les solutions solitoniques exactes modélisées par l'équation Kawahara (*KE*). Parmi les méthodes de calcul utilisées dans ce contexte, quatre outils d'intégration sont appliqués pour extraire des solutions à cette équation. Ce sont la méthode du sinus-cosinus, l'approche de l'ansatz, la méthode d'itération variationnelle modifiée (*MVIM*) et le principe variationnel semi-inverse (*SVP*). La première approche a révélé des solutions périodiques singulières, des ondes solitaires et des ondes solitaires singulières. Toutes ces relations viennent avec des contraintes, qui sont répertoriés, pour l'existence de ces diverses ondes. L'approche de l'ansatz a permis de retrouver des ondes

solitaires et des solutions d'ondes de choc. Deux cas seulement sont disponibles pour analyser l'hypothèse d'onde de choc, le premier cas nous a révélé l'existence d'ondes de choc alors que pour la seconde valeur disponible du paramètre de la loi de puissance de la non-linéarité, on obtient des ondes solitaires inversées. La méthode d'itération variationnelle modifiée a été appliquée à KE avec la loi de puissance de la non-linéarité, ceci est un schéma itératif qui a été appliqué et les résultats ont été complétés par des simulations numériques appropriées. Enfin, le principe variationnel semi-inverse a été appliqué pour obtenir une solution analytique d'onde solitaire. Cette solution impose aussi son propre ensemble de contraintes sur les paramètres qui ont émergé naturellement de la structure de la solution.

Enfin, dans le quatrième chapitre, intitulé "Réseaux de Bragg caractéristiques & applications télécoms", nous avons étudié les propriétés spectrales des réseaux de Bragg, qui sont des éléments dispersifs passifs d'une très grande importance pour la correction des effets dispersifs dans les liaisons optiques. En effet, l'impact de divers profils coniques des réseaux de Bragg utilisés dans la compensation de la dispersion et la pente de dispersion dans les liaisons optiques, a été mis en évidence. L'étude théorique et l'analyse numérique du temps de groupe linéaire et non linéaire de certains réseaux de Bragg amincies coniques sous contrainte ont été réalisées. Le calcul est effectué à l'aide d'un code Matlab basé sur la résolution de l'équation de modes couplés en utilisant la méthode de la matrice de transfert. Notre étude montre que le FBG conique de profil linéaire fournit le meilleur résultat par comparaison au profil linéaire exponentielle, qui peut compenser jusqu'à 500 km . Il découle de cette étude que les caractéristiques spectrales des réseaux effilés coniques permettent d'être utilisés efficacement dans les systèmes de communication optique à haut débits WDM et longues distances pour la dispersion chromatique de la fibre monomode. Par comparaison entre nos résultats et ceux de la littérature, nous affirmons que les réseaux de Bragg chirpés et amincies de façon linéaire sont plus performant que ceux de forme exponentielle-linéaire en matière de compensation de pente de dispersion. En effet, notre travail montre que la pente de dispersion d'une ligne optique de 528 km , en fibre standard à la longueur d'onde $\lambda = 1550 \text{ nm}$, peut parfaitement être compensée par un réseau chirpé conique de forme exponentielle-linéaire contre 721 km pour un réseau chirpé conique linéaire [115]. En outre, nous avons étudié, aussi, la caractérisation de la réponse du temps de retard, en matière d'ondulation, autrement dit, de stabilité pour deux profils coniques de forme parabolique et linéaire-exponentielle. Les résultats obtenus montrent que le profil linéaire-exponentielle est accompagné d'un niveau de diminution d'ondulation d'environ 2,74 ps dans le temps de retard. Sachant que lobes secondaires conduisent à une dégradation des performances du système de communication optique, par conséquent, les techniques d'apodisation sont nécessaires afin d'optimiser les spectres de réflexion et de supprimer les ondulations et les lobes latéraux, ce qui conduit à préserver la puissance du signal et éviter la diaphonie entre les canaux de communication et de permettre ainsi à ces dispositifs d'être utilisés dans les systèmes WDM à haut débit.

En termes de conclusion, on peut dire que la pléiade de résultats rapportés dans cette thèse repose sur une base solide pour mener notre investigation plus approfondie à certaines limitations physiques et au problème de la dynamique de propagation dans les systèmes de télécommunications optiques. En perspective de recherche, les conditions de perturbation seront mises en œuvre et donc la version étendue de KE sera étudiée. Ainsi, les lois de conservation seront obtenues.

Bibliographie

- [1] Reinhold Noé. *Essentials of Modern Optical Fiber Communication*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010.
- [2] R. Ramaswami, K. N. Sivarajan, and G. H. Sasaki. *Optical Networks : A Practical Perspective (Third Edition)*. MORGAN KAUFMANN, 2002.
- [3] A. Sano, Yokosuka, Atsugi, and Tsukuba. Ultrahigh-data-rate fiber : Multicore fiber transmits 818 tbit/s over 450 km. *Opt. Exp.*, 21 :16777, 2013.
- [4] G. Pinson. *Physique appliquée : Liaison par fibre optique, Émetteurs et récepteurs de lumière, Photocoupleur*. Optoélectronique - B33/1, xxxxx.
- [5] Le Nguyen BINH. Matlab simulink simulation platform for photonic transmission systems. *I. J. Communications, Network and System Sciences*, 2 :97–117, 2009.
- [6] Cleve B. Moler. Design of an interactive matrix calculator. In *AFIPS'80 Proceedings of the May 19-22, national computer conference*, 1980.
- [7] A. Yariv. Coupled mode theory for guided wave optics. *IEEE J. Quantum Electron*, QE-9 :919–933, 1973.
- [8] Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, Inc, 1989.
- [9] G. P. Agrawal. *Nonlinear Interactions in Optical Fibers*. Academic Press, 1992.
- [10] Yuri S. Kivshar and Govind P. Agrawal. *OPTICAL SOLITONS, From Fibers to Photonic Crystals*. ACADEMIC PRESS, 2003.
- [11] Anjan Biswas, Daniela Milovic, and Matthew Edwards. *Mathematical Theory of Dispersion-Managed Optical Solitons*. Higher Education Press, Beijing, 2010.
- [12] Linn F. Mollenauer and James P. Gordon. *Solitons in Optical Fibers : Fundamentals and Applications*. Academic Press, Inc, 2006.
- [13] A. Hasegawa. *Solitons in Optical Fibers*. Springer-Verlag, 1989.
- [14] H. F. Taylor. *Fiber Optics Communications*. Artech House, 1983.
- [15] H. F. Taylor. *Advances in Fiber Optics Communications*. Artech House, 1988.
- [16] S. D. Personick. *Fiber Optics : Technology and Applications*. Plenum Press, 1985.
- [17] T. C. Edwards. *Fiber-Optic Systems : Network Applications*. John Wiley and Sons, 1989.
- [18] G. P. Agrawal. *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley and Sons, 1992.

- [19] S. Geckeler. *Optical Fiber Transmission Systems*. Artech House, 1987.
- [20] J. Gowar. *Optical Communications Systems*. Prentice-Hall, 1984.
- [21] M. J. Howes and D. V. Morgan. *Optical Fiber Communications*. John Wiley and Sons, 1980.
- [22] Guy Pujolle. *Initiation aux réseaux (cours et exercices)*. Editions Eyrolles, 2001.
- [23] Olivier Bonaventure. *Computer Networking : Principles, Protocols and Practice*. The Saylor Foundation, 2011.
- [24] David Barnett, David Groth, and Jim McBee. *Cabling : The complete Guide to Network Cabling*. SYBEX Inc., 2004.
- [25] John Crisp and Barry Elliott. *Introduction de Fiber Optics*. Newnes, 2005.
- [26] D and O Committee. *FTTH Handbook, Fourth Edition*. Fibre To The Home, Council Europe 2011, 2011.
- [27] T. Miya, Y. Terunuma, T. Hoska, and T. Miyoshita. Ultimate low-loss single mode fiber at 1.55 μ m. *Electron. Lett.*, 15 :106, 1979.
- [28] Université Paris-Est Marne-la-Vallée Institut Gaspard Monge. La fibre optique et la technologie wdm. *www-igm.univ-mlv.fr*, xx, xxxx.
- [29] G. J. G. Mestdagh. *Fundamentals of Multiaccess Optical Fiber Networks*. Artech Housse, 1995.
- [30] Irène JOINDOT and Michel JOINDOT. *TÉLÉCOMMUNICATIONS - Technologies optiques*. ACADEMIC gggggg PRESS, 200x.
- [31] K. C. Kao and G. A. Hockham. Dielectric fibre surface waveguides for optical frequencies. *Proc . IEE*, 113 :1151–1158, 1966.
- [32] Y. Kawaguchi, Y. Tamura, T. haruna, Y. Yamamoto, and M. Hirano. Ultra low-loss pure silica core fiber. *SEI TECHNICAL REVIEW*, 80 :50–55, 2015.
- [33] P. S. André, A. N. Pinto, and J. L. Pinto. Effect of temperature on the single modes fibers chromatic dispersion. *Journal of Microwaves and Optoelectronics*, 3 :64–70, 2004.
- [34] F. P. Kapron, D. B. Keck, and R. D. Maurer. Radiation losses in glass optical waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, 17 :423–425, 1970.
- [35] R.J. Mears, L. Reekie, J.M. Jauncey, and D.N. Payne. High-gain rare-earth rareearth-doped fiber amplifier at 1.54 μ m. *In Proceedings OFC*, xx :xx, 1987.
- [36] G. Keiser. *Optical Fiber Communications*. McGraw- Hill, 2011.
- [37] Emmanuel Desurvire. *Erbium-doped fiber amplifiers : principles and applications*. John Wiley and Sons, 1994.
- [38] B.J. Ainslie. A review of the fabrication and properties of erbium-doped fibers for optical amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 2 :220–227, 1991.
- [39] R. H. Stolen and C. Lin. Self-phase modulation in silica optical fibers. *Physical Review A*, 17 :1448–1453, 1978.

- [40] R. K. Dodd. *Solitons and Nonlinear Wave Equations*. Academic Press, 1984.
- [41] L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, and J. P. Gordon. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Letters*, 45 :1095, 1980.
- [42] R. H. Stolen L. F. Mollenauer and M. N. Islam. Experimental demonstration of soliton propagation in long fibers : Loss compensated by raman gain. *Opt. Lett.*, 45 :229, 1985.
- [43] J. S. Russell. Report on waves. *British Association Reports*, 1844.
- [44] D. J. Korteweg and C. de Vries. Repport w. *Phil. Mag.*, 39 :442, 1898.
- [45] N. J. Zabusky and M. D. Kruskal. Report see other. *Phys. Rev. Lett.*, 15 :240, 1965.
- [46] N. Zabusky and M. D. Kruskal. Interaction of solitons in a collisionless plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 15 :240, 1965.
- [47] H. Triki, A. El Akrimi, and M. K. Rabia. Soliton solutions in three linearly coupled korteweg- de vries equations. *Opt. Commun.*, 201 :447–455, 2002.
- [48] William E. Torruellas, Zuo Wang, David J. Hagan, Eric W. Vanstryland, , George I. Stegeman, Lluís Torner, and Curtis R. Menyuk. Observation of two dimensional spatial solitary waves in a quadratic medium. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :5036, 1995.
- [49] E. Hecht. *Optics*. Addison Wesley, 2001.
- [50] Dmitry V. Skryabin and William J. Firth. Generation and stability of optical bullets in quadratic nonlinear media. *Optics Comm.*, 148 :79–84, 1998.
- [51] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 127 :1918, 1962.
- [52] N. Bloembergen and Y. R. Shen. Quantum-theoretical comparison of nonlinear susceptibilities in parametric media, lasers, and raman lasers. *Phys. Rev.*, 133 :A37, 1964.
- [53] Triki Houria. *Non linear propagation dynamic of Kortweg-Devries solitons*. PhD thesis, 2003.
- [54] H. Haus and W. S. Wong. Soliton in optical communications. *Rev. Mod. Phys.*, 68 :432–444, 1996.
- [55] A. Hasegawa and Y. Kodma. *Soliton in Optical Communication*. Clarendon Press, 1995.
- [56] R. Ell, U. Morgner, F. X. Kartner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, and B. Luther-Davies. Generation of 5-fs pulses and octave spanning spectra directly from a ti :sapphire laser. *Optics Letters*, 26 :373–375, 2001.
- [57] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, and U. Keller. Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pules through filamentation. *Appl. Phys.*, B 79 :673, 2004.

- [58] R. Abazari. Application of g'/g -expansion method to traveling wave solutions of three nonlinear evolution equation. *Computers and Fluids*, 39 :1957–1963, 2010.
- [59] B. Batiha, M. S. M. Noorani, and I. Hashim. Numerical solution of sine-gordon equation by variational iteration method. *Mathematics and Computers in Simulation*, 70 :119–124, 2005.
- [60] J. Biazar, P. Gholamin, and K. Hosseini. Variational iteration and adomian decomposition methods for solving kawahara and modified kawahara equations. *Applied Mathematical Sciences*, 2 :2705–2712, 2008.
- [61] A. Biswas. Solitary wave solution for the generalized kawahara equation. *Applied Mathematics Letters*, 22 :208–210, 2009.
- [62] A. Biswas, D. Milovic, and E. Zerrad. Optical soliton perturbation with log law nonlinearity by he's semi-inverse variational principle. *Optics and Photonics Letters*, 3 :1–5, 2010.
- [63] L. Girgis and A. Biswas. A study of solitary waves by he's semi-inverse variational principle. *Waves in Random and Complex Media*, 21 :96–104, 2011.
- [64] J. H. He. A new approach to nonlinear partial differential equations. *Communications in Nonlinear Science Numerical Simulation*, 2 :230–235, 1997.
- [65] J. H. He. Some asymptotic methods for strongly nonlinear equations. *International Journal of Modern Physics B*, 20 :1141–1199, 2006.
- [66] J. H. He and X. H. Wu. Variational iteration method : New development and applications. *Computers and Mathematics with Applications*, 54 :881–894, 2007.
- [67] T. Kawahara. Oscillatory solitary waves in dispersive media. *Journal of the Physical Society of Japan*, 33 :260–264, 1972.
- [68] A. H. Kara. A symmetry invariance analysis of the multipliers and conservation laws of the jaulent-miodek and some families of systems of kdv type equations. *Journal of Nonlinear Mathematical Physics*, 16 :149–156, 2009.
- [69] M. Matinfar, H. Hosseinzadeh, and M. Ghanbari. Exact and numerical solution of kawahara equation by the variational iteration method. *Applied Mathematical Sciences*, 43 :2119–2126, 2008.
- [70] K. Sangare and A. V. Faminskii. Weak solutions of a mixed problem in a half-strip for a generalized kawahara equation. *Mathematical Notes*, 85 :90–100, 2009.
- [71] S. Shwetanshumala. Temporal solitons of modified complex ginzburg-landau equation. *Progress in Electromagnetics Research Letters*, 3 :17–24, 2008.
- [72] S. J. Sirendaoreji. New exact traveling wave solutions for the kawahara and the modified kawahara equation. *Chaos, Solitons and Fractals*, 19 :147–150, 2004.
- [73] A. A. Soliman. Numerical simulation of the generalized regularized long wave equation by he's variational iteration method. *Physics Letters A*, 370 :437–440, 2007.
- [74] A. M. Wazwaz. Couplings of a fifth order nonlinear integrable equation : Multiple kink solutions. *Computers and Fluids*, 84 :97–99, 2013.

- [75] A. M. Wazwaz. New solitary wave solutions to the modified kawahara equation. *Physics Letters A*, 360 :588–592, 2007.
- [76] E. Yusufoglu and A. Bekir. Symbolic computation and new families of exact traveling solutions for the kawahara and modified kawahara equations. *Computers and Mathematics with Applications*, 55 :1113–1121, 2008.
- [77] E. Yusufoglu, A. Bekir, and M. Alp. Periodic and solitary wave solutions of kawahara and modified kawahara equations by using sine-cosine method. *Chaos, Solitons and Fractals*, 37 :137–147, 2008.
- [78] Soumaya El-Akrmi, Salah Toumi, Abdessetar El-Akrmi, Pablo Suarez, Houria Triki, Anjan Biswas, and Milivoj R. Belic. Dynamics of shallow water waves with kawahara equation. *J. Comput. Theor. Nanosci.*, 12 :5577–5586, 2015.
- [79] Tamer A. Abassy, Magdy A. El-Tawil, and H. El Zoheiry. Toward a modified variational iteration method. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 207 :1277–1294, 2007.
- [80] D. K. W. Lam and B. K. Garside. Characterization of single-mode optical fiber filters. *Applied Optics*, 20 :440–445, 1981.
- [81] K. O. Hill and G. Meltz. Fiber bragg grating technology fundamental and overview. *J. Lightwave Technology*, 20 :1263–1276, 1997.
- [82] R. I. Laming, N. Robinson, P. L. Scrivener, M. N. Zervas, S. Barcelos, L. Reekie, and J. A. Tucknott. A dispersion tunable grating in a 10 gbit/s 100-220 km step-index fiber link. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 8 :428–430, 1996.
- [83] W. H. Loh, R. I. Laming, M. J. Cole T. Widdowson X. Gu, M. N. Zervas, and A. D. Ellis. 10 cm chirped fiber bragg grating for dispersion compensation at 10 gbit/s over 400 km of non-dispersion shifted fiber. *Electron. Lett.*, 31 :2203–2204, 1995.
- [84] W. H. Loh, R. I. Laming, N. Robinson, A. Cavaciuti, F. Vaninetti, C. J. Anderson, M. N. Zervas, , and M. J. Cole. Dispersion compensation over distances in excess of 500 km for 10 gbit/s systems using chirped fiber gratings. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 8 :944–946, 1996.
- [85] M. F. Fermann, K. Sugden, and I. Bennion. High-power soliton fiber laser based on pulse width control with chirped fiber bragg gratings. *Opt. Lett.*, 20 :172–174, 1995.
- [86] D. Taverner, D. J. Richardson, M. N. Zervas, L. Reekie, L. Dong, and J. L. Cruz. Investigation of fiber grating-based performance limits in pulse stretching and recompression schemes using bidirectional reflection from linearly chirped fiber gratings. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 7 :1436–1438, 1995.
- [87] J. T. Kringlebotn, J.-L. Archambault, L. Reekie, and D. N. Payne. Er³⁺ :yb³⁺ codoped fiber distributed-feedback laser. *Opt. Lett.*, vol., 19 :2101–2103, 1994.
- [88] W. H. Loh, L. Dong, and J. E. Caplen. Single-sided output distributed feedback fiber laser. *Appl. Phys. Lett.*, 69 :2151–2153, 1996.
- [89] W. H. Loh, R. I. Laming, M. N. Zervas, M. C. Farries, , and U. Koren. Single frequency erbium fiber external cavity semiconductor laser. *Appl. Phys. Lett.*, 66 :3422–3424, 1995.

- [90] Sunita P. Ugale and V. Mishra. Modeling and characterization of fiber bragg grating for maximum reflectivity. *Optik*, 122 :1990–1993, 2011.
- [91] K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Johnson, and J. Albert. Photosensitivity on optical fiber waveguides : application to reflection filter fabrication. *Appl. Physics Letter*, 32 :747–749, 1978.
- [92] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, and Y. Fujii. Narrow-band bragg reflectors in optical fibers. *Optics Letters*, 3 :66–68, 1978.
- [93] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn. Formation of bragg gratings in optical fibers by transverse holographic method. *Opt. Lett.*, 14 :823–825, 1989.
- [94] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev, and I. Bennion. Direct writing of fibre bragg gratings by femtosecond laser. *Electron Letters*, 40 :1170–1172, 2004.
- [95] D. Z. Anderson, V. Mizrahi, T. Erdogan, and A. E. White. Production of infiber gratings using a diffractive optical element. *Electronics Letters*, 29 :566–568, 1993.
- [96] Raman kashyap. *Fiber Bragg Gratings*. Academic Press, 1999.
- [97] Andreas Othonos. Fiber bragg gratings. *Review of Scientific Instruments*, 68 :4309–4641, 1997.
- [98] A. Othonos and K. Kalli. *Fibre Bragg gratings : fundamentals and applications in telecommunications and sensing*. Artech House, 1999.
- [99] G. Meltz, W. W. Morey, and W. H. Glenn. Formation of bragg gratings in optical fibre by transverse holographic method. *Optics letters*, 14 :823–825, 1989.
- [100] K. O. Hill and G. Meltz. Fiber bragg grating technology fundamental and overview. *J. Lightwave Technology*, 15 :1263–1276, 1997.
- [101] A. D. Kersey. A review of recent developments in fibre optic sensor technology. *Optical Fibre Technology*, 2 :291–317, 1996.
- [102] Govind P. Agrawal. *Fiber-Optic Communication Systems*. A John Wiley and Sons, Inc., 2002.
- [103] P. A. Krug, T. Stephens, G. Dhosi, G. Yoffe, F. Ouellette, and P. Hill. Dispersion compensation over 270 km at 10 gbit/s using and offset-core chirped fibre bragg grating. *Electron. Lett.*, 31 :1091–1093, 1995.
- [104] Ho Sze Phing, Jalil Ali, Rosly Abdul Rahman, and Bashir Ahmed Tahir. Fiber bragg grating modeling, simulation and characteristics. *Journal of Fundamental Sciences*, 3 :167–175, 2007.
- [105] Sunita Ugale. Fiber bragg grating modeling, characterization and optimization with different refractive index profiles. *International Journal of Engineering Science and Technology*, 2 :4463–4468, 2010.
- [106] D. P. Hand and P. St. J. Russel. Photoinduced refractive index changes in germanosilicate optical fibers. *Optics Letters*, 15 :102–104, 1990.

- [107] P. St. J. Russel, D. P. Hand, Y.T. Chow, and L.T. Poyntz-Wright. Optically induced creation, transformation and organization of defects and color-centers in optical fibers. *Proceedings of SPIE*, 1516 :47–54, 1991.
- [108] D. L. Williams, R. Kashyap B. J. Ainslie, G. D. Maxwell, R.J. Campbell J. R. Armitage, and R. Wyatt. Photosensitive index change in germania doped silica glass fibers and waveguides. *Proceedings of SPIE*, 2044 :55–68, 1993.
- [109] J. P. Bernardin and N.M. Lawandy. Dynamics of the formation of bragg gratings in germanosilicate optical fibers. *Optics Communications*, 79 :194–199, 1990.
- [110] D. Wong, S. B. Poole, and M. G. Skeats. Stress birefringence reduction in elliptical-core fibers under ultraviolet irradiation. *Optics Letters*, 17 :1773–1775, 1992.
- [111] M. G. Sceates, G. R. Atkins, and S. B. Poole. Photolytic index changes in optical fibers. *Annual Review of Material Science*, 23 :381–410, 1993.
- [112] C. Fiori and R. A. B. Devine. Ultraviolet irradiation induced compaction and photoetching in amorphous,thermal sio₂. *Proceedings of Material Research Society Symposium*, 61 :187–195, 1986.
- [113] H. G. Limberger, P.Y. Fonjallaz, R. P. Salathé, and F. Cochet. Compaction and photoelastic-induced index changes in fiber bragg gratings. *Applied Physics Letters*, 68 :3069–3071, 1996.
- [114] L. Quétel, L. Rivoallan, M. Morvan, M. Monerie, E. Delevaque, J. Y. Guilloux, , and J. F. Bayon. Chromatic dispersion compensation by apodised bragg gratings within controlled tapered fibers. *Optical Fiber Technology*, 3 :267–271, 1997.
- [115] J. Zhang, P. Shum, X. P. Cheng, N. Q. Ngo, and S. Y. Li. Analysis of linearly tapered fiber bragg grating for dispersion slope compensation. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 15 :1391–1389, 2003.
- [116] H. Kogelnik and C. V. Shank. Coupled-wave theory of distributed feedback lasers. *J. Appl. Phys.*, 43 :2327–2335, 1972.
- [117] H. G. Winful, J. H. Marburger, and E. Garmire. Theory of bistability in nonlinear distributed feedback structures. *Appl. Phys. Lett.*, 35 :379–381, 1979.
- [118] C. M. de Sterke and J. E. Sipe. *Gap solitons, in Progress in Optics XXXIII, pp. 203-260*. E. Wolf, ed., (Elsevier, Amsterdam), 1994.
- [119] J. E. Sipe, L. Poladian, and C. M. de Sterke. Propagation through nonuniform bragg gratings. *J. Opt. Soc. Am.*, A 11 :1307–1020, 1994.
- [120] B. J. Eggleton, R. E. Slusher, C. M. de Sterke, P. A. Krug, , and J. E. Sipe. Bragg grating solitons. *Phys. Rev. Lett.*, 76 :1627–30, 1996.
- [121] A.B.Aceves and S. Wabnitz. Self-induced transparency solitons in nonlinear refractive periodic media. *Phys. Lett.*, 141 :37–42, 1989.
- [122] C. M. De Sterke and J. E. Sipe. Gap solitons. *Progress in Optics*, 33 :203–260, 1994.
- [123] D. Taverner, N. G. R. Broderick, D. J. Richardson, R. I. Laming, and M. Ibsen. Nonlinear self-switching and multiple gap soliton formation in a fiber bragg grating. *Opt. Lett.*, 23 :328–30, 1998.

- [124] B. J. Eggleton, C. M. de Sterke, and R. E. Slusher. Nonlinear pulse propagation in bragg gratings. *J. Opt. Soc. Am.*, B 147 :2980–93, 1997.
- [125] A. Hessainia, S. El-Akrmi, H. Trikia, and A. El-akrmi. Analysis of fiber bragg grating with exponential-linear and parabolic taper profiles for dispersion slope compensation in optical fiber links. *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, 125 :4642–4645, 2014.
- [126] B.D. Gupta and C.D. Singh. Fiber-optic evanescent field absorption sensor : A theoretical evaluation. *Fiber Integrat. Opt.*, 13 :433–443, 1994.
- [127] J. L. Cruz, L. Dong, S. Barcelos, and L. Reekie. Fiber bragg gratings with various chirp profiles made in etched tapers. *Appl. Opt.*, 35 :6781–6787, 1996.
- [128] L. Dong, J.L. Cruz, L. Reekie, and J.A. Tucknott. Chirped fiber bragg gratings fabricated using etched tapers. *Opt. Fiber Technol.*, 1 :363–368, 1995.