

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE ABOU BAKR BELKAID TLEMCEM
DEPARTEMENT DE TELECOMMUNICATIONS



FACULTE
DES SCIENCES
DE L'INGENIEUR



LABORATOIRE DE
TELECOMMUNICATIONS
DE TLEMCEM (LTT)

*Mémoire de Magister en
télécommunications*
Thème

*Caractérisation d'un réseau de Bragg à pas variable
Application à la compensation de la dispersion
chromatique*

Présentée par :

M^r KARIM Feth-Allah

Soutenue en 2008 devant le jury :

Président : N. BOUKLI-HACENE M.C. à l'Université de Tlemcen

Examineurs : M^{ed}. CHIKH BLED Prof. à l'Université de Tlemcen

F.Z. BENMANSOUR M.C. à l'Université de Tlemcen

Encadreur : O.SEDDIKI M.C. à l'Université de Tlemcen

Année Universitaire 2007-2008

À mes parents et ma famille

À ma nièce SABAA

À tous mes amis

Remerciements

Ce travail a été effectué au laboratoire de télécommunications de la faculté des sciences de l'ingénieur de l'université Aboubekr Belkaid Tlemcen.

Je remercie ALLAH le tout puissant de m'avoir donné le courage et la volonté de mener à ce terme ce présent travail.

Mes premières pensées vont tout particulièrement à mes parents à qui je dois ce succès et pour qui le sens du sacrifice au cours de ces longues années d'étude ne s'est jamais tari et a été le plus précieux de leurs cadeaux. Grâce à leur soutien et à leurs encouragements sublimement dosés, ils m'ont permis de vivre mes années de scolarité avec sérénité et efficacité. Grand merci.

J'exprime ensuite une profonde gratitude, et ces mots sont pesés, à mon directeur de thèse monsieur O.SEDDIKI, Maître de conférences à l'université de Tlemcen. Sa grande expérience, sa disponibilité, ses précieux conseils, d'une grande simplicité. Je le remercie infiniment.

J'exprime ma profonde reconnaissance à monsieur N.BOUKLI- HACENE, Maître de conférences à l'université de Tlemcen, d'avoir eu l'amabilité de présider ce jury.

Tous mes remerciements vont à monsieur M.CHIKH BLED, Professeur à l'université de Tlemcen, membre de mon jury pour m'avoir fait l'honneur d'examiner ce travail.

Je remercie madame F.Z. BENMANSOUR, Maître de conférences à l'université de Tlemcen, pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être examinateur.

Je tiens à remercier sincèrement tous les membres du Laboratoire de télécommunications de Tlemcen, pour leurs encouragements sans oublier tous mes amis.

Résumé

La dispersion de la vitesse de groupe dans une fibre optique perturbe la propagation du signal dans les réseaux de télécommunications optiques. La plupart des fibres optiques utilisées dans les réseaux de transmission sont adaptées au standard de transmission autour de la longueur d'onde $\lambda=1330$ nm. A cette longueur d'onde, la dispersion de la vitesse de groupe est quasi nulle.

Cependant, l'avènement des amplificateurs optiques dopés erbium a décalé la longueur d'onde de transmission autour de 1550 nm où l'atténuation est nulle mais la dispersion n'est pas négligeable (dispersion anormale). Ce phénomène provoque un élargissement temporel des impulsions si bien que deux trains d'onde consécutifs puissent éventuellement se recouvrir.

Une solution alternative consiste à recourir aux réseaux de Bragg à pas linéairement variable photo inscrits dans le cœur d'une fibre optique. Les petites périodes sont placées en fin de réseau pour réfléchir les hautes fréquences plutôt que les basses fréquences, dans le but d'avoir une dispersion négative (normale).

L'objectif de ce travail est de caractériser ces éléments à dispersion normale dans le but de compenser la dispersion chromatique induite dans une fibre optique.

Mots clés : Impulsion laser, dispersion positive et négative, fibre optique, réseaux de Bragg à pas variable, compensation de la dispersion chromatique.

Abstract

In optical communication networks, the group velocity dispersion side-effect into the fiber disturbs the signal propagation. The majority of optical fibers used in transmission networks are adapted to the transmission standard between the wavelength 1330 nm. At this wavelength, the group velocity dispersion is near to zero.

However, with the apparition of the erbium doped fiber amplifiers, the transmission wavelength is shifted to 1550 nm, where the attenuation is minimal but the dispersion in this case is not negligible. This affect broadens the pulse to the point that it eventually interferes with neighboring pulses and introduces errors in data. It is then necessary to compensate this dispersion. Chirped fiber Bragg grating offer a solution to this problem.

The purpose of this project is to characterize this grating in order to make an application for the compensation of the chromatic dispersion.

Key words : Laser pulse, negative and positive dispersion, optical fiber, chirped fiber bragg grating, compensation of the chromatic dispersion.

Sommaire

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

Chapitre I Génération d'impulsions laser

I.1 Introduction.....	6
I.2 L'effet laser.....	6
I.3 Lasers à gaz.....	7
I.4 Lasers à colorant.....	8
I.5 Lasers à semi conducteur.....	10
I.5.1 Densité d'états électroniques dans les semi-conducteurs.....	10
I.5.2 Occupation des états électroniques.....	12
I.5.3 Transitions entre états électroniques.....	13
I.5.4 Excitation par injection, diodes à jonction, hétérojonction.....	15
I.5.5 Caractéristiques des diodes laser.....	17
I.5.6 Diode laser à émission latérale.....	20
I.5.7 Diode laser à émission verticale (VCSEL).....	24
I.5.8 Techniques de modulation des données.....	27
I.5.8.1 Modulation directe.....	27
I.5.8.2 Modulation externe.....	28
I.6 Caractérisation des impulsions laser.....	29
I.6.1 Méthode de corrélation optique.....	29
I.6.2 Principe de l'auto corrélateur.....	31
I.7 Conclusion.....	33

Chapitre II Dispersion chromatique

II.1 Introduction.....	36
II.2 La fibre optique.....	36
II.3 Différents types de fibres.....	38
II.3.1 Fibres à saut d'indice.....	39
II.3.2 Fibres à gradient d'indice.....	41
II.3.3 Fibres monomodes.....	41
II.4 Fabrication des fibres.....	42

II.5 La dispersion dans les fibres optiques.....	43
II.5.1 Introduction.....	43
II.5.2 Dispersion chromatique.....	44
II.5.3 Relation entre largeur temporelle et largeur spectrale d'une impulsion.....	50
II.5.3.1 Etude du cas gaussien.....	50
II.5.4 Propagation d'une impulsion dans un milieu dispersif.....	53
II.5.5 Propagation d'une impulsion gaussienne.....	56
II.6 Etude d'une liaison optique avec le logiciel COMSIS.....	59
II.6.1 Introduction.....	59
II.6.2 Applications.....	60
II.7 Analyse par ondelette.....	62
II.7.1 Introduction.....	62
II.7.2 Technique des ondelettes.....	63
II.7.3 Propagation à travers un milieu dispersif.....	64
II.8 Conclusion.....	68

Chapitre III Généralités sur les réseaux de Bragg

III.1 Introduction.....	70
III.2 Théorie des modes couplés.....	73
III.3 Modélisation des réseaux de Bragg.....	75
III.4 Réseau de Bragg uniforme.....	77
III.5 Méthode des matrices de transfert pour la simulation des réseaux de Bragg	79
III.6 Calcul du délai de groupe et de la dispersion.....	80
III.7 Applications des réseaux de Bragg.....	80
III.8 Conclusion.....	83

Chapitre IV Compensation de la dispersion par le réseau de Bragg à pas variable

IV.1 Introduction.....	86
IV.2 Modélisation d'un réseau de Bragg à pas variable.....	86
IV.3 Résultats de simulation d'un réseau chirpé linéaire.....	88

IV.3.1 Réseaux chirpés linéaires avec différentes variables chirp.....	89
IV.3.2 Réseaux chirpés linéaires avec différentes longueurs.....	93
IV.3.3 Réseaux chirpés linéaires avec différentes variations de l'indice de réfraction.....	95
IV.4 Relation entre la réflectivité maximale et les coefficients du réseau chirpé.....	98
IV.4.1 Réflectivité maximale et paramètre chirp.....	98
IV.4.2 Réflectivité maximale et longueur de réseau.....	99
IV.4.3 Réflectivité maximale et variation de l'indice de réfraction.....	100
IV.5 Compensation de la dispersion chromatique par le réseau de Bragg chirpé.....	101
IV.5.1 Introduction.....	101
IV.5.2 caractéristiques d'un réseau à pas variable (chirpé).....	102
IV.5.3 Compensation de la dispersion chromatique.....	103
IV.5.4 Etude d'un réseau à pas variable apodisé pour la compensation de la dispersion chromatique.....	106
IV.5.4.1 Optimisation de la fonction d'apodisation gaussienne pour la compensation de la dispersion.....	111
IV.5.4.2 Compensation de la dispersion d'une fibre SMF28 de 80 km avec un réseau de Bragg à pas variable apodisé.....	116
IV.5.4.3 Compensation de la dispersion chromatique dans une liaison mono canal de 80 km en utilisant un réseau de Bragg à pas variable avec l'outil COMSIS.....	119
IV.6 Conclusion.....	132
Conclusion générale.....	133
Liste des figures et tableaux.....	137
Liste des symboles.....	142
Bibliographie.....	145

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Le monde des télécommunications a connu d'importantes évolutions depuis la mise au point du télégraphe (sur câble électrique) en 1837 par Samuel Morse et l'invention du téléphone en 1875 par Alexander Graham Bell. En effet, grâce à la théorie électromagnétique de James Clerk Maxwell qui prédit l'existence des ondes radio en 1864, Heinrich Hertz a prouvé expérimentalement l'existence de ces ondes en 1887. Par la suite Olivier James a établi une communication sans fil sur une distance de 140 mètres en 1894 et Guglielmo Marconi a effectué la première transmission transatlantique en 1901. Un grand pas a été effectué durant les deux derniers siècles avec le développement des systèmes de transmission sur câbles et sur ondes hertziennes mais la qualité et le débit d'une transmission est resté toujours d'une grande importance. L'idée de servir de la lumière dans les communications remonte aux feux de bois utilisés par les Grecs et les Perses ainsi qu'aux torches enflammées utilisées par les Romains.

En 1958 et avec l'invention du laser, l'idée d'utiliser l'optique surgisse de nouveau. Le laser est un générateur de lumière cohérente, stable, et monochromatique, pouvait remplir dans le domaine lumineux le même rôle que l'oscillateur radioélectrique dans le cas des ondes hertziennes. Les premières expériences de transmission étaient dans l'atmosphère qui s'est révélé un milieu de transmission dispersif et absorbant. L'idée de guider la lumière sans l'affaiblir a abouti aux fibres optiques. Au début, la recherche s'est concentrée sur le perfectionnement des fibres optiques dont l'atténuation est passée de 1000 dB/km en 1966 à 0.2 dB/km en 1979.

Le signal optique subit dans la fibre des altérations tant au niveau de sa composition que de sa structure et de sa puissance. Parmi les défauts de transmission, on trouve le phénomène d'atténuation optique, le problème de dispersion, les effets non linéaires (effet Raman et Kerr) et les pertes de connexion entre fibres optique (désalignement axial et angulaire, rayons de courbure, connecteurs optiques, etc.).

1. Problématique et objectifs de la thèse

Dans les années précédentes, les communications par fibres optiques ont connu un développement intéressant, grâce aux nombreux projets élaborés concernant les réseaux de Bragg, soit expérimentalement, soit par des simulations numériques. Ce type de réseau trouve actuellement beaucoup d'applications, et il est en voie de développement.

L'augmentation du débit sur les lignes de transmission utilisées aujourd'hui a fait de la dispersion chromatique un problème majeur. La dispersion de vitesse de groupe induite dans la fibre perturbe la propagation du signal dans les réseaux de télécommunications optiques. Le phénomène se traduit par l'élargissement temporel des impulsions lumineuses constituant le signal, ce qui a pour effet d'introduire des distorsions dans le signal transmis en bout de fibre. Il est donc impératif de compenser la dispersion cumulée au cours de sa propagation. Parmi les dispositifs de compensation les plus répandus, on trouve la fibre de compensation (DCF) et le réseau de Bragg à pas variable. Des résultats expérimentaux et de simulation ont montré que le réseau de Bragg présente beaucoup d'avantages par rapport à la fibre compensatrice. Cependant, notre travail va se focaliser, bien évidemment, sur le réseau de Bragg à pas variable.

Le réseau de Bragg est une variation périodique de son indice de réfraction au cours de la propagation dans le cœur de la fibre. Pour la caractérisation de ce réseau, la théorie des modes couplés est utilisée pour analyser la nature de propagation de la lumière dans la fibre perturbée (modes en co propagation et modes en contre propagation). Pour résoudre les équations des modes couplés, un algorithme de calcul (Matlab) a été mis en œuvre en se basant sur la méthode des matrices de transfert.

Le but de notre travail est de faire une caractérisation du réseau de Bragg à pas variable, et d'appliquer les résultats obtenus avec l'outil Matlab pour la compensation de la dispersion chromatique. Le second objectif de notre thèse est de simuler avec l'outil Comsis une liaison optique mono canal à 10 Gbits/s, dont nous avons intégré un réseau de Bragg à pas variable, comme élément compensateur, en cascade avec une fibre de transmission SMF28.

2. Structure de la thèse

Notre thèse englobe trois grandes parties. Dans le chapitre I nous évoquerons les techniques de génération d'impulsions laser, les caractéristiques des différents lasers, en donnant aussi leur principe de fonctionnement. Dans le chapitre II, nous allons présenter la fibre optique, le guide d'onde où va se propager l'impulsion lumineuse, en donnant ses différents types. Nous verrons, en détails, ensuite la dispersion chromatique.

La troisième partie inclut le chapitre III et le chapitre IV. Dans le chapitre III nous allons présenter des généralités sur les réseaux de Bragg, notamment la théorie des modes couplés

pour faire la modélisation et les approches de simulation par la méthode des matrices de transfert. Le dernier chapitre sera consacré pour étudier le réseau de Bragg à pas variable, et de présenter les résultats de simulation obtenus. Une application à la compensation de la dispersion chromatique est analysée ensuite. Dans la dernière partie du chapitre IV, une simulation, avec l'outil Comsis, d'une liaison optique mono canal à 10 Gbits est faite.

Chapitre I

GENERATION D'IMPULSIONS LASER

I.1 Introduction

Depuis la découverte du phénomène laser et de sa première réalisation, les techniques de génération ont fortement évoluées. L'observation de phénomènes extrêmement petits a été rendue possible par l'avènement des lasers à impulsions courtes. En moins d'un demi-siècle, on est passé des nanosecondes aux femtosecondes, ouvrant l'ère des impulsions ultracourtes. Nous allons présenter dans ce premier chapitre les caractéristiques des différents lasers de part leur réalisation, en donnant aussi leur principe de fonctionnement.

I.2 L'effet laser

LASER est un acronyme pour Light Amplification of Stimulated Emission Radiation. La première démonstration de l'effet laser date de 1960 par T.H MAIMAN (laser à rubis dopé Cr) [1.1]. Le laser est une source produisant une émission intense de la lumière monochromatique et cohérente, dont la longueur d'onde va, selon les types, du domaine de l'ultra violet lointain (laser à excimètre) au domaine de l'infra rouge (laser CO₂) [1.1].

Tous les types de laser comportent les deux éléments suivants :

1. Un milieu amplificateur pour la lumière (amplification par émission stimulée).
2. Une contre-réaction optique qui consiste à réinjecter une partie de la lumière dans l'amplificateur : un laser s'apparente donc à un oscillateur. La contre réaction optique est souvent obtenue en plaçant le milieu amplificateur dans une cavité optique (cavité de Fabry-Perot) [1.1].

Les différents milieux amplificateurs actuellement utilisés sont indiqués dans le **tableau (1.1)**, ainsi que la méthode de pompage.

Nature du milieu	Méthode de pompage
Milieu isolant dopé - Nd:YAG :grenat d'aluminium et ytrium. (Y3AL5O12) dopé néodyme Nd ³⁺ - Fibre optique dopée terre rare (Erbium)	Optique absorption de photons à partir d'un faisceau intense d'énergie appropriée
Lasers a gaz - He-Ne de faible puissance (gaz atomique) - Argon (gaz ionisé) : plusieurs longueurs d'onde visible - CO2 (gaz moléculaire) : infrarouge	Electrique Décharge haute tension dans un tube a parois isolantes (verre, C, Be)
Lasers à colorants Molécules organiques dissoutes dans un solvant (ex : rhodamine)	Optique
Lasers a semi-conducteurs Semi-conducteur a gap direct (GaAs, InP)	Electrique Injection de courant dans une jonction polarisée en direct

Tableau (1.1)- Types de laser [1.1]

I.3 Lasers à gaz

Les lasers à gaz reposent sur les transitions électroniques entre différents niveaux. Si les atomes actifs sont neutres ou ionisés, le pompage réalise l'inversion de population entre deux niveaux électroniques. La transition est typiquement située dans l'UV, le visible ou le proche IR.

Deux excitations peuvent être mises en jeu. Par excitation directe, les électrons transmettent par collision une partie de leur énergie cinétique aux atomes du milieu actif qui atteignent le niveau supérieur de la transition laser. Dans le second cas d'excitation dite indirecte, on mélange au milieu actif des atomes plus facilement excitable (par décharge électrique en général) que ceux qui sont à l'origine de l'émission laser. Les collisions assurent ensuite le transfert de l'énergie acquise. Cette technique est à la base du laser Hélium Néon (He-Ne) (**figure (1.1)**) [1.2].

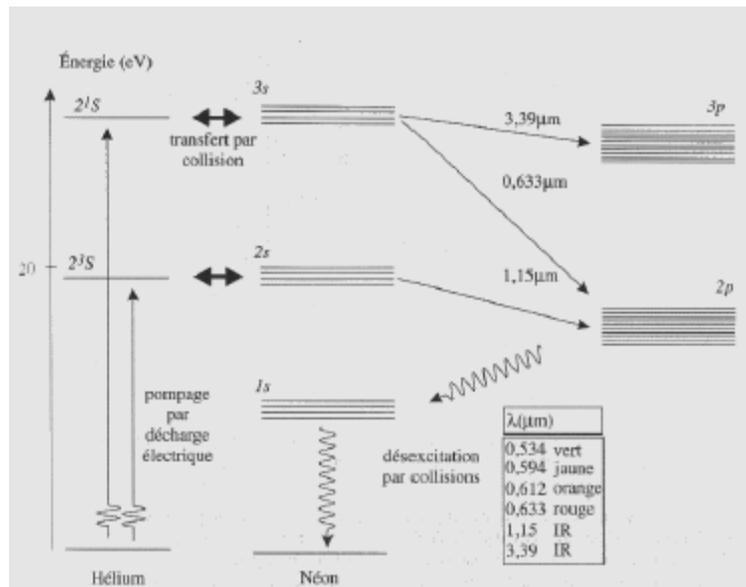


Figure (1.1)- Niveaux du laser Hélium Néon [1.2]

Pour des lasers à gaz typiques, on ne peut avoir que quelques modes actifs dans la cavité. A partir de la largeur spectrale, on en déduit que la durée la plus courte avoisine les 500 picosecondes. Ces lasers ne sont donc pas adaptés à la génération d'impulsions ultra courtes. Si on élargit le spectre en fréquence des impulsions, on diminue la durée des impulsions.

I.4 Lasers à colorant

Dans ce type de laser on utilise un solvant polaire tel que l'eau, l'éthanol, le méthanol, le benzène ou l'acétone. Le colorant organique complexe absorbe efficacement dans le visible et le proche UV, couvrant une large bande spectrale du visible. De nos jours, il existe plus de 200 colorants possibles avec une accordabilité en fréquence très large. Les molécules du colorant émettent dans des bandes d'énergie qui permettent d'atteindre des impulsions extrêmement courtes. La grande largeur spectrale indispensable aux applications spectroscopiques et la possibilité d'obtenir des impulsions femto secondes sont les atouts de ce laser au prix d'une certaine complexité sur le plan technologique.

Dans le domaine du visible et de l'IR, on utilise le pompage synchrone. En appliquant la mécanique de saturation de gain, on produit des impulsions plus courtes. Cet effet non linéaire est produit lors de l'amplification, le front arrière des impulsions est moins amplifié que le front avant. L'enveloppe temporelle est donc modifiée et nous conduit à des pulses de quelques nanosecondes [1.2].

Deux impulsions sont synchronisées automatiquement dans le jet d'absorbant saturable. Le blocage des modes passif peut être réalisé à l'aide de réseaux qui rétro-diffusent une partie de la lumière d'une impulsion dans l'autre. L'utilisation de prismes est privilégiée car les rendements sont largement supérieurs [1.2].

Le processus de mise en forme des impulsions dans la cavité d'un laser à modes synchronisés passivement repose sur l'absorption de photons à l'avant de l'impulsion dans l'absorbant saturable, la rétrécissant par l'avant. L'amplification saturée la rétrécit par l'arrière. La dispersion de la vitesse de groupe fixe alors la durée finale des impulsions [1.2].

Le CPM (Colliding Pulse Mode-locked dye laser) illustre ce type de lasers mais son inconvénient est la faiblesse des intensités obtenues en sortie (quelques mW). On utilise donc des amplifications par émission stimulée ou un extracteur d'impulsions acousto-optique pour rendre les impulsions plus intenses. On peut produire des pulses de 6 fs en compressant avec des fibres optiques monomodes à conservation de polarisation. Pour éviter toute diffusion Raman et Brillouin stimulée, sa longueur est de quelques millimètres. La difficulté majeure provient des instruments mis en jeu à la sortie de la fibre et permettant la compression de la dispersion des composantes de fréquence du spectre [1.2].

Les lasers hybrides sont pompés de manière synchrone par un laser à modes bloqués et ont une cavité qui contient un jet d'absorbant saturable et un compresseur optique à prismes. On conserve l'avantage de la puissance des lasers en pompage synchrone et la courte durée des pulses d'un laser bloqué passivement. Nous retiendrons également qu'il est possible de réaliser des lasers accordables en longueur d'onde en s'appuyant sur le principe de la génération de continuum. Cette technique permet en outre de compresser les impulsions [1.2].

Les lasers à colorant permettent donc de générer des impulsions ultracourtes. Les différentes techniques mises en œuvre sont parfois complexes à réaliser. Les solvants s'évaporent et les concentrations évoluent rapidement. De plus, le fluide circulant dans les tubes et le mouvement des molécules perturbe l'expérience. Les chercheurs développent donc de nouveaux lasers qui sont beaucoup plus maniables que les lasers à colorant [1.2].

I.5 Lasers à semi-conducteur

Depuis le début des télécommunications par fibre optique, le choix des sources optiques s'est porté sur les émetteurs à semi conducteur à cause de leur petites dimensions en rapport avec celle du cœur des fibres optiques, de la relative facilité que l'on a à moduler directement la lumière émise en agissant sur le courant, de leur spectre optique relativement étroit et de leur faible consommation énergétique. Ainsi la diode laser est la source la mieux adaptée pour les télécommunications optiques car elle permet d'avoir la meilleure efficacité de couplage optique avec la fibre. C'est pour ces raisons que nous ne parlerons dans la suite que des diodes lasers et que nous n'aborderons pas les diodes électroluminescentes. [1.9].

Les lasers à semi-conducteur fonctionnent sur un principe qui est totalement différent à celui évoqué dans les pages précédentes. Les états excités ne sont pas indépendants les uns des autres et conduisent à la notion de bande d'énergie. La lumière induit la recombinaison électron trou. Un électron se désexcite depuis la bande de conduction vers la bande de valence en émettant un photon de caractéristiques strictement identiques au photon incident (émission stimulée). En augmentant le nombre d'électrons et de trous, on augmente la densité de porteur donc l'intensité du laser. Ce mécanisme ressemble à l'inversion de population utilisée par les autres types de laser. La pompe est ici remplacée par l'injection d'un courant dans la zone active du milieu [1.2].

I.5.1 Densité d'états électroniques dans les semi-conducteurs

Dans un solide cristallin parfait, assemblage régulier d'atomes aux nœuds d'un réseau tridimensionnel périodique, les états d'énergie des électrons sont répartis en bandes permises et bandes interdites. Pour les isolants et les semi-conducteurs, à la température de 0 K, tous les états de la dernière bande contenant des électrons, appelée bande de valence (BV), sont occupés, tandis que les états de la bande immédiatement supérieure, appelée bande de conduction (BC), sont vides [1.3] (**figure (1.2)**).

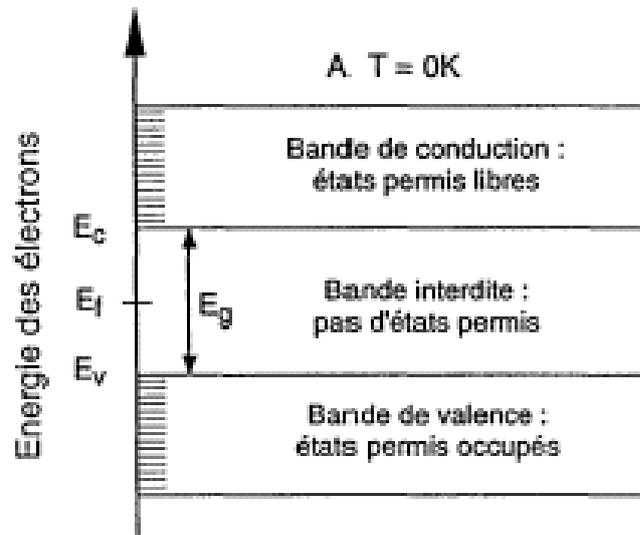


Figure (1.2)- Bandes d'énergie des semi-conducteurs à 0 °K [1.3]

L'écart énergétique entre bande de valence et bande de conduction est appelé largeur de bande interdite (*gap* en anglais) et noté E_g . Il est mesuré de plus souvent en électro- volt ($1\text{eV}=1.6\cdot 10^{-19}$ joule). C'est un paramètre fondamental déterminant les propriétés électroniques et optiques des semi-conducteurs. En particulier, il permet de distinguer quantitativement les isolants des semi-conducteurs ($E_g(\text{GaAs})=1.4$ eV, $E_g(\text{Si})=1.1$ eV, $E_g(\text{Ge})=1.4$ eV). On peut rappeler à ce point que la relation entre l'énergie $h\nu$ des photons exprimée en eV et leur longueur d'onde λ exprimée en micron est donnée par [1.3] :

$$h\nu \times \lambda = 1.24 \text{ (eV} \times \mu\text{m)} \quad (1.1)$$

Les écarts à la perfection du réseau cristallin ont pour effet d'introduire des niveaux électroniques permis dans la bande interdite. En particulier certains atomes d'impuretés, différents de ceux constituant la matrice cristalline, peuvent être substitués volontairement à ceux-ci par dopage :

- Les donneurs, possédant un électron de plus sur leur couche périphérique, créent des niveaux voisins de la BC et peuvent lui céder cet électron permettant de modifier la conductivité du matériau sur plusieurs ordres de grandeur. On obtient ainsi un semi-conducteur de type N.
- Les accepteurs possédant un électron de moins, créent des niveaux voisins de la BV et peuvent en recevoir un électron, libérant un état électronique. Ces états libres se

comportent comme des charges positives, appelées trous, qui peuvent transporter du courant électrique. On obtient alors un semi-conducteur de type P [1.3].

I.5.2 Occupation des états électroniques

Les électrons sont régis par la statistique de FERMI DIRAC, et la probabilité d'occupation des états d'énergie E est donnée à l'équilibre thermodynamique à une température T par la formule :

$$f(E,T)=1/(1+\exp((E-E_f)/kT)) \quad (1.2)$$

Où E_f est appelé niveau de FERMI et k est la constante de BOLTZMAN ($k=1.38.10^{-23} \text{ j } ^\circ\text{K}^{-1}$). A la température ambiante de $300 \text{ }^\circ\text{K}$ l'énergie kT vaut 26 m eV , significativement plus petite que le gap des semi-conducteurs usuels ($\sim 1 \text{ eV}$).

Les allures de la fonction de FERMI à $0 \text{ }^\circ\text{K}$, et à température non nulle, sont représentées sur la **figure (1.3)**.

- A $T=0 \text{ }^\circ\text{K}$, tous les états d'énergie inférieure à E_f (bande de valence) sont occupés, tous les états d'énergie supérieure à E_f (bande de conduction) sont libres. Il en résulte le semi-conducteur est en fait isolant.
- A $T>0 \text{ }^\circ\text{K}$, quelques électrons ont libéré des états de la BV et occupent des états de la BC.

Un semi-conducteur non dopé ou intrinsèque peut aussi conduire le courant, sa conductivité électrique due a la fois aux électrons et aux trous varie exponentiellement avec $-E_g/2kT$.

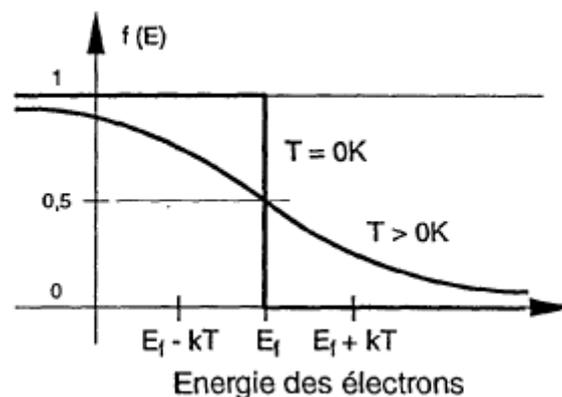


Figure (1.3)- Fonction de FERMI à $T=0 \text{ }^\circ\text{K}$ et à $T>0 \text{ }^\circ\text{K}$ [3]

Un matériau semi-conducteur peut être amené hors équilibre thermodynamique par différents moyens, et le plus souvent les populations d'électrons et de trous peuvent être

considérées chacune comme en équilibre dans sa bande respective. En effet le temps de mise en équilibre des électrons entre eux et des trous entre eux (temps de relaxation intra bande) est de l'ordre de 10^{-12} s, alors que le temps de mise en équilibre des électrons avec les trous (durée de vie) est généralement supérieur à 10^{-9} s. Les fonctions de FERMI décrivant les occupations de la BC et de la BV comprennent alors des pseudo niveaux de FERMI F_n et F_p distincts pour les électrons et pour les trous au lieu du niveau unique E_f [1.3].

I.5.3 Transitions entre états électroniques

Les interactions entre rayonnements (photons) et matière (électrons) mis en jeu dans les diodes laser sont représentées schématiquement sur **la figure (1.4)**. On y distingue :

- L'absorption, où un photon incident cède son énergie à un électron de la BV et le fait monter dans la BC, créant une paire électron trou ;
- L'émission spontanée où un électron redescend spontanément sur un état libre de la BV annihilant un pair électron trou, c'est un processus de recombinaison radiative ;
- L'émission stimulée où un photon incident induit la recombinaison radiative d'une paire électron trou. Le photon émis a les mêmes propriétés optiques (fréquence, phase, direction et polarisation) que le photon incident.

C'est le mécanisme découvert par EINSTEIN en 1917 par lequel le rayonnement peut être amplifié et qui est exploité dans tout type de LASER [1.3].

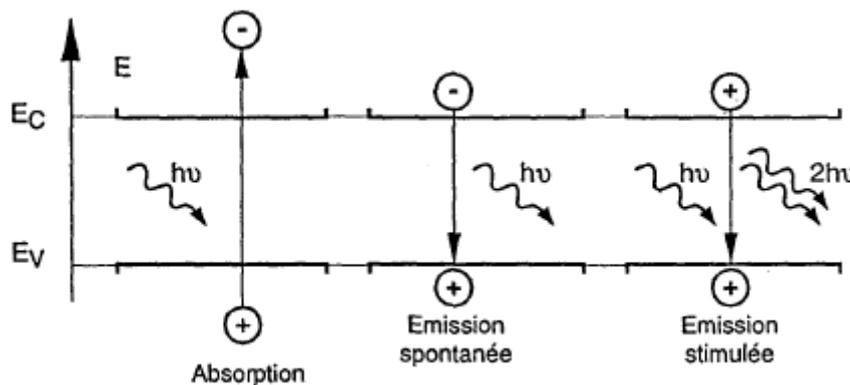


Figure (1.4)- Absorption et émission de lumière dans un semi-conducteur [1.3]

Deux conséquences résultent de ces processus :

- Seuls sont absorbés les photons d'énergie supérieure au gap : $h\nu \geq E_g$.
- Les photons émis ont une énergie légèrement supérieure ($\sim kT$) à celle du gap.

L'émission spontanée peut être caractérisée par une vitesse d'émission spontanée qui mesure le nombre de photons émis par unité de temps et par unité de volume du semi-conducteur. Elle est liée aux densités d'électrons et de trous par la relation suivante :

$$R_{sp} = B \cdot n \cdot p \quad (1.3)$$

Où n et p sont respectivement les densités d'électrons et de trous par unité de volume et B est appelé coefficient de recombinaison radiative. Son ordre de grandeur pour les semi-conducteurs utilisés dans les diodes laser est : $B = 10^{-10} \text{ cm}^{-3}$ à 300 °K.

Un paramètre plus simple utilisé pour caractériser dans une approximation linéaire la recombinaison spontanée est la durée de vie radiative τ_r qui lie R_{sp} à la densité de porteurs minoritaires (électrons dans un matériau de type P et vice versa) par la formule [1.3] :

$$R_{sp} = n / \tau_r = -dn/dt \quad (1.4)$$

On a alors :

$$\tau_r = 1/B \cdot P_0 \quad (1.5)$$

Pour un matériau P où la densité de trous à l'équilibre est P_0 . Ainsi pour du matériau dopé à 10^{18} cm^{-3} , la durée de vie radiative des électrons est de 10 ns.

L'absorption et le gain d'émission stimulée peuvent être mesurés en cm^{-1} par le même coefficient g défini par [1.3] :

$$g = dF/F \, dx \quad (1.6)$$

Où F est le flux de photons se dirigeant suivant la direction x .

g est négatif pour un matériau absorbant à l'équilibre et positif si le niveau d'excitation est suffisant. Ces situations sont montrées sur la **figure (1.5)** où sont tracées schématiquement les courbes donnant le gain en fonction de l'énergie $h\nu$ des photons pour différentes valeurs de la densité d'électrons en excès par rapport à l'équilibre et de l'écart entre les pseudo niveaux de FERMİ [1.3].

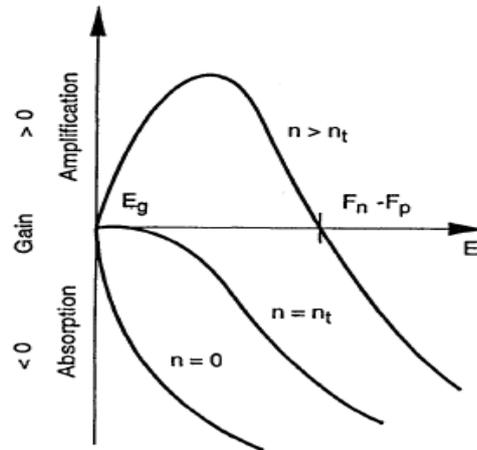


Figure (1.5)- Gain d'émission stimulée pour différents niveaux d'excitation [3]

Pour $n=0$, le matériau est toujours absorbant. Pour $n=n_t$, densité d'électrons à la transparence (ordre de grandeur : $n_t=10^{18} \text{ cm}^{-3}$), le matériau est juste transparent pour $h\nu = E_g$. Enfin pour $n > n_t$ le matériau amplifie les photons d'énergie $h\nu$ telles que [1.3] :

$$E_g < h\nu < F_n - F_p \quad (\text{condition de BERNARD et DURAFFOURG})$$

I.5.4 Excitation par injection, diodes à jonction, hétérojonction

➤ Jonction P-N à l'équilibre et en polarisation directe

Un homo jonction P - N est la réunion de deux semi-conducteurs de même composition et de types de dopage différents, par exemple GaAs de type P et GaAs de type N. Dans le premier, le niveau de FERMI est proche de la BV, dans le second, il est proche de la BC. Or la thermodynamique exige qu'à l'équilibre, la jonction étant non polarisée, le niveau de FERMI soit constant dans toute la structure. Il en résulte que le profil des bandes de valence et de conduction a l'allure représentée sur la **figure (1.6a)**, il existe au voisinage de la jonction une zone désertée de porteurs libres, les trous du matériau P et les électrons du matériau N sont séparés par les barrières de potentiel représentées et ne peuvent se recombiner.

La polarisation directe d'une jonction consiste à appliquer une tension positive V au matériau P, ce qui a pour effet de diminuer ces barrières d'une énergie $\Delta E = qV$ ($q=1.6 \cdot 10^{-19}$ coulombs), sur un diagramme tel que celui de la **figure (1.6b)** où le sens positif correspond aux énergies des électrons. Les trous et les électrons peuvent alors diffuser (transport sous

l'effet d'un gradient de concentration) respectivement vers les régions N et P et se recombiner au voisinage de la jonction où il y a à la fois des trous et des électrons en excès par rapport à l'équilibre. Pour chaque paire électron trou recombinaison, il passe en régime permanent une charge élémentaire dans le circuit où est insérée la diode. Dans la région de recombinaison, le niveau de FERMI unique à l'équilibre, se dédouble en deux pseudo niveaux de FERMI dont l'écart, à la jonction, est égal à qV soit [1.3] :

$$qV = F_n - F_p \quad (1.7)$$

La caractéristique I/V (courant/tension) de la jonction est donnée par la célèbre formule de SHOCKLEY :

$$I = I_{sa} (\exp(qV/kT) - 1) \quad (1.8)$$

Où I_{sa} est appelé courant de saturation.

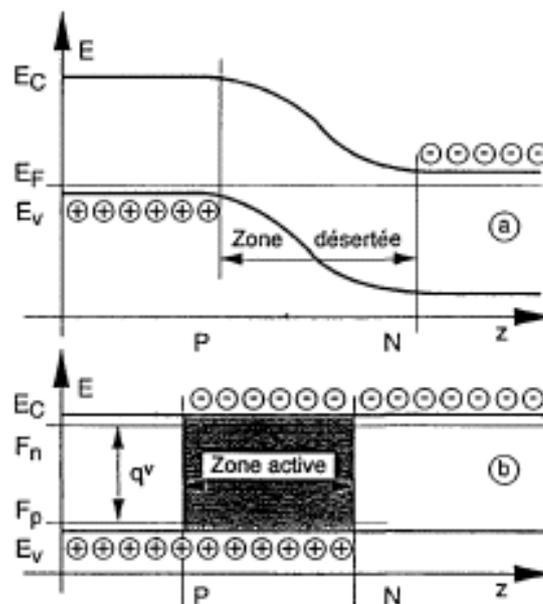


Figure (1.6)-Profils de bande : homo jonction à $v=0$ (6a), homo jonction à $v>0$ (6b) [1.3]

➤ Laser à double hétérojonction (DH)

Contrairement au cas précédent, on utilise trois couches possédant un dopage différent. Les performances de ce modèle en font le laser le plus répandu dans le commerce. L'hétérojonction sert de guide d'onde et deux techniques sont souvent utilisées : le guidage par indice ou le guidage par le gain. Dans ce dernier, la source laser sera moins étendue, le courant pompe (pour atteindre le seuil d'oscillation) sera réduit et la longévité du laser sera accrue puisque le milieu actif est entouré par deux couches servant de protection. Les lasers à double hétérojonction assurent donc un bon confinement des porteurs éjectés et de l'onde

électromagnétique car l'indice de réfraction (au delà de la zone active) est abaissé. Le courant de seuil est cent fois plus faible que le cas des lasers à homo jonction et diminue lorsque le facteur de confinement et le gain différentiel augmentent [1.2].

Le schéma de principe d'un laser à double hétéro jonction est donné par la **figure (1.7)**.

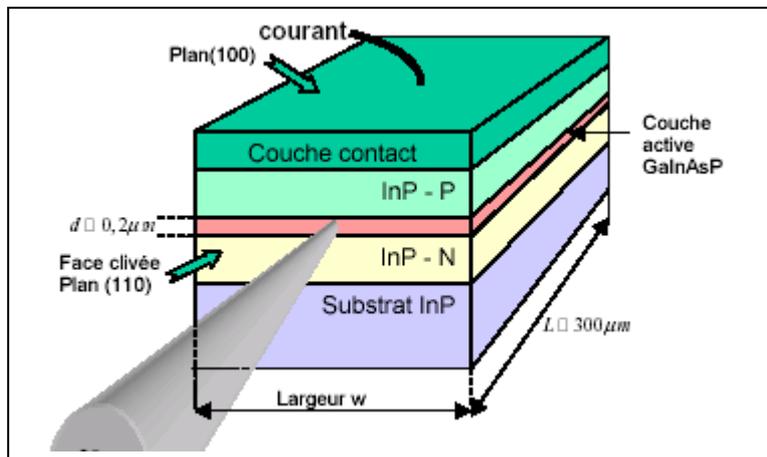


Figure (1.7)- Structure d'une diode laser à double hétérojonction (DH) [1.1]

La couche active à « petit gap » (ici le composé GaInAsP, pour une longueur d'onde d'émission à 1.55 μm) est placée entre deux couches à « grand gap » en InP, dites couches de confinement. En polarisation directe (pole positif sur la couche P), les électrons et les trous sont injectés dans la couche active d'épaisseur $d=0.2\mu\text{m}$ où ils se recombinent radiativement [1.1].

Les faces de la cavité optique sont obtenues par « clivage » du semi-conducteur selon le plan cristallin (110). L'indice de réfraction du GaInAsP est voisin de $n_1=3.5$, l'indice de l'air est $n_0=1$. On note que le gap E_g et l'indice de réfraction dépendent de x et y tel que : $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}$ [2.7].

Le pouvoir réflecteur à l'incidence normale a pour valeur [1.1] :

$$R=(n_1-n_0/n_1+n_0)^2 \quad (1.9)$$

Ce qui est généralement suffisant pour créer la contre réaction optique.

I.5.5 Caractéristiques des diodes laser

- La caractéristique puissance optique émise (P) en fonction du courant d'injection (I), montre qu'il y a émission laser à partir d'un courant de seuil I_s (**figure (1.8)**). Une valeur du courant est prise à 66.1 mA pour que le laser émette une puissance de 10 mW.

Pour les diodes à guidage par le gain, la puissance émise est de l'ordre de 5 à 10 mW et le courant de seuil est de 100 à 200 mA. Or pour les diodes à guidage par l'indice, la puissance émise est de 2 à 5 mW tandis que le courant de seuil est de 20 à 50 mA [1.5].

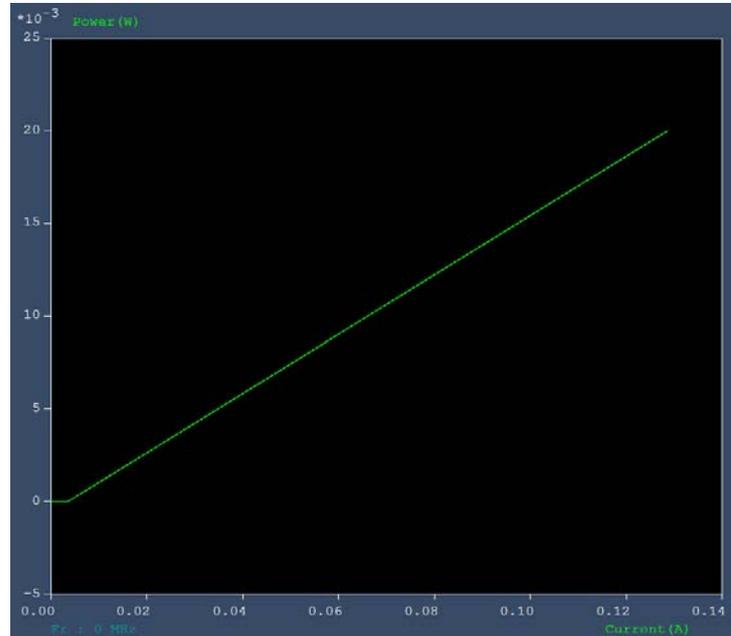


Figure (1.8)- Caractéristique puissance émise en fonction du courant d'injection (COMSIS)

- Pour $I < I_s$, l'injection est insuffisante pour déclencher l'émission stimulée. L'émission est spontanée et le laser fonctionne en DEL (Diode Electroluminescente).
- Pour $I > I_s$, le gain g équilibre les pertes dans la cavité et l'effet laser est déclenché à partir de $I = I_s$.

La **figure (1.9)** montre l'allure de la puissance de sortie d'un laser émis à $1.55\mu\text{m}$, le graphe montre bien que la valeur de la puissance est de l'ordre de 10 mW.

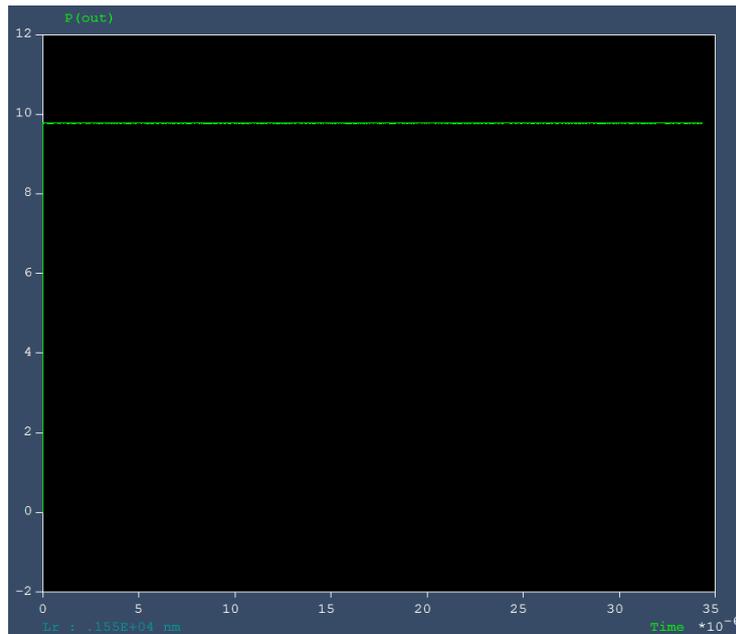


Figure (1.9)- Puissance de sortie d'un laser à 1.55 μm (COMSIS)

Une diode laser émet une onde optique à une fréquence qui est liée directement à la différence d'énergie E_g entre la bande de conduction et la bande de valence du semi conducteur.

En effet, les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement sont respectées et imposent que le photon après désexcitation de l'électron ait une énergie voisine déterminée par l'équation (1.10) [1.9] :

$$E_g = h \cdot \nu = h \cdot c \cdot \lambda^{-1} \quad (1.10)$$

Le laser n'est jamais parfaitement monochromatique, le signal émis est composé de plusieurs longueurs d'onde toutes très proche autour d'une valeur centrale. Cette plage de longueurs d'onde est appelée largeur spectrale du laser. Cette valeur est liée à l'équation suivante [1.9] :

$$\Delta \nu \cdot \Delta t = k_1$$

Où k_1 est constante, elle dépend du profil temporel de l'impulsion ($0 < k_1 < 1$).

Δt correspond à la largeur d'une impulsion ou d'un bit.

- La pente η_{LI} (Light Intensity) est l'intensité de lumière produite par un laser, elle varie typiquement entre 0.1 mW/mA à 0.2mW/mA.
- Tension de diode V_d , correspond à la tension au borne de la jonction émettrice et dépend de la longueur d'onde d'émission, donc du matériau choisi.
Pour InGaAsP, elle varie typiquement de 1V au seuil à 1.5 v.

- La pente de la courbe tension de la diode V_d en fonction du courant d'injection donne la résistance dynamique de la diode (R_d). Cette résistance est de l'ordre 3Ω .
- L'augmentation de la température a pour effet une déviation des longueurs d'onde émises vers les longueurs d'ondes plus élevées.
- Une diode laser est caractérisée par un rendement différentiel, il s'exprime par : $\eta_d = P / (V_d \cdot (I - I_s))$.

Où P est la puissance optique et $V_d \cdot (I - I_s)$ est la puissance électrique consommée.

- Le faisceau de lumière émis par une diode laser est généralement soumis à un dispositif de couplage à la fibre optique. Or la divergence du faisceau d'une diode laser est beaucoup plus importante que celle d'un laser conventionnel (laser He-Ne) [1.5].

Ce faisceau traverse une lentille convergente de collimation de faible distance focale, qui permet d'obtenir un faisceau de rayons parallèles. Une deuxième lentille, dite de focalisation, a pour but de produire une tache optique de dimension compatible avec le diamètre de cœur de la fibre [1.6].

I.5.6 Diode Laser à émission latérale

➤ Introduction

L'effet laser est réalisé par un oscillateur, dont il faut réinjecter une partie de la lumière dans le milieu amplificateur. Ce type de laser est constitué d'un milieu amplificateur placé dans une cavité Fabry-Pérot de longueur fixe. L'oscillation sera déclenchée par un photon émis spontanément dans la cavité à la bonne fréquence et dans l'axe des miroirs (axe Ox) (**figure (1.10)**) [1.1].

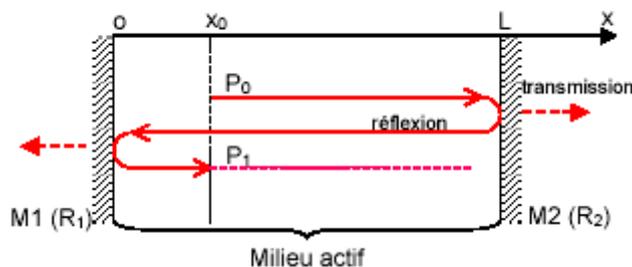


Figure (1.10)- Réflexions de l'onde optique dans la cavité Fabry-Perot [1.1]

➤ Conditions d'entretien des oscillations

Le milieu présente des pertes intrinsèques α_i qui viennent en déduction du gain théorique g . Pour cette raison, la puissance optique $P(x)$ augmente exponentiellement en fonction de x selon [1.1] :

$$P(x) = p_0 \exp [(g - \alpha_i) \cdot x] \quad (1.11)$$

Le phénomène d'amplification optique n'a pas la même efficacité pour toutes les fréquences ce qui revient à dire que le gain g dépend de la fréquence. Seuls les modes ayant un gain supérieur aux pertes peuvent sortir.

La puissance optique passant de P_0 à P_1 pour aller-retour dans la cavité (**figure (1.10)**), il est clair que $P_1 < P_0$, les oscillations finiront par s'amortir. La limite pour l'entretien des oscillations est donc : $P_1 = P_0$. Prenant en compte la relation (1.11), avec un trajet $x = 2L$ et deux réflexions sur les miroirs M_1 et M_2 , on peut écrire [1.1] :

$$P_1 = P_0 R_1 R_2 \exp[(g - \alpha_i) 2L] \quad (1.12)$$

A la limite $P_1 = P_0$, le gain prend la valeur particulière g_s , appelée gain de seuil, déduite de la relation précédente [1.1] :

$$g_s = \alpha_i + (1/2L) \ln(1/R_1 R_2) \quad (1.13)$$

➤ Spectre d'émission

○ Modes longitudinaux d'une cavité laser

Une cavité laser est susceptible d'osciller sur plusieurs fréquences, appelées modes longitudinaux. Ces modes doivent pouvoir à la fois être amplifiés par le milieu à gain et être résonants dans la cavité du laser.

Quelle que soit la cavité considérée, la condition de résonance est réalisée lorsque le déphasage de l'onde laser est identique à lui-même ($\varphi = 2 \cdot \pi \cdot p$) après un tour complet dans la cavité [1.4].

○ Cas d'une cavité quelconque

Dans le cas d'une cavité linéaire quelconque (non confocale), la condition de résonance s'écrit [4] :

$$2 \cdot L = m \lambda = (m \cdot c) / \nu \quad (1.14)$$

Où L est la longueur de la cavité, λ est la longueur d'onde, ν la fréquence et m l'ordre de mode (nombre entier). La fréquence ν_m du mode longitudinal correspond à l'ordre m est donc :

$$\nu_m = (m \cdot c) / 2 \cdot L \quad (1.15)$$

On appelle intervalle spectral libre de la cavité laser, l'intervalle entre les fréquences de résonance correspondant entre deux modes consécutifs. Pour une cavité de longueur L , il vaut :

$$ISL = \nu_{m+1} - \nu_m = c / (2 \cdot L) \quad (1.16)$$

o Cavity Fabry Péro

Ce type de résonateur est constitué, dans le cas le plus simple, par deux miroirs plans, parallèles et réfléchissants entre lesquels les ondes lumineuses font de multiples allers-retours. Dans le cas d'un semi conducteur, les parois clivées du cristal sont utilisées pour constituer la cavité. Une forte valeur de l'indice (de l'ordre de 3.5) du semi conducteur permet d'obtenir, avec les faces clivées en contact avec l'air, un coefficient de réflexion suffisant pour provoquer ces allers-retours de l'onde dans la cavité ; c'est la boucle contre réaction [1.9].

Une cavité Fabry Péro confocale est donc formée de deux miroirs de rayon de courbure R , séparés de la distance $L = R$. Le centre de la cavité est donc le foyer commun des deux miroirs (d'où le nom de confocal) (**figure (1.11)**) [1.4].

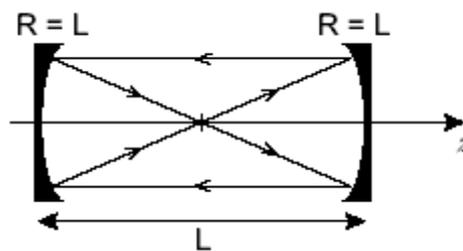


Figure (1.11)- Cavity confocale [1.4]

Ce type de Fabry Péro présente la propriété particulière suivante : tout rayon parallèle à l'axe se reboucle sur lui-même après un trajet en « 8 » de longueur $4L$.

Le Fabry Péro confocal est donc facile à aligner car les rayons n'ont pas besoin d'être confondus avec l'axe optique.

A résonance, le déphasage de l'onde sur le trajet en « 8 » doit être multiple de 2π , ce qui donne la condition de résonance suivante [1.4] :

$$4.L=m.\lambda \quad (1.17)$$

Donc
$$v_m=(m.c)/4.L \quad (1.18)$$

L'intervalle spectral libre (**figure (1.12)**) s'écrit donc cette fois :

$$ISL= v_{m+1}- v_m=c/(4.L) \quad (1.19)$$

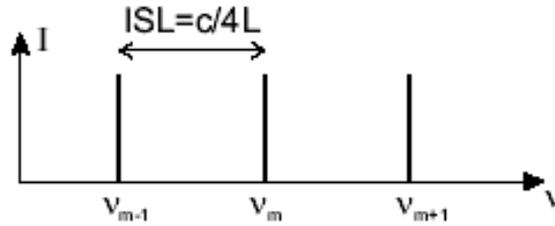


Figure (1.12)- Fréquences émises par un laser à cavité confocale [1.4]

Le calcul des modes de résonance revient à déterminer les fréquences pour lesquelles : $I=I_{\max}=I_0$, où I est l'intensité, elle s'écrit come suit [1.10] :

$$I = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \varphi^2} \quad (1.20)$$

Pour que I soit maximal [1.10] : $I = I_{\max} = I_0$

$$\sin^2 \varphi^2 = 0 \Rightarrow \frac{\varphi}{2} = k\pi \quad (k \in \mathbb{N})$$

$$\varphi = 2k\pi \text{ avec } \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} 2ne \quad (e \text{ représente l'épaisseur de couche})$$

$$2k\pi = \frac{2\pi}{\lambda} 2ne$$

$$\Rightarrow k\lambda = 2ne \quad (k \text{ est l'ordre de mode})$$

$$\Rightarrow k = \frac{2ne}{\lambda}$$

On dérive k par rapport à λ et n , on aura [1.10] :

$$dk = -\frac{2ne}{\lambda^2} d\lambda + \frac{2e}{\lambda} dn$$

$$\Rightarrow 1 = -\frac{2ne}{\lambda^2} d\lambda + \frac{2e}{\lambda} dn$$

$$\Rightarrow 1 = d\lambda \left(-\frac{2ne}{\lambda^2} + \frac{2e}{\lambda} \frac{dn}{d\lambda} \right) \quad (1.21)$$

$$\Rightarrow d\lambda = \frac{1}{-\frac{2ne}{\lambda^2} + \frac{2e}{\lambda} \frac{dn}{d\lambda}}$$

Si le milieu est peu dispersif ($dn/d\lambda \approx 0$) :

$$d\lambda = -\frac{\lambda^2}{2ne} \quad (1.22)$$

Alors la largeur spectrale sera égale à l'intervalle spectral libre [1.10] :

$$\Delta\lambda = ISL = \frac{\lambda^2}{2ne} \quad (1.23)$$

La bande passante se calcule à 3 dB, or $I_{\max}/2$.

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi m e} \frac{1-R}{\sqrt{R}} \quad (1.24)$$

La finesse ou le pouvoir de résolution est le rapport entre la bande passante et l'intervalle spectral libre [1.10] :

$$F = \frac{ISL}{BP} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (1.25)$$

I.5.7 Diode laser à émission verticale (VCSEL)

On développe actuellement des diodes laser à cavité verticale et émission par la surface (dénommées VCSEL pour Vertical Cavity Surface Emitting Laser). La VCSEL présente des caractéristiques d'émission et un coût de fabrication qui lui permet de concurrencer les DL conventionnelles à émission latérale pour certaines applications.

Ces diodes laser ont un fonctionnement monomode longitudinal, ce qui permet de diminuer l'effet de dispersion dans les fibres optiques. Ces diodes présentent aussi l'avantage de la stabilité en température, ainsi le faisceau obtenu présente une faible divergence permettant un meilleur couplage dans les fibres optiques [1.1].

Les premières réalisations remontent à 1979 (Soda, Iga et col. Tokyo Institute of Technology). Dès 1984, une émission continue était obtenue à partir d'une structure de type DH (couche active InGaAsP émettant à 1.3 μ m) [1.1].

La structure d'une VCSEL est représentée schématiquement sur la **figure (1.13)**, sur laquelle on peut identifier les éléments essentiels d'une diode laser (couche active, cavité fabry-Perot délimitée par des miroirs). Ce composant peut comporter jusqu'à 200 couches semi conductrices superposées [1.1].

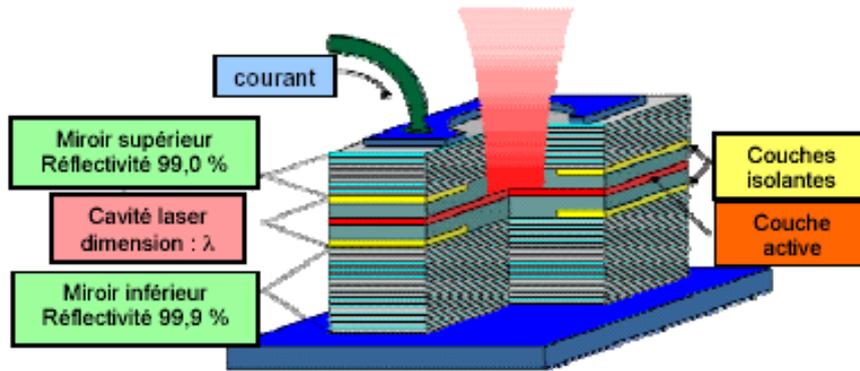


Figure (1.13)- Coupe schématique éclatée d'une VCSEL [1.1]

Dans cette configuration, la lumière oscille verticalement dans une cavité courte (ou microcavité) située entre deux miroirs de type « multi couches ». Les miroirs de Bragg distribués (DBR) sont fabriqués par superposition d'alliage de $Ga_{1-x}Al_xAs$ dont l'élément de base est formé par une couche de haut indice (GaAs) et par une couche de bas indice (AlAs) (figure (1.14)). L'épaisseur de cette multicouche périodique doit être quart d'onde ($n_1d_1=n_2d_2=\lambda/4$). Avec des distances proportionnelles à $(2k+1).\lambda/4$ (multiple impair de $\lambda/4$), on impose des interférences constructives (toutes les ondes sont réfléchies en phase). Pour augmenter le coefficient de réflexion, on augmente le nombre de périodes ainsi que le saut d'indice entre les demi-périodes. A titre d'exemple, il est facile d'obtenir un coefficient R supérieur à 99% si on considère une vingtaine de couches et un saut d'indice de 0.5 [1.1].

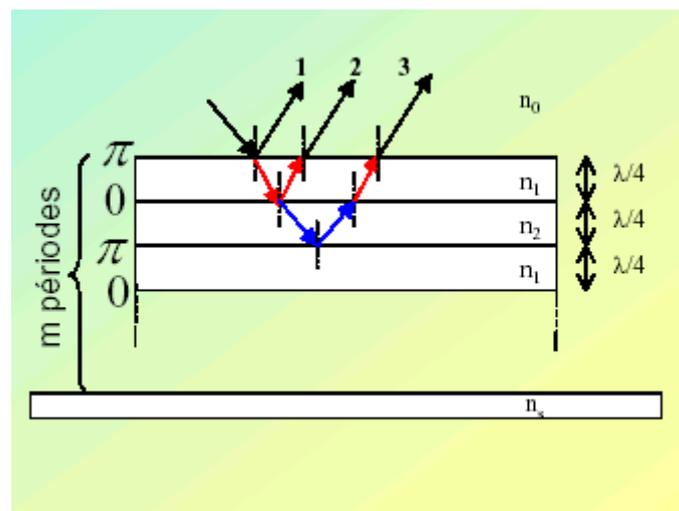


Figure (1.14)- Réflexion sur un système multicouche [1.1]

Le coefficient de réflexion R est une fonction croissante du nombre de périodes m et des indices de réfraction n_1 et n_2 des couches [1.1] :

$$R = \left(\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2m}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2m}} \right)^2 \quad (1.26)$$

La **figure (1.15)** donne la représentation du coefficient de réflexion R (réalisé par l'environnement MATLAB) d'un miroir à 15 couches multi diélectriques d'indice $n_1=3.3$ (GaAs) et $n_2=2.9$ (AlAs) déposés sur un substrat de verre d'indice $n_3=1.52$. L'allure est représentée autour des longueurs d'onde de 0.4 à 2 μm . Etant donné que le spectre d'émission d'un laser présente plusieurs modes de résonance, on remarque d'après la **figure (1.15)** qu'à chaque longueur d'onde centrale, le coefficient de réflexion présente une valeur maximale.

Le faisceau émis par une VCSEL présente une section circulaire. L'ouverture (demi angle au sommet du cône d'émission) est donnée par les lois classiques de la diffraction par une pupille circulaire, car le diamètre de sortie d est grand devant la longueur d'onde d'émission, soit :

$$\theta_d = \frac{1.22\lambda}{d} \quad (1.27)$$

Par contre la diode laser à émission latérale émet un faisceau de section elliptique. Le demi-angle d'ouverture est voisin de 40 degrés dans sa plus grande dimension.

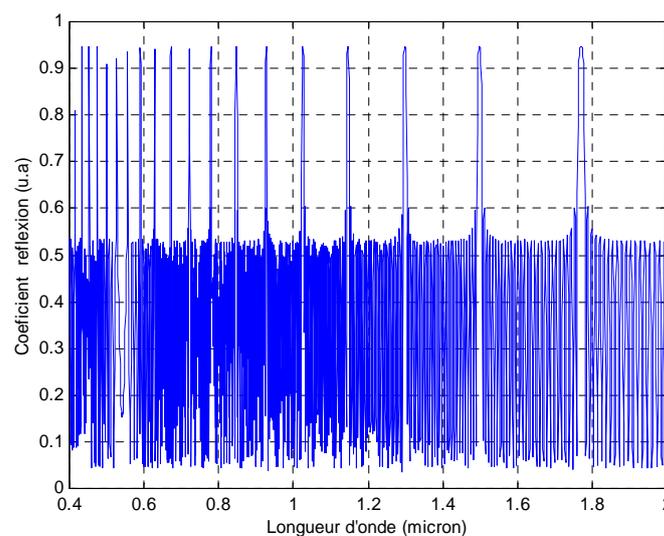


Figure (1.15)- Représentation du coefficient de réflexion pour un système à quinze couches multi diélectrique

I.5.8 Techniques de modulation des données

Afin de transmettre des informations dans les systèmes numériques optiques, il faut les imprimer sur le signal à envoyer dans la fibre, c'est ce que l'on appelle une modulation. Pour cela, il est nécessaire de réaliser une conversion des données électriques en données optiques. Il existe principalement deux techniques : la modulation directe et la modulation externe. Le détail de ces 2 configurations est donné dans ce paragraphe.

I.5.8.1 Modulation directe

➤ Modulation d'amplitude

Un des principaux avantages de l'utilisation des lasers à semi-conducteur pour les systèmes de télécommunications par fibres optiques réside dans le fait qu'il est possible de les moduler facilement : la modulation du courant qui les traverse entraîne directement la modulation en intensité de la lumière émise. Cette technique est appelée modulation directe. Ainsi, il suffit d'inscrire les données sur l'alimentation du laser [1.9].

➤ Composants utilisés

Cette solution de modulation directe requiert assez peu de composants. En dehors de la source optique, le laser, seuls un générateur de courant et un driver sont nécessaires (**Figure (1.16)**). Le premier va émettre à un débit donné une séquence de données, expression de l'information à transmettre. Le rôle du driver est de commander la source optique au niveau des puissances émises (en fixant les valeurs du courant d'alimentation). Pour cela, il modifie, transforme les niveaux du courant issu du générateur [1.9].

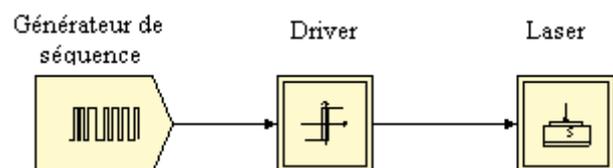


Figure (1.16)- Synoptique de la modulation directe [1.9]

➤ Limites

La modulation directe connaît beaucoup d'avantages, en particulier le faible coût de mise en oeuvre. Mais elle comporte aussi des limites. Les lasers en sont souvent la cause. Leur temps de réaction, les oscillations, le bruit créé fait que la modulation directe engendre pour les hauts et très hauts débits certaines dégradations sur le signal optique modulé. A cela, la modulation externe constitue un remède [1.9].

I.5.8.2 Modulation externe

➤ Principe

La modulation externe consiste à écrire les données électriques sur un signal optique continu. Elle est obtenue en modulant directement le faisceau lumineux en sortie du laser et non plus le courant d'alimentation à l'entrée du laser. Ainsi les défauts de la modulation directe qui incombent au laser ne seront plus présents sur le signal optique [1.9].

➤ Composants utilisés

La modulation est effectuée sur une onde pure et constante et par un composant indispensable : le modulateur externe. Celui-ci est commandé par une tension externe $v(t)$, modulée et représentative de l'information à transmettre. Cette tension appliquée au modulateur a pour propriété de modifier le facteur de transmission en intensité en sortie. Le signal optique continu émis par le laser alimenté par un courant constant est donc peu dégradé. En traversant le modulateur, il subit les modifications du facteur de transmission et le signal de sortie se trouve modulé selon $v(t)$. Un driver est souvent présent entre les données et le modulateur afin de fixer les niveaux de $v(t)$ et choisir les modifications du facteur de transmission (**figure (1.17)**) [1.9].

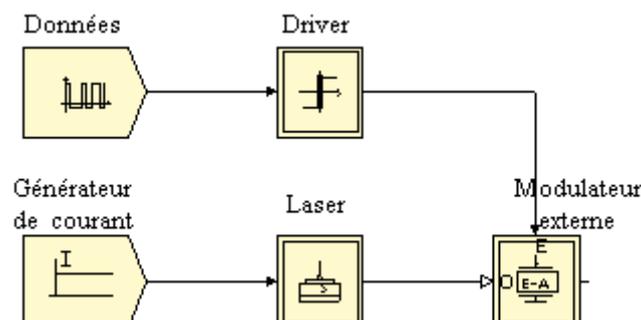


Figure (1.17)- Synoptique de la modulation externe [1.9]

La modulation directe, plus simple et moins coûteuse est encore très utilisée si les données sont transmises à un débit de quelques gigabits/s, selon la qualité du laser. Mais au-delà de 5 Gbits/s, la modulation externe est indispensable pour maintenir une qualité de transmission correcte. Cependant, les modulateurs ne sont pas parfaits et peuvent engendrer des défauts mais leur impact est moins important [1.9].

I.6 Caractérisation des impulsions laser

Afin de connaître la largeur temporelle d'impulsions lasers ultra-brèves, de nombreuses méthodes existent, notamment électroniques. Mais celles-ci sont souvent limitées à des impulsions plus longues que la picoseconde et peuvent être chères (caméra à balayage de fente). Autre exemple, les photodiodes les plus rapides peuvent détecter des impulsions de l'ordre de la nanoseconde. Cependant, la mesure directe de l'évolution temporelle d'une impulsion au delà de la picoseconde s'avère impossible, la limitation fondamentale étant le temps de réponse des dispositifs de mesure (électronique). Pour avoir accès à ces grandeurs on doit mettre en œuvre des méthodes indirectes optiques de mesure. Le signal optique à caractériser va alors subir des transformations plus ou moins complexes suivant la méthode utilisée. Les méthodes de type interférométriques se révèlent les plus adaptées : la précision et la facilité de mise en œuvre de celles-ci en font un outil de mesure très performant. On a choisit la méthode de corrélation optique dont Le principe de mesure repose sur l'interférence de deux fronts d'onde issus du même pulse, réalisée dans un montage de type Michelson [1.8].

I.6.1 Méthode de corrélation optique

Soit deux signaux représentés par les fonctions du temps $F(t)$ et $F'(t)$. Si l'une des deux fonctions est connue, par exemple $F'(t)$, alors la mesure de la fonction de corrélation $G(\tau)$ telle que [1.8] :

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t) \times F'(t - \tau) dt \quad (1.28)$$

permet de connaître la fonction $F(t)$.

C'est la méthode de corrélation et $G(\tau)$ est la fonction de corrélation du premier ordre.

On peut définir des fonctions de corrélation d'ordres supérieurs. Dans le cas d'impulsion ultracourte, il n'existe pas de signaux de référence $F'(t)$ à cette échelle des temps. C'est pour cela que l'on utilise la fonction d'autocorrélation [1.8] :

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(t) \times F(t - \tau) dt \quad (1.29)$$

En utilisant une lame séparatrice (50%.50%), on sépare l'impulsion laser en deux répliques $F(t)$ et $F(t-\tau)$ que l'on compare dans l'interféromètre. La différence de longueur des bras de l'interféromètre correspond au paramètre τ de retard dans les fonctions d'auto corrélation (**figure (1.18)**) [1.8].

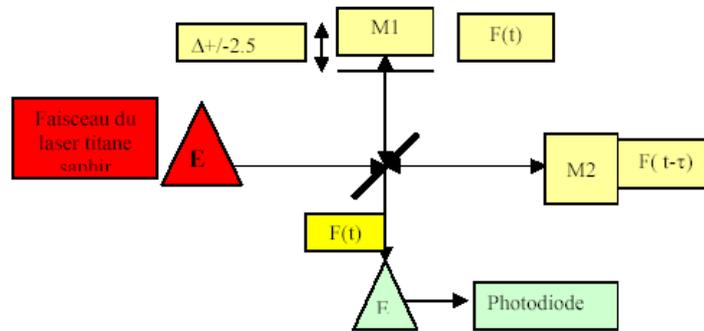


Figure (1.18)- Principe de mesure par la méthode de corrélation optique [1.8]

Dans les techniques interférométriques, on a accès au champ instantané de l'onde $E(t)$ qui est relié à l'intensité $I(t)$, évolution temporelle de l'impulsion que l'on recherche, par les équations de Maxwell.

L'irradiance à la sortie du dispositif de la **figure (1.18)** est donnée par la fonction $G'(\tau)$ [1.8] :

$$G'_1(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt \quad (1.30)$$

Théoriquement, la grandeur $E(t)$ peut être entièrement déterminée si l'on connaît les fonctions successives $G'_n(\tau)$ reliées de façon similaire aux fonctions de corrélation d'ordres supérieurs $G_n(\tau)$. Par exemple la fonction d'ordre 2 [1.8] :

$$G'_1(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |(E(t) + E(t - \tau))^2| dt \quad (1.31)$$

Ces différentes fonctions G' du champ électromagnétique sont obtenues par le biais de l'optique linéaire ou non linéaire et G_2 par exemple, est donnée par une détection de seconde harmonique de l'irradiance de sortie de l'interféromètre. Pour des questions pratiques et de rapport signal sur bruit, on se contente de déterminer la fonction du second d'ordre.

I.6.2 Principe de l'autocorrélateur

Le principe des techniques d'autocorrélation du second d'ordre est représenté sur la **figure (1.19)**.

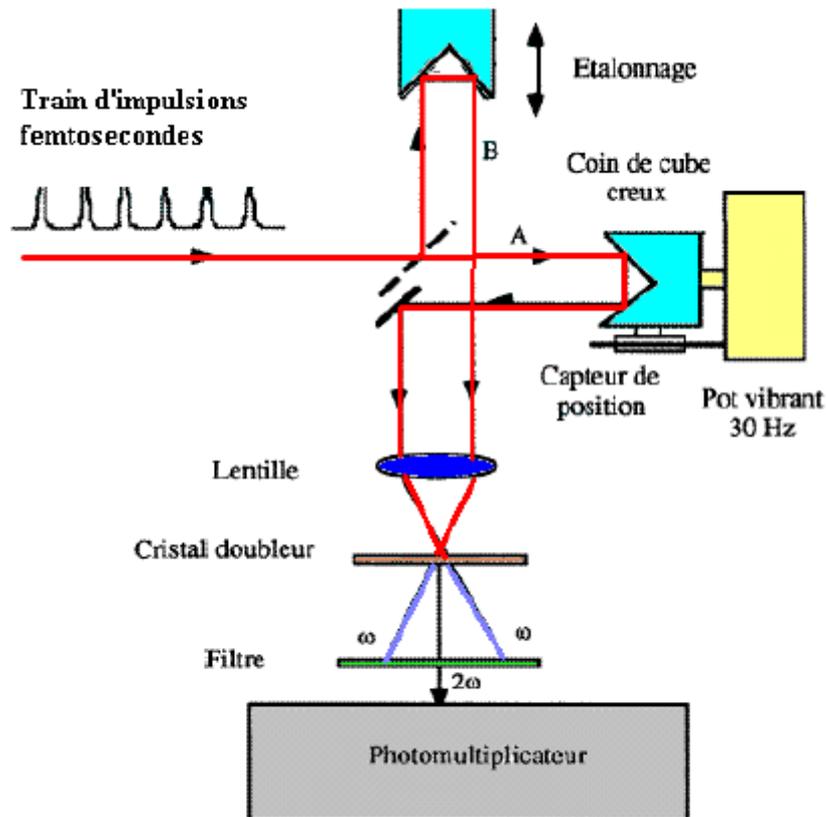


Figure (1.19)- Schéma de l'autocorrélateur du second d'ordre [1.8]

Le train d'impulsions est séparé en deux par une lame séparatrice positionnée à 45° . Puis, les deux faisceaux sont réfléchis par deux rétro réflecteurs. L'un est monté sur un pot vibrant de façon à explorer les retards τ de part et d'autre du retard nul correspondant à l'égalité du chemin optique. L'autre rétro réflecteur est fixe mais peut être déplacé afin de calibrer le système [1.8].

Les deux faisceaux sont ensuite focalisés dans un cristal non linéaire (KDP ou BBO) par la lentille convergente L dans lequel va se produire le doublage de fréquence (800 nm donne 400 nm). Un filtre permet de supprimer la longueur d'onde incidente.

La puissance moyenne du rayonnement harmonique est enregistrée en fonction du retard τ variable donné par un pot vibrant limité par la fréquence de fonctionnement de la photo détectrice [1.8].

Ce processus étant du deuxième ordre en champ, le signal obtenu est proportionnel à la fonction $G'(2)$, soit à :

$$G'_2(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |(E(t) + E(t - \tau))|^2 dt \quad (1.32)$$

On obtient donc une réponse proportionnelle à l'irradiance totale :

$$I(\tau) = \int |(E(t)e(i(\omega t + \phi(t))) + E(t - \tau)e(i(\omega(t - \tau) + \phi(t - \tau))))|^2 dt \quad (1.33)$$

En développant on obtient :

$$I(\tau) = \int \begin{aligned} & 2E^4 + 4E^2(t)E^2(t - \tau) + 4E(t)E(t - \tau)E^2(t)E^2(t - \tau)\cos(\omega t + \phi(t) - \phi(t - \tau)) \\ & + 2E^2(t)E^2(t - \tau)\cos(\omega t + \phi(t) - \phi(t - \tau)) \end{aligned} dt \quad (1.34)$$

L'enregistrement en fonction du retard optique τ du signal photoélectrique correspondant conduit à la fonction S. Si lors de la variation du paramètre τ , on intègre le signal photoélectrique du détecteur avec une constante de temps adaptée, les termes en cosinus disparaissent. De plus, on a effectué une recombinaison des deux champs de telle sorte que l'irradiance définie précédemment ne présente plus aucune interférence. On isole le seul terme correspondant au doublage des deux faisceaux simultanément et on obtient un signal proportionnel à [1.8] :

$$S(\tau) = 4 \int I(t)I(t - \tau) \quad (1.35)$$

L'exploitation des figures de corrélation s'effectue par l'intermédiaire d'un oscilloscope. On relie la voie CH1(y) à la sortie du photomultiplicateur qui donne le signal S et la voie CH2(x) au driver du pot vibrant qui donne une tension proportionnelle au retard τ . Après une calibration de l'échelle X par un déplacement d'un des deux bras, on obtient directement la trace d'autocorrélation (le signal S en fonction du retard τ sur l'écran de l'oscilloscope).

Le paramètre le plus important est la largeur à mi-hauteur $\Delta\tau$ qui est reliée à la largeur temporelle Δt de l'impulsion. La mesure de la largeur $\Delta\tau$ est facile à déterminer si l'on sait que la lumière parcourt $30\mu\text{m}$ en 100 fs. Il suffit ainsi de déplacer la platine de calibration de $30\mu\text{m}$ et la figure à l'oscilloscope se déplacera d'un temps T proportionnel. Et par une simple règle de trois, on détermine la largeur $\Delta\tau$ [1.8].

Pour ce qui est de l'autocorrélation classique en intensité, la mesure de la largeur à mi-hauteur est une fonction de la forme de l'impulsion. Il est à remplacer que l'utilisation de la

fonction en sécante hyperbolique au carré présente le résultat le plus optimiste quant au rapport $\Delta\tau/\Delta t$.

Le coefficient à appliquer pour déterminer la valeur de la durée de l'impulsion par rapport à la largeur de la fonction d'autocorrélation est donc [1.8] :

$$\Delta t = 0.65 \times \Delta\tau \quad (1.36)$$

Voici l'exemple d'une trace d'autocorrélation d'un Ti : Saphir faite à partir de la méthode classique (**figure (1.20)**) [1.8].

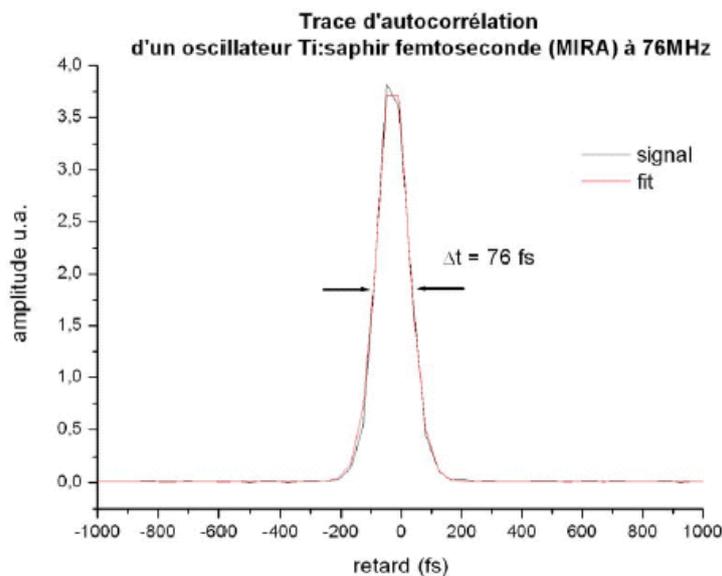


Figure (1.20)- Signal d'autocorrélation [1.8]

I.7 Conclusion

L'évolution des lasers depuis leur découverte dans les années cinquante a été rapide. La génération d'impulsions ultra-courtes a permis de repousser les limites de l'infiniment petit en créant des sources dont l'intensité délivrée est extrêmement importante face à la durée.

Les lasers évoqués dans la première partie ne sont pas les seules sources d'impulsions ultra-courtes. On utilise maintenant la propagation guidée dans les fibres optiques pour réaliser des sources femto secondes.

Les télécommunications sont aujourd'hui une perspective d'avenir importante pour les lasers à semi-conducteur puisqu'ils sont peu encombrant et qu'ils fournissent des impulsions de quelques femtosecondes. Les besoins en communication rapides développent ce laser au détriment parfois des autres systèmes de génération d'impulsions.

Le signal lumineux généré par la source laser étudiée précédemment va traverser la fibre optique (support de transmission), ces impulsions donc vont subir des réflexions multiples au cœur de la fibre (guidage optique) afin d'arriver au récepteur (photo diodes). Le signal lumineux va certainement subir des problèmes lors de sa propagation, parmi lesquels l'élargissement temporel des impulsions constituant le signal (phénomène de dispersion), ce qui a pour effet d'introduire des distorsions dans le signal transmis en bout de la fibre. Dans le chapitre qui va suivre, nous allons s'intéresser aux défauts de transmission sur fibre optique, notamment la dispersion chromatique que nous verrons plus en détails, en passant par des définitions d'ordre général des différentes fibres optique utilisées.

Chapitre II

DISPERSION CHROMATIQUE

II.1 Introduction

Lorsqu'un signal lumineux se propage dans un milieu, il subit un élargissement dans le temps que l'on appelle la dispersion temporelle. Cet élargissement limite le débit dans un système de communication optique, car il force à diminuer le délai entre deux impulsions. Il existe plusieurs causes d'élargissement temporel d'une impulsion qui se propage dans un milieu dispersif. Une première cause vient du fait que pour une longueur d'onde donnée (lorsque nous considérons la propagation dans une fibre multimode), les vitesses de groupe des différents modes ne sont pas égales les unes aux autres. Une seconde cause de la dispersion temporelle (que nous étudierons dans ce chapitre) vient du fait que l'indice de réfraction d'un milieu dépend de la longueur d'onde et que les sources utilisées pour transmettre le signal ne sont pas monochromatiques (on parle alors de dispersion chromatique ou de dispersion matérielle). Les différentes composantes spectrales d'une source ont donc des temps de propagation différents, ce qui provoque l'élargissement d'une impulsion.

En premier lieu, nous allons présenter la fibre optique, le guide d'onde où va se propager l'impulsion lumineuse en donnant ses différents types. Ensuite, on abordera les principaux problèmes que causait la transmission de la lumière dans les fibres optiques, en l'occurrence la dispersion chromatique qui est l'objet de notre travail.

II.2 La fibre optique

L'idée de départ relative à l'utilisation des fibres optiques en télécommunications consiste à tirer profit du phénomène de réflexion totale interne pour confiner la lumière dans une fibre de verre possédant un très bon coefficient de transmission et transmettre ainsi de l'information sur de grandes distances [2.1].

Pour une fibre de verre d'indice n_f plongée dans un milieu d'indice n_0 (**figure (2.1)**), la condition nécessaire pour avoir réflexion totale interne s'écrit [28] :

$$|\sin(i_1)| \geq \frac{n_0}{n_f} \quad (2.1)$$

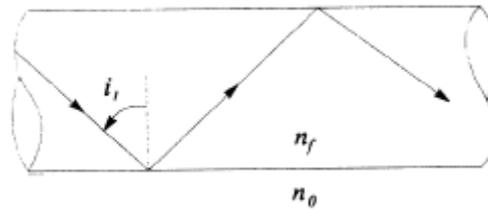


Figure (2.1)- Fibre d'indice n_f placée dans un milieu d'indice n_0 [2.1]

Bien qu'en principe une telle fibre puisse très bien transmettre du signal sur de grandes distances, on ne pourrait l'utiliser en pratique à cause des raisons suivantes :

- La présence de poussières ou d'autres corps étrangers sur la fibre va changer localement l'angle limite de réflexion totale interne, ce qui peut causer des pertes ;
- Lorsque plusieurs fibres sont rapprochées, le signal lumineux peut éventuellement passer d'une fibre à l'autre.

Pour éviter ces problèmes, on met une gaine autour du cœur de la fibre. Il existe plusieurs types de fibres gainées qui permettent de s'affranchir d'autres problèmes de communication.

Mentionnant que ce sont des fibres ayant un cœur de silice qui sont utilisées en télécommunications. Ces fibres présentent un minimum d'absorption optique à une longueur d'onde de $1.55 \mu\text{m}$, qui se situe dans le domaine proche infrarouge [2.1].

Le cône d'acceptance est l'angle θ_m avec lequel la lumière sera acceptée pour rentrer dans le cœur et se propager à travers la fibre (**figure (2.2)**) [2.2].

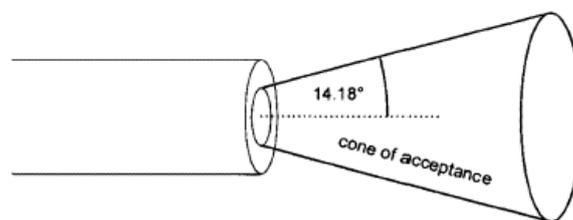


Figure (2.2)- Cône d'acceptance [2.2]

La relation de l'ouverture numérique est basée sur les indices de réfraction du cœur et de la gaine [2.2]:

$$ON = \sqrt{n^2_{\text{cœur}} - n^2_{\text{gaine}}} \quad (2.2)$$

La relation suivante définit l'angle d'acceptance [2.2]:

$$\text{Angle (acceptance)} = \sin^{-1}(ON) \quad (2.3)$$

➤ Exemple :

Prenons l'indice du cœur $n_c=1.5$ et l'indice de la gaine $n_g=1.48$, et calculons l'ouverture numérique de la fibre ON:

$$ON = \sqrt{1.5^2 - 1.48^2}$$

$$ON = 0.224$$

Calculons l'angle d'acceptance:

$$\text{angle(acceptance)} = \sin^{-1}(0.224)$$

$$\text{angle(acceptance)} = 14.2^\circ$$

II.3 Différents types de fibres

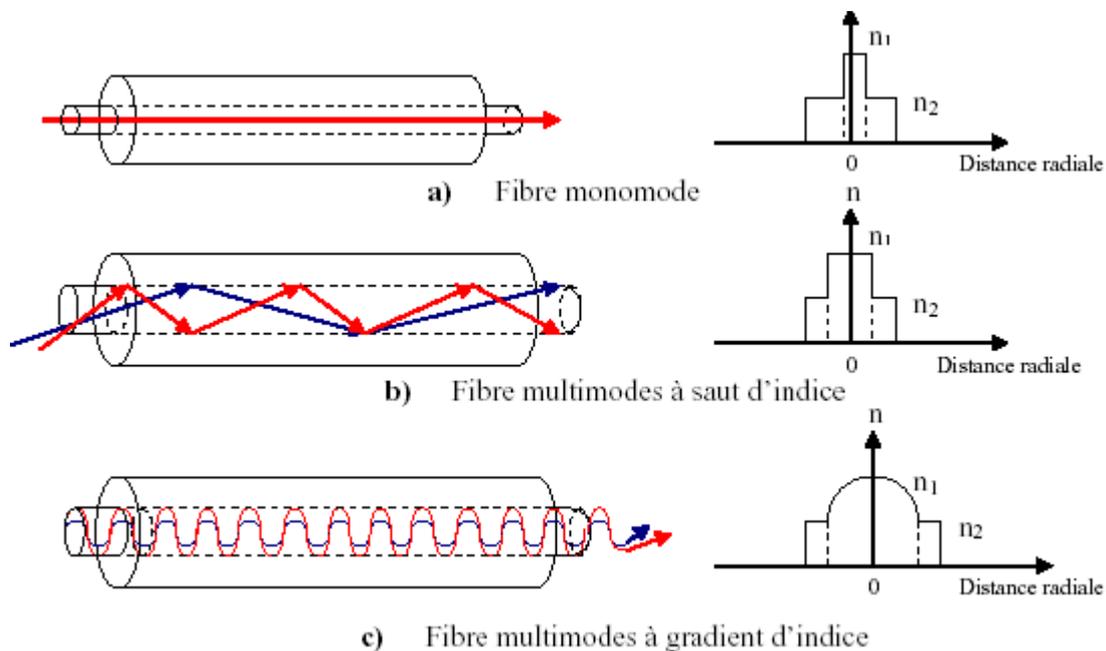


Figure (2.3)- Différents types de fibres optiques [2.3]

La **figure (2.3)** présente les trois familles de fibres les plus utilisées actuellement. Elle fait abstraction des fibres plus complexes qui apparaissent pour des besoins particuliers (fibre à cristaux photoniques par exemple) ou en fonction de technologie existantes (faisceaux de fibres) [2.3].

L'étude de la propagation dans un guide électromagnétique fait apparaître la notion de modes de propagation, quantifiée par les paramètres du guide. Dans le cas des fibres optiques, cette quantification conduit à une première classification : on distingue les fibres monomodes, dans lesquelles un seul mode de propagation est possible (où la dispersion modale est quasi nulle), et les fibres multi modes où plusieurs modes peuvent coexister [2.3].

Cette classification peut être déterminée au moyen de la fréquence normalisée V qu'on définit comme suit [2.3] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.4)$$

Le terme $\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ représente l'ouverture numérique (ON) tel que n_1 est l'indice du cœur et n_2 est l'indice de la gaine, λ est la longueur d'onde de la lumière tandis que a est le diamètre du cœur.

- Si $V \leq 2.405$, la fibre est monomode (**figure (2.3a)**). Cette condition peut être obtenue soit par une dimension de cœur très petite (de quelques microns), soit par un écart d'indice $\Delta n = n_1 - n_2$ très faible. Par nature, elle conduit à des capacités de transmission très grandes [2.3].
- Si $V \geq 2.405$, la fibre est multi mode. Les dimensions de cœur et l'écart d'indice Δn sont en général assez élevés ($a = 50 \mu\text{m}$, $\Delta n = 7 \times 10^{-3}$). Le nombre de modes se propageant dans le cœur est égal approximativement à $V^2/2$. Le diamètre extérieur des fibres intervient essentiellement sur les propriétés mécaniques (protection contre les agressions extérieures telles que tension, pression, etc.) [2.3].

II.3.1 Fibres à saut d'indice

Si les indices du cœur et de la gaine de la fibre sont notés n_f et n_g (**figure (2.4)**), respectivement, alors la condition de réflexion totale interne devient :

$$|\sin(i_1)| \geq \frac{n_g}{n_f} \quad (2.5)$$

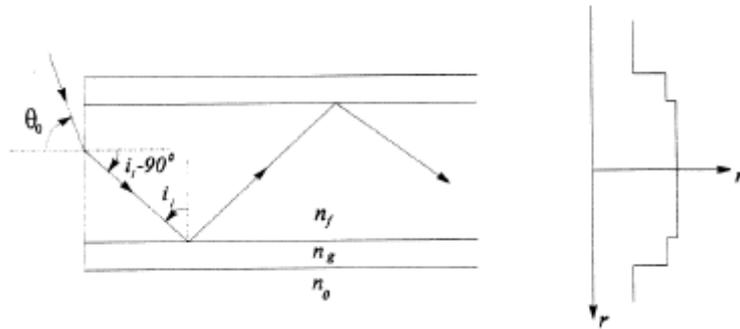


Figure (2.4)- Fibre à saut d'indice [2.1]

En utilisant la loi de Snell-Descartes, on peut établir facilement la restriction suivante, qui s'applique à l'angle d'incidence θ_0 sur le bout de la fibre, pour que la lumière injectée dans celle-ci y reste confinée :

$$|n_0 \sin(\theta_0)| \leq (n_f^2 - n_g^2)^{0.5} \quad (2.6)$$

Or $(n_f^2 - n_g^2)^{0.5}$ est l'ouverture numérique (ON).

Dans le cas où l'indice de réfraction passe abruptement d'une valeur n_f à une valeur n_g lorsqu'on passe du cœur à la gaine, on parle de fibres à saut d'indice. Si le diamètre du cœur est supérieur à environ $10 \mu\text{m}$, ce type de fibre possède un défaut important pour les télécommunications, relié au fait que plusieurs modes existent pour la propagation de la lumière le long de la fibre. Ces modes peuvent être caractérisés par l'angle d'inclinaison entre la direction de propagation de la lumière et l'axe de la fibre. On comprend facilement que les modes se propageant à des angles d'inclinaison différents auront des temps de parcours différents (on parle alors de dispersion intermodale), ce qui causera un élargissement des signaux pulsés et limitera forcément le nombre de bits par seconde qui pourront être transmis dans la fibre. Une impulsion lumineuse très courte (10 ps, (figure (2.5))) injectée dans la fibre sera étalée dans le temps sur au moins 10 ns après un parcours de seulement 1 km dans une fibre multimode. De telles fibres peuvent servir à transmettre des données à un taux relativement modeste de 10 Mbit/s sur une distance de 10 km [2.1].

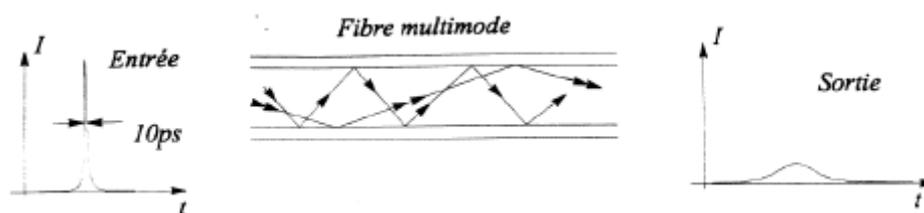


Figure (2.5)- Fibre multimode à saut d'indice [2.1]

II.3.2 Fibres à gradient d'indice

Pour éviter en partie les problèmes de dispersion intermodale, on peut utiliser des fibres dites à gradient d'indice, dans lesquelles l'indice de réfraction du cœur varie continûment du centre au pourtour, selon une loi approximative en $a-br^2$, r étant la distance mesurée par rapport au centre de la fibre, a et b sont des constantes (**figure (2.5)**). Dans une telle situation, les rayons se propageant avec un angle d'inclinaison plus grand passent par des régions d'indice plus faible. Leur vitesse de propagation plus grande dans ces régions compense pour le fait que leur trajet est plus long. Les effets de dispersion intermodale sont alors minimisés [2.1]

Les fibres à gradient d'indice ont typiquement un diamètre de cœur de 20 à 90 μm . Ce sont donc des fibres multimodes. Elles ont une capacité de transmission de données beaucoup plus élevée que les fibres à saut d'indice. La première génération de systèmes de télécommunications optiques à grande distance était basée sur des fibres à gradient d'indice [2.1].

II.3.3 Fibres monomodes

Si le diamètre du cœur est suffisamment petit, il ne peut exister qu'un seul mode de propagation pour la lumière guidée dans la fibre. Dans ce cas, le problème de dispersion intermodale est donc complètement absent. En pratique, on parle ici de 2 à 9 μm de diamètre de cœur, pour les fibres utilisées maintenant en télécommunications à une longueur d'onde de 1.55 μm . Le petit diamètre du cœur amène quelques difficultés techniques (notamment pour faire les connexions entre segments de fibre, ou pour injecter la lumière dans la fibre), mais celles-ci sont de faible importance par rapport à l'avantage acquis, de sorte que les fibres monomodes sont maintenant largement utilisées pour les télécommunications. Elles ont une capacité supérieure à 20 Gbits/s sur une distance de 100 km ou plus [2.1].

Ce qui limite la capacité des fibres monomodes réside notamment dans le fait que l'indice de réfraction de la fibre varie avec la longueur d'onde. On dit que le matériau constituant la fibre présente une dispersion chromatique, qui va causer un élargissement des impulsions émises. Ce problème limite la capacité de transmission, alors beaucoup de solutions ont été proposées pour compenser l'effet de cette dispersion.

L'UIT-T (Union Internationale des Télécommunications) a instauré des normes internationales pour les fibres optiques déployées dans les réseaux de télécommunications.

Les recommandations G.650 à G.655 portent sur les paramètres géométriques, mécaniques et optiques des fibres et sur les tolérances admissibles (**Tableau (2.1)**).

Norme UIT-T		G.652 (SSMF)	G. 653 (DSF)	G.655 (NZDSF) True Wave RS fiber	G.655 (NZDSF) Teralight ALCATEL
Propriétés géométriques	Diamètre cœur (μm)	9	9	9	9
	Diamètre fibre (μm)	125	125	125	125
Propriétés optiques (à 1550 μm)	Atténuation (dB/Km)	0.25	0.25	0.25	0.22
	Dispersion chromatique (ps/nm/Km)	16.5	2.8 (à 1559 nm)	4.5	8
	Pente de dispersion (ps/nm ² /Km)	0.058	0.07	0.045	0.0073
	Coefficient de non linéarité (W/m ²)	2,7e-20	2,7e-20	2,7e-20	2,7e-20
	Section effective (μm^2)	80	57	57	65
	PMD (ps/sqrt(km))	0.05 à 0.08	0.1 max	0.1 max	0.04

Tableau (2.1)- Exemples de caractéristiques de quelques fibres optiques de transmission [2.4] [2.13]

II.4 Fabrication des fibres

La fabrication d'une fibre optique passe par la réalisation d'une plate forme cylindrique en barreau de silice. La silice est un composé oxygéné du silicium, de formule SiO_2 , présent dans un grand nombre de minéraux, tels que le quartz, la calcédoine et l'opale. Le barreau subit ensuite un étirage, en plaçant l'extrémité dans un four porté à une température voisine de 2000°C. Il est alors transformé en une fibre de plusieurs centaines de kilomètres, à une vitesse de l'ordre du kilomètre par minute. La fibre est ensuite revêtue d'une

double couche de résine protectrice avant d'être enroulée sur une bobine. Son centre, qui constitue le cœur, nécessite une silice très pure avec un minimum d'ions hydroxyles OH^- . Le cœur est entouré d'une silice de moindre qualité qui forme la gaine optique. On réalise un écart d'indice entre le cœur et la gaine en incorporant des dopants, tels que :

- Le germanium et le phosphore qui accroissent l'indice dans le cœur,
- Le bore et le fluor qui le font décroître dans la gaine.

Une préforme de verre d'une longueur de 1 m et d'un diamètre de 10 cm permet d'obtenir par étirement une fibre monomode d'une longueur d'environ 150 Km [2.3].

II.5 La dispersion dans les fibres optiques

II.5.1 Introduction

Lorsqu'une impulsion se propage en régime linéaire dans une fibre optique, elle subit un phénomène de dispersion qui se traduit par un étalement temporel de celle-ci (**figure (2.6)**).



Figure (2.6)- Evolution de l'impulsion pendant sa propagation dans la fibre optique [2.5]

Plusieurs types de dispersion existent, contribuant tous à l'étalement de l'impulsion au cours de sa propagation dans le guide [2.5] :

- La dispersion de polarisation : le mode fondamental d'une fibre optique monomode (LP_{01}) est une combinaison de deux modes électromagnétiques notés LP_{01}^x et LP_{01}^y qui ne se propage pas à la même vitesse dans la fibre si celle-ci présente une biréfringence parasite, de forme ou de contrainte. Cette variation de vitesse provoque un déphasage

entre les deux composantes du mode fondamental et par conséquent, introduit un phénomène de dispersion ; la dispersion de polarisation.

- La dispersion intermodale : elle ne se présente que dans les fibres multimodes car il s'agit d'une dispersion liée au fait que les modes de la structure ne se propagent pas à la même vitesse.
- La dispersion du matériau : elle traduit le fait que la silice, qui compose majoritairement la fibre, possède un indice optique, l'indice de réfraction, qui varie en fonction de la longueur d'onde. Cette dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde induit une modification de la vitesse de groupe propre au milieu et doit être incluse dans les lois de propagation de la lumière dans le guide.
- La dispersion du guide : le fait que les ondes se propagent dans le guide et non dans un milieu illimité entraîne une dépendance de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde. Cette influence du guidage correspond à une nouvelle contribution à l'évolution spectrale des temps de groupe [2.5].

Moyennant un certain nombre d'approximations comme par exemple les termes croisés intervenant dans la définition de la dispersion du guide, on exprime communément la dispersion chromatique comme étant la somme de la dispersion du matériau et de la dispersion du guide. Son unité est la ps/(nm.Km), c'est-à-dire que l'on considère l'étalement temporel d'une impulsion référence d'une largeur spectrale de 1 nm et sur une distance de 1 Km [2.5].

Pour une fibre monomode standard, la dispersion chromatique est de l'ordre de 17 ps/(nm.Km) à 1.55 μm , et nulle autour de 1.3 μm .

II.5.2 Dispersion chromatique

Dans les fibres optiques monomodes dont le profil est à symétrie de révolution, la dispersion chromatique est la cause principale de l'élargissement des impulsions. Définissons quelques termes avant de commencer l'étude de cette dispersion.

Une onde plane électromagnétique se propage à une vitesse de phase donnée par :

$$V_p = \frac{\omega}{k} \quad (2.7)$$

qui ne correspond pas à la vitesse de transmission du signal. En effet, un signal superposé à une onde se propage à une vitesse de groupe qui est définie par [2.6] :

$$V_g = \frac{1}{dk/d\omega} \quad (2.8)$$

Dans un milieu non dispersif, où l'indice de réfraction ne dépend pas de la fréquence (le vide par exemple), nous avons :

$$k = \frac{n \cdot \omega}{c}$$

La vitesse de groupe est ensuite égale à la vitesse de phase :

$$V_g = \frac{1}{dk/d\omega} = \frac{c}{n}$$

Cependant, pour un milieu dispersif, où l'indice de réfraction est fonction de la fréquence, la vitesse de groupe n'est pas égale à la vitesse de phase (c/n) mais devient [2.6] :

$$V_g = \frac{1}{dk/d\omega} = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}} \quad (2.9)$$

La vitesse à la quelle se propage l'information (vitesse de groupe) est donc différente pour chaque longueur d'onde, ce qui entraîne une déformation temporelle de l'impulsion. En optique, la vitesse de groupe est généralement exprimée en fonction de la longueur d'onde :

$$\frac{dn}{d\omega} = \frac{dn}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{d\omega}$$

On trouve l'expression finale pour la vitesse de groupe [2.6] :

$$V_g = \frac{c}{\left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right)} = \frac{c}{N_g} \quad (2.10)$$

Où :

$$N_g = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (2.11)$$

est l'indice de groupe caractérisant la propagation dans un milieu dispersif (notons que pour un milieu non dispersif, $N_g=n$).

Un signal lumineux parcourt donc, dans un milieu une distance L en un temps t qui est donné par :

$$t = \frac{L}{V_g} = \left(n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \right) \frac{L}{c} = \frac{N_g \cdot L}{c} \quad (2.12)$$

Les sources utilisées ne sont pas monochromatiques, rappelons-le : elles ont une largeur spectrale $\Delta\lambda$ (qui est définie comme la largeur à mi-hauteur) par rapport à la longueur d'onde centrale λ_0 qui fait qu'une impulsion s'élargit lorsqu'elle se propage dans un milieu dispersif. Le délai Δt entre deux longueurs d'onde séparées par $\Delta\lambda$ est :

$$\Delta t = \left| t \left(\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \right) - t \left(\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2} \right) \right| \quad (2.13)$$

En termes de l'indice de groupe N_g , cet élargissement s'exprime comme :

$$\Delta t = \frac{L}{c} \left| N_g \left(\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \right) - N_g \left(\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2} \right) \right| \quad (2.14)$$

Pour des petites valeurs de Δt , ce résultat devient :

$$\Delta t = \left| \frac{L}{c} \Delta\lambda \left(\frac{dN_g}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} \right| \quad (2.15)$$

En dérivant l'indice de groupe, on obtient :

$$\frac{dN_g}{d\lambda} = -\lambda \frac{d^2n}{d\lambda^2}$$

L'élargissement sera de l'ordre de :

$$\Delta t = \left| \frac{L}{c} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \lambda^2 \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right|_{\lambda=\lambda_0} \quad (2.16)$$

On définit la largeur spectrale relative de la source :

$$\gamma_s = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_0} \quad (2.17)$$

On définit ensuite le coefficient de dispersion chromatique du matériau :

$$\gamma_m = \left(\lambda^2 \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right)_{\lambda=\lambda_0} \quad (2.18)$$

Et nous représentons ce résultat utile qui nous donne l'élargissement de l'impulsion de largeur spectrale $\Delta\lambda$ qui se propage sur une distance L dans un milieu dispersif :

$$\Delta t = \frac{L}{c} |\gamma_s \gamma_m| \quad (2.19)$$

La dispersion matérielle trouve son origine dans la dépendance fréquentielle de la réponse des électrons de valence du matériau diélectrique (silice) soumis à un champ optique

excitateur. Cette réponse dynamique se traduit par une dépendance fréquentielle de l'indice de réfraction de la fibre.

En se basant sur la relation de SELL MEIER [14], qui est représentée comme suit :

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (2.20)$$

On a représenté avec l'outil Matlab le profil d'indice de la silice en fonction de la longueur d'onde (**figure (2.7b)**), pour les valeurs suivantes [2.7] :

$$A_1=0.6961663, A_2=0.4079426, A_3=0.8974794$$

Et pour les longueurs d'onde correspondantes :

$$\lambda_1=0.0684043, \lambda_2=0.1162414, \lambda_3=9.896161$$

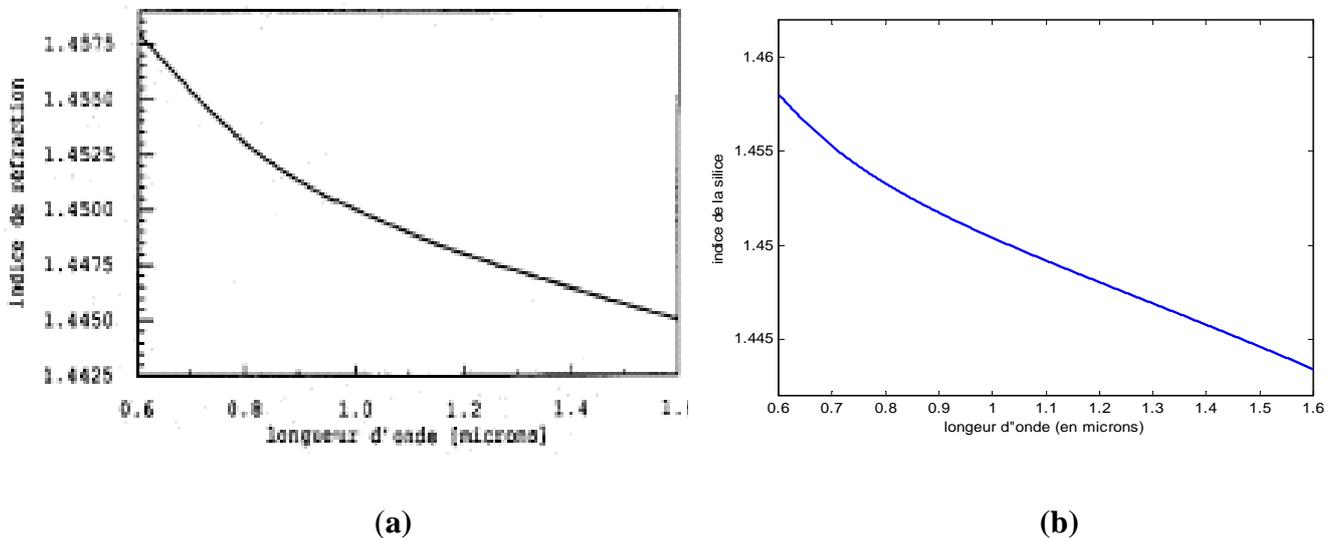


Figure (2.7)- variation de l'indice de réfraction de la silice. **(a)** [2.6], **(b)** réalisé par MATLAB.

Dans la **figure (2.8)**, nous retrouvons le graphique du coefficient de dispersion matériel γ_m en fonction de la longueur d'onde (pour le profil d'indice de la silice).

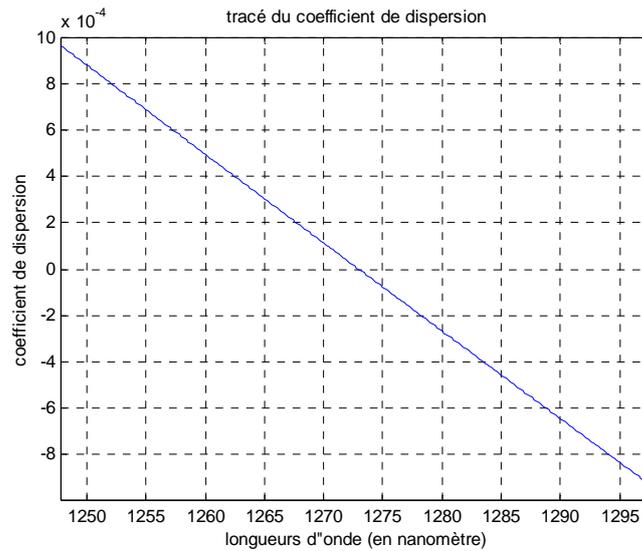


Figure (2.8)- Tracé du coefficient de dispersion en fonction de la longueur d'onde

Nous remarquons que γ_m change de signe à la longueur d'onde $\lambda = \lambda_0 = 1.27 \mu\text{m}$, qui correspond au point d'inflexion de la courbe $n(\lambda)$ en fonction de λ ; ce point est souvent qualifié de « longueur d'onde de dispersion à zéro » (figure (2.8), figure (2.9)). Il faut comprendre que pour cette longueur d'onde, l'élargissement est nul, selon le calcul du premier ordre. D'une part, une source réelle émet une certaine largeur spectrale car elle possède toujours un spectre de fréquences. D'autre part, la dispersion monochromatique sera minimisée si la source émet à une longueur d'onde près de λ_0 , qui est différente pour chaque milieu de propagation [2.6].

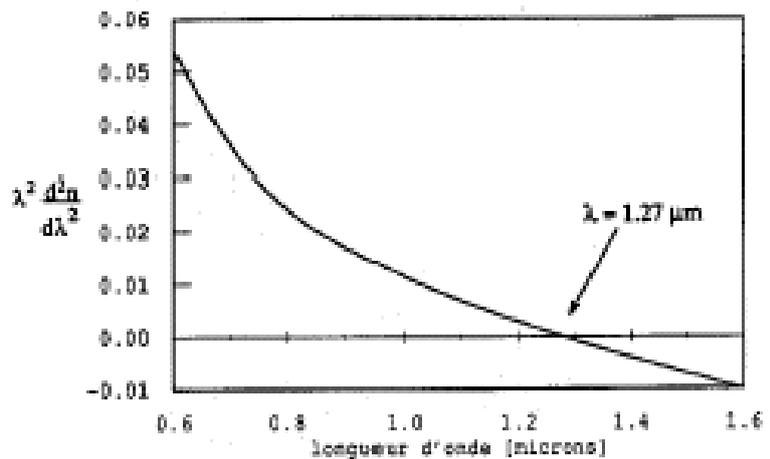


Figure (2.9)- Optimisation du coefficient de dispersion γ_m [2.6]

Si on veut calculer l'effet de la dispersion chromatique dans la fibre optique, on peut utiliser le résultat précédent :

$$\Delta t = \frac{L}{c} |\gamma_s \gamma_m|$$

La **figure (2.10)** représente le taux d'élargissement Δt d'une impulsion gaussienne, tel que [2.6] :

$$\Delta t = \frac{L}{c^2} \times 0.44 \times \frac{\lambda |\gamma_m|}{T_0} \quad (2.21)$$

Où les unités de Δt : picosecondes ; λ : microns ; T_0 : nanosecondes et la distance L été fixé à 1 Km.

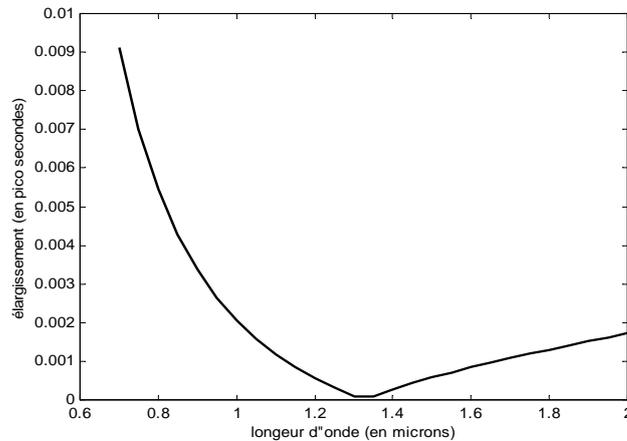


Figure (2.10)- Taux d'élargissement Δt prévu pour une impulsion gaussienne sur 1Km

La courbe d'élargissement présente un optimum (élargissement minimal de l'impulsion) à 9.4×10^{-5} pico secondes, qui correspond à la longueur d'onde $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$. On peut déduire à partir de la **figure (2.7b)**, pour une valeur de la longueur d'onde $\lambda = 1.2982$, que l'indice de la silice optimal sera $n_{\text{silice}} = 1.4469$.

D'après les courbes des **figures (2.8), (2.9) et (2.10)**, on peut dire que la dispersion est quasi nulle à la longueur d'onde $\lambda = 1330 \text{ nm}$.

L'avènement des amplificateurs optiques dopés Erbium a décalé la longueur d'onde de transmission autour de 1550 nm où l'atténuation est nulle mais la dispersion n'est pas négligeable.

➤ Exemple

Une diode laser émet une puissance dans une fibre monomode $P_e = 1 \text{ mW}$ à $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ (minimum d'atténuation) avec une largeur spectrale $\Delta\lambda = 0.02 \text{ nm}$. La fibre optique présente une dispersion $\gamma_m = 17 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ à la longueur d'onde λ . On souhaite transmettre sur une distance $L = 100 \text{ Km}$.

On a :

$$\Delta t = \gamma_m \times \Delta \lambda \times L \quad (2.22)$$

En remplaçant les valeurs numériques dans l'équation (48), on obtient :

$$\Delta t = 34 \text{ ps}$$

L'élargissement Δt est proportionnel à la longueur de la fibre et à la dispersion matérielle que présente cette fibre.

II.5.3 Relation entre largeur temporelle et largeur spectrale d'une impulsion

Les fréquences dans une impulsion lumineuse sont liées à sa durée, dans le temps. C'est-à-dire que, si on change la distribution des fréquences, on change automatiquement la durée de l'impulsion [2.8].

La relation entre la largeur temporelle d'une impulsion lumineuse et son spectre en fréquences est inversement proportionnelle, car une impulsion de durée courte a un large spectre en fréquences, ce qui veut dire qu'elle va occuper une bonne partie de la bande passante du support de transmission. L'envoi d'un train d'impulsions de durée importante, sur une fibre optique, va diminuer le débit de transmission. Cependant, pour améliorer ce taux de transfert il faut diminuer la durée de l'impulsion et en l'occurrence c'est le spectre en fréquences de celle-ci qui va augmenter. Une impulsion de courte durée est vulnérable au phénomène de dispersion au cours de sa propagation à cause de la variation de la vitesse de groupe en fonction des longueurs d'onde émises par la source lumineuse, ce qui provoque l'étalement et le chevauchement des impulsions émises, or les informations reçues seront entachées d'erreurs.

En prenant $\Delta \nu$ la largeur spectrale à mi-hauteur d'une impulsion lumineuse et $\Delta \tau$ sa durée à mi-hauteur, alors ces deux quantités, d'après le principe d'HEINSENBERG sont reliées par la relation suivante [2.8] :

$$\Delta \nu \times \Delta \tau \geq k_1 \quad (2.23)$$

Où k_1 est une constante qui dépend du profil temporel de l'enveloppe du champ électrique de l'impulsion ($0.1 \leq k_1 \leq 0.9$).

II.5.3.1 Etude du cas gaussien

Soit un signal pulsé considéré par son champ électrique $E(t)$, c'est une onde plane modulée par une forme gaussienne (**figure (2.11)**).

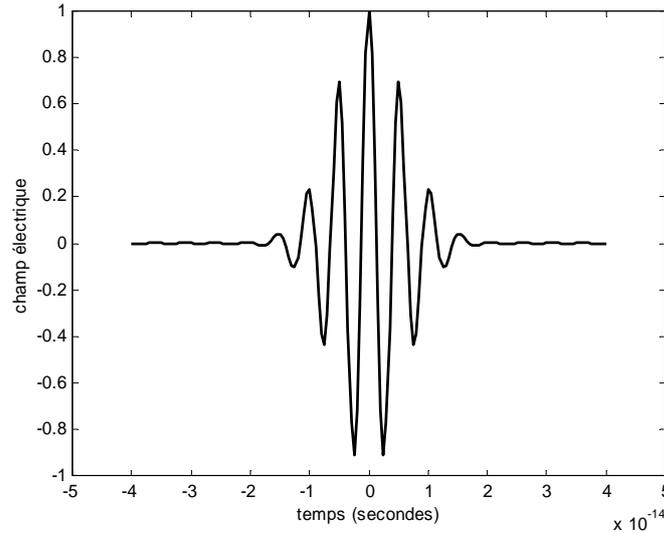


Figure (2.11)- Onde plane modulée par une forme gaussienne

Elle est représentée comme suit :

$$E(t, z = 0) = E_0 \exp(-\Gamma t^2 + j\omega_0 t) \quad (2.24)$$

Où $\Gamma = 2 \log(2) \times \frac{1}{T^2}$ [14], et T est la période de l'impulsion.

Un oscilloscope ordinaire fonctionne à une fréquence maximale de 1GHz, son temps de réponse est de l'ordre de $1e-9$ s. Mais le spectre d'émission des sources lasers dépasse cette bande de fréquence, or avec un tel oscilloscope on ne peut pas détecter les signaux lumineux. Considérant une source laser fonctionnant à $\lambda=0.6 \mu\text{m}$. La fréquence de fonctionnement de ce dispositif sera $\nu=5e14$ Hz et par conséquent la période T_0 sera de l'ordre de $2e-15$ s.

En optique, on utilise des analyseurs de spectre quadratique, où on va s'intéresser au carré du champ électrique ou l'intensité spectrale. Et par une transformée de Fourier inverse on peut revenir à l'intensité temporelle, et par conséquent on peut mesurer la durée de l'impulsion.

On calcule alors le spectre en fréquences par la transformée de Fourier :

$$E(\omega, z = 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t, z = 0) \times e^{-j\omega t} \times dt \quad (2.25)$$

On aura [2.7] :

$$E(\omega, z = 0) = E_0 \sqrt{\frac{\pi}{\Gamma}} \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma}\right) \quad (2.26)$$

Calculons l'intensité temporelle :

$$I(t, z = 0) = E(t, z = 0) \times [E(t, z = 0)]^*$$

$$= E_0^2 \exp(-2\Gamma t^2)$$

Elle est représentée sur la (figure (2.12)).

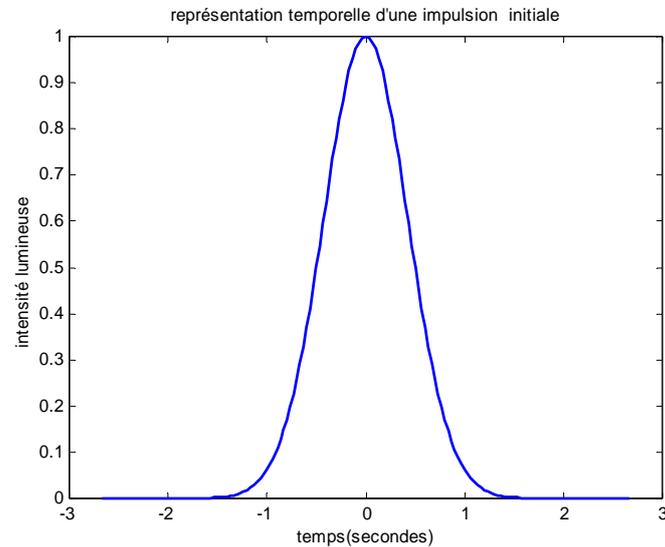


Figure (2.12)- Intensité lumineuse

On peut tirer la durée Δv à mi-hauteur :

$$E_0^2 \exp(-2\Gamma t^2) = \frac{E_0^2}{2}$$

$$2\Gamma t^2 = \log 2 \Rightarrow t = \sqrt{\frac{\log 2}{2\Gamma}}$$

$$\Delta \tau = 2\sqrt{\frac{\log(2)}{2\Gamma}} \quad (2.27)$$

Pour retrouver Δw , il faut calculer l'intensité spectrale :

$$I(w, z = 0) = E(w, z = 0) \times [E(w, z = 0)]^*$$

$$I(w, z = 0) = \frac{\pi}{\Gamma} E_0^2 \exp\left[-\frac{(w - w_0)^2}{2\Gamma}\right]$$

On peut tirer Δw à mi-hauteur :

$$\frac{\pi}{\Gamma} E_0^2 \exp\left[-\frac{(w - w_0)^2}{2\Gamma}\right] = \frac{1}{2} \frac{\pi}{\Gamma} E_0^2$$

$$\frac{(w - w_0)^2}{2\Gamma} = \log(2) \Rightarrow w - w_0 = \sqrt{2\Gamma \log(2)}$$

$$\Delta w = 2\sqrt{2\Gamma \log(2)} \quad (2.28)$$

Alors [2.7] :

$$\Delta \tau \times \Delta w = 2 \times \sqrt{\frac{\log(2)}{2\Gamma}} \times 2 \times \sqrt{2\Gamma \log(2)}$$

$$\Delta \tau \times \Delta w = 4 \log(2) \quad (2.29)$$

Cette propriété fondamentale nous indique qu'une impulsion brève ($\Delta \tau$ petit) a une largeur spectrale très large (Δw très grand), de ce fait la dispersion en composantes fréquentielles est importante, ce qui se traduit par une déformation du profil temporel des impulsions [2.8]. Une impulsion brève sera grandement affectée par la dispersion matériau [2.6].

II.5.4 Propagation d'une impulsion dans un milieu dispersif

L'analyse précédente nous a montré l'importance de la dispersion sur l'élargissement d'une impulsion qui se propage dans un milieu dispersif. Dans cette section, nous dériverons une équation intégrale qui permet de propager une impulsion quelconque dans un milieu dispersif du second ordre.

On sait qu'une onde plane uniforme qui se propage dans un milieu dispersif est caractérisée par un vecteur d'onde $\beta(w)$ qui s'écrit [2.6] :

$$E(w, z) = E(w, z = 0) \exp(-j \times \beta \times z) \quad (2.30)$$

Où E est la composante transverse du champ électrique à la fréquence w . Pour un milieu diélectrique chromatique, on sait que $\beta = k(w) = \frac{w}{c} \times n(w)$ où n varie avec la fréquence. Pour un milieu guidé, on note généralement que le vecteur d'onde β et sa dépendance en fréquence sont obtenus après calcul des modes [2.6].

Par exemple, on sait que pour des guides métalliques que la fonction de dispersion est de la forme :

$$\beta(w) = \frac{w}{c} \left[1 - \frac{w_c^2}{w^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.31)$$

Où « w_c » est la fréquence de coupure du mode.

Afin d'évaluer la propagation d'une impulsion qui contient tout un spectre de fréquences, il faut appliquer la loi de propagation (2.30) à chaque fréquence et par la suite reconstruire l'impulsion à partir du spectre des fréquences. L'outil nécessaire pour la conversion temps versus fréquence est naturellement la transformée de Fourier.

La **figure (2.13)** illustre schématiquement le processus suivi. D'abord, l'impulsion d'entrée ($z=0$) subit une première transformée de Fourier qui nous donne son spectre initial $E(\omega,0)$. Chacune des fréquences du spectre est propagée comme une onde plane dans un milieu dispersif $\beta(\omega)$.

Enfin, le nouveau spectre obtenu $E(\omega,z)$ est converti en une impulsion modifiée $E(t,z)$ au moyen de la transformée de Fourier inverse.

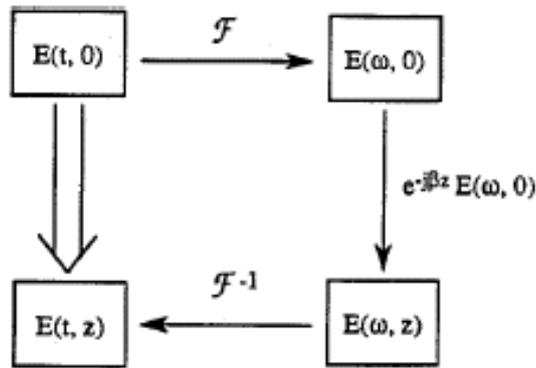


Figure (2.13)- Schéma synoptique illustrant la propagation d'une impulsion dans un milieu dispersif

Revenant à la relation (2.25) :

$$E(\omega, z = 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t, z = 0) \times e^{-j\omega t} \times dt \quad (2.32)$$

Alors :

$$E(\omega, z) = E(\omega, z = 0) \times e^{-j \times \beta(\omega) \times z} \quad (2.33)$$

On aura :

$$E(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega, z) \times e^{j \times \omega \times t} \times d\omega \quad (2.34)$$

On caractérise une impulsion optique au moyen de son enveloppe $S(t)$ selon :

$$E(t, z) = S(t, z) \times e^{j(\omega_0 \times t - \beta \times z)} \quad (2.35)$$

Où ω_0 est la fréquence porteuse et β_0 le vecteur d'onde à cette fréquence.

Après avoir introduit les équations (2.32) et (2.33) dans l'équation (2.34), on obtient la solution formelle pour $S(t,z)$ [2.6] :

$$S(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(t_0, 0) \exp(j(t_0 - t)(w_0 - w)) \exp(-j \times z(\beta(w) - \beta_0)) \times dw \times dt_0 \quad (2.36)$$

Où $S(t_0, 0)$ est la forme de l'enveloppe de l'impulsion initiale.

Dans le cas de l'approximation des ondes planes ($\Delta v \ll v_0$), ce qui est le cas des impulsions à l'échelle de la picoseconde, nous pourrions déterminer l'évolution d'une impulsion dans un milieu dispersif lorsque la relation de dispersion $\beta(w)$ sera connue. On fait un développement mathématique de $\beta(w)$ en série de Taylor du second ordre :

$$\beta(w) = \beta_0 + (w - w_0)\beta_1 + (w - w_0)^2 \frac{\beta_2}{2} \quad (2.37)$$

L'intégrale de propagation de l'enveloppe (équation (2.36)) devient alors :

$$S(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(t_0, 0) \exp(-j((t_0 - t) + \beta_1 \times z)(w - w_0)) \exp\left(-j \times z \times \frac{\beta_2}{2} (w - w_0)^2\right) \times dw \times dt_0 \quad (2.38)$$

En utilisant la relation :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-p^2 x^2 + qx) \times dx = \frac{\sqrt{\pi}}{p} \exp\left(\frac{q^2}{4p^2}\right) \quad (2.39)$$

L'équation (2.38), donc devient :

$$S(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \times j \times \beta_2 \times z}} \int_{-\infty}^{+\infty} S(t_0, 0) \exp\left(\frac{(t - \beta_1 \times z - t_0)^2}{2 \times \beta_2 \times z}\right) \times dt_0 \quad (2.40)$$

Cette équation intégrale contient toute l'information sur la déformation d'une impulsion qui se propage à la vitesse de groupe :

$$v_g = \frac{1}{\beta_1} \quad (2.41)$$

On définit alors une variable temporelle locale :

$$\tau = t - \frac{z}{v_g} \quad (2.42)$$

Et l'équation de propagation devient [2.6] :

$$S(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi \times j \times \beta_2 \times z}} \int_{-\infty}^{+\infty} S(t_0, 0) \exp\left(j \left[\frac{(\tau - \tau_0)^2}{2 \times \beta_2 \times z} \right]\right) \times d\tau_0 \quad (2.43)$$

Cette dernière équation nous donne le changement de la forme de l'impulsion autour de son centre ($\tau=0$), lorsqu'elle se propage dans un milieu dispersif. En particulier, on note que le changement de la forme de l'impulsion est proportionnel à la distance de propagation z multipliée par la dérivée seconde de dispersion « β_2 » [2.6].

On note de même que le changement de signe de β_2 (normale, anormale) change l'équation de propagation (2.43) en un complexe conjugué. L'effet de ce changement de signe n'affectera pas le profil d'intensité de l'impulsion. Afin de bien visualiser la déformation d'une impulsion dans un milieu dispersif, nous considérons l'exemple de l'impulsion gaussienne dans la section suivante.

II.5.5 Propagation d'une impulsion gaussienne

A titre d'exemple, nous allons considérer de plus près la propagation d'une impulsion gaussienne dans un milieu dispersif ; pour se faire, nous spécifierons l'enveloppe initiale $S(t,0)$ afin d'obtenir l'équation gouvernant la propagation de l'enveloppe $S(t,z)$. Soit une impulsion gaussienne donnée à $z=0$:

$$E(t,0) = S(t,0) \times e^{j \times w_0 \times t} \quad (2.44)$$

Où :

$$S(t,0) = S_0 \exp(-\alpha_0 \times t^2) \quad (2.45)$$

Le paramètre α_0 est relié à la largeur à mi-hauteur de l'impulsion T_0 (en intensité) par la relation suivante :

$$T_0^2 = \frac{2 \ln(2)}{\alpha_0} \quad (2.46)$$

En portant la valeur de $S(t,0)$ donnée ci-dessus dans l'équation (2.43) et en utilisant l'intégrale précédente (2.39), nous obtenons [2.6] :

$$S(\tau, z) = S_0 \frac{\exp\left(\frac{-\alpha_0 \tau^2}{1 + 2j \times \alpha_0 \times \beta_2 \times z}\right)}{\sqrt{1 + 2j \times \alpha_0 \times \beta_2 \times z}} \quad (2.47)$$

Il est important à noter que cette enveloppe $S(\tau,z)$ appartient à une onde plane de fréquence de porteuse w_0 et de vecteur d'onde β_0 soit :

$$E(t, z) = S(\tau, z) \exp(jw_0 z) \exp(-j\beta_0 z)$$

L'amplitude de l'impulsion d'élargit toujours quelque soit le signe de β_2 tout en demeurant gaussienne. On peut donc alors calculer la largeur totale à mi-hauteur qui est donnée par [2.6] :

$$T(z) = T_0 \left[1 + \frac{(2.8\beta_2 z)^2}{T_0^4} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.48)$$

Cet élargissement de l'impulsion est accompagné d'une diminution de l'amplitude centrale. Cependant il y a conservation de la puissance.

Dans le cas où on est dans un milieu à glissement positif (dispersion normale ; négative), les hautes fréquences se déplaçant plus vite se trouvent au devant de l'impulsion. Or, dans le cas où la dispersion est positive (glissement négatif), les basses fréquences se déplaçant plus vite se trouvent au devant de l'impulsion (**figure (2.14)**) [2.6]. Pour calculer le taux d'élargissement d'une impulsion dispersée, en pratique, il est nécessaire de mettre un détecteur quadratique pour présenter l'intensité de l'onde modulée.

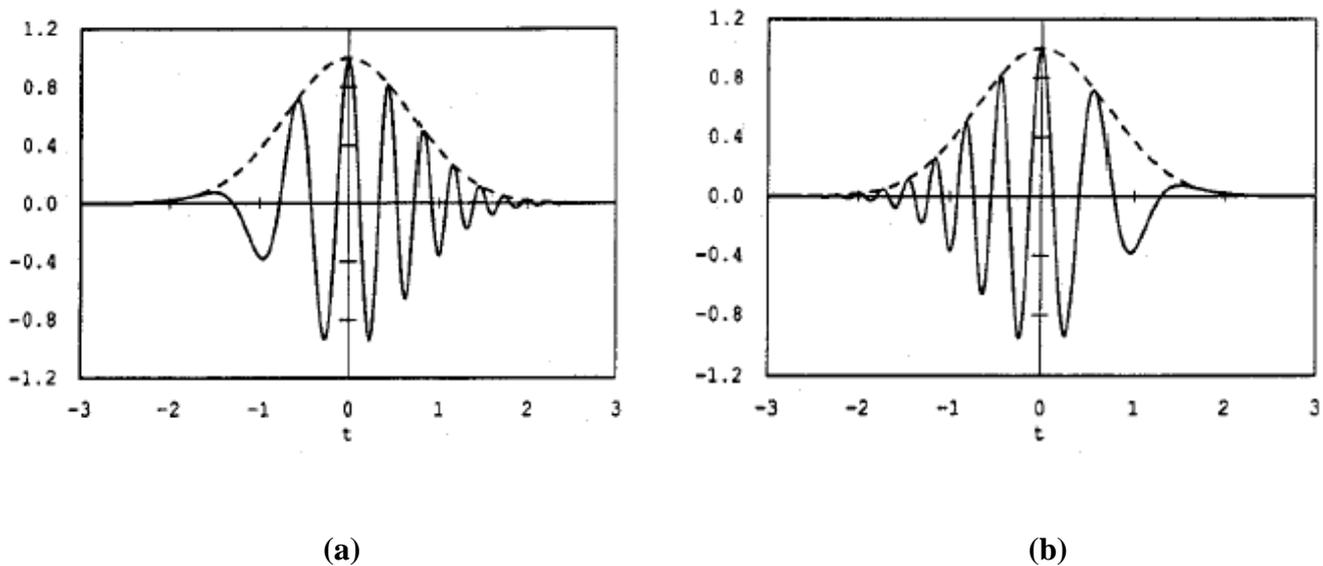


Figure (2.14)- Allure d'une impulsion gaussienne lors de sa propagation dans un milieu à dispersion (a) négative (b) positive [2.6]

Il est d'usage de définir une distance z_0 , longueur parcourue dans un milieu dispersif pour laquelle l'impulsion double sa largeur temporelle. Cette relation entre la largeur temporelle et la distance z_0 est représentée comme suit [2.6] :

$$z_0 \cong 0.62 \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.49)$$

Face à la demande sans cesse croissante en matière de débit d'information transmise dans une fibre optique, en télécommunications, les trains d'impulsions qui véhiculent ces informations sont rendus plus denses : les impulsions sont plus brèves et la distance qui les sépare diminue [2.9].

Plus une impulsion est brève et plus elle est vulnérable au phénomène de dispersion [2.6]. En faisant propager une impulsion (de 30 fs, **figure (2.15)**), dans un fibre de silice de 10 m, on remarque que l'intensité diminue rapidement avec un élargissement important par rapport à la durée initiale de l'impulsion émise.

L'utilisation des impulsions ultra courtes (de l'ordre de la femto seconde) en télécommunications est très utile, car on peut envoyer des données avec des très haut débits. Malheureusement, on ne peut pas transmettre ces informations sur de longues distances. L'application de ce type de transmission avec des impulsions ultra courtes se rétrécit aux réseaux locaux.

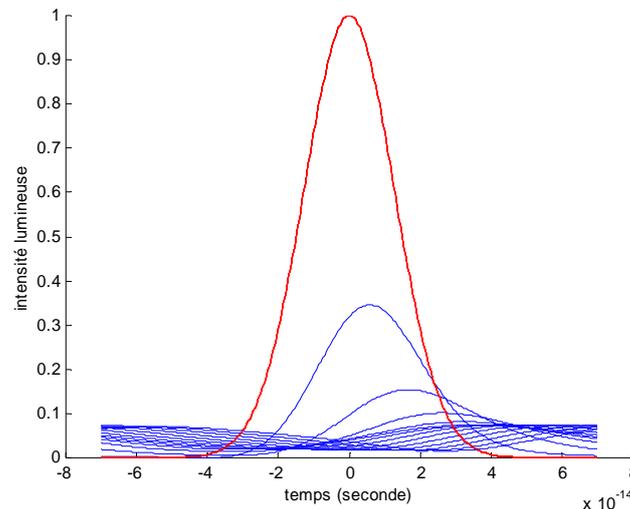


Figure (2.15)- Evolution d'une impulsion gaussienne de 30 femto seconde, parcourant une distance de 10 m

Une expérience a été faite dans un laboratoire [2.10], où à l'aide d'un laser à fibre dopée Erbium, on a transmis une série d'impulsions de 62 fs sur un lien optique de 42.3 m, contenant une fibre monomode (SMF) ayant une dispersion de 17 ps/nm/km et une fibre compensatrice (DCF) présentant une dispersion négative de 76 ps/nm/km. Après passage à travers la fibre SMF, la durée de l'impulsion s'élargit à 35 ps, La fibre DCF a permis de compenser l'effet de la dispersion, alors on aura une impulsion de 110 fs en sortie, avec un taux de compression de 300. L'envoi d'un train d'impulsions de très courte durée permet d'avoir des débits très élevés mais des techniques de compensation doivent être mises en œuvre [2.10].

Une impulsion de 30 ns, qui parcourt une fibre de silice de 10 m de longueur aura l'allure de la **figure (2.16)**.

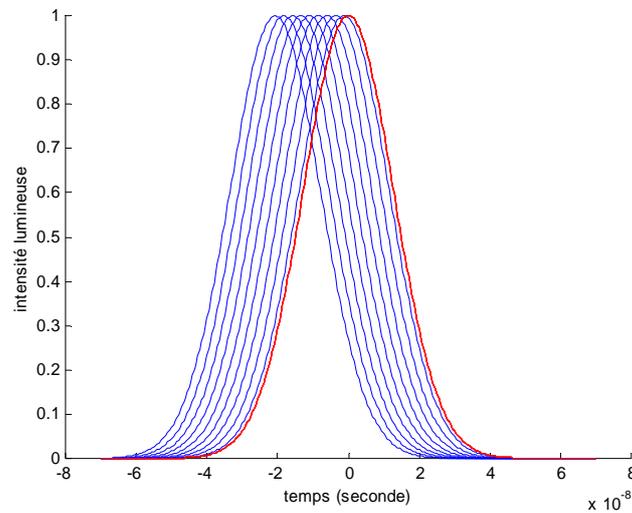


Figure (2.16)- Evolution d'une impulsion gaussienne de 30 nano seconde, parcourant une distance de 10 m

On remarque sur la **figure (2.16)** que les impulsions ne sont pas déformées parce que la distance de transmission choisie est très courte, et le débit du train d'impulsions émises avec cette durée est faible et ceci n'est pas rentable pour une liaison optique à longue distance. Les résultats présentés ci-dessus montrent l'effet de la dispersion chromatique sur des impulsions gaussiennes de moyenne et de courte durée. Mais en pratique, ces impulsions sont transmises sur de longues distances, or la déformation de ces impulsions sera très rapide.

II.6 Etude d'une liaison optique avec le logiciel COMSIS

II.6.1 Introduction

Les phénomènes de dispersion des fibres optiques ne sont pas faciles à mettre en évidence expérimentalement, en particulier la dispersion chromatique. En revanche, l'origine et les conséquences de ces phénomènes peuvent être assez facilement décrites par des outils de simulation physiques simples.

COMSIS est un outil qui permet aux scientifiques et aux ingénieurs de modéliser, simuler, analyser et concevoir tout module de traitement de signal, allant du dispositif le plus élémentaire, au système complet de communication. COMSIS est un environnement interactif

qui allie des outils numériques efficaces à des fonctionnalités graphiques puissantes et une interface utilisateur conviviale.

II.6.2 Applications

Dans cette partie on simule simplement une séquence d'impulsions gaussiennes, qui est envoyée sur une fibre optique (**figure (2.17)**).

Il est plus simple qu'un modèle laser, et permet d'aborder facilement la notion de la dispersion chromatique, car l'élargissement des impulsions apparaît particulièrement bien. La longueur d'onde des impulsions est de 1550 nm, leur puissance de crête est de 1 mW, leur largeur à mi hauteur est de 20 ps.

La fibre choisie a une longueur de 300 km, sa dispersion chromatique est définie par un paramètre formel d auquel on pourra affecter plusieurs valeurs. L'effet non linéaire et la polarisation sont négligés, ainsi l'atténuation est prise à zéro pour bien visualiser l'effet de la dispersion.

Dans une première simulation, on affecte des valeurs au paramètre formel d représentant la dispersion chromatique.

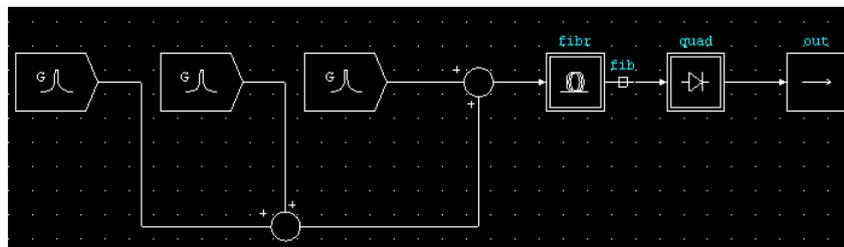


Figure (2.17)- Transmission de trois impulsions gaussiennes de 20 ps sur une fibre optique

L'allure de la séquence d'impulsions en sortie de la fibre est donnée sur la **figure (2.18)**, pour les valeurs $d=0, 8, 17$ et $30 \text{ psnm}^{-1}\text{km}^{-1}$.

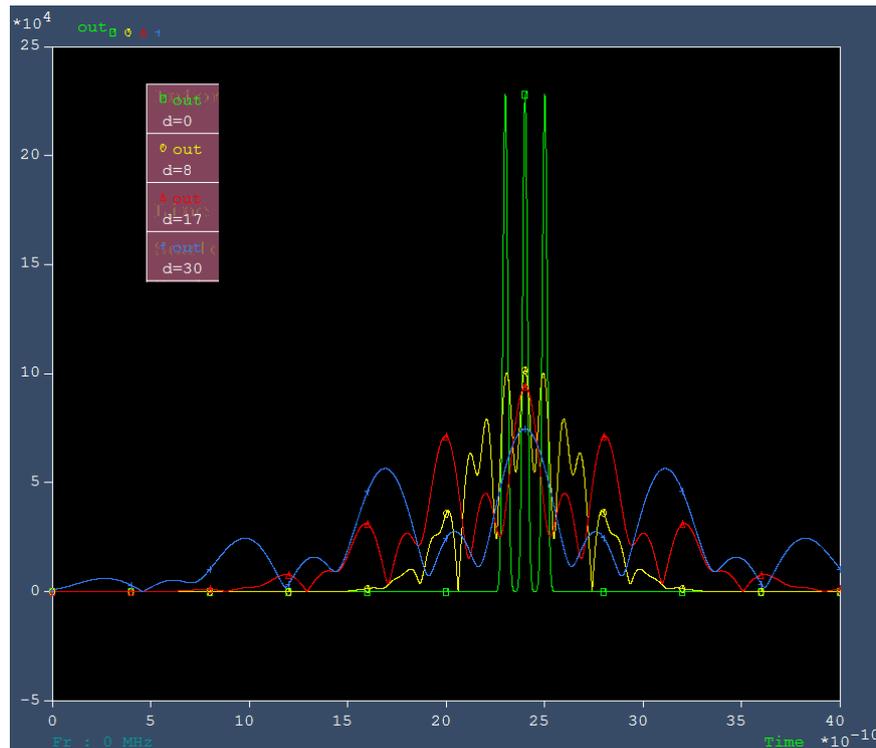


Figure (2.18)- Elargissement de trois impulsions gaussiennes pour différentes valeurs de la dispersion ($d=0, 8, 17$ et $30 \text{ ps nm}^{-1}\text{km}^{-1}$)

Plus la dispersion augmente, plus les impulsions s'élargissent jusqu'à se recouvrir complètement les unes aux autres. Le signal de départ n'est plus reconnaissable.

Le même type de déformation peut également être observé en faisant varier, non plus la valeur de la dispersion, mais la longueur de la fibre l . En effet, la dispersion chromatique est proportionnelle au produit ld . Ainsi, plus la distance de propagation augmente plus les effets de la dispersion s'accumulent et plus le signal est déformé. La **figure (2.19)** présente les résultats obtenus avec une dispersion de $17 \text{ ps nm}^{-1} \text{ km}^{-1}$ et des longueurs de fibre de 100, 250 et 350 km.

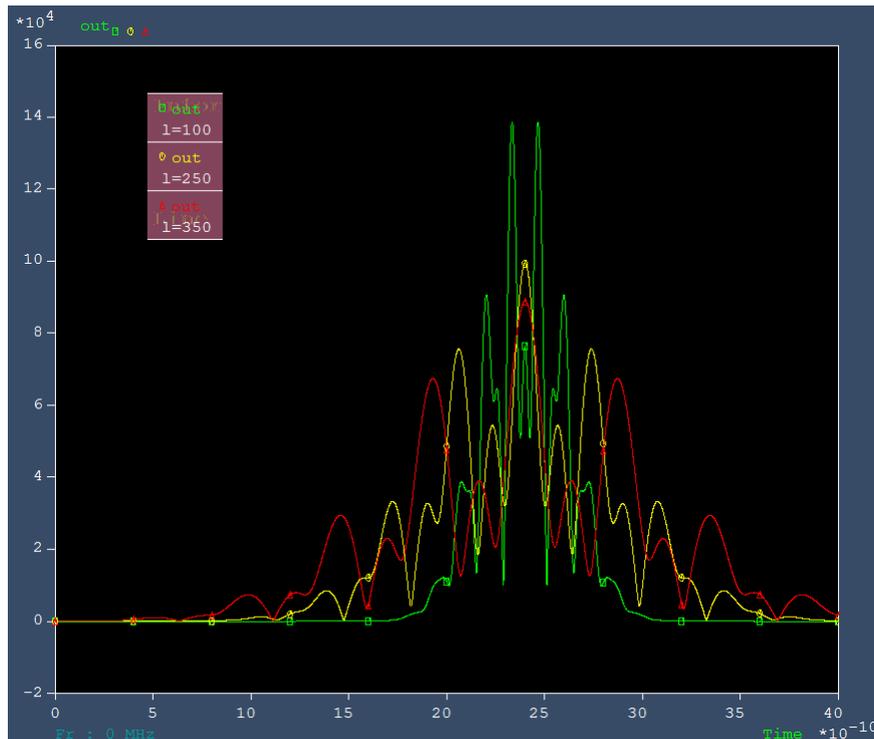


Figure (2.19)- Elargissement de trois impulsions gaussiennes pour différentes valeurs de la longueur de la fibre de transmission ($l=100, 250$ et 350 km)

II.7 Analyse par ondelette

II.7.1 Introduction

Le géophysicien Jean Morlet a proposé en 1983, un procédé révolutionnaire, l'analyse et la synthèse par les ondelettes, qui permet d'analyser efficacement des signaux où se combinent des phénomènes d'échelles très différentes.

Les ondelettes sont des fonctions élémentaires très particulières ; ce sont les vibrations les plus courtes et les plus élémentaires que l'on puisse envisager. Il y a plusieurs familles d'ondelettes qui correspondent à des décompositions différentes, la structure des calculs restant cependant la même. On peut dire que l'ondelette effectue un zooming sur n'importe quel phénomène intéressant du signal qui a lieu à une échelle petite au voisinage du point considéré.

Le principe de la méthode est de décomposer le signal à un nombre infini de composants élémentaires présentant chacune une largeur de même durée, chaque composant étant centré sur une fréquence appartenant à l'intérieur du spectre de l'impulsion originale.

Le travail que nous avons présenté précédemment montre que si l'on fasse une analyse spectrale par ondes planes, le calcul reste plus au moins approximatif pour des impulsions

laser ultra-courtes. Ce type d'impulsions subit un élargissement temporel important, et la largeur spectrale devient importante devant la fréquence centrale d'oscillation du champ électrique, et par conséquent, nous n'avons plus le droit de faire un développement en séries de Taylor autour de ν_0 . Si non, il ne faut pas négliger les termes d'ordre supérieurs.

De ce fait, nous proposons une autre méthode de calcul qui consiste ; au lieu de faire une décomposition en ondes planes, on décompose le spectre en paquets d'ondes planes (ondelettes).

II.7.2 Technique des ondelettes

Taillons dans le spectre en fréquence $E(\omega, z=0)$ un groupe étroit en fréquence, gaussien, de paramètre γ et centré autour de Ω (figure (2.20)).

$$\theta(\Omega) = E(\omega) \cdot \exp\left[-\frac{(\omega - \Omega)^2}{4\delta^2}\right] \quad (2.50)$$

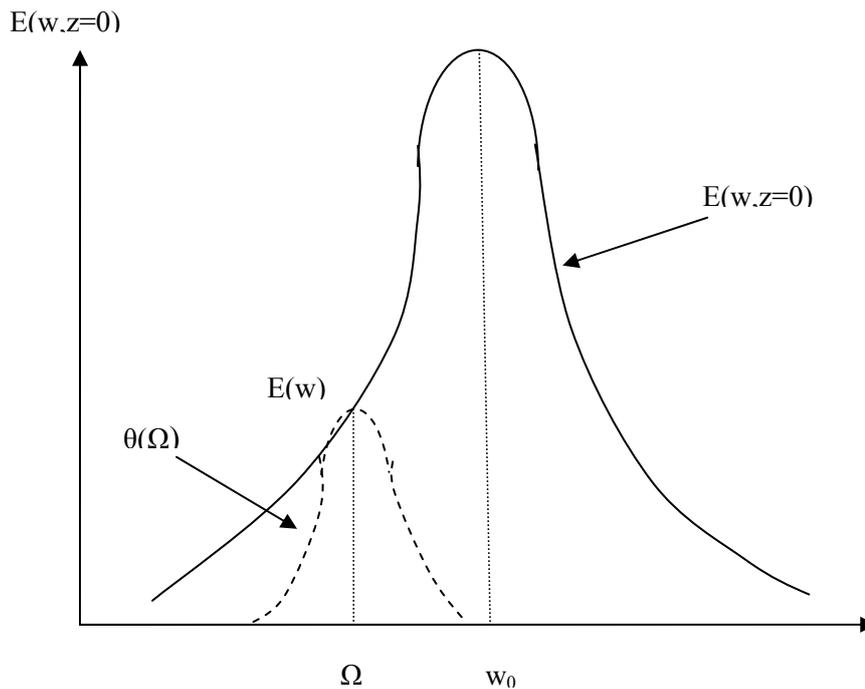


Figure (2.20)- Décomposition d'un spectre en fréquence en ondelettes $\theta(\Omega)$ centrées sur Ω [2.12]

Le but de ce calcul est de pouvoir appliquer l'approximation des ondes planes au niveau de l'ondelette $\theta(\Omega)$, choisie de telle sorte que sa largeur spectrale $\delta\omega$ est très petite devant Ω .

On calcule le champ électrique associé à l'ondelette $\theta(\Omega, z=0)$.

$$\theta(t, z = 0) = TF\{\theta(\Omega, z = 0)\}$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(\Omega, z=0) \cdot \exp(j\omega t) d\omega \quad (2.51)$$

$$\theta(t, z=0) = \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma+1}} \cdot \exp\left[-\frac{(w_0 - \Omega)^2}{4(\gamma+1)}\right] \cdot \exp\left[-\frac{\gamma \cdot \Gamma}{\gamma+1} t^2\right] \cdot \exp\left[j \frac{\gamma \cdot w_0 + \Gamma \Omega}{\gamma+1} t\right]$$

Le maximum d'amplitude de l'ondelette $\theta(t, z=0)$ varie avec Ω , fréquence centrale d'analyse sur une gaussienne de paramètre $\gamma+1$.

Dans le temps, l'impulsion est aussi gaussienne, de paramètre $\frac{\gamma \cdot \Gamma}{\gamma+1}$, en enveloppe. L'amplitude oscille à la fréquence centrale : $w_0 = \frac{\gamma \cdot w_0 + \Gamma \Omega}{\gamma+1}$.

On choisit $\gamma < \Gamma$, c'est-à-dire la largeur d'analyse plus étroite que la largeur spectrale de l'impulsion.

Dans le calcul, on normalise $\theta(\Omega, z=0)$ par :

$$\theta(\Omega, z=0) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\gamma}} \cdot E(w) \exp\left[-\frac{(w-\Omega)^2}{4\gamma}\right] \quad (2.52)$$

II.7.3 Propagation à travers un milieu dispersif

On faisant propager une ondelette dans un milieu dispersif, nous allons l'affecter une phase $\varphi(w)$ qui dépend de la pulsation w .

$$\theta(\Omega, z) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\gamma}} \cdot E(w) \cdot \exp\left[-\frac{(w-\Omega)^2}{4\gamma}\right] \cdot \exp[j\varphi(w)] \quad (2.53)$$

Si on choisit la largeur spectrale de l'ondelette très petite devant la largeur spectrale de l'impulsion, c'est-à-dire : $\delta w \ll \Delta w$. On peut écrire [2.12] :

$$\varphi(w) = \varphi(\Omega) + (w-\Omega) \frac{d\varphi}{dw} + \frac{1}{2} (w-\Omega)^2 \frac{d^2\varphi}{dw^2} + \dots \dots \dots \frac{1}{n!} (w-\Omega)^n \frac{d^n\varphi}{dw^n} (w=\Omega) \quad (2.54)$$

La relation (2.53) devient [2.12] :

$$\theta(\Omega, z) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\gamma}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\Gamma}} \cdot \exp\left[-\frac{(w-w_0)^2}{4\Gamma}\right] \exp\left[-\frac{(w-\Omega)^2}{4\gamma}\right] \cdot \exp\left[j\varphi^{(0)} + j(w-\Omega)\varphi^{(1)} + \frac{1}{2} j(w-\Omega)^2 \cdot \varphi^{(2)}\right] \quad (2.55)$$

Avec : $\varphi^{(0)} = \varphi(\Omega)$, $\varphi^{(1)} = \frac{d\varphi}{dw}(w=\Omega)$ et $\varphi^{(2)} = \frac{d^2\varphi}{dw^2}(w=\Omega)$

Le champ temporel $\theta(t, z)$ associé à l'ondelette tel que [2.12] :

$$\theta(t, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \theta(w, z) \cdot \exp(j \cdot w \cdot t) dw$$

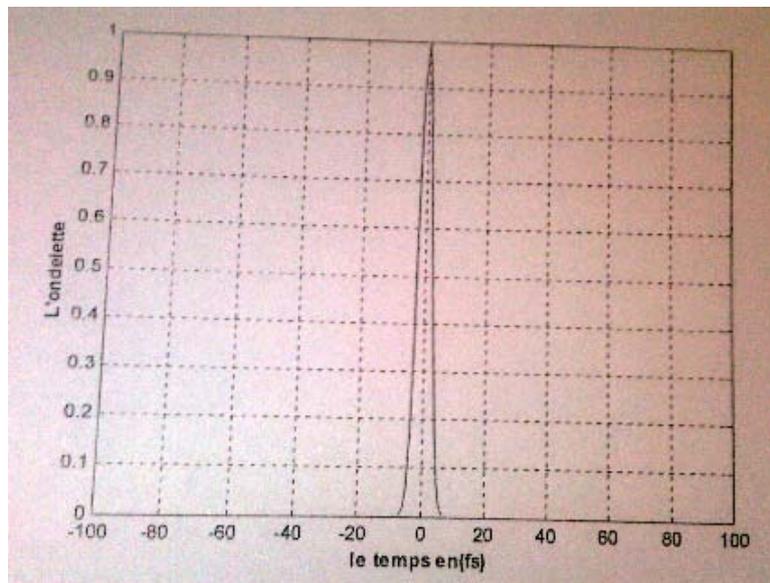
$$\theta(t, z) = \frac{1}{2\sqrt{\pi\gamma}} \cdot \sqrt{\frac{\Gamma(z)}{\Gamma}} \cdot \exp(j\varphi^{(0)}) \cdot \exp\left(-\Gamma(z) \left[t + \frac{z}{V_g(\Omega)}\right]^2\right) \exp\left[-\frac{(\Omega - \omega_0)^2}{4\Gamma} \left[1 - \frac{\Gamma(z)}{\Gamma}\right]\right] \quad (2.56)$$

$$\exp j\left[\left(1 - \frac{\Gamma(z)}{\Gamma}\right) \cdot \Omega + \frac{\Gamma(z)}{\Gamma} \cdot \omega_0\right] \cdot \left[t + \frac{z}{V_g(\Omega)}\right]$$

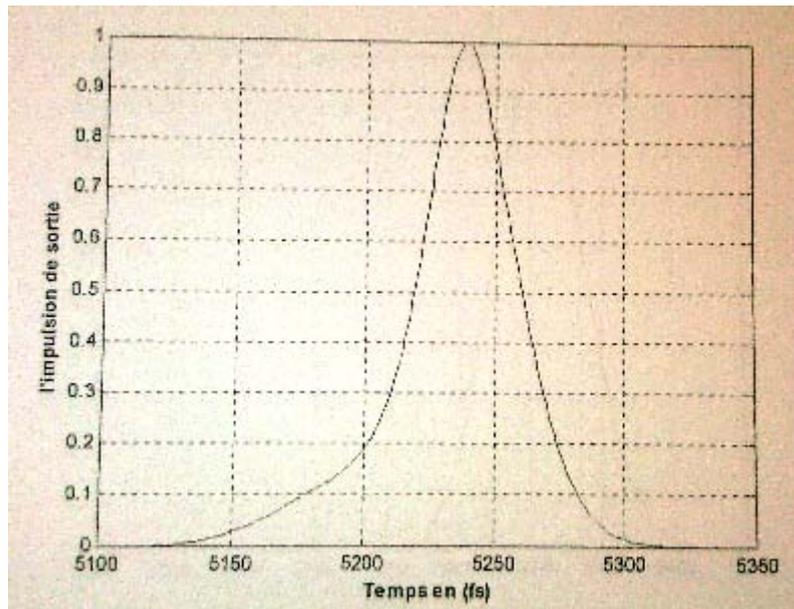
Avec $\frac{1}{\Gamma(z)} = \frac{1}{\Gamma} + \frac{1}{\gamma} - 2j\varphi^{(2)}$

- Le retard de groupe de l'ondelette $\left[t + \frac{z}{V_g(\Omega)}\right]$ est caractérisé par une enveloppe gaussienne qui est la largeur temporelle.
- Le retard de groupe de l'ondelette est inversement proportionnel à la vitesse de groupe.

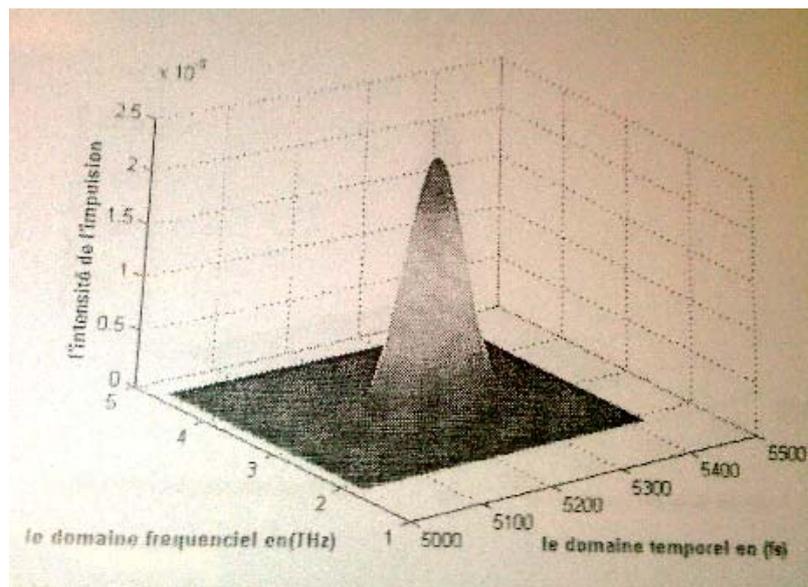
On peut dire que l'analyse par ondelette consiste à décomposer une impulsion ultra brève en un nombre très grand d'ondelettes (de type transformé limite) se propageant dans un milieu dispersif [2.12]. Les résultats de simulation suivants vont montrer le comportement d'une impulsion de 5 fs après passage dans un milieu de quartz de 1 mm de longueur. La largeur temporelle de l'ondelette est prise à 50 fs (**figure (2.21)**).



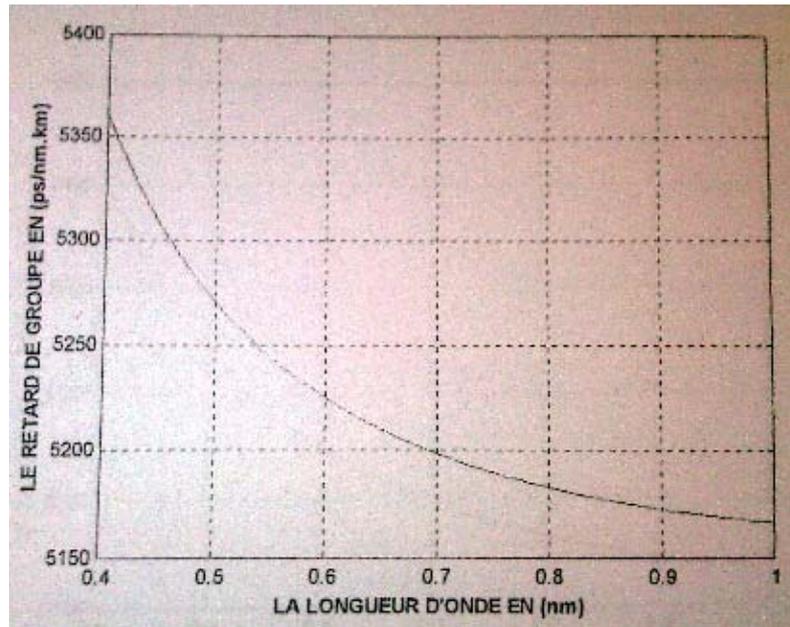
(a) [2.12]



(b) [2.12]



(c) [2.12]



(d) [2.12]

Figure (2.21)- Résultats de simulation (a) représentation d'une ondelette de 50 fs, (b) Evolution d'une impulsion gaussienne de 5 fs dans 1 mm de quartz, (c) Représentation (3D) temps fréquence de l'impulsion de sortie, (d) Délai de groupe correspondant à un milieu à dispersion anormale

On remarque d'après la **figure (2.21 b)** que l'impulsion, à la sortie, a subi un élargissement important, et on remarque aussi qu'elle n'est pas gaussienne du fait que la largeur initiale de l'ondelette est prise à 50 fs. En augmentant cette durée à 100 fs et plus, l'impulsion de sortie sera gaussienne.

La **figure (2.21 c)** est une représentation en trois dimensions temps, fréquence et amplitude. Cette allure nous permet d'apprécier la déformation de l'impulsion au cours de sa propagation.

La **figure (2.21 d)** montre que le retard de groupe est une fonction décroissante par rapport à la longueur d'onde. Puisque le milieu est à dispersion positive, les grandes longueurs d'onde se déplacent plus vite que les petites longueurs d'onde, et ceci est justifié du fait que la courbe du temps de groupe décroît rapidement lorsque les longueurs d'onde deviennent importantes.

Les avantages de l'analyse par ondelettes par rapport à celle par onde planes sont les suivantes :

- Nous pouvons se limiter à l'ordre deux du développement en série de Taylor de la phase $\phi(\omega)$. Par contre, concernant l'analyse par ondes planes il faut ajouter les ordres supérieurs.
- Si on prend une ondelette de forme gaussienne la sortie reste aussi gaussienne. Par contre, dans l'analyse par ondes planes, on remarque l'apparition des lobes secondaires (sous forme d'ondulations).
- L'analyse par onde plane ne permet pas une compréhension physique directe de la propagation de l'enveloppe et principalement ne rend pas à l'évidence du fait que c'est la dispersion de la vitesse de groupe qui génère la distorsion des impulsions ultra brèves [2.12].

II.8 Conclusion

Pour transmettre des informations sur un lien optique avec des débits importants, il faut néanmoins émettre des impulsions de courte durée, or ce type d'impulsions est toujours vulnérable au phénomène de dispersion chromatique.

Les impulsions de l'ordre de quelque femto secondes sont toujours employées en télécommunications, mais leur application se rétrécit qu'aux réseaux locaux. Pour les liaisons moyennes et longues distance, on peut actuellement envoyer un train d'impulsions de 0.4 nano seconde chacune (2.5 Gbits/s) sur une liaison de 500 km (distance maximale sans compensation). Pour des débits de 10 Gbits/s (0.1 nano seconde) et 40 Gbit/s (25 pico seconde), les distances maximales sans compensation sont respectivement : 30 km et 2 km [2.11]. Or, si on dépasse les distances mentionnées précédemment le phénomène de dispersion apparaît et on ne peut plus détecter ces impulsions en réception.

Pour remédier à ces problèmes d'élargissement temporel nous allons s'intéresser dans les chapitres suivants à étudier les techniques de compensation de la dispersion chromatique, en l'occurrence le réseau de Bragg. C'est une fibre où on a perturbé son cœur en variant périodiquement son indice dans le but d'avoir des caractéristiques très particulières.

Chapitre III

GENERALITES SUR LES RESEAUX DE BRAGG

III.1 Introduction

En 1978, au centre de recherche Canadien de communications, Ottawa, Ontario, Canada, K.O.Hill est le premier qui a démontré que l'indice de réfraction change dans une fibre optique à base de silice et de germanium, en émettant un faisceau de lumière intense dans une fibre. En 1989, une nouvelle technologie d'écriture des réseaux de Bragg ; irradiation par la lumière ultraviolet, a été démontrée par Meltz et Al. Beaucoup de recherches ont été établies ensuite pour améliorer la qualité et la durabilité de ces réseaux. Ces fibres sont les clés des communications optiques modernes, ils ont été commercialisés dès le début de l'année 1995 [3.5].

Un réseau de Bragg est une modification permanente de l'indice de réfraction photo-induite par exposition de la fibre optique à un faisceau laser ultraviolet. Une modulation périodique de l'indice crée un réseau de phase permettant un couplage de l'énergie de certains modes vers d'autres modes de propagation. En particulier, si le couplage a lieu en contre-propagation le réseau est appelé 'réseau de Bragg' (**figure (3.1)**) [3.5].

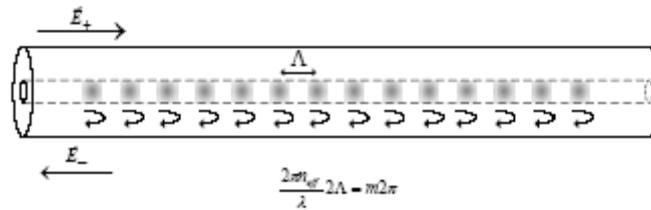


Figure (3.1)- Couplage au mode contra-propagatif par une modulation périodique de l'indice de réfraction [3.5]

On peut formuler la perturbation de l'indice de réfraction comme suit [3.4] :

$$n(x, y, z) = \bar{n}(x, y, z) + \delta n(x, y, z) \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right) \quad (3.1)$$

Où $\bar{n}(x, y, z)$ est l'indice de réfraction moyen du cœur, $\delta n(x, y, z)$ est la modulation de l'indice de réfraction et Λ est la période Bragg.

Une petite quantité de lumière incidente est réfléchiée à chaque changement périodique de l'indice de réfraction. La totalité des ondes lumineuses réfléchies sont combinées dans une large gamme de réflexion, à une longueur d'onde particulière, lorsqu'un très fort mode de couplage se présente ; c'est la condition de Bragg. La longueur d'onde à laquelle la réflexion ait lieu est appelée 'la longueur d'onde de Bragg'. Seulement les longueurs d'onde qui satisfont la condition de Bragg sont fortement réfléchies. La réflectivité de la lumière

entrante atteint un pique à la longueur de Bragg. Ces réseaux sont transparents pour une lumière entrante correspondant à des longueurs d'ondes autres que celles de Bragg, lorsqu'un déphasage, entre les faisceaux incidents et réfléchies, se présente [3.3].

La longueur d'onde Bragg λ_B est donnée par [3.4] :

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda \quad (3.2)$$

Ou n_{eff} est l'indice de réfraction effectif et Λ est la période de réseau. Ceci est la condition de résonance de Bragg. A partir de l'équation (3.2), on remarque que la longueur d'onde de Bragg dépend de l'indice de réfraction et de la période de réseau.

Parmi les propriétés de ce réseau ; c'est qu'il permet de compresser une impulsion déformée, comme il est montré sur la **figure (3.2)**.

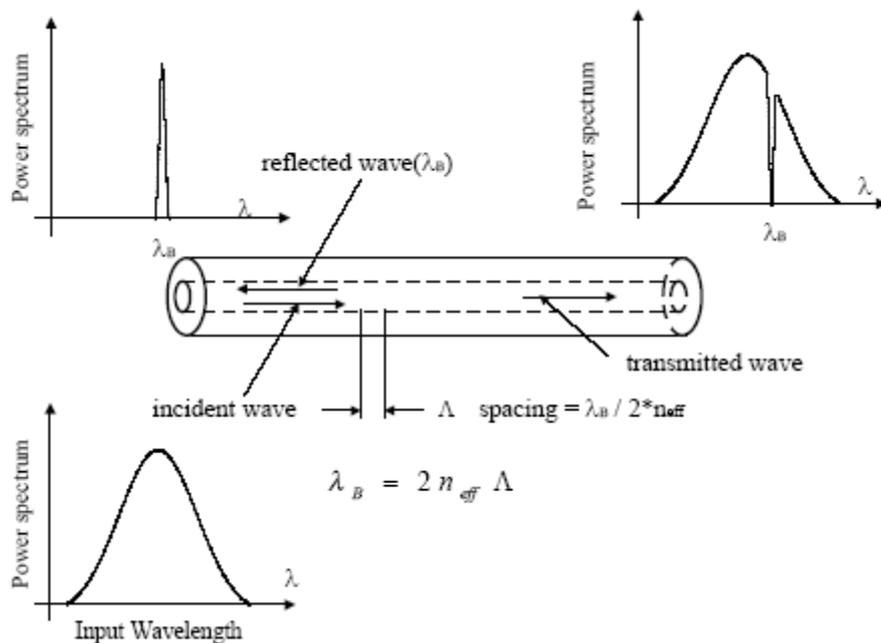
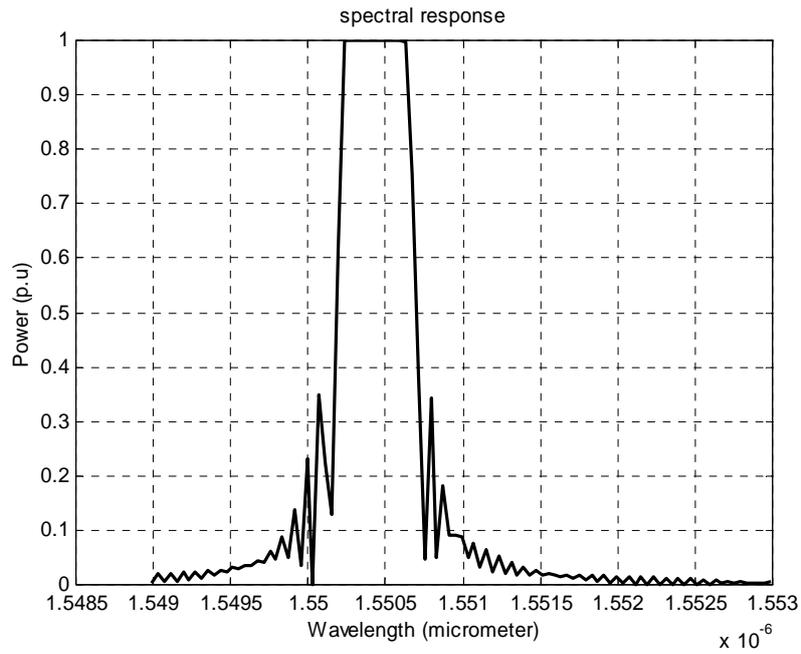


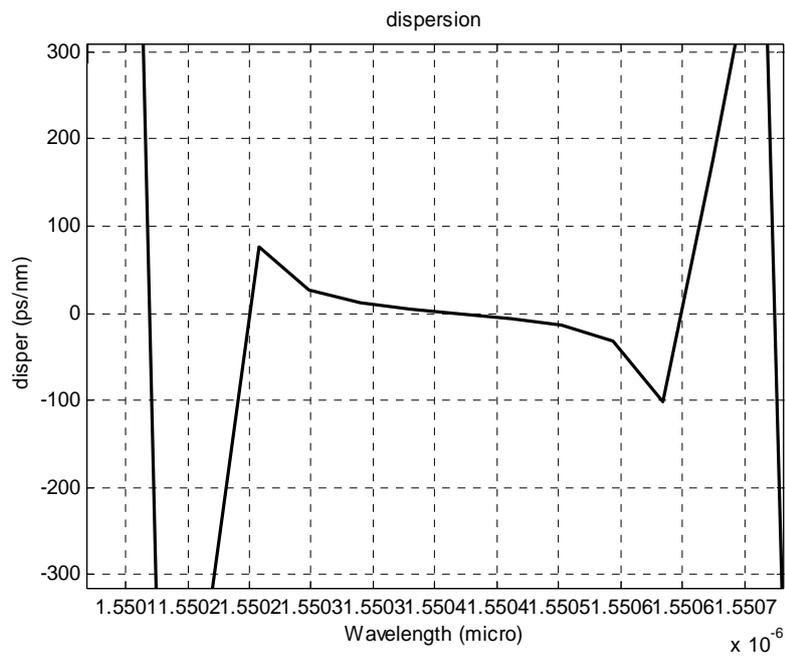
Figure (3.2)- Schéma illustrant les propriétés d'un réseau de Bragg [3.3]

L'indice de réfraction effectif n_{eff} et la période de Bragg Λ sont constants pour un réseau de Bragg uniforme.

La **figure (3.3)** montre le spectre de réflectivité et la dispersion d'un réseau de Bragg uniforme, avec les paramètres suivants : nombre de sections : 150, $\lambda_d=1.55 \mu\text{m}$, $n_{eff}=1.447$, $L=10000 \mu\text{m}$, et $\delta n=0.0004$.



(a)



(b)

Figure (3.3)- Spectre de réflectivité (a) et dispersion (b) d'un réseau de Bragg uniforme

Des travaux ont été réalisés, et ont montré qu'on peut utiliser un réseau de Bragg uniforme comme élément compensateur, en augmentant son coefficient de transmission. On obtient ainsi une dispersion négative constante sur une bande passante bien définie [3.8].

La fibre de Bragg a comme avantages : simple structure, pertes d'insertion réduites, sélectivité spectrale large, insensibilité à la polarisation et l'adaptation complète avec les différentes fibres monomodes de communications [3.5].

Un réseau de Bragg est un filtre travaillant en réflexion. Suivant l'application, ces réseaux peuvent avoir des bandes inférieures à 0.1 nm, comme on peut avoir un filtre large bande de 10 nm. La réflectivité à la longueur de Bragg peut être conçue inférieure à 1%, comme elle peut être supérieure à 90%. Les caractéristiques d'une fibre de Bragg ; comme la dispersion, l'apodisation, le contrôle de la largeur de bande sont utilisées actuellement dans les systèmes de communication optiques [3.5].

III.2 Théorie des modes couplés

En général, on est intéressé à la réponse spectrale du réseau de Bragg. Les caractéristiques de ce spectre de réseau peuvent être modélisées par plusieurs approches. La théorie largement utilisée est celle des modes couplés. Cette théorie est un outil convenable pour décrire la propagation des ondes optiques dans un guide d'onde avec une petite variation de l'indice à travers la longueur du guide d'onde. L'idée derrière cette théorie est que le champ électrique d'un guide d'onde avec perturbation est représenté par une combinaison linéaire des modes de la distribution du champ, mais sans perturbations.

Les champs d'une fibre sont représentés comme suit [3.4] :

$$E_{\pm j}(x, y, z) = e_{\pm j}(x, y) \times \exp(\pm i\beta_j z) \quad j=1,2,3,\dots \quad (3.3)$$

Où $e_{\pm j}(x, y)$ est l'amplitude du champ électrique transverse du $j^{\text{ème}}$ mode de propagation, \pm représente la direction de propagation et β_j est appelée la constante de propagation. Généralement, chaque mode a sa valeur unique de β_j . La propagation de la lumière le long des guides d'onde optiques est décrite par les équations de Maxwell.

En termes de la théorie des modes couplés, la composante transverse d'un champ électrique à une position z dans une fibre perturbée est décrite par une superposition linéaire des modes guidés d'une fibre non perturbée, et qui est écrite comme suit [3.4] :

$$\vec{E}_t(x, y, z, t) = \sum_j [E_j(x, y, z, t) + E_{-j}(x, y, z, t)] \quad (3.4)$$

En substituant l'équation du champ modal (3.3) dans (3.4), le champ électrique $\vec{E}_t(x, y, z, t)$ est écrit comme suit [3.4] :

$$\vec{E}_t(x, y, z, t) = \sum_j [A_j^+(z)\exp(i\beta_j z) + A_j^-(z)\exp(-i\beta_j z)] \times \vec{e}_{jt}(x, y)\exp(-i\omega t) \quad (3.5)$$

Où $A_j^+(z)$ et $A_j^-(z)$ sont les amplitudes des ondes incidentes et réfléchies respectivement ; β_j est la constante de propagation ; et $\vec{e}_{jt}(x, y)$ est le champ du mode transverse. $\vec{E}_t(x, y, z, t)$ est l'une des solutions des équations de Maxwell.

L'indice de réseau est dépendant de la direction z le long de la fibre. L'indice de réfraction $n(x, y, z)$ dans l'équation (3.1) est écrit comme suit [3.4] :

$$n(x, y, z) = n(z) = n_0 + \delta n_0 + \delta n(z)\cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \varphi(z)\right) \quad (3.6)$$

Où l'indice de réfraction moyen \bar{n} est représenté par $n_0 + \delta n_0$, et $n_0 \gg \delta n_0$.

n_0 est l'indice de réfraction du cœur sans perturbation ; δn_0 est la modulation d'indice moyenne (DC change) ; $\delta n(z)$ est l'amplitude de la modulation d'indice (AC change) ; $\varphi(z)$ est la phase de réseau et Λ est la période de réseau.

La distribution du champ électrique dans un réseau, $\vec{E}_t(x, y, z, t)$, satisfait l'équation de propagation d'une onde scalaire. Celle-ci est déduite à partir d'une simplification des équations de Maxwell sous une faible approximation, cette équation est donnée par [3.4]:

$$[\nabla_t^2 + k^2 n^2(x, y, z) - \beta^2]\vec{E}_t(x, y, z, t) = 0 \quad (3.7)$$

Où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est la constante de propagation dans le vide.

Le champ électrique $\vec{E}_t(x, y, z, t)$ et l'indice de réfraction $n(x, y, z)$ sont substitués dans l'équation de propagation (3.7) pour avoir les équations des modes couplés suivantes [3.4] :

$$\frac{dA_n^+}{dz} = i \sum_m A_m^+ (K_{mn}^t + K_{mn}^z) \exp[i(\beta_m - \beta_n)z] + i \sum_m A_m^- (K_{mn}^t - K_{mn}^z) \exp[-i(\beta_m + \beta_n)z] \quad (3.8)$$

$$\frac{dA_n^-}{dz} = -i \sum_m A_m^+ (K_{mn}^t - K_{mn}^z) \exp[i(\beta_m + \beta_n)z] - i \sum_m A_m^- (K_{mn}^t + K_{mn}^z) \exp[-i(\beta_m - \beta_n)z] \quad (3.9)$$

Où $K_{mn}^t(z)$ est le coefficient de couplage transverse entre les modes n et m, $K_{mn}^z(z)$ est donné par [3.4] :

$$K_{mn}^t(z) = \frac{W}{4} \iint_{\infty} dx dy \Delta \varepsilon(x, y, z) \vec{e}_m(x, y) \vec{e}_m^*(x, y) \quad (3.10)$$

Où $\Delta \varepsilon$ est la perturbation de la permittivité, avec une approximation ($n \gg \delta n$), $\Delta \varepsilon = 2n\delta n$.

III.3 Modélisation des réseaux de Bragg

Dans la plupart des réseaux de Bragg, le changement d'indice de réfraction est relativement uniforme le long du cœur de la fibre, et il n'y a pas de propagation de modes en dehors du cœur de la fibre. Cependant, les modes se propageant dans la gaine sont négligés. Si on néglige ces modes, le champ électrique de réseau est simplifié par la superposition des modes fondamentaux incidents et réfléchis dans le cœur. La distribution du champ électrique (3.4) le long du cœur est décrite, en termes de modes en contre propagation, par l'équation suivante [3.4] :

$$E(x, y, z) = [A^+(z) \exp(-i\beta z) + A^-(z) \exp(i\beta z)] e_z(x, y) \quad (3.11)$$

On remplace $E(x, y, z)$ (3.11) dans les équations des modes couplés (3.8) et (3.9). Ces équations peuvent être simplifiées en deux modes, qui sont décrits comme suit [3.4] :

$$\frac{dR(z)}{dz} = i\hat{\sigma}(z)R(z) + ik(z)S(z) \quad (3.12)$$

$$\frac{dS(z)}{dz} = -i\hat{\sigma}(z)S(z) - ik(z)^*R(z) \quad (3.13)$$

Où $R(z) = A^+(z) \exp[i(\beta z - \phi/2)]$ et $S(z) = A^-(z) \exp[-i(\beta z + \phi/2)]$; R(z) est le mode incident et S(z) est le mode réfléchi. $\hat{\sigma}$ est le coefficient général de couplage propre (DC) ; et $k(z)$ représente le coefficient de couplage (AC) qui permet l'échange d'énergie entre les modes. Ces deux paramètres importants sont utilisés pour la simulation de la réponse spectrale, la phase, le délai de groupe et la dispersion d'un réseau de Bragg.

Le coefficient général de couplage propre (DC) est représenté par la formule suivante [3.4] :

$$\hat{\sigma} = \delta + \sigma - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} \quad (3.14)$$

Où $\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}$ est décrite comme une variation de la période de réseau, et ϕ est la phase du réseau.

La syntonisation initiale (detuning) δ est représenté comme suit [3.4] :

$$\begin{aligned} \delta &= \beta - \frac{\pi}{\Lambda} \\ &= \beta - \beta_D \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\delta = 2\pi n_{eff} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_D} \right)$$

Où $\lambda_D = 2n_{eff}\Lambda$ est la condition de résonance de Bragg, pour un changement minimal de δn_{eff} ($\delta n_{eff} \rightarrow 0$).

$$\sigma = \frac{2\pi}{\lambda} \delta n_{eff} \quad (3.16)$$

Où δn_{eff} représente le changement de l'indice réfraction.

Le coefficient de couplage $k(z)$ est décrit par la formule suivante [3.4] :

$$k(z) = \frac{\pi}{\lambda} \delta n(z) g(z) v \quad (3.17)$$

Où $g(z)$ est la fonction d'apodisation, et v est la visibilité de frange.

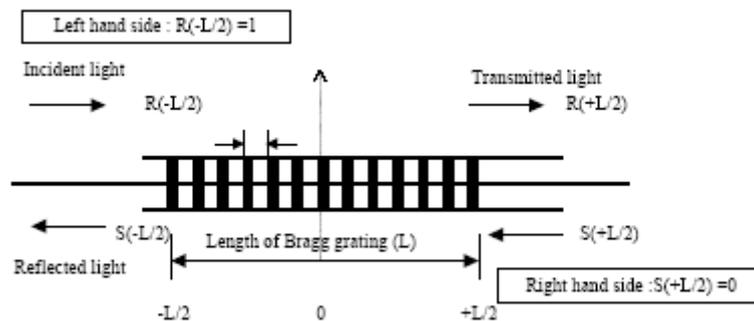


Figure (3.4)- Méthode de calcul de la réponse spectrale de réseau [3.4]

Il n'y a aucun signal d'entrée incident à partir de la partie droite du réseau (**figure (3.4)**), $S(+L/2)=0$, alors qu'un signal connu est incident à partir de la partie gauche du réseau, $R(-L/2)=1$. A partir de ces deux conditions, la condition initiale de réseau s'écrit avec les équations (3.18) et (3.19). Le coefficient de réflexion et de transmission sont déduits à partir des conditions initiales et des équations des modes couplés.

Coté gauche :

$$\left\{ \begin{array}{l} S\left(-\frac{L}{2}\right) = ? \\ R\left(-\frac{L}{2}\right) = 1 \end{array} \right\} \quad (3.18)$$

Coté droit :

$$\left\{ \begin{array}{l} R\left(+\frac{L}{2}\right) = ? \\ S\left(+\frac{L}{2}\right) = 0 \end{array} \right\} \quad (3.19)$$

L'amplitude du coefficient de réflexion ρ est écrite comme suit :

$$\rho = \frac{S\left(-\frac{L}{2}\right)}{R\left(-\frac{L}{2}\right)} \quad (3.20)$$

La puissance du coefficient de réflexion r (réflectivité) a l'expression :

$$r = |\rho|^2 \quad (3.21)$$

III.4 Réseau de Bragg uniforme

La phase et le coefficient de couplage sont constants dans le cas des réseaux uniformes. Des solutions analytiques des équations (3.3) et (3.4) existent avec les conditions (3.18) et (3.19) décrites auparavant.

Comme le chirp $\frac{d\phi}{dz}$ est nul, le detuning local (effectif) $\bar{\sigma}$ est égal au detuning (syntonisation initiale) δ . La solution du coefficient de réflexion complexe est formulée par [3.6] :

$$A^-(z) = \frac{-ik \sinh \left[\gamma_B \left(z - \frac{L}{2} \right) \right]}{i\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B L) + \gamma_B \cosh(\gamma_B L)} \quad (3.22)$$

$$A^+(z) = \frac{\gamma_B \cosh \left[\gamma_B \left(z - \frac{L}{2} \right) \right] - i\hat{\sigma} \sinh \left(\gamma_B \left(z - \frac{L}{2} \right) \right)}{i\hat{\sigma} \sinh(\gamma_B L) + \gamma_B \cosh(\gamma_B L)} \quad (3.23)$$

Où γ_B est décrit par [3.6]:

$$\gamma_B = \sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2} \quad (k^2 > \hat{\sigma}^2) \quad (3.24)$$

$$\gamma_B = i\sqrt{\hat{\sigma}^2 - k^2} \quad (k^2 < \hat{\sigma}^2) \quad (3.25)$$

Le spectre réfléchi est obtenu par la relation suivante [3.6] :

$$r(\lambda) = \frac{k^2 \sinh^2(\gamma_B L)}{\hat{\sigma}^2 \sinh^2(\gamma_B L) + \gamma_B^2 \cosh^2(\gamma_B L)} \quad (3.26)$$

La phase de la lumière réfléchie par rapport à celle incidente est obtenue à partir des équations (3.22) et (3.23), elle s'écrit comme suit [3.6] :

$$\Phi(\lambda) = \tan^{-1} \left[\frac{\gamma_B}{\hat{\sigma}} \coth(\gamma_B L) \right] \quad (3.27)$$

A la longueur d'onde de Bragg, $\hat{\sigma} = 0$, le réseau présente un pique de réflectivité r_{\max} , elle s'écrit comme suit [3.6] :

$$r_{\max} = r(\lambda_D) = \tanh^2(|k|L) \quad (3.28)$$

Il est évident qu'à partir de l'équation (3.26), que la réflectivité des réseaux de Bragg peut atteindre 1 si on augmente la modulation d'indice et la longueur de réseau.

La bande passante $\Delta\lambda$ est obtenu par $r\left(\lambda_D + \frac{\Delta\lambda}{2}\right) = \frac{r(\lambda_D)}{2}$ et l'équation (3.25). Les méthodes numériques sont utilisées pour résoudre ces équations.

III.5 Méthode des matrices de transfert pour la simulation des réseaux de Bragg

Cette méthode a été en premier lieu utilisée par Yamada pour analyser les guides d'onde optiques. Elle est même utilisée pour analyser le problème de la fibre de Bragg [3.4].

Les équations des modes couplés (3.12) et (3.13) sont résolues par la méthode des matrices de transfert pour un réseau uniforme et non uniforme. La **figure (3.5)** est la structure idéale de base de la méthode des matrices pour les deux types de réseau.

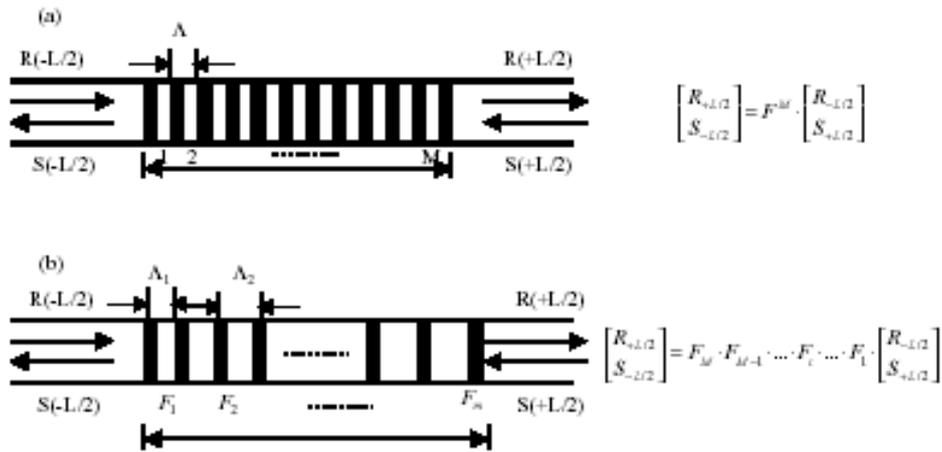


Figure (3.5)- Diagramme principal de la méthode des matrices de transfert (a) réseau uniforme (b) réseau à pas variable [3.4]

On rappelle que si la période Λ est constante la variation de l'indice de réfraction sera constante à chaque section, et donc la matrice de transfert globale du réseau de Bragg est un multiple de toutes les matrices élémentaires F du réseau (F^M) [3.4].

Un réseau non uniforme est peut être divisé en plusieurs sections uniformes le long de la fibre. L'onde lumineuse incidente se propage à travers chaque section uniforme i qui est décrite par la matrice de transfert F_i . Pour une structure d'une fibre de Bragg, la matrice F_i est décrite comme suit [3.6] :

$$F_i = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_B dz) - i \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B dz) & -i \frac{k}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B dz) \\ i \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B dz) & \cosh(\gamma_B dz) + i \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B dz) \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

Où k est défini par l'équation (3.17), $\hat{\sigma}$ est défini par l'équation (3.14) et γ_B est représenté par les équations (3.24) et (3.25).

L'ensemble de réseau est représenté par [3.6] :

$$\begin{bmatrix} R_{+L/2} \\ S_{-L/2} \end{bmatrix} = F_M \times F_{M-1} \times \dots \times F_i \times \dots \times F_1 \times \begin{bmatrix} R_{-L/2} \\ S_{+L/2} \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

III.6 Calcul du délai de groupe et de la dispersion

Ce qui nous intéresse de plus dans cette étude de réseau de Bragg est non seulement la représentation du spectre de réflexion, mais aussi le délai de groupe et la dispersion que peut fournir ce réseau. L'objectif de notre étude est d'arriver à avoir une dispersion décroissante négative, pour justement compenser la dispersion de la vitesse de groupe que fournit la fibre de transmission.

Le délai de groupe et la dispersion d'un réseau sont obtenus à partir de la phase du coefficient de réflexion.

Le délai de groupe τ_p pour la lumière réfléchie dans un réseau est définie par [3.7] :

$$\tau_p = \frac{d\theta_p}{dw} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta_p}{d\lambda} \quad (3.31)$$

$$\frac{d\theta_p}{d\lambda} = -\tau_p \frac{2\pi c}{\lambda^2} \quad (3.32)$$

La dispersion d_p (en ps/nm) est définie par [3.7] :

$$\begin{aligned} d_p &= \frac{d\tau_p}{d\lambda} = \frac{2\tau_p}{\lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d^2\theta_p}{d\lambda^2} \\ &= -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2\theta_p}{dw^2} \end{aligned} \quad (3.33)$$

$$\frac{d^2\theta_p}{d\lambda^2} = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \left(\frac{2\tau_p}{\lambda} - d_p \right) \quad (3.34)$$

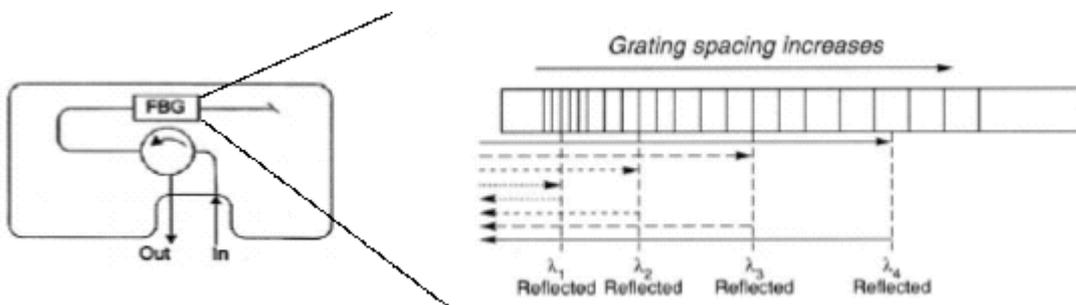
III.7 Applications des réseaux de Bragg

Ce type de réseau présente beaucoup d'applications dans l'émission laser, les systèmes de communication et la détection. Par exemple, les réseaux de Bragg peuvent être utilisés comme un multiplexeur et un démultiplexeur dans les systèmes à multiplexage en longueurs d'onde (WDM). Ils peuvent aussi être utilisés comme compensateurs de la dispersion dans les

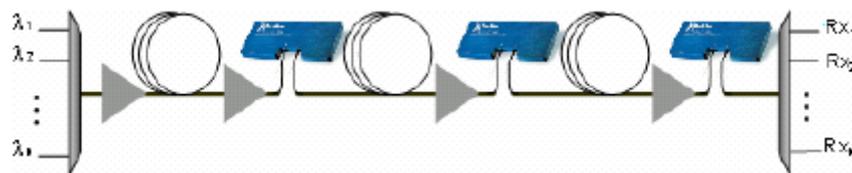
systèmes de communication [3.2]. Le **tableau (3.1)** présente d'autres applications de ce réseau.



(a) [3.9]



(b) [3.9]



(c) [3.10]

Figure (3.6)- (a) réseau de Bragg compensateur (b) architecture interne du module compensateur (c) compensation de la dispersion chromatique par les réseaux de Bragg dans une liaison WDM

La **figure (3.6) (a)** montre un exemple d'un module de réseau de Bragg compensateur (DCM), fabriqué et commercialisé par Teraxion en 2006 [3.9]. A l'intérieur de cette boîte bleue, existe un réseau de Bragg et un circulateur (**figure (3.6) (b)**). Si on prend l'exemple d'une liaison WDM, les quatre longueurs d'ondes vont être insérées dans le module à travers le port IN, et elles vont être réfléchies par le port OUT. Si on veut transmettre des

informations sur de très longues distances on place plusieurs modules compensateurs en cascade dans la liaison optique (**figure (3.6) (c)**).

Le réseau de Bragg est en fait un filtre centré sur une longueur d'onde bien définie, or avec ce type de réseau on peut concevoir une liaison WDM. La **figure (3.7)** représente l'architecture d'une liaison WDM faite avec COMSIS, dont nous avons placé au bout de chaque coupleur un filtre de Bragg.

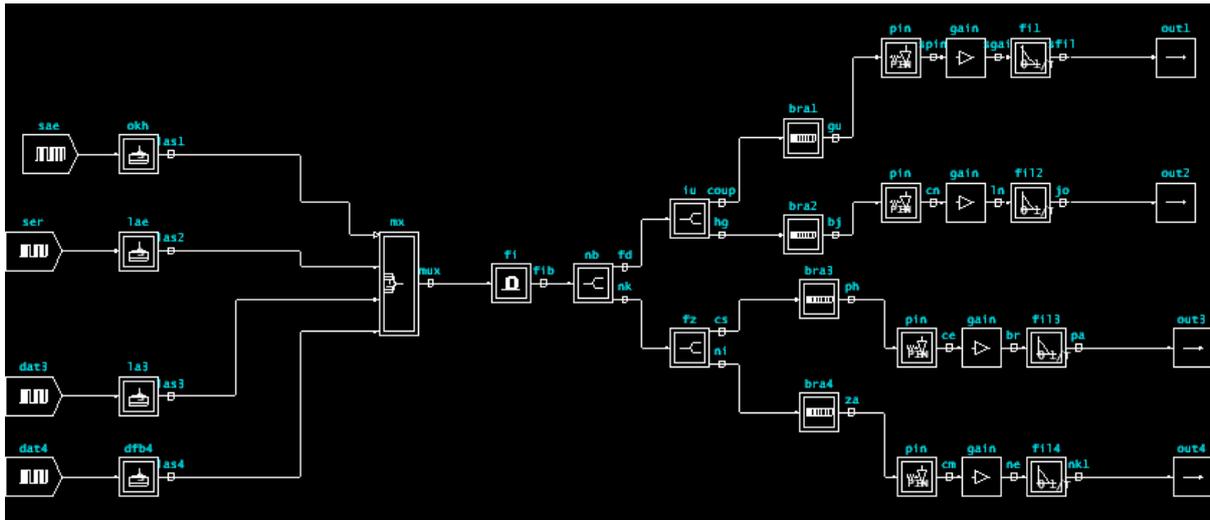


Figure (3.7)- Utilisation d'un réseau de Bragg dans une liaison WDM (COMSIS)

Applications	
Détecteurs	Température, pression
Lasers	Lasers semi conducteur à base de fibre de Bragg Stabilisation d'un laser à semi conducteur à cavité externe Lasers à fibre dopée erbium
Systèmes de communications	Compensation de la dispersion Réseaux multiplexés en longueur d'onde Multiplexeurs d'insertion/extraction Réflecteurs d'interférences Compression de l'impulsion Accordabilité en longueurs d'onde Amplificateurs Raman Amplification des impulsions chirpées

Tableau (3.1)- Applications des réseaux de Bragg [3.2]

III.8 Conclusion

La distribution du champ d'une fibre perturbée est décrite par la superposition des champs de modes de rayonnement d'une fibre non perturbée. Cette distribution varie avec la position à travers le réseau et elle est décrite par les équations des modes couplés. La fibre de Bragg est vue comme une fibre idéale, en ajoutant une certaine variation de l'indice (perturbation).

Les équations des modes couplés peuvent être résolues par différentes approches pour le calcul de la réponse spectrale réfléchie. On a choisi de présenter dans ce chapitre la méthode des matrices de transfert, parce que cette dernière est facile à comprendre et à implémenter dans un algorithme de calcul.

Les réseaux de Bragg trouvent beaucoup d'applications dans les systèmes de communications optiques, notamment dans les systèmes multiplexés en longueurs d'onde (WDM) et dans les modules de compensation de la dispersion chromatique. On va voir dans

le chapitre suivant que le réseau de Bragg à pas variable (chirpé) remplit bien ce rôle de compensation.

Chapitre IV

**COMPENSATION DE LA DISPERSION
CHROMATIQUE PAR LE RESEAU DE
BRAGG A PAS VARIABLE**

IV.1 Introduction

Ce dernier chapitre sera consacré à l'étude et la modélisation d'un réseau de Bragg à pas variable. L'application de ces réseaux comme compensateurs de la dispersion chromatique s'explique par le fait qu'ils présentent des caractéristiques très particulières (sélectivité spatiale, forte dispersion négative), que nous présenterons par la suite.

La modélisation d'un réseau de Bragg chirpé va servir à connaître aussi l'influence de l'apodisation sur la régularité du temps de groupe, et par conséquent sur la compensation de la dispersion de vitesse de groupe.

IV.2 Modélisation d'un réseau de Bragg à pas variable

La modélisation des réseaux de Bragg a été reportée par Weller-Borphy and Hall [4.1], basée sur l'analyse de Rouard [4.1]. Cette analyse, principalement basée sur la méthode des matrices, divise une seule période d'un réseau de Bragg en petites sections, et fait la sommation des champs électriques comme ils se propagent à travers la fibre perturbée.

Une fois la contribution d'une seule période est établie, l'effet cumulatif d'un nombre de périodes identiques est alors calculé. Afin de modéliser l'effet chirp, le réseau est divisé en plusieurs sections, chacune avec une période différente. Le calcul se fait pour chaque section du réseau, une boucle est implémentée dans l'algorithme pour varier à chaque fois la période de la section [4.1].

La **figure (4.1)** montre un réseau à pas variable, conçu à partir de N sections, chacune de longueur δl , avec une période de réseau Λ_n . La longueur de chaque section δl dépend de la longueur totale L du réseau et du nombre de sections [4.1].

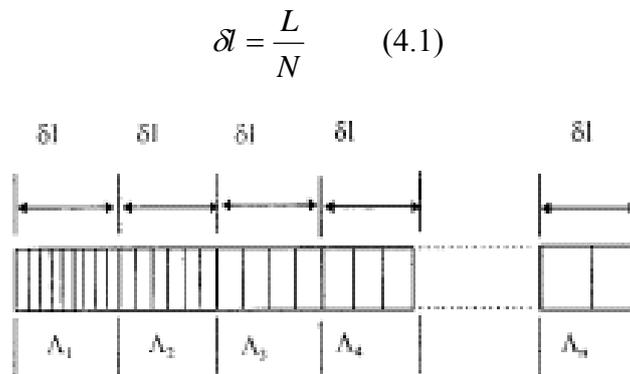


Figure (4.1)- schéma d'un réseau à pas variable, montrant N sections égales de longueur δl , avec une période différente [4.1]

Le choix du pas, $\delta\Lambda = \Lambda_2 - \Lambda_1$, dépend du chirp total, et du nombre de sections [4.1] :

$$\delta\Lambda = \frac{\Delta\lambda}{N} \quad (4.2)$$

Un réseau de Bragg chirpé (à pas variable) est un réseau qui possède une période variable. Il y a deux variables qui peuvent être changées pour obtenir un réseau chirpé à partir de l'équation $\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda$: Une première qui consiste à changer la période de Bragg ; une autre réside dans le changement de l'indice de réfraction le long de la direction de propagation de la fibre [4.2].

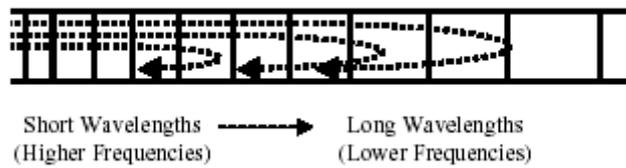


Figure (4.2)- Réseau de Bragg chirpé linéaire [4.2]

La figure (4.2) montre un réseau de Bragg chirpé linéaire. Dans ce cas, la période du réseau varie linéairement avec la position. Ceci fait que le réseau réfléchit différentes longueurs d'onde (ou fréquences) à chaque point à travers le réseau.

Le réseau à pas variable est modélisé par la théorie des modes couplés. L'indice de réfraction d'un réseau chirpé a pour expression [4.2] :

$$n(x, y, z) = \bar{n}(x, y, z) + \delta n(x, y, z) \cos\left(\frac{2\pi z}{A} + 2\int_0^z \phi(\xi) d\xi\right) \quad (4.3)$$

Où A est la période de Bragg, et $\Phi(\zeta)$ décrit la phase instantanée du réseau chirpé. Il n'existe pas de solutions analytiques pour les équations des modes couplés pour un réseau chirpé. Cependant, la méthode des matrices de transfert est utilisée pour résoudre ces équations.

La période est variée selon la direction z , alors la longueur d'onde de Bragg λ_b , à n'importe quel point, sera différente dans le réseau de Bragg.

En changeant l'indice de réfraction δn à travers la direction z a le même effet de changer la période le long de cette direction. Cela veut dire que la période optique est changée, alors que la période physique du réseau est fixe. Ces deux variables peuvent être émergées, et décrites par une seule variable [4.2].

La variation de la période de chaque section est faite par un changement en phase de la modulation d'indice de réfraction. La perturbation de l'indice est écrite comme une fonction sinusoïdale $\cos(Kz + \phi(z))$; avec K qui représente la pulsation ; donnée par [4.11] :

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (4.4)$$

Une position additionnelle dépend de la variation de la phase $\phi(z)$ afin de représenter la variation de la périodicité. Le chirp est vu comme une perturbation avec la variation la pulsation $\cos(K + \Delta K)(z)$.

La relation qui relie la période, Λ , et la pulsation K est [4.11] :

$$dK = -\frac{2\pi}{\Lambda^2} d\Lambda \quad (4.5)$$

Le taux de changement de la phase avec la distance le long du réseau, z , est [4.11] :

$$\frac{d\phi}{dz} = \Delta K \quad (4.6)$$

$$\frac{d\phi}{dz} = -\frac{2\pi}{\Lambda^2} d\Lambda \quad (4.7)$$

A partir de la condition de Bragg, $\lambda = 2 \times n_{eff} \times \Lambda$, l'équation (4.7) devient [4.11]:

$$\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} = -\frac{4\pi \times n_{eff} \times z}{\lambda_d^2} \times \frac{d\lambda_d}{dz} \quad (4.8)$$

Où $\frac{d\lambda_d}{dz}$ est le taux de changement de la longueur d'onde de conception avec la position dans le réseau. En substituant les équations (3.14) et (4.8) dans les équations des modes couplés, la solution du réseau chirpé est obtenue.

IV.3 Résultats de simulation d'un réseau chirpé linéaire

Nous avons conçu un programme sous MATLAB qui simule le réseau chirpé, en variant les paramètres caractéristiques de la matrice de transfert des sections du réseau. Le **tableau (4.1)** récapitule les paramètres de réseau pour la partie simulation.

Paramètres du réseau	Figure (4.3)	Figure (4.4)	Figure (4.5)	Figure (4.6)
Longueur de réseau (L)	0.7 (cm)	0.5 (cm)	1 (cm) 0.7 (cm) 0.5 (cm)	0.7 (cm)
Changement d'indice (δn)	0.0004	0.0004	0.0004	0.0002 0.0004 0.0006
Indice effectif (n_{eff})	1.447	1.447	1.447	1.447
Longueur d'onde de conception (λ_d)	1.550 (μm)	1.550 (μm)	1.550 (μm)	1.550 (μm)
Variable chirp ($d\lambda_d/dz$)	-1 (nm/cm) +1 (nm/cm)	-1 (nm/cm) -2 (nm/cm) -4 (nm/cm)	-1 (nm/cm)	-1 (nm/cm)

Tableau (4.1)- Paramètres de réseau chirpé simulé

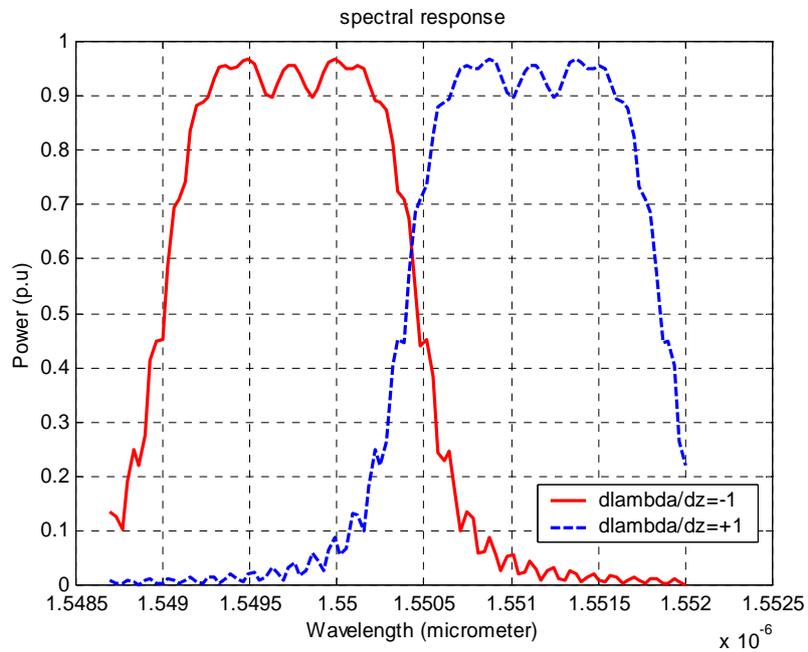
IV.3.1 Réseaux chirpés linéaires avec différentes variables chirp

La première simulation proposée est celle de deux réseaux avec des paramètres similaires, seulement le signe de la variable chirp $d\lambda_d/dz$ est opposé.

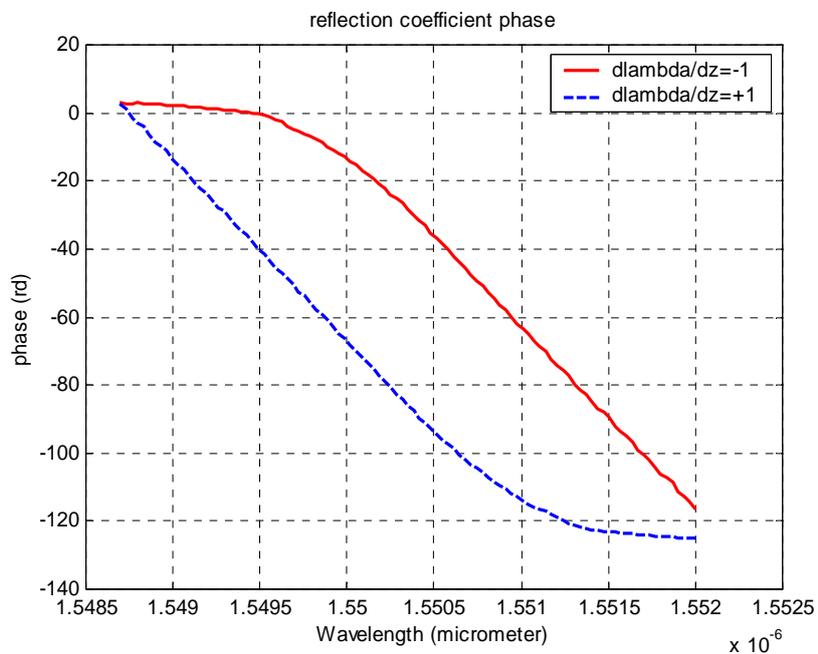
La **figure (4.3)** contient les résultats de simulation de la réflectivité, la phase et le délai de groupe. Si $d\lambda_d/dz$ est positive, la période du réseau chirpé augmente à travers la direction de propagation. D'une autre part, si $d\lambda_d/dz$ est négative la période du réseau diminue.

Dans la **figure (4.3) (a)**, on remarque que les réponses spectrales de ces deux réseaux sont décalées par rapport à la longueur d'onde de Bragg conçue (λ_d). Si $d\lambda_d/dz$ est négative, la longueur d'onde centrale du réseau se déplace vers la partie gauche (petites longueurs d'onde). Or, si $d\lambda_d/dz$ est positive, la longueur d'onde centrale du réseau se déplace vers la partie droite (grandes longueurs d'onde). On remarque aussi que les deux réponses spectrales présentent la même bande passante, mais dans des longueurs d'onde différentes.

La figure (4.3)(c) montre les délais de groupe de deux réseaux. Le délai de groupe est obtenu à partir de l'équation (3.31) .



(a)



(b)

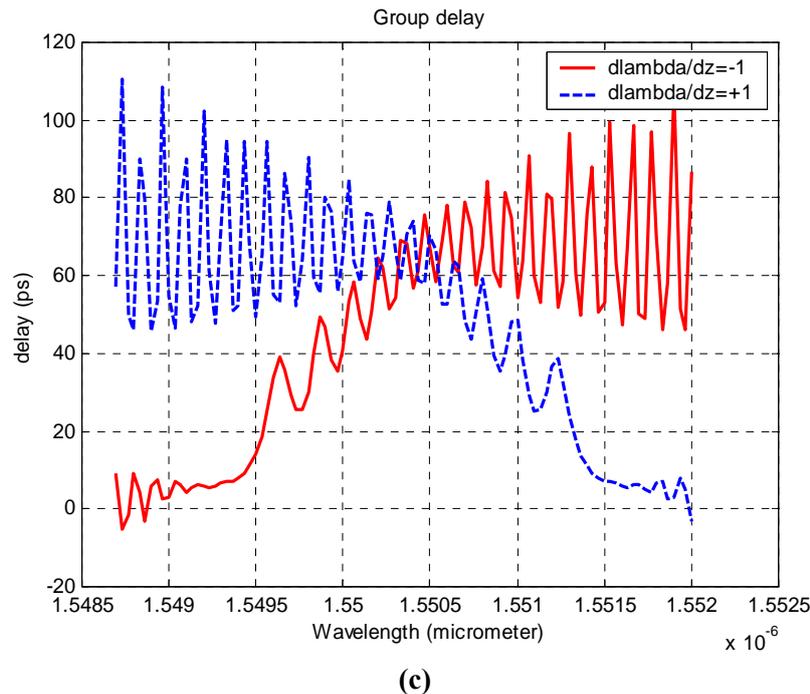
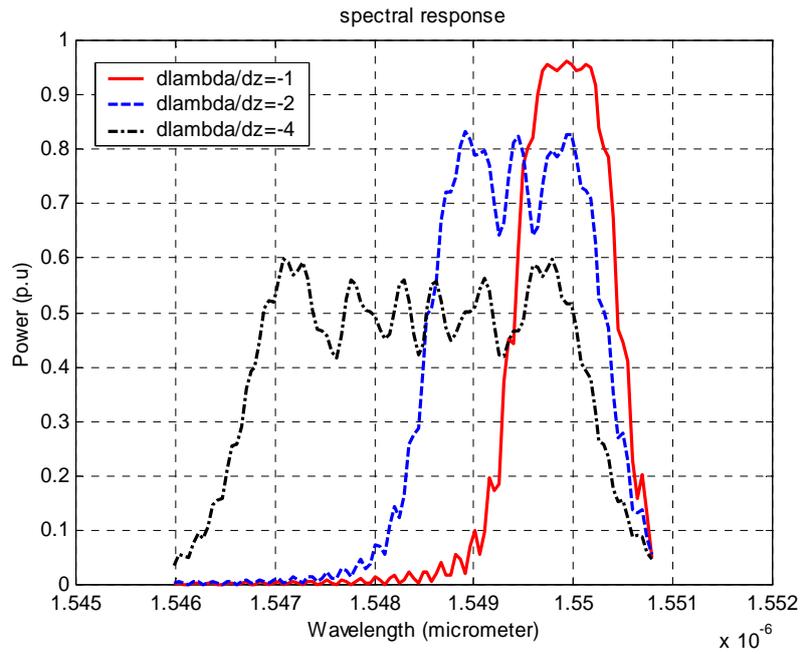


Figure (4.3)- Résultats de simulation de deux réseaux chirpés, avec deux valeurs de chirp égales, mais de signes opposés.

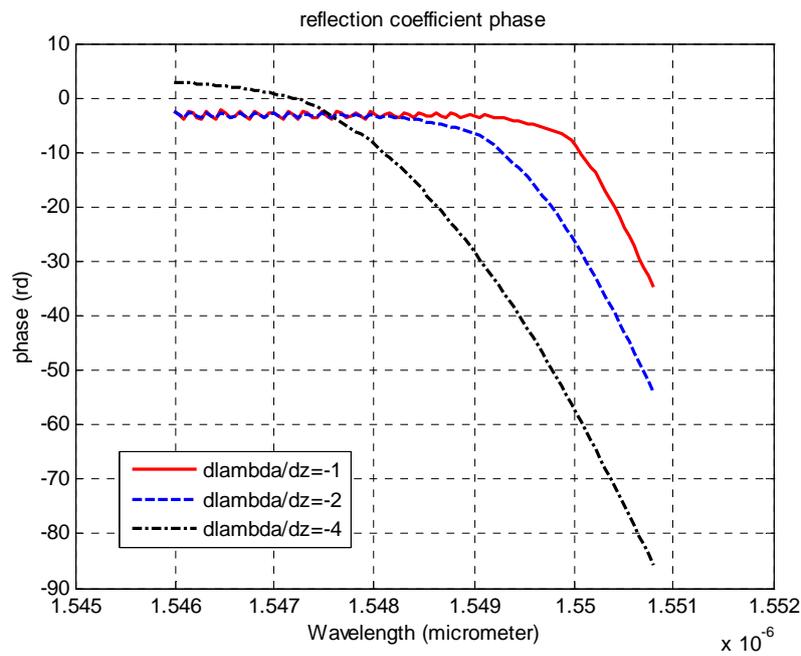
(a) réponse spectrale, (b) phase, (c) délai de groupe

La figure (4.4) (a) montre que la bande passante de la réponse spectrale augmente proportionnellement avec la valeur de la variable chirp $\frac{d\lambda_d}{dz}$. On remarque aussi que l'augmentation de la largeur de bande spectrale résulte en une réflectivité réduite en même temps.

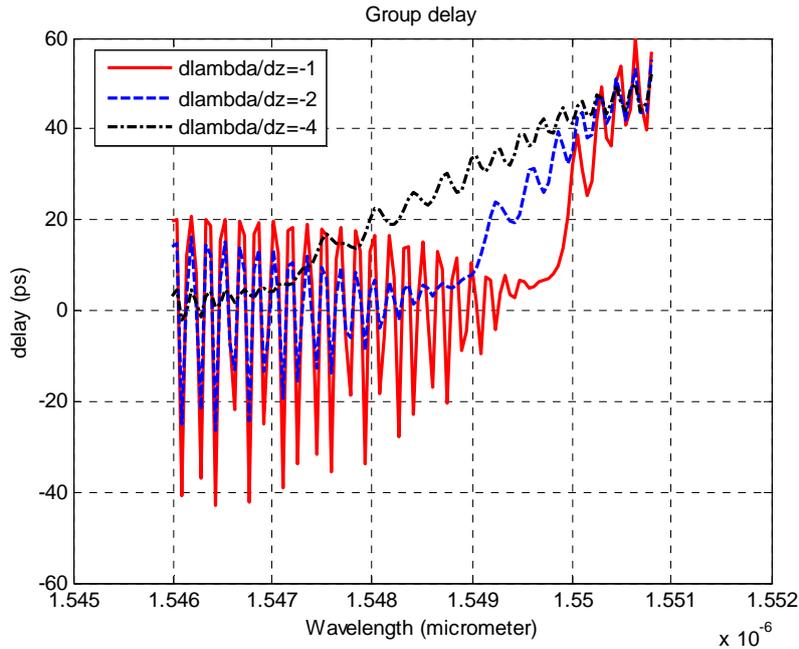
La figure (4.4) montre aussi que plus on augmente la valeur du chirp, plus les spectres des réseaux sont décalés par rapport à la longueur de Bragg.



(a)



(b)



(c)

Figure (4.4)- Résultats de simulation de trois réseaux chirpés, avec des valeurs de chirp différentes
(a) réponse spectrale, **(b)** phase, **(c)** délai de groupe

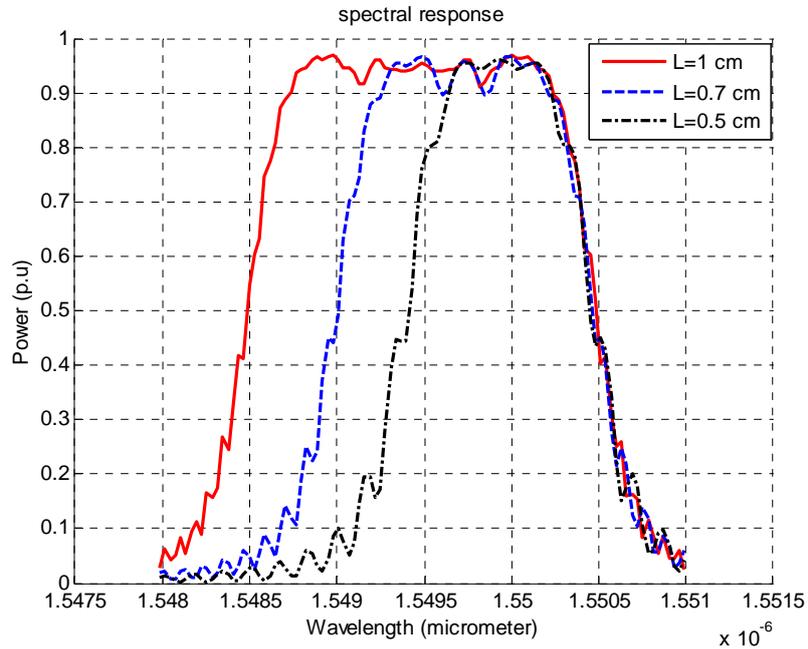
IV.3.2 Réseaux chirpés linéaires avec différentes longueurs

La **figure (4.5)** montre l'évolution de la réponse spectrale, la phase du coefficient de réflexion et le délai de groupe de trois réseaux chirpés possédant des longueurs (L) différentes et la même variable chirp ($\frac{d\lambda_d}{dz} = -1$).

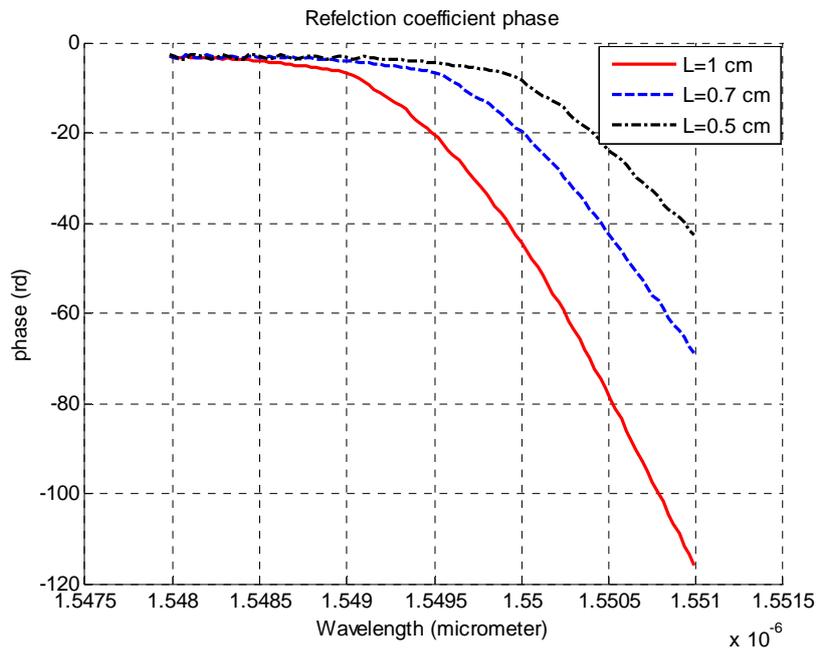
Avec ce choix de la valeur de chirp, le filtre sélectif de Bragg reste toujours autour de la longueur d'onde de conception voulue (λ_d).

Le maximum de réflectivité des trois réseaux est le même, alors que la longueur de la fibre de Bragg est croissante. A son tour, la bande passante croît proportionnellement avec la longueur de réseau.

On remarque aussi, d'après la **figure (4.5)**, que plus la largeur de bande spectrale augmente la phase du coefficient de réflexion présente des valeurs élevées ; ce qui augmente le délai de groupe. Cette propriété est exploitée par la suite dans la compensation de la dispersion chromatique qui est l'objet de notre de travail.



(a)



(b)

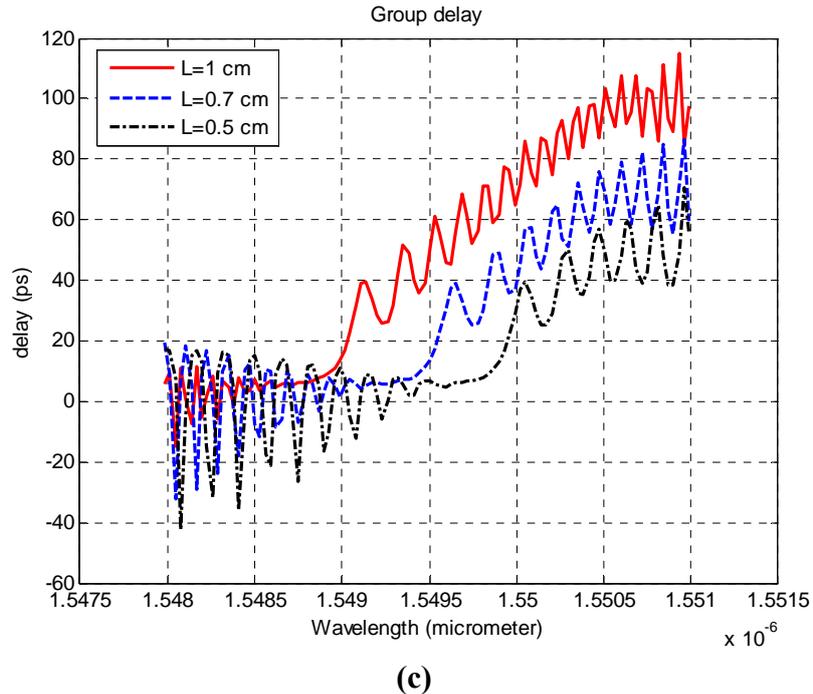


Figure (4.5)- Résultats de simulation de trois réseaux chirpés, avec des valeurs de longueurs différentes

(a) réponse spectrale, (b) phase, (c) délai de groupe

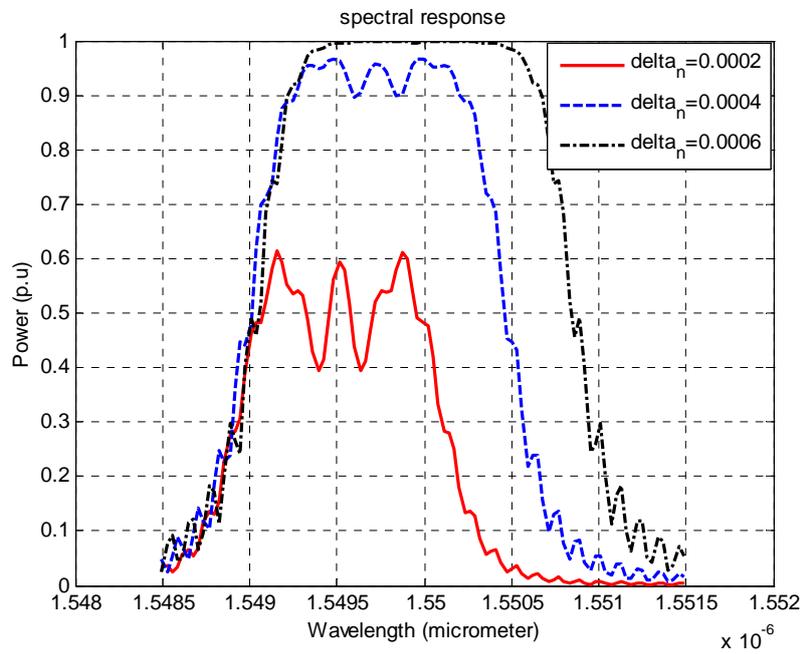
IV.3.3 Réseaux chirpés linéaires avec différentes variations de l'indice de réfraction

La **figure (4.6)** présente les résultats de simulation de trois réseaux chirpés présentant différentes valeurs de la variation de l'indice de réfraction (δn).

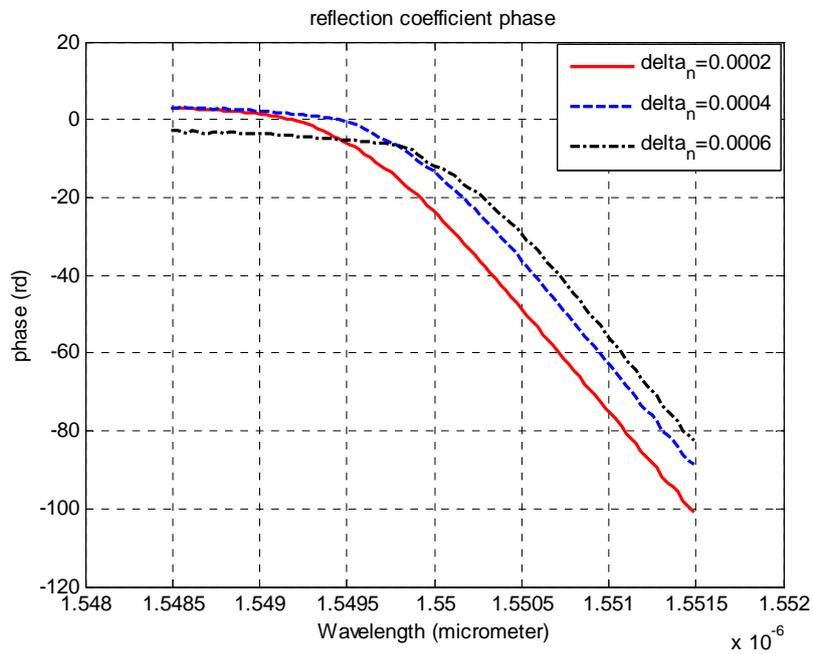
La réflectivité des réponses spectrales augmente avec l'augmentation des valeurs de variation de l'indice de réfraction (δn).

En même temps, on remarque une petite augmentation de la bande passante de chaque spectre. Dans cette simulation, la valeur de la variable chirp $\frac{d\lambda_d}{dz}$ est prise comme constante (-1).

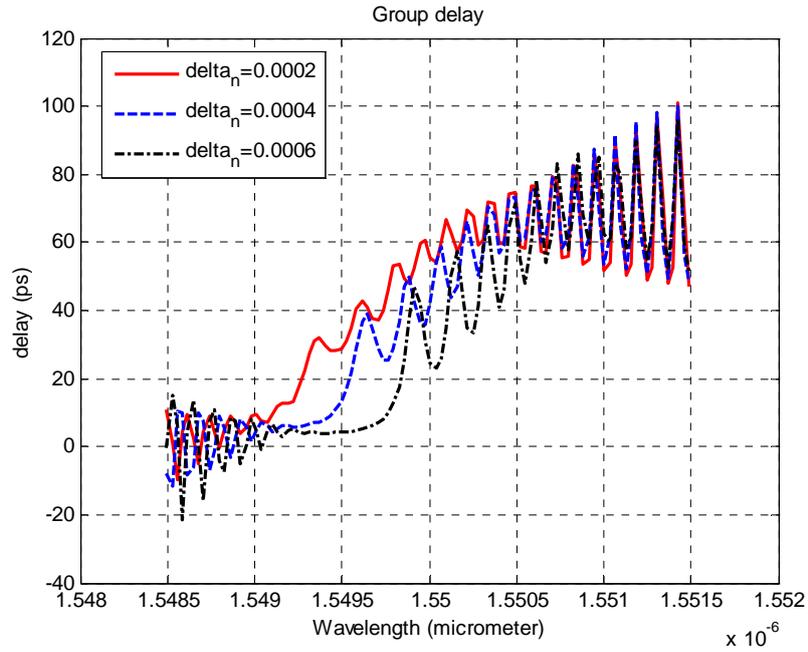
L'augmentation de la variation d'indice (δn) est limitée par la technologie de fabrication de réseau de Bragg. Cette variation peut seulement être changée dans une certaine bande limitée. On peut améliorer la réponse spectrale de ces réseaux en augmentant les longueurs de réseaux simulés comme il a été montré dans la **figure (4.5) (a)**.



(a)



(b)



(c)

Figure (4.6)- Résultats de simulation de trois réseaux chirpés, avec des valeurs de variation d'indice de réfraction différentes.

(a) réponse spectrale, (b) phase, (c) délai de groupe

On note que le nombre de sections pris durant toutes les simulations précédentes est de 150. La figure (4.7) montre le spectre de réflectivité d'un réseau à pas variable, en variant le nombre de sections de 5 à 200.

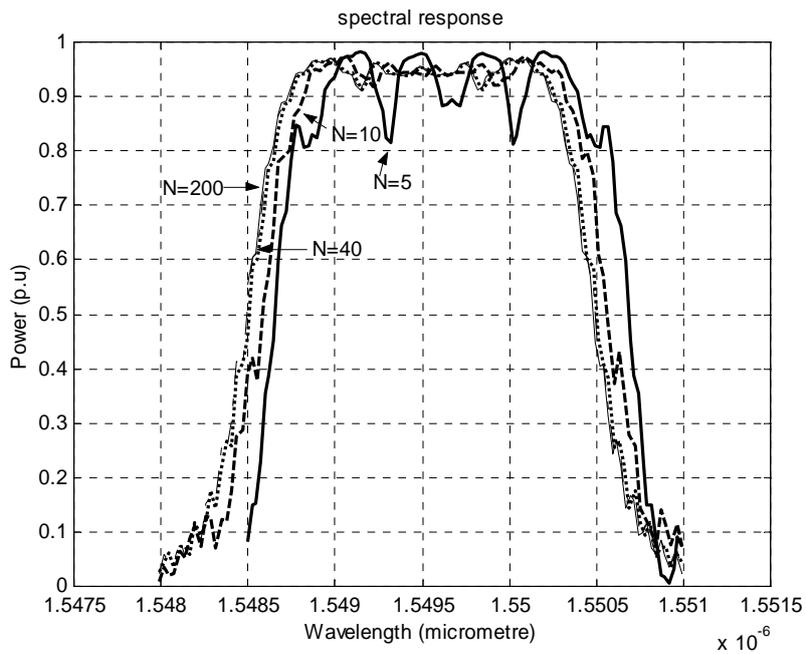


Figure (4.7)- Spectre de réflectivité de quatre réseaux de Bragg à pas variable pour différent nombre de sections (N=5, 10, 40,200) (paramètres de simulation : L=1 cm, $d\lambda_d/dz=-1$, $\delta n=0.0004$)

D'après la **figure (4.7)**, on remarque que en prenant un nombre de sections supérieur ou égal à 40, les ondulations disparaissent petit à petit sur le spectre de réflectivité. En augmentant le nombre de sections à partir de cette valeur ($N=40$), le spectre de réflectivité devient linéaire et il y aura suppression des lobes secondaires, ainsi le réseau de Bragg présente des valeurs importantes du délai de groupe et de la dispersion.

IV.4 Relation entre la réflectivité maximale et les coefficients du réseau chirpé

La réflectivité maximale est une variable très importante pour un réseau de Bragg chirpé. Elle est déterminée par la variable chirp, la variation de l'indice de réfraction et la longueur de réseau. Les résultats de simulation suivants vont montrer la relation entre la réflectivité de réseau et ses coefficients. L'importance d'étudier ces relations réside dans l'application de la fibre de Bragg dans les systèmes de communications, en occurrence la compensation de la dispersion chromatique issue d'une fibre de transmission.

IV.4.1 Réflectivité maximale et paramètre chirp

Pour certaines applications, le réseau chirpé est modélisé par un paramètre chirp, qui est donné par [4.2] :

$$\begin{aligned} F &= \frac{FWHM^2}{z^2} \times \phi(z) \\ &= -4\pi n_{eff} \frac{FWHM^2}{\lambda_d^2} \times \frac{d\lambda_d}{dz} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Où F est la mesure du changement de la période de réseau sur la totalité de la longueur de réseau, et $FWHM$ est la largeur totale à mi hauteur du profil de réseau [4.2].

A partir des équations (4.8) et (4.9), le terme de phase, dans l'équation (3.14), pour un réseau linéaire peut être représenté par un paramètre chirp F . La variation de la phase s'écrit comme suit [4.2] :

$$\frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz} = F \frac{z}{FWHM^2} \quad (4.10)$$

On peut dire que la variation de la phase dépend soit de la variable chirp $\frac{d\lambda_d}{dz}$, soit du paramètre chirp F . Ces deux paramètres peuvent être utilisés pour la résolution des équations

des modes couplés. Pour notre simulation la valeur de FWHM prise est égale à L (longueur totale de la fibre de Bragg).

La **figure (4.8)** montre la relation entre la réflectivité maximale et le paramètre chirp F . On remarque que la réflectivité diminue si le paramètre chirp diminue. La vitesse de la diminution est lente si on augmente la longueur de la fibre de Bragg.

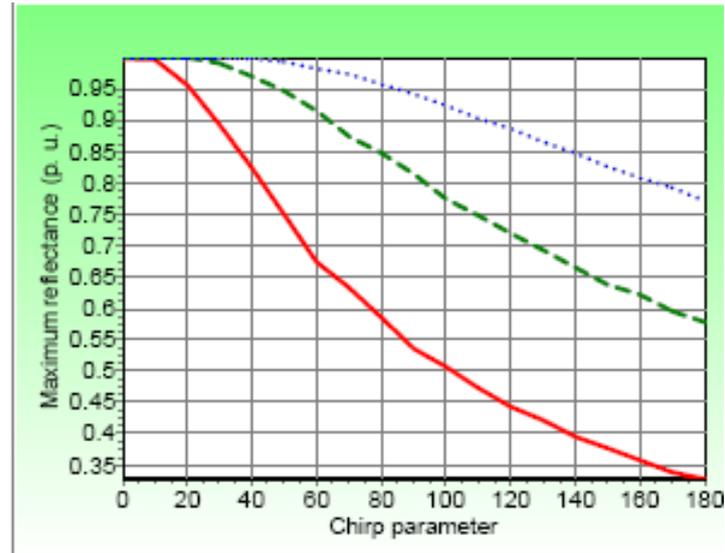


Figure (4.8)- Relation entre la réflectivité et le paramètre chirp F . Paramètres de simulation : $L=10000 \mu\text{m}$ (ligne rouge continue), $L=15000 \mu\text{m}$ (ligne verte en traits), $L=20000 \mu\text{m}$ (ligne bleue en points tillés). $n_{\text{eff}}=1.447$, $\delta n=0.0002$, $\lambda_D=1.55 \mu\text{m}$ [4.2]

IV.4.2 Réflectivité maximale et longueur de réseau

La **figure (4.9)** montre la relation entre la réflectivité et la longueur de la fibre de Bragg. La puissance optique de la réflectivité augmente si la longueur de réseau augmente, jusqu'à atteindre la saturation. On peut obtenir ce taux de saturation de la réflectivité, rapidement, si le paramètre chirp F est petit.

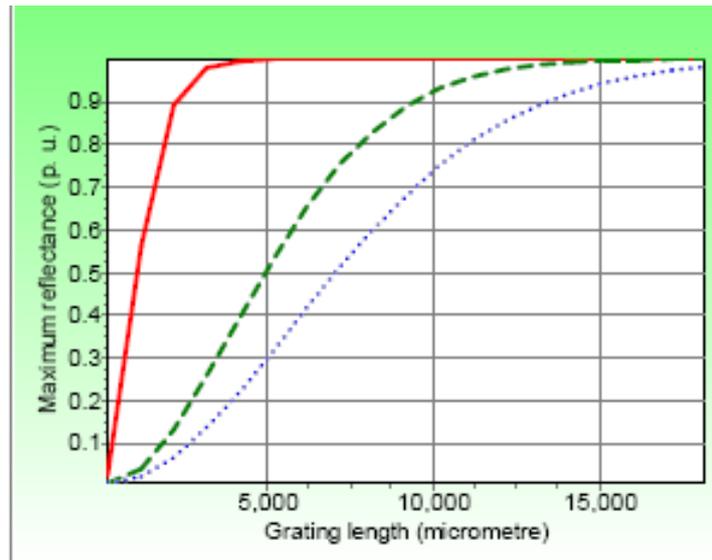


Figure (4.9)- Relation entre la réflectivité et la longueur de réseau. Paramètres de simulation : $F=0$ (ligne rouge continue), $F=100$ (ligne verte en traits), $F=200$ (ligne bleue en points tillés). $n_{\text{eff}}=1.447$, $\delta n=0.0004$, $\lambda_D=1.55 \mu\text{m}$ [4.2]

IV.4.3 Réflectivité maximale et variation de l'indice de réfraction

La **figure (4.10)** montre la relation entre la réflectivité et le changement de l'indice de réfraction δn . La réflectivité de réseau augmente vis-à-vis de la variation croissante du changement d'indice.

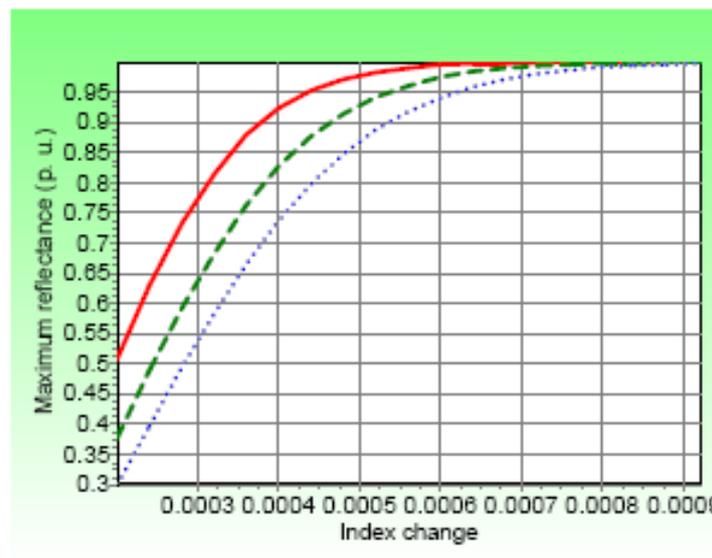


Figure (4.10)- Relation entre la réflectivité et la variation d'indice de réfraction. Paramètres de simulation : $F=100$ (ligne rouge continue), $F=150$ (ligne verte en traits), $F=200$ (ligne bleue en points tillés). $L=10000 \mu\text{m}$, $n_{\text{eff}}=1.447$, $\lambda_D=1.55 \mu\text{m}$ [4.2]

IV.5 Compensation de la dispersion chromatique par le réseau de Bragg chirpé

IV.5.1 Introduction

La limitation majeure actuelle dans un lien optique est la transmission à travers de longues distances. On a vu dans le chapitre II qu'une impulsion de courte durée est très vulnérable au phénomène de dispersion chromatique, parce que, plus une impulsion est courte plus son spectre est large ; ce qui provoque un étalement spectrale lors de la transmission. Or, les impulsions transmises se chevauchent, et il y aura par la suite des erreurs lors de la récupération du signal lumineux en réception.

Généralement, on utilise deux méthodes pour la compensation de la dispersion. La première consiste à placer une fibre compensatrice (DCF) après une fibre de transmission (SMF). La DCF permet de compenser la dispersion induite par la fibre SMF en appliquant une phase opposée. Or, cette fibre possède une dispersion négative (généralement -80 ps/nm/km).

Cette technique présente néanmoins plusieurs inconvénients : des pertes linéiques non négligeables (en particulier pertes aux courbures), atténuation du signal importante, des effets non linéaires augmentés (dus à la réduction de la taille de mode), un encombrement important et une dispersion non continûment accordable [4.10].

Depuis plusieurs décennies, les réseaux ont été très utilisés dans la correction de la dispersion chromatique. Winful proposait une application d'un filtre réseau à base de fibre pour la correction d'un chirp non linéaire, dans le but de compresser une impulsion lors d'une transmission à travers le réseau [4.3].

Il a été suggéré que puisque ces réseaux présentent une dispersion de vitesse de groupe (GVD) négative, on peut donc les utiliser comme compensateurs, mais en variant leur pas. La fibre de Bragg chirpée est un exemple de ces réseaux. L'utilisation de ce compensateur dans les systèmes de communication optiques a été proposée pour la première fois par F. Ouelette [4.3].

Dans la partie [IV.1] nous avons vu que le réseau de Bragg chirpé est en fait un filtre interférométrique, dont la réflectivité et la bande passante dépendent fortement des paramètres de réseau (variable chirp, longueur, variation d'indice). La compensation par ce type de réseau se fait dans une bande spectrale bien définie.

IV.5.2 caractéristiques d'un réseau à pas variable (chirpé)

La **figure (4.11)** montre le schéma d'un réseau chirpé, de longueur L_g et d'une bande chirp $\Delta\lambda_{chirp}$. D'après cette figure, on note que la variation de la période est en relation avec la bande chirp de réseau, elle s'écrit comme suit [4.3] :

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_{chirp} &= 2 \times n_{eff} \times (\Lambda_{long} - \Lambda_{short}) \\ \Delta\lambda_{chirp} &= 2 \times n_{eff} \times \Delta\Lambda_{chirp} \quad (4.11) \end{aligned}$$

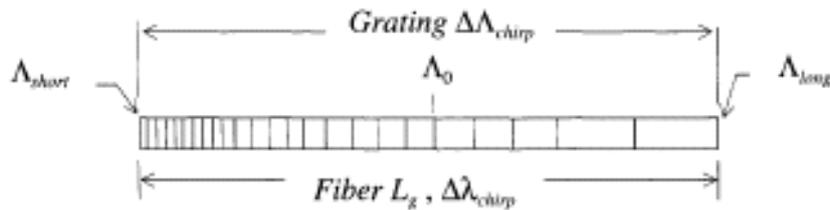


Figure (4.11)- Réseau chirpé [4.3]

La réflexion subite par un réseau chirpé est en fonction de la longueur d'onde. Alors, la lumière entrante dans un réseau positif (période croissante de l'entrée vers la sortie) subit un délai τ en réflexion, qui s'écrit comme suit [4.3] :

$$\tau(\lambda) = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\Delta\lambda_{chirp}} \frac{2L_g}{V_g} \quad \text{pour : } 2 \times n_{eff} \times \Lambda_{short} < \lambda < 2 \times n_{eff} \times \Lambda_{long} \quad (4.12)$$

Où λ_0 est la longueur d'onde de Bragg et V_g est la vitesse de groupe.

Un réseau de Bragg chirpé permet de disperser la lumière en introduisant un délai maximum de $\tau_{max} = \frac{2L_g}{V_g}$, entre la plus longue et la plus courte longueur d'onde réfléchie.

Cette dispersion est assez importante qu'elle puisse être utilisée pour compenser la dispersion chromatique qui dégrade la qualité de transmission dans les systèmes à base de fibre optique.

A $\lambda=1550$ nm, le délai de groupe τ en réflexion est égale à 10 nsec/m. Alors un réseau d'un mètre de longueur, avec une bande de 1 nm, va procurer une dispersion de 10 nsec/nm [3.3].

Un facteur important qui caractérise les éléments compensateurs de la dispersion réside dans la figure de mérite. Il existe plusieurs paramètres qui agissent sur la performance

des réseaux à pas variables pour la correction de l'élargissement temporel ; parmi lesquels : la bande passante et la dispersion [3.3]. On rappelle qu'un réseau de Bragg chirpé possède une largeur de bande limitée dans laquelle la dispersion est utile.

IV.5.3 Compensation de la dispersion chromatique

Considérant la propagation d'une impulsion optique dans la direction « +z » avec une vitesse de groupe V_g .

L'amplitude de l'impulsion $A(z,\tau)$, avec une amplitude normalisée $U(z,\tau)$, est décrite comme suit [4.3] :

$$A(z,\tau) = \sqrt{P_{in}} U(z,\tau) e^{-\frac{\alpha_1 \times z}{2}} \quad (4.13)$$

Avec : α_1 le coefficient d'atténuation de la fibre, P_{in} la puissance d'entrée.

On définit une variable temporelle locale normalisée par rapport à la largeur de l'impulsion initiale, elle s'écrit comme suit [4.3] :

$$\tau = \frac{1}{T_0} \left(t - \frac{V_g}{z} \right) \quad (4.14)$$

Pour une impulsion gaussienne avec une largeur de $1/e$ par rapport à la durée T_0 , l'amplitude normalisée est [4.3] :

$$U(0,T) = e^{-\frac{T^2}{2T_0^2}} \quad (4.15)$$

La transmission dans un système dispersif linéaire affecte l'impulsion, mais celle-ci garde sa forme. L'effet de l'élargissement est relié à la largeur de l'impulsion initiale [4.3].

$$\left(\frac{T_1}{T_0} \right)^2 = 1 + \frac{z}{L_D} \quad (4.16)$$

La longueur de dispersion L_D est fonction de la largeur de l'impulsion et la dispersion de vitesse de groupe (GVD) de la fibre de transmission, β_2 . Elle s'écrit comme suit [4.3] :

$$L_D = \frac{T_0^2}{\beta_2} \quad (4.17)$$

En combinant les équations (4.16) et (4.17), on aura [4.3] :

$$\left(\frac{T_1}{T_0} \right)^2 = 1 + \frac{z \times \beta_2}{T_0^2} \quad (4.18)$$

Comme la dispersion dans un système linéaire est additive, on va modifier le paramètre GVD, β_2 , en ajoutant la dispersion du réseau de Bragg chirpé, mais dans la bande spectrale de l'impulsion issue de la fibre de transmission. L'équation (4.18) devient :

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2 = 1 + \frac{\beta_2}{T_0^2} \times z + \frac{\beta_g}{T_0^2} \times L_g \quad (4.19)$$

Où β_g est la dispersion de la vitesse de groupe du réseau chirpé, de longueur L_g . On note que la dispersion de la fibre de transmission « D_f » est relié au paramètre β_2 , par [4.3] :

$$\beta_2 = \frac{\lambda^2}{2\pi c} \times D_f \quad (4.20)$$

Une expression similaire relie la dispersion du réseau D_g à la dispersion de vitesse de groupe, β_g , mais avec un signe dépendant du signe de pas de réseau. L'équation (4.19) devient alors [4.3] :

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2 = 1 + 2\pi c \times \frac{\Delta\lambda^2}{\lambda^2} (D_f \times z + D_g \times L_g) \quad \text{pour } \Delta\lambda \leq \Delta\lambda_{chirp} \quad (4.21)$$

Dans l'équation (4.14) on a utilisé la relation entre la largeur temporelle de l'impulsion et sa largeur spectrale ($\delta\omega T_0=1$).

On note que la compensation de la dispersion est seulement valide dans la bande spectrale de réseau. Si la bande passante de l'impulsion est plus large, l'expression (4.14) devient [4.3] :

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2 = 1 + \frac{2\pi c}{\lambda^2} (\Delta\lambda^2 \times D_f \times z + \Delta\lambda_{chirp}^2 \times D_g \times L_g) \quad \text{pour } \Delta\lambda > \Delta\lambda_{chirp} \quad (4.22)$$

La condition pour une compression parfaite de l'impulsion après passage à travers le réseau chirpé est : $D_f \times z = -D_g \times L_g$. L'élément compensateur doit donc fournir une dispersion négative.

On peut maintenant définir la figure de mérite (FOM) pour la bande spectrale de réseau. Le rapport maximum de la compression qu'on peut atteindre est [4.3] :

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^2 = 1 + \frac{2\pi c}{\lambda^2} (\Delta\lambda_{chirp}^2 \times D_g \times L_g) = 1 + M^2 \quad (4.23)$$

Si on considère que la dispersion D_g est égale à $10 \text{ nsec/m}/\Delta\lambda_{\text{chirp}}$. On peut redéfinir l'équation (4.23) sous la forme [4.3] :

$$M^2 = 1 + \frac{2\pi c}{\lambda^2} (\Delta\lambda_{\text{chirp}} \times L_g \times 10^{-8}) \quad (4.24)$$

Par exemple, un réseau de 1 mètre de longueur avec une largeur de bande de 10 nm possède un taux de compression M égale à 280. Ça veut dire qu'on peut compresser une impulsion affectée 280 fois pour la rendre à son état initial (avant propagation). Pour une compression optimale, il faut que la largeur de bande de l'impulsion soit égale à celle du réseau chirpé.

On remarque que la valeur de M est proportionnelle à la racine carrée de la longueur de réseau L_g et à la bande spectrale $\Delta\lambda_{\text{chirp}}$. La **figure (4.12)** montre la relation entre la figure de mérite et la bande spectrale de réseau [4.3].

Alors, on peut tirer à partir de l'équation (4.23) que le taux d'élargissement pour lequel l'impulsion est compensée est :

$$\Delta T^2 = T_1^2 - T_0^2 = M^2 \quad (4.25)$$

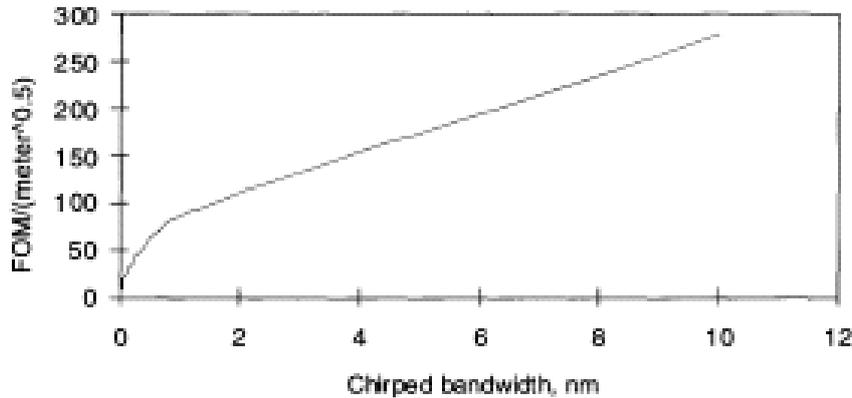


Figure (4.12)- Dépendance du taux de compression vis-à-vis de la largeur de bande de réseau [4.3]

La **figure (4.13)** montre un schéma synoptique d'une liaison optique. Lors du passage d'une impulsion lumineuse à travers une fibre de transmission (SMF), on remarque qu'elle subit un étalement spectral, d'où la nécessité d'utiliser un réseau de Bragg chirpé.

L'extraction du signal compensé nécessite l'utilisation d'un circulateur (polariseur) qui détermine essentiellement les pertes du module complet (typiquement 2 dB) [4.10]. Par conséquent, les hautes longueurs d'ondes vont être réfléchies à l'entrée du réseau, alors que les courtes longueurs d'ondes vont être réfléchies plus tard. Cette fibre de Bragg à pas variable introduit des délais différents pour différentes fréquences. Le circulateur redirige les

impulsions lumineuses compressées vers le bloc de réception pour l'extraction du signal information de l'enveloppe optique.

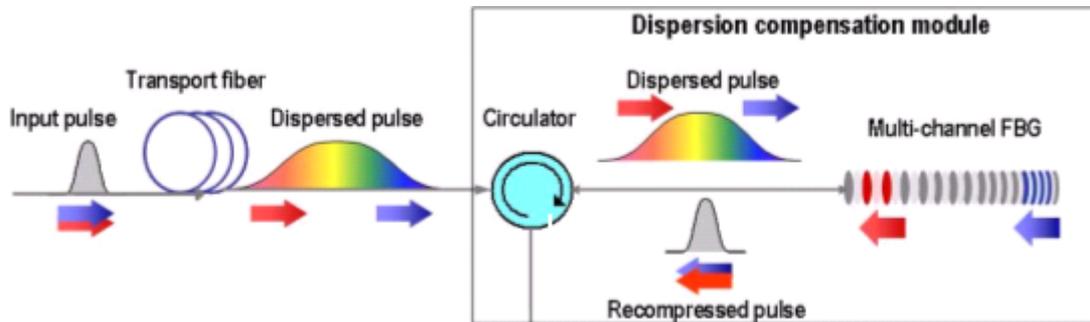
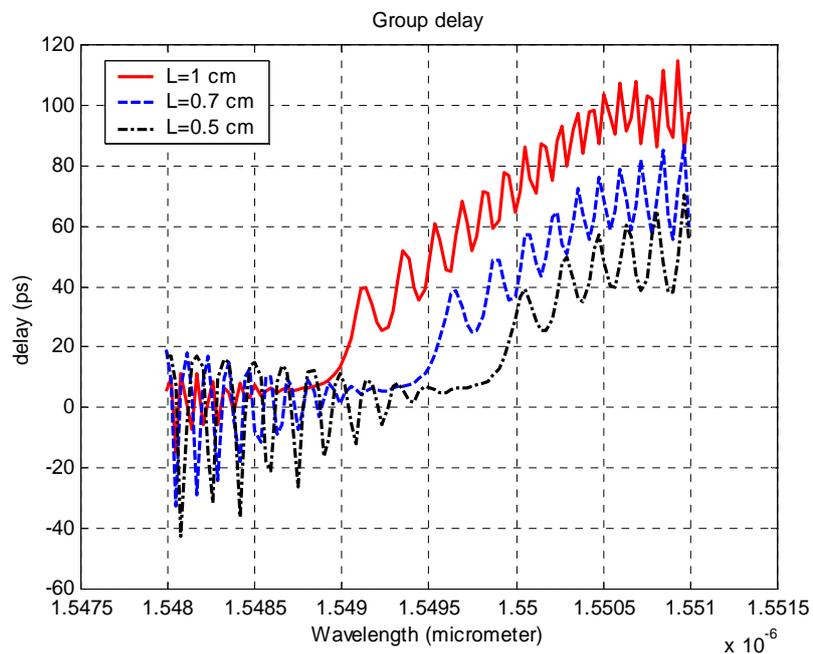


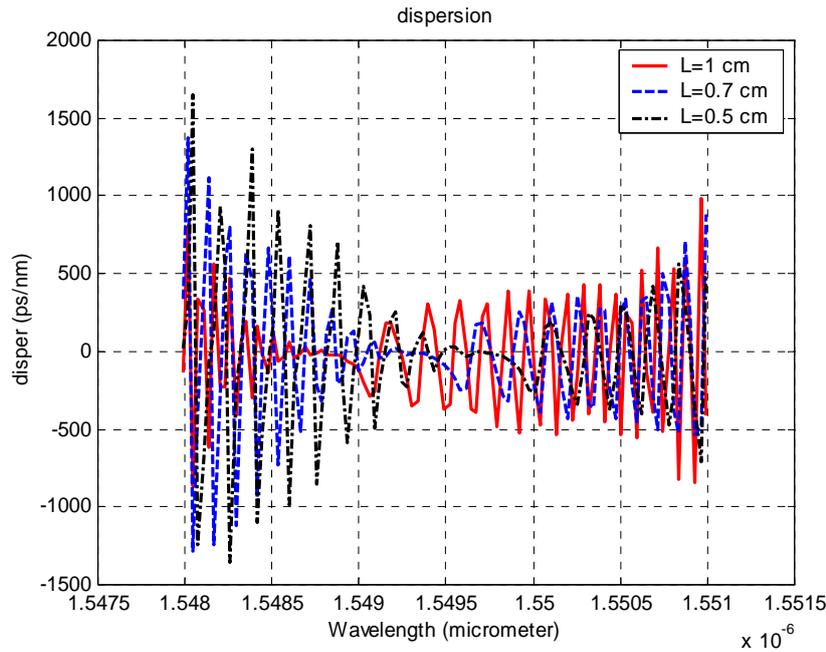
Figure (4.13)- Utilisation d'une fibre de Bragg compensatrice dans une liaison optique [4.9]

IV.5.4 Etude d'un réseau à pas variable apodisé pour la compensation de la dispersion chromatique

Les résultats de simulations obtenues dans la partie (IV.2), concernant un réseau chirpé, nous ont amené à tirer quelques remarques. La réponse spectrale et le délai de groupe d'un réseau à pas variable présentent en fait des rides ou ondulations (ripples –en Anglais-).



(a)



(b)

Figure (4.14)- Résultats de simulation de la dispersion chromatique de trois réseaux chirpés, avec des longueurs différentes

La **figure (4.14)** montre bien des fluctuations sur l'allure des différents délais de groupe et de dispersions, et ceci est dû à des faibles réflexions parasites aux faces et le long du réseau [4.4].

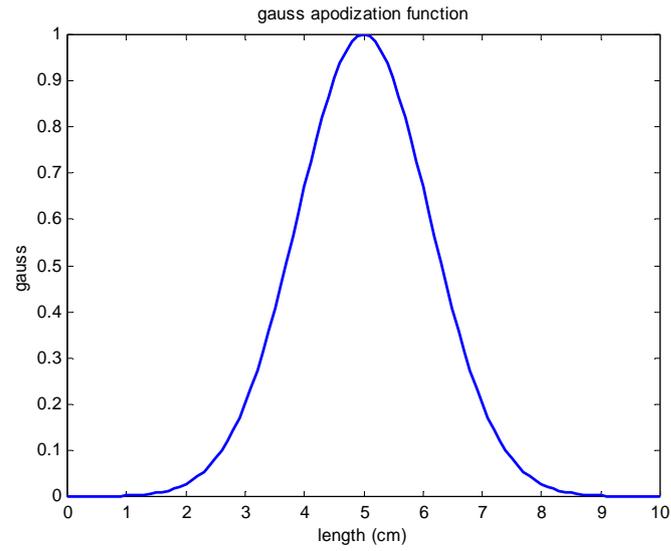
Il est possible d'identifier deux conséquences de ces fluctuations gênantes pour les systèmes de transmission optiques à haut débit [4.4] : une compression incomplète du signal déformé, i.e, une compensation médiocre de la dispersion cumulée, et une génération des lobes secondaires dans le profil du spectre, occasionnant des interférences inter symbole. Les rides présentes dans le délai de groupe sont dues aux défauts présents dans le réseau (variation périodique de l'indice) et aussi au non apodisation de l'amplitude de la modulation. Pour remédier à ces problèmes, on réalise une apodisation de réseau chirpé. Cette solution consiste à varier le coefficient de couplage [4.5].

Reprenant l'expression du coefficient de couplage $k(z)$, qui s'écrit comme suit [4.2] :

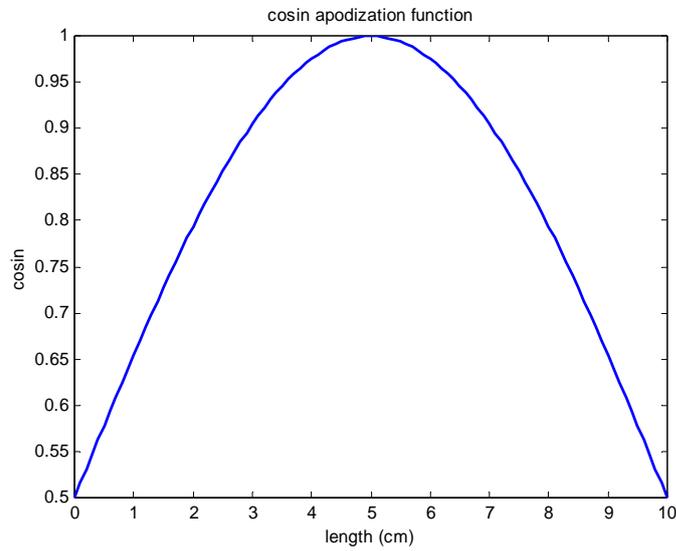
$$k(z) = \frac{\pi}{\lambda} \delta n(z) g(z) v \quad (4.26)$$

Dans le cas d'un réseau chirpé non apodisé la fonction d'apodisation $g(z)$ est égale à 1, pour $z \in [0, L]$.

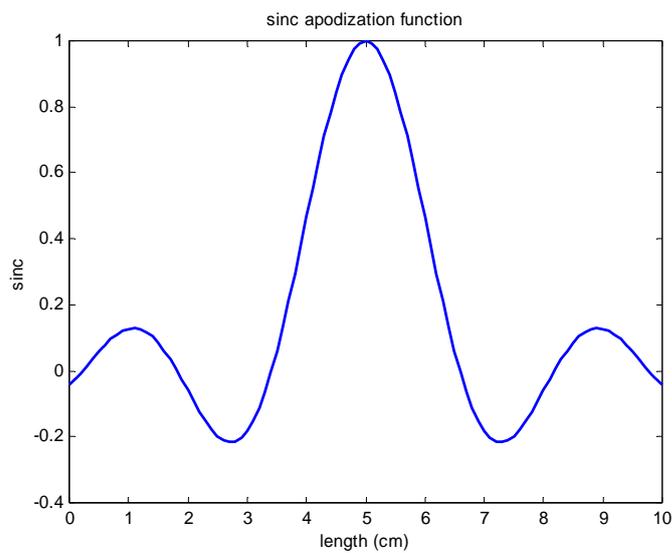
Pour réaliser l'apodisation, il faut choisir une fonction d'apodisation. On note qu'il existe plusieurs fonctions, et chacune désigne un profil (gaussien, cosinus, sinus cardinal, **figure (4.15)**).



(a)

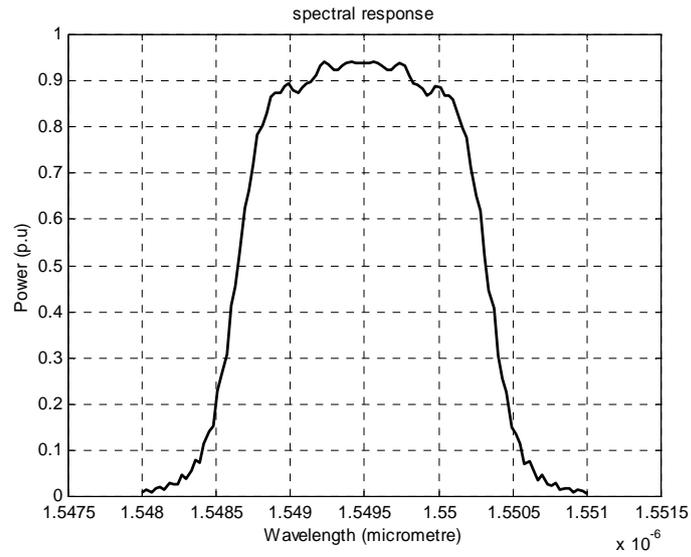


(b)

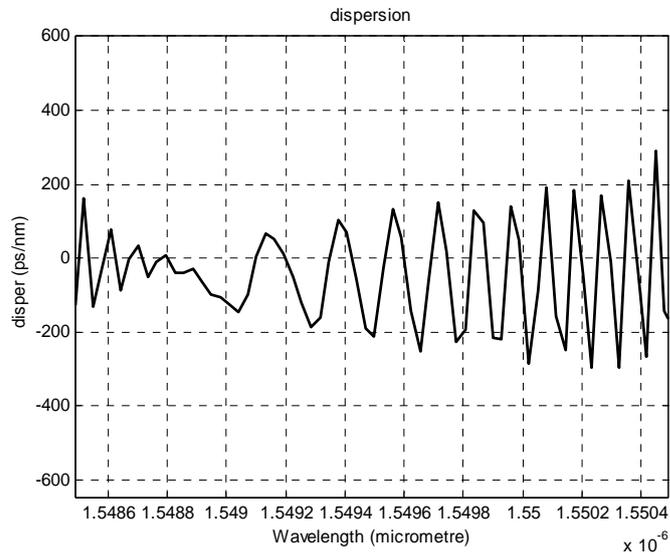


(c)

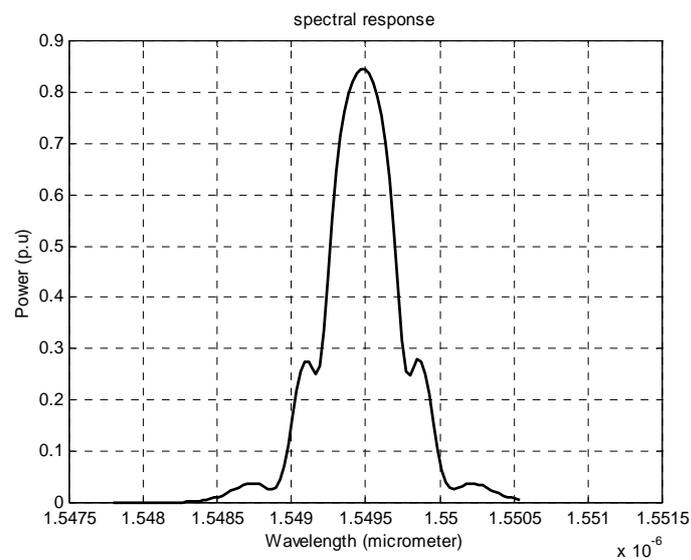
Figure (4.15)- Fonctions d'apodisation (a) gaussienne, (b) cosinus, (c) sinus cardinal



(a)



(b)



(c)

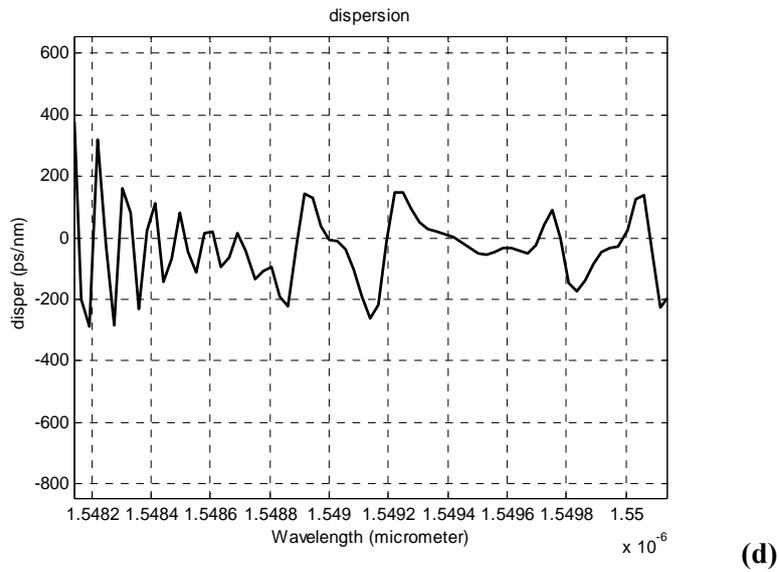


Figure (4.16)- Réseaux à pas variable apodisés **(a)** spectre de réflectivité (cosinus), **(b)** dispersion (cosinus), **(c)** spectre de réflectivité (sinus cardinal), **(d)** dispersion (sinus cardinal) (Paramètres de simulation : $L=1$ cm, nombre de section : 150, $\delta n_{\text{eff}}=0.0004$, $\lambda_d=1.55$ μm , $d \lambda_d/dz=-1$)

La **figure (4.16)** montre le spectre de réflectivité et la dispersion de deux réseaux de Bragg chirpés, à deux couplages variables : cosinus et sinus cardinal. On remarque tout d’abord que les spectres de réflectivité prennent la forme des fonctions d’apodisation appliquées. L’allure de la dispersion obtenue dans les deux cas de figure présente des fluctuations ; la dispersion est tantôt positive, tantôt négative. On remarque aussi l’apparition des lobes secondaires dans le spectre de réflectivité d’un réseau apodisé en sinus cardinal. On peut dire que ces deux types de couplage ne permettent pas de faire une bonne compensation de la dispersion, parce que l’allure de la dispersion n’est pas linéaire et décroissante.

Dans notre programme de simulation, nous avons implémenté une fonction de profil gaussien qui est définie comme suit [4.2] :

$$g(z) = \exp \left[-\alpha \left(\frac{z - \frac{L}{2}}{L} \right)^2 \right] \text{ pour } z \in [0, L] \quad (4.27)$$

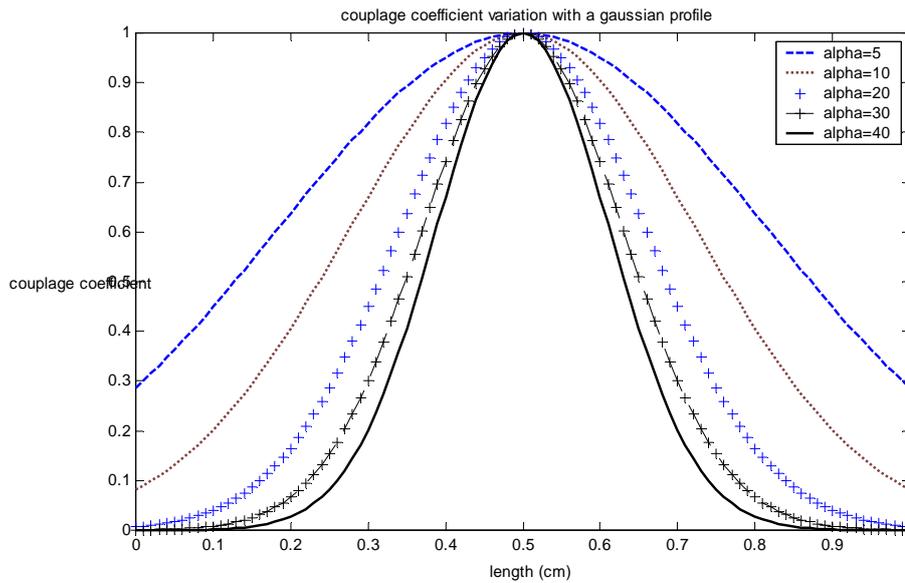


Figure (4.17)- Variation gaussienne du coefficient de couplage pour différentes valeurs de α

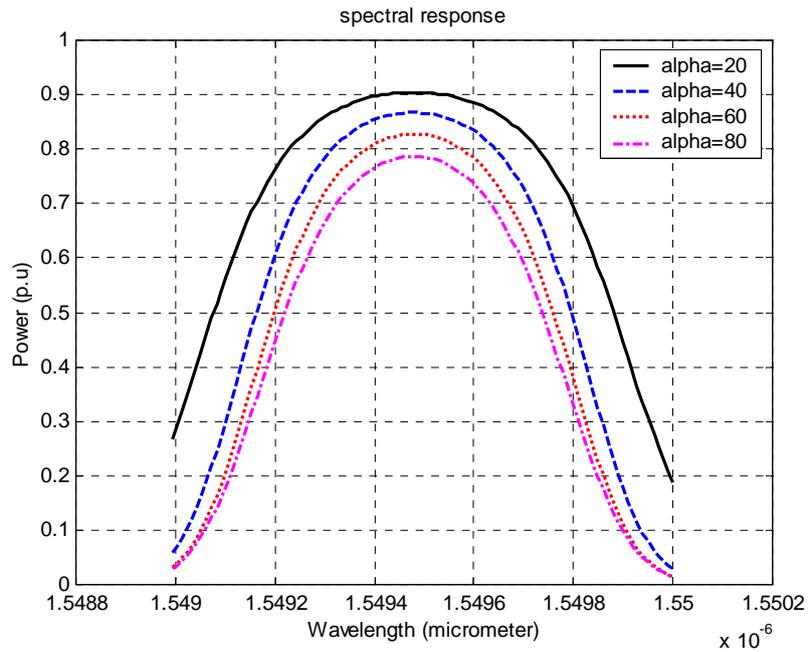
Suivant le paramètre de Gauss α , le profil est plus ou moins étroit. On peut obtenir de cette façon des spectres plus ou moins étroits (**figure (4.17)**). Comme la modulation de l'indice est générée par le profil du réseau, on peut dire que le profil même du réseau présente une variation de type gaussienne. La transformée de Fourier d'une gaussienne étant une gaussienne, alors le spectre en réflexion prendra une forme gaussienne [4.5].

Pour réaliser une bonne compensation il faut que les composants utilisés possèdent une large bande spectrale, et des caractéristiques linéaires du délai de groupe et de la dispersion. Mais il sera difficile d'obtenir ces deux conditions simultanément, en utilisant un réseau de Bragg à pas variable apodisé. Nous allons voir dans la partie suivante la relation entre la fonction d'apodisation gaussienne et les paramètres caractéristiques du réseau chirpé.

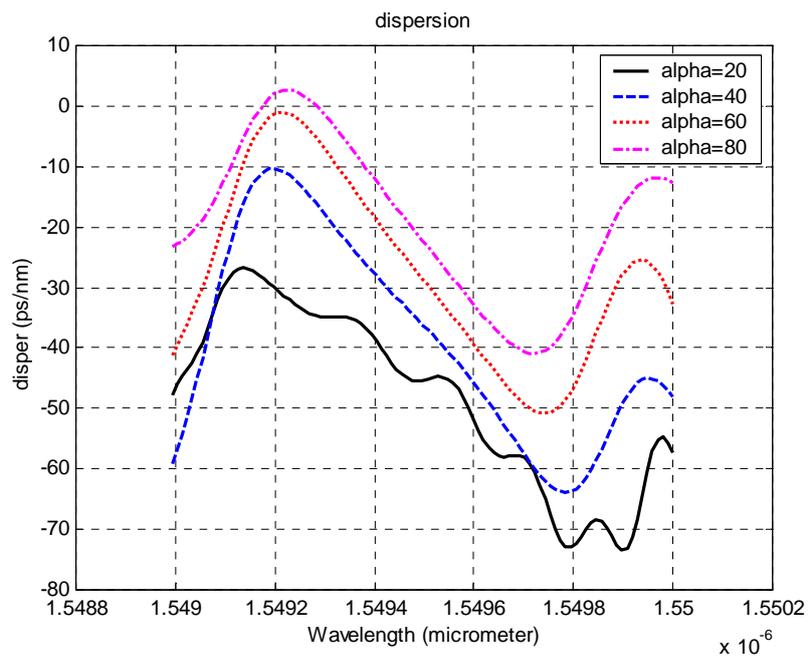
IV.5.4.1 Optimisation de la fonction d'apodisation gaussienne pour la compensation de la dispersion

La **figure (4.18)** montre le spectre de réflectivité et la dispersion de quatre réseaux chirpés apodisés, présentant quatre valeurs de la fonction d'apodisation ($\alpha=20, 40, 60$ et 80).

D'après ces figures on remarque que plus on augmente la valeur de α , plus la courbe de la dispersion devient linéaire et décroissante dans la bande passante du spectre de réflectivité.



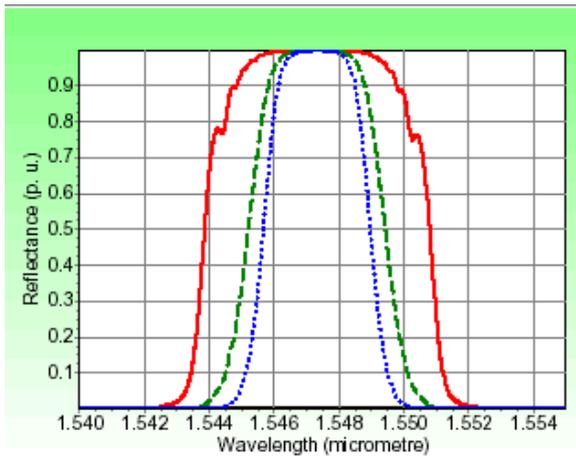
(a)



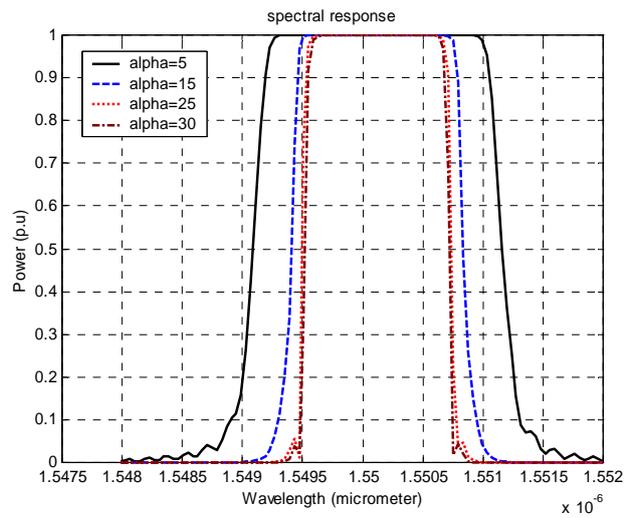
(b)

Figure (4.18)- Résultats de simulation du spectre de réflectivité (a) et de la dispersion chromatique (b) de quatre réseaux chirpés apodisés, avec différentes valeurs de fonction d'apodisation $g(z)$ ($L=1$ cm, $d\lambda_d/dz=-1$, $\delta n=0.0004$)

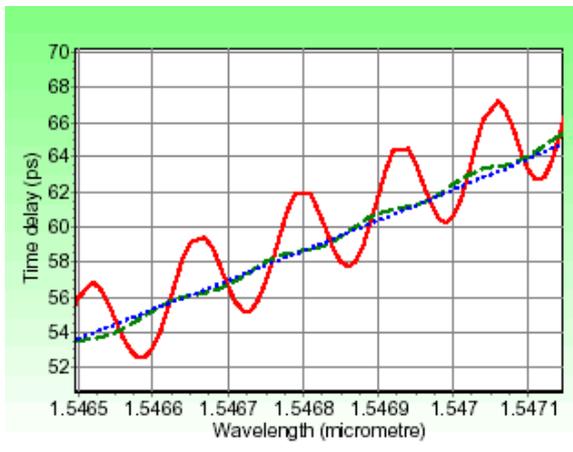
La **figure (4.19)** montre la réponse spectrale, le délai de groupe et la dispersion de quatre réseaux de fibre de Bragg à pas variable apodisés par un profil gaussien ($\alpha=5, 15,25$ et 30).



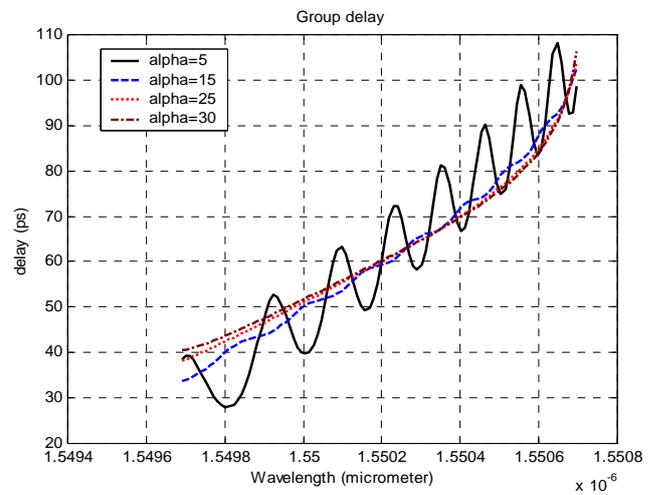
(a) [4.2]



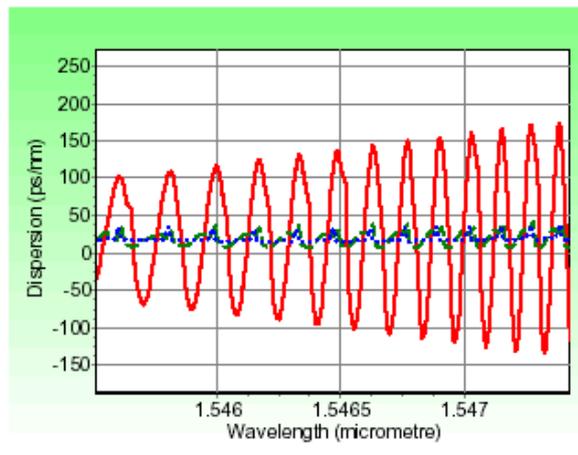
(b)



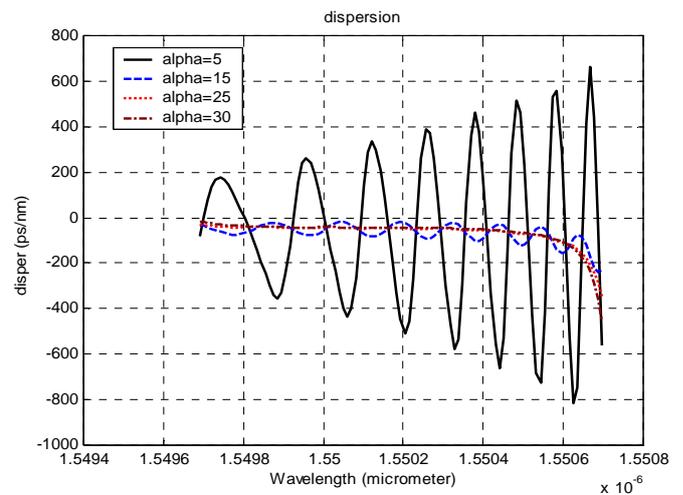
(c) [4.2]



(d)



(e) [4.2]

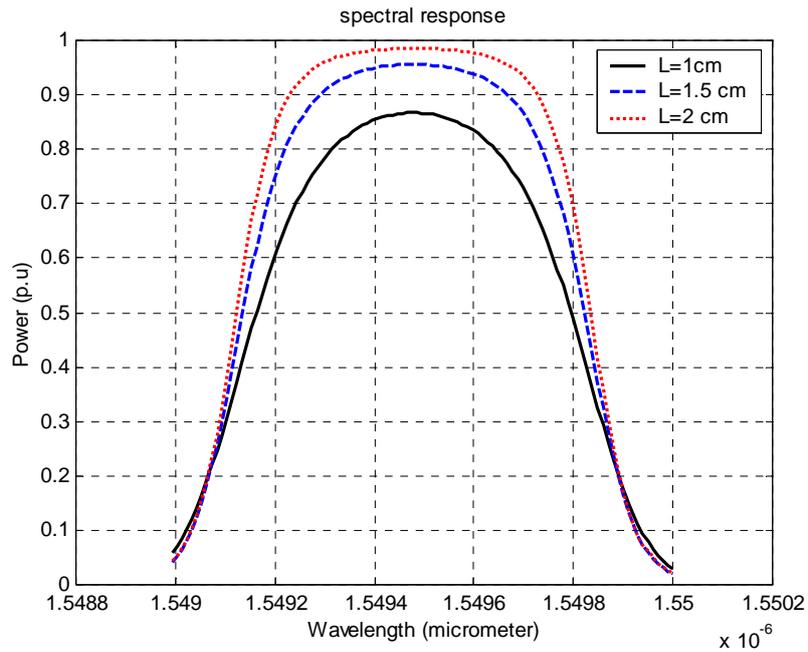


(f)

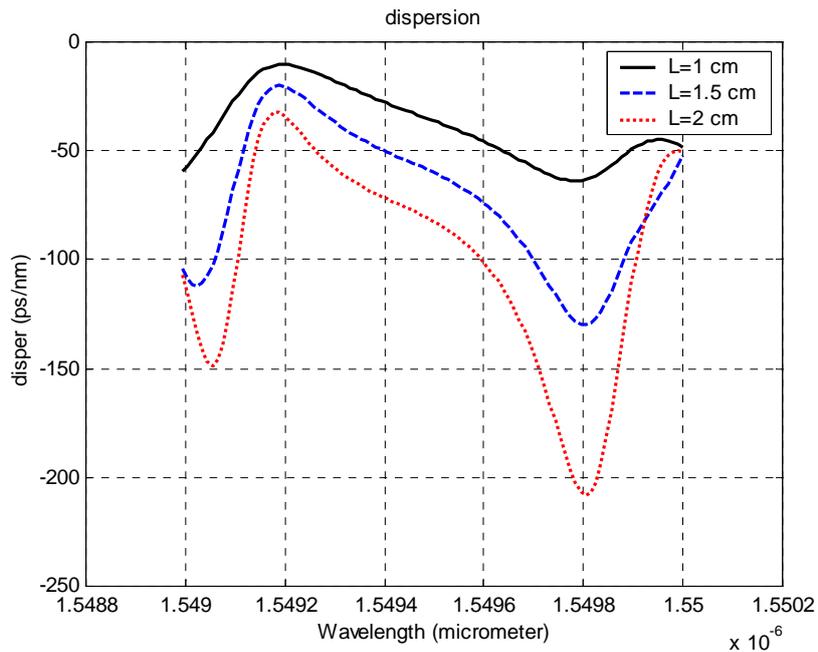
Figure (4.19)- Résultats de simulation du spectre de réflectivité (a) (b), du délai de groupe (c) (d) et de la dispersion chromatique (e) (f) de quatre réseaux chirpés apodisés, avec différentes valeurs de fonction d'apodisation $g(z)$. Paramètres de simulation (réalisé par MATLAB) : $L=1.5$ cm, $n_{\text{eff}}=1.447$, $\lambda_D=1.55$ μm , nombre de sections 150, $d\lambda_d/dz=-1$, $\delta n=0.001$. Paramètres de simulation [4.2] : $\alpha=5$ (ligne rouge continue), $\alpha=15$ (ligne verte en traits), $\alpha=25$ (ligne bleue en points tillés). $L=1.5$ cm, $n_{\text{eff}}=1.447$, $\lambda_D=1.55$ μm , $d\lambda_d/dz=-2.5$, $\delta n=0.001$

Avec l'augmentation du paramètre α , on remarque que la réflectivité diminue, et par conséquent la largeur de bande spectrale et la valeur minimale de la dispersion négative diminuent aussi. Cependant, il faut choisir les paramètres convenables pour optimiser la compensation de la dispersion. Afin de valider les résultats de simulation obtenus, on les a comparé avec d'autres résultats trouvés par un autre auteur [4.4].

On peut maintenir une forte dispersion négative en augmentant la longueur de la fibre de Bragg., ce qui est montré sur le **figure (4.20)**.



(a)



(b)

Figure (4.20)- Résultats de simulation du spectre de réflectivité (a) et de la dispersion chromatique (b) de quatre réseaux chirpés apodisés, avec différentes valeurs de la longueur L ($\alpha=40$, $d\lambda_d/dz=-1$, $\delta n=0.0004$)

L'augmentation de la longueur de la fibre de Bragg permet d'obtenir des valeurs importantes de la dispersion négative. Une fibre ayant 2 cm de longueur présente une

dispersion de -45 ps/nm en début de la bande ($\lambda=1.54916 \mu\text{m}$), et peut atteindre une dispersion de -210 ps/nm en fin de bande ($\lambda=1.54987 \mu\text{m}$). On voit bien que la compensation se fait dans une bande de fréquences bien définie.

IV.5.4.2 Compensation de la dispersion d'une fibre SMF28 de 80 km avec un réseau de Bragg à pas variable apodisé

Prenant l'exemple d'une liaison optique mono canal (**figure (4.21)**). La fibre de transmission utilisée est la SMF28. Cette fibre présente une dispersion de 16 ps/nm/km (**figure (4.22)**).

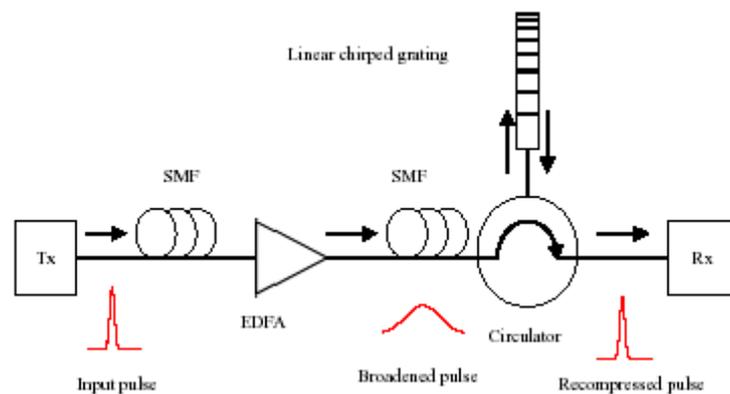


Figure (4.21)- Liaison optique mono canal [3.2]

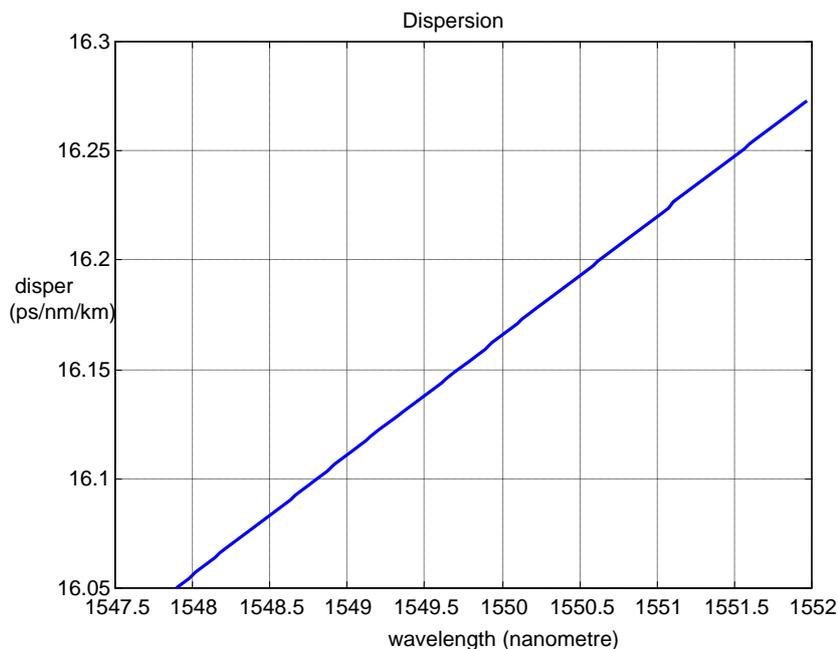
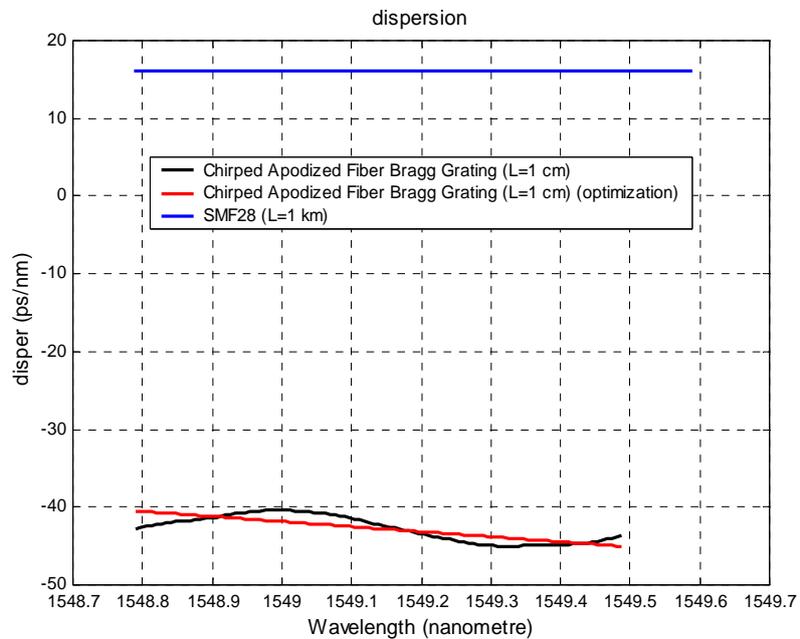


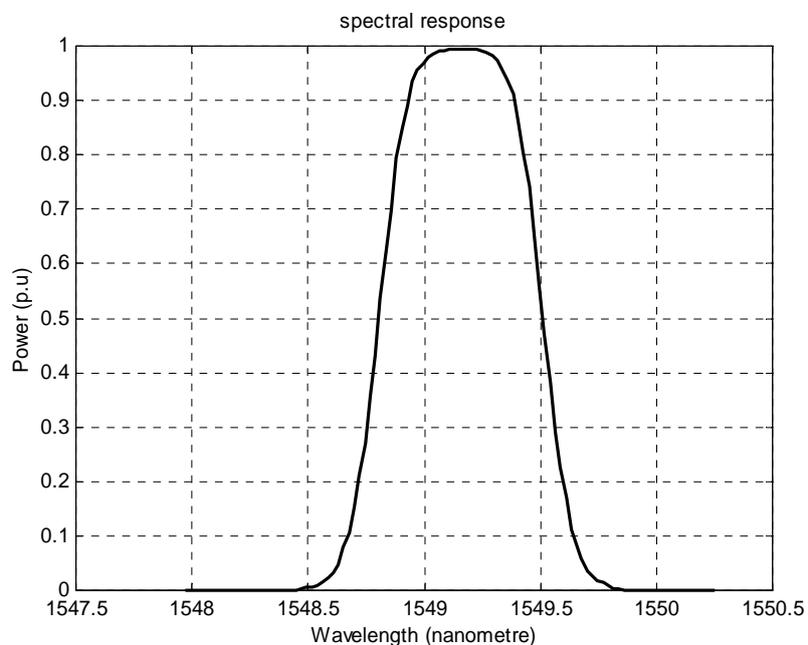
Figure (4.22)- dispersion de la fibre SMF28

On remarque que lorsqu'une impulsion traverse la fibre SMF subit le phénomène de dispersion. La compression de cette impulsion nécessite alors un réseau de Bragg compensateur.

La **figure (4.23)** montre la dispersion que peut fournir un réseau de Bragg à pas variable apodisé, de 1 cm de longueur, ainsi que son spectre de réflectivité.



(a)



(b)

Figure (4.23)- (a) dispersion de la fibre SMF28 et de Bragg (b) spectre de réflectivité

Si on considère une fibre de transmission SMF28 de 80 km, on peut atteindre donc une dispersion maximale de 1280 ps/nm/km. Le calcul de la longueur de la fibre de Bragg correspondante se fait en se basant sur la condition de compensation :

$$D(\text{fibre}) \times L(\text{fibre}) + D(\text{Bragg}) \times L(\text{Bragg}) = 0 \quad (4.28)$$

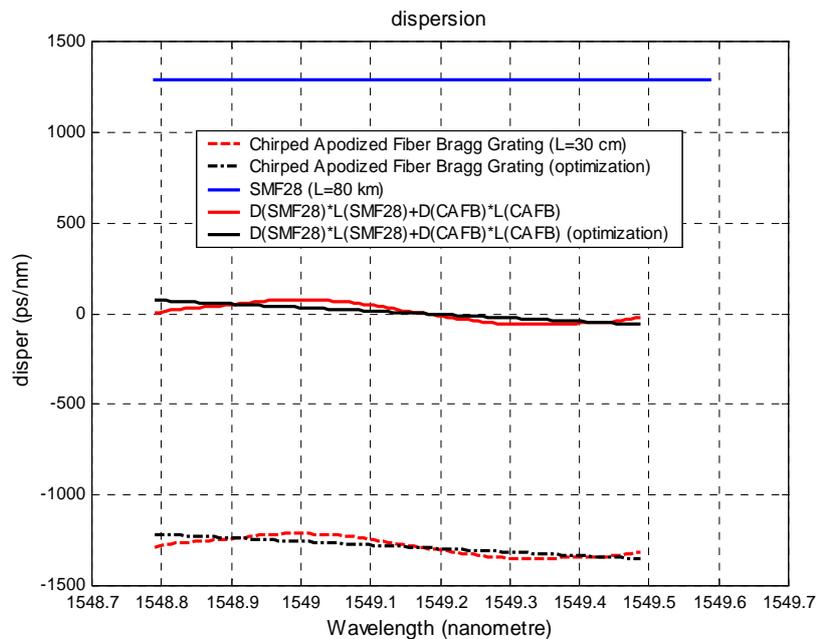


Figure (4.24)- compensation de la dispersion chromatique par un réseau de Bragg chirpé apodisé (Paramètres de simulation : nombre de section : 108, $\lambda_d=1550$ nm, $n_{\text{eff}}=1.447$, $d\lambda_d/dz=-1$, $\delta n=0.0001$, $\alpha=30$)

On voit bien d’après la **figure (4.24)** que la dispersion globale de la liaison optique est réduite. Cette compensation se fait dans la bande [1548.8, 1549.5 nm]. On remarque aussi que l’allure de la dispersion réduite dépend de celle de la dispersion de la fibre de Bragg, en supposant que la courbe de dispersion de la fibre SMF28 est quasiment linéaire. Cependant, il faut agir sur la dispersion de réseau afin de l’optimiser et la rendre linéaire. Une fibre de Bragg de 30 cm de longueur est nécessaire pour compenser la dispersion chromatique d’une fibre de transmission de 80 km.

IV.5.4.3 Compensation de la dispersion chromatique dans une liaison mono canal de 80 km à 10 Gbit/s en utilisant un réseau de Bragg à pas variable avec l’outil COMSIS

Les simulateurs, s’ils ne remplacent pas les manipulations avec des composants réels, permettent cependant d’illustrer facilement un certain nombre de notions théoriques. COMSIS est un outil très intéressant pour la simulation des composants et des liaisons optiques. Avec ce logiciel, nous avons pu construire une liaison optique mono canal à 10 Gbit/s, constituant trois blocs principaux (émission, transmission, réception). Le but de cette simulation est de montrer l’intérêt d’insertion d’un réseau de Bragg chirpé dans une telle liaison pour accomplir le rôle de compensation de la dispersion chromatique. La **figure (4.25)** montre le schéma de simulation de la liaison optique proposé.

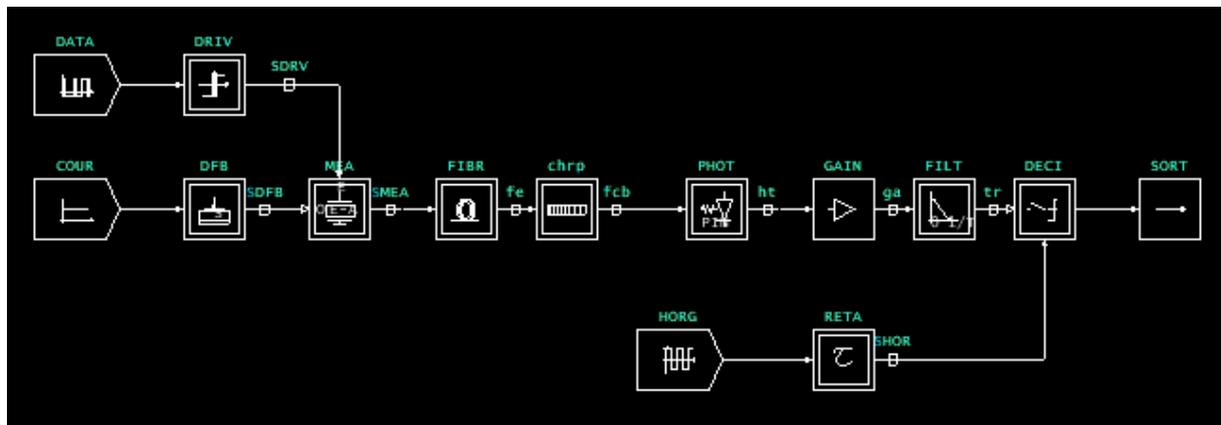


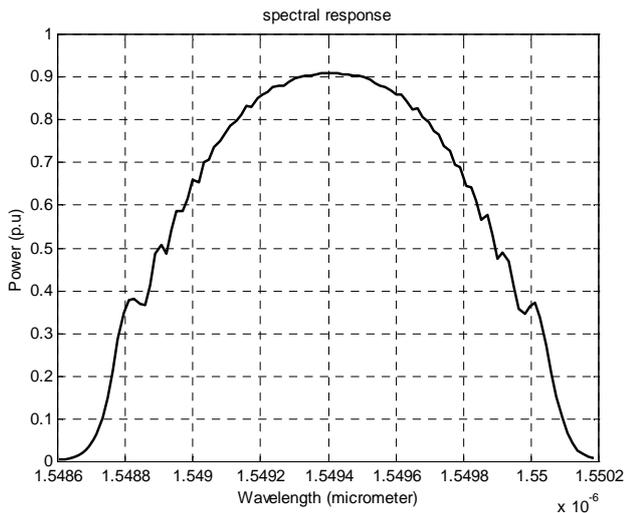
Figure (4.25)- Schéma de simulation d’une liaison optique mono canal à 10 Gbit/s

Le **tableau (4.2)** récapitule les caractéristiques de réseau de Bragg à pas variable prises pour cette simulation.

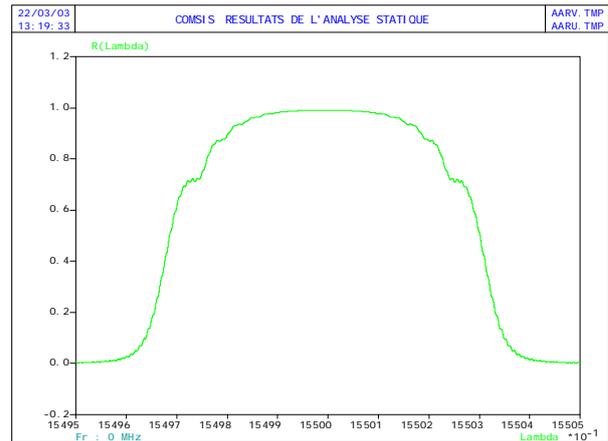
Caractéristiques	
Dispersion à compenser (ps/nm/km)	17
Longueur de la fibre à compenser (km)	80
Longueur d’onde de Bragg centrale (nm)	1550
Bande passante (nm)	0.7
Longueur du réseau (mm)	98.5246
Nombre de sections	108
Paramètre de Gauss (α)	5
Profondeur de modulation (δn)	0.0001

Tableau (4.2)- Caractéristiques de simulation d’un réseau de Bragg chirpé avec COMSIS

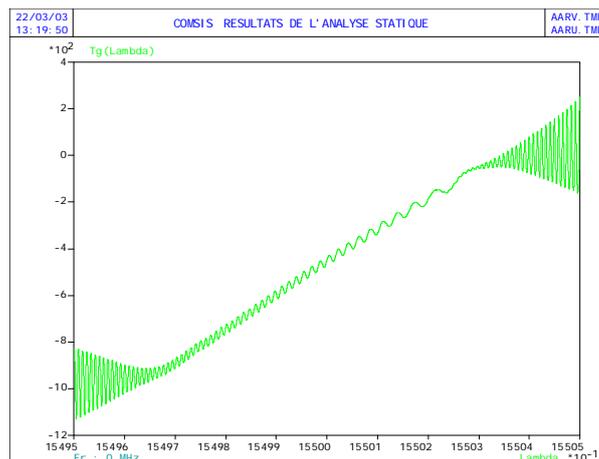
L'analyse statique d'un réseau de Bragg chirpé avec COMSIS, permet de visualiser le spectre de réflectivité et le temps de groupe. Pour comparer les résultats obtenus, une représentation du spectre de réflectivité est faite à l'aide de l'outil MATLAB en prenant les mêmes paramètres de simulation mentionnés dans le **tableau (4.2)** (**figure (4.26)**).



(a)



(b)



(c)

Figure (4.26)- Spectre de réflectivité (a) réalisé par MATLAB (b) réalisé par COMSIS (c) temps de groupe d'un réseau de Bragg chirpé (réalisé par COMSIS)

En premier lieu, on a envoyé une impulsion gaussienne de 25 ps, avec une puissance de 1 mW à travers une fibre monomode de 80 km (dispersion : 17 ps/nm/km). Un réseau de Bragg chirpé (caractéristiques : **tableau (4.2)**) est mis en cascade avec la fibre de transmission (**figure (4.27)**).

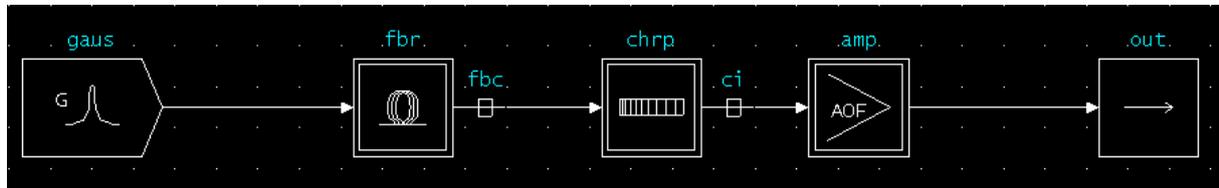
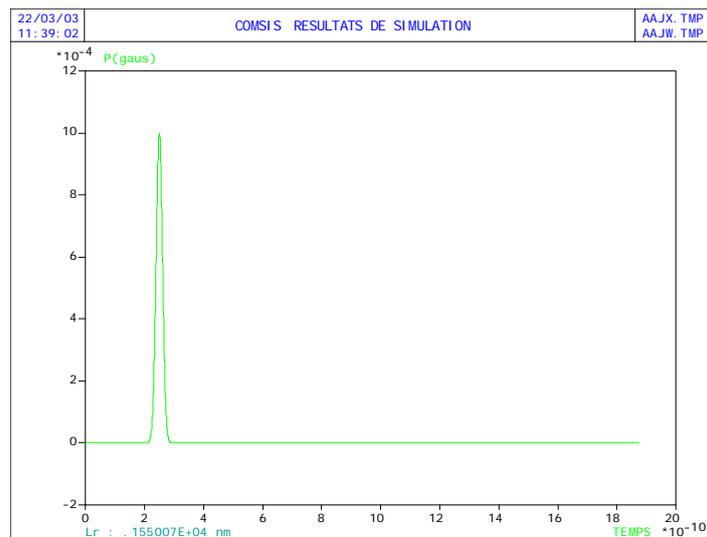
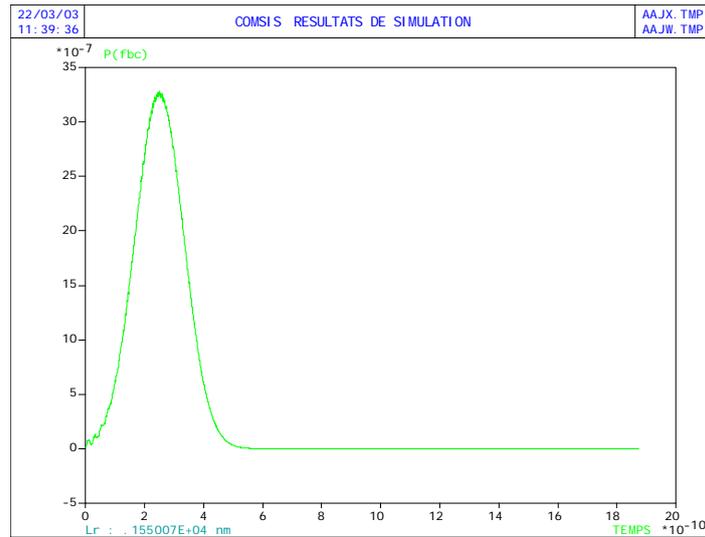


Figure (4.27)- Schéma de simulation avec envoi d'une impulsion de 25 ps

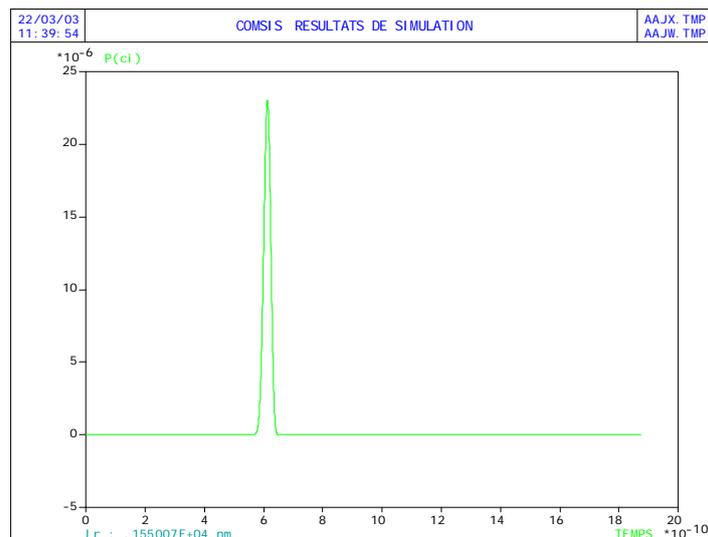
La **figure (4.28)** montre l'allure de cette impulsion gaussienne, avant et après passage à travers le réseau de Bragg chirpé.



(a)



(b)



(c)

Figure (4.28)- Allure d'une impulsion gaussienne de 25 ps dans une liaison optique (a) entrée de la fibre (b) après passage à travers la fibre de 80 km (c) après passage à travers le réseau de Bragg de 98.5 mm

On remarque, d'après la **figure (4.28)**, une compression de l'impulsion dispersée à travers la fibre monomode. Un réseau de Bragg de seulement 9.85 cm a permis de compenser la dispersion de 80 km d'une fibre, soit 1360 ps/nm/km. Cette simulation a été faite pour

évaluer la performance d'un réseau de Bragg chirpé dans une simple liaison, et ceci reste un préliminaire avant d'aborder la simulation de la liaison optique mono canal à 10 Gbit/s.

Le circuit de simulation de la **figure (4.25)** est composé de trois blocs principaux :

1- Partie émission

Le module d'émission a pour objectif d'inscrire l'information électrique sur un signal lumineux. Et pour un tel débit, il a été montré que la modulation des données devait se faire de façon externe au laser [4.6]. Pour la simulation, cinq blocs seront utilisés pour réaliser le module d'émission, blocs qui vont maintenant être présentés.

o Le modulateur externe

Ce modulateur est de type électro-absorbant, il est représenté sur la **figure (4.29)**.

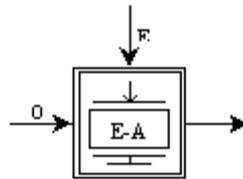


Figure (4.29)- Modèle de simulation du MEA

Lors d'une modulation externe, la puissance de sortie du laser est continue. Puis ce signal lumineux est modulé par ce modulateur (EA), mais il est aussi inévitablement atténué. La puissance de sortie de l'émetteur est égale à la puissance délivrée par le laser, diminuée des pertes d'insertion du modulateur puis des pertes d'absorption [4.6].

$$P(\text{fibre})_{\text{dbm}} = P(\text{laser})_{\text{dbm}} - \text{Pertes insertion}_{\text{dbm}} - \text{Pertes absorption}_{\text{dbm}} \quad (4.29)$$

Pour la simulation, les pertes d'insertion sont fixées à 3 dB. Il faut donc envoyer au modulateur un signal optique, issu d'un laser, et un signal électrique, représentant l'information à transmettre.

- o Le laser

L'entrée optique du MEA doit recevoir une onde optique pure. Nous utilisons donc un laser de la bibliothèque optique de COMSIS (laser-Système) (**figure (4.30)**).

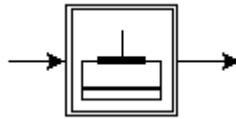


Figure (4.30)- Modèle de simulation du laser

Ce modèle permet de simuler une diode laser DFB à semi-conducteur. Il est possible de la décrire soit par ses paramètres physiques internes (coefficient de gain différentiel, facteur de compression de gain, durée de vie des photons, etc.), soit par des grandeurs mesurables, souvent accessibles, notamment par les constructeurs (courant de seuil, RIN, rendement, etc). Ce sont les grandeurs mesurables qui vont être simulés dans notre travail. Les paramètres du laser simulé sont résumés dans le **tableau (4.3)**.

Paramètres systèmes du laser	
Longueur d'onde	1550 nm
Courant de seuil	10 mA
Rendement	0.25 W/A
Largeur de raie	2 MHz à 60 mA
Taux d'amortissement	2 GHz à 100 mA
Bande à -3 dB	10 GHz à 100 mA
Espacement entre mode	1 nm
Chirp	100 MHz/mA
Bruit RIN	-154 dB/Hz à 100 mA

Tableau (4.3)- Paramètres caractéristiques du Laser

La puissance du signal de sortie du laser dépend du niveau du courant de commande du laser. Nous avons proposé une puissance moyenne à l'entrée de la fibre de l'ordre de 7 dBm (soit 5 mW). Le signal optique étant modulé à l'entrée de la fibre, une puissance maximale de 1 mW (soit 0 dBm) a été retenue. Sachant que les pertes d'insertion du modulateur sont de 3 dBm, et que si l'on envoie une tension nulle au modulateur pour le niveau haut, il n'y aura pas d'absorption [4.6]. La puissance émise par le laser doit être fixé à 3 dBm (soit 10 mW). La caractéristique courant-puissance (**figure (4.31)**), obtenue avec l'analyse statique du laser, permet de connaître la relation entre le courant de commande et la

puissance de sortie. C'est grâce à cette courbe que le niveau de courant injecté dans le laser est fixé. Nous trouvons une valeur de 52.432 mA pour le courant injecté au laser.

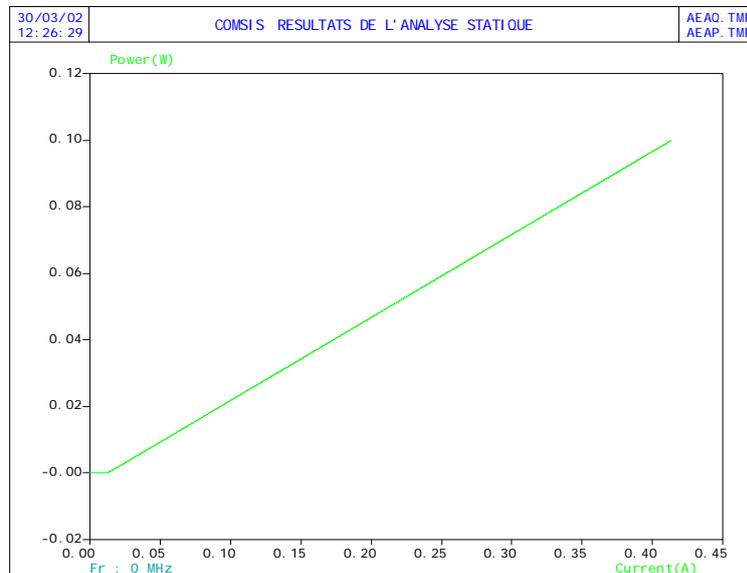


Figure (4.31)- Caractéristique puissance optique en fonction du courant du laser (COMSIS)

o Les données électriques

Les données électriques au format NRZ sont une succession de tensions de niveau haut et de niveau bas. Le modèle de simulation délivre une séquence de créneaux d'amplitude ± 1 de durée égale à l'inverse du débit.

L'information désignant le message à transmettre est désormais modélisée. Cependant, même si le codage est correct, les niveaux électriques en sortie de ce bloc ne conviennent pas au modulateur utilisé. Le MEA ne fonctionne pas pour une tension de +1 volt et absorbe très peu pour -1 volt (0.27 dB soit une absorption légèrement supérieure à 1 %). Il convient donc de modifier les valeurs hautes et basses de la séquence binaire à 10 Gbits/s. C'est le rôle du driver de modulateur [4.6].

Un niveau bas de détection de « -1 » est remis à « -4 » par le driver de modulateur, alors que un niveau haut de détection de « +1 » est remis à « 0 ».

Le module d'émission étant entièrement décrit, il est nécessaire de passer au support de transmission.

2- Partie transmission

La fibre optique est l'élément essentiel dans un lien optique, nous insérons pour notre simulation une fibre standard télécoms (Single Mode Fiber, SMF), définie par la norme UIT G.652.

Pour lutter contre les distorsions des signaux notamment la dispersion chromatique, il suffit de disposer d'un réseau de Bragg à pas variable. Le **tableau (4.4)** présente les paramètres caractéristiques de la fibre simulée. Rappelons que les caractéristiques de simulation de réseau de Bragg sont portées dans le **tableau (4.2)**.

Paramètres système de la fibre	SMF
Longueur (Km)	80
Atténuation (dB/Km)	0.23
Dispersion chromatique (ps/nm/Km)	17

Tableau (4.4)- Paramètres caractéristiques de la fibre simulée

La partie transmission étant décrite, passant ensuite au module de réception.

3- Partie réception

Le module de réception a pour objectif de convertir l'information portée par la modulation du signal lumineux en impulsions électriques. Il est composé d'une photodiode, d'un amplificateur électrique, d'un filtre et d'un régénérateur.

- La photodiode utilisée en simulation est de type PIN. la sensibilité de la photodiode (S) est prise à 0.9 A/W et le courant d'obscurité (I_{obs}) est égal à 5 nA.
- Le signal optique a été fortement atténué durant sa propagation dans la fibre optique, et la photodiode PIN n'émet pas un courant très élevé. Une amplification du signal est donc souhaitable avant la prise de décision.
- Tout au long de sa propagation, le signal a engrangé du bruit en traversant divers composants. Afin de le réduire en sortie du récepteur, il faut filtrer le signal numérique dans une bande $0-\Delta f$ qui soit la plus petit possible, tout en ne créant pas d'interférences inter symboles (IES), c'est-à-dire telle que la réponse du filtre à un symbole qui s'annule à tous les instants de décision sur les symboles voisins. Pour cela nous insérons en bout de chaîne un filtre COSINUS BF.

- Le principe du bloc de décision est de faire apparaître une sortie constituée du signal binaire régénéré, une première entrée destinée au signal issu du filtre et une seconde entrée à un signal d'horloge synchronisée à la fréquence rythme du signal. Sur chaque front montant de l'horloge, le niveau du signal filtré est comparé au seuil de décision. La sortie est réinitialisée à +1 ou -1.

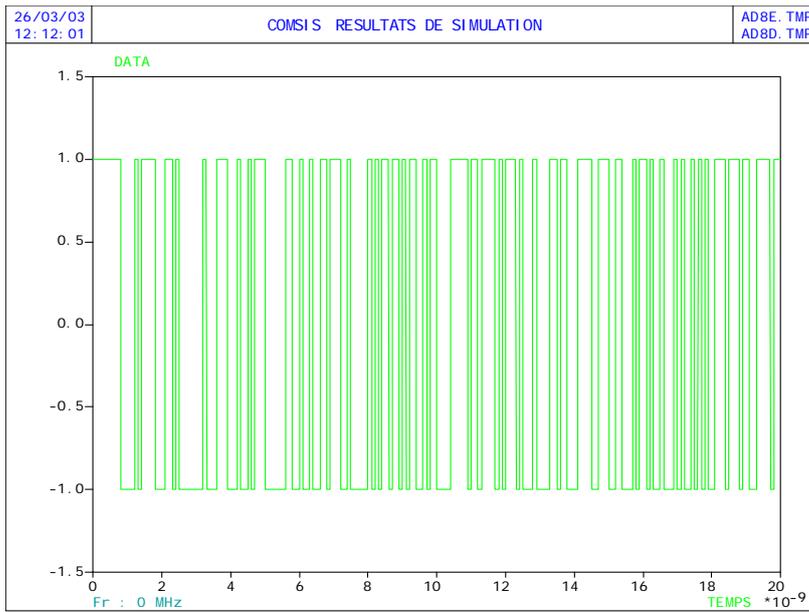
Pour notre simulation, le seuil de décision est fixé à 0.5. Le gain de l'amplificateur électrique a été choisi de telle sorte que le signal à l'entrée du bloc de décision soit normalisé autour de ce seuil.

Une fois la liaison est construite, nous pouvons effectuer la simulation afin de visualiser les performances.

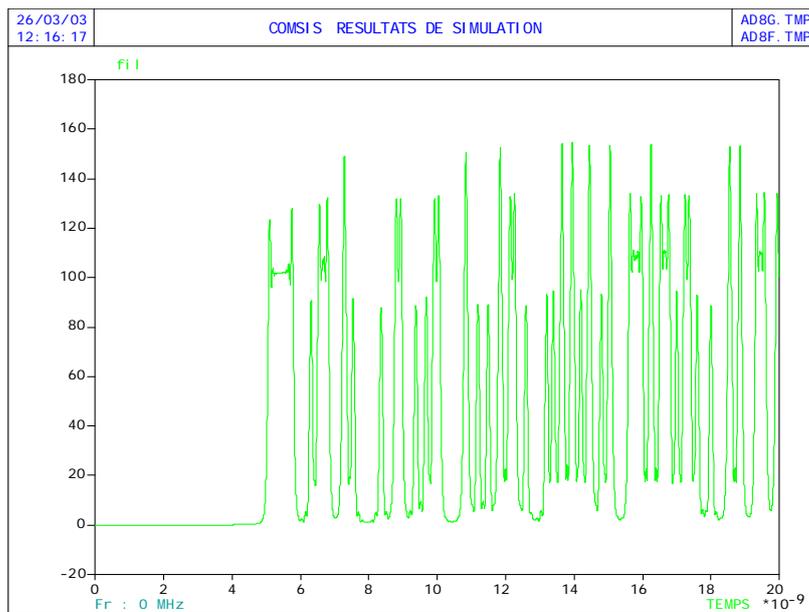
➤ Visualisation des signaux

Le but de notre simulation est de visualiser l'effet de la compensation de la dispersion chromatique sur le train d'impulsions émises, en comparant l'allure des impulsions initiales dans le bloc de l'émission et les distorsions subites en parcourant la fibre optique, ainsi la correction faite par le réseau de Bragg chirpé.

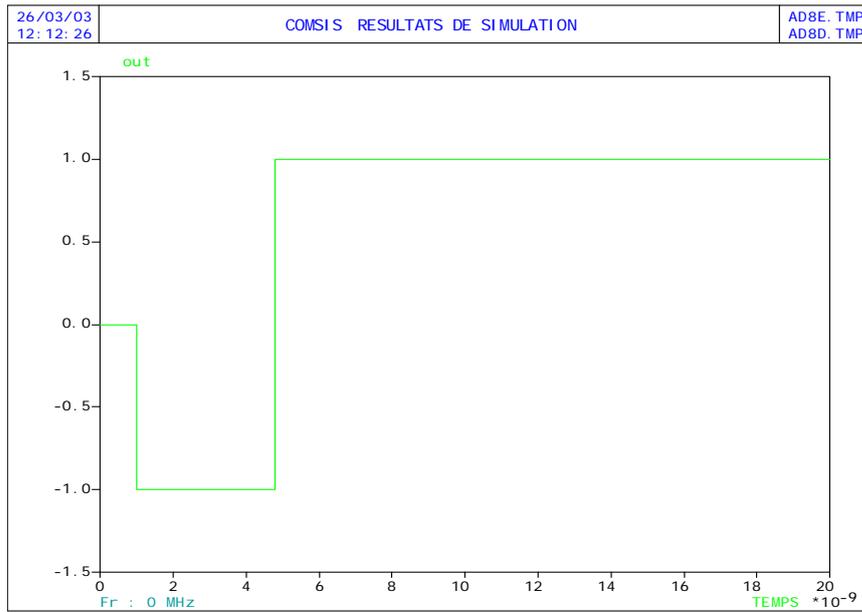
Les signaux électriques sont visualisés sous forme de réponse temporelle. La simulation est effectuée en utilisant 9000 itérations. Les résultats sont représentés sur la **figure (4.32)**.



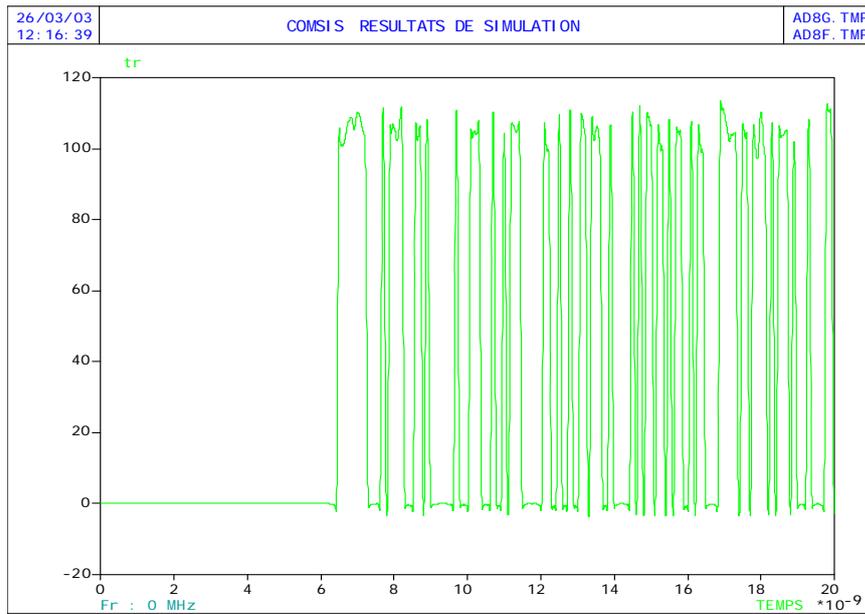
(a)



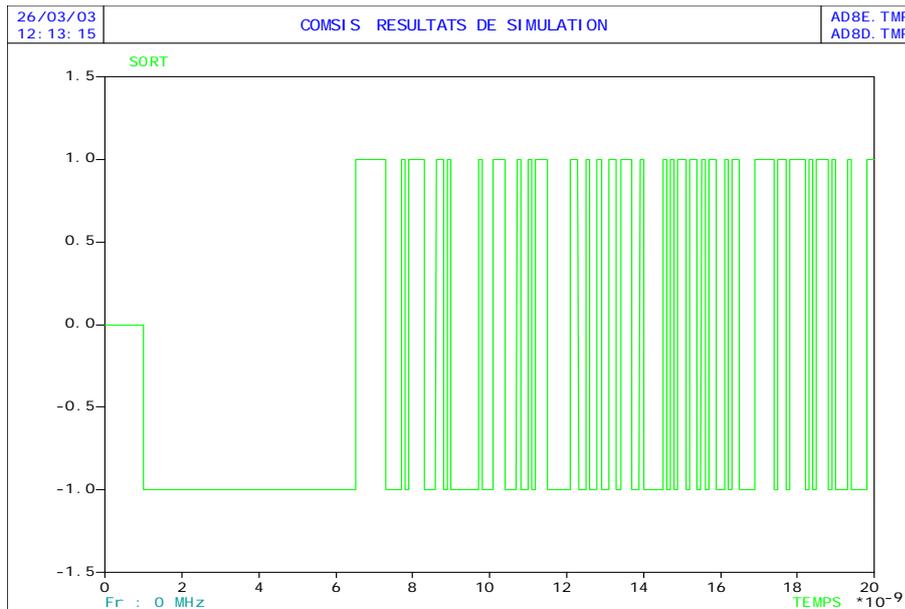
(b)



(c)



(d)



(e)

Figure (4.32)- Résultats de simulation d'une liaison optique mono canal à 10 Gbit/s

(a) Données émises (b) filtrage des impulsions (réseau de Bragg chirpé non inséré) (c) Mauvaise détection des impulsions (réseau de Bragg chirpé non inséré) (d) filtrage des impulsions (réseau de Bragg chirpé inséré) (e) Bonne détection des impulsions (réseau de Bragg chirpé inséré)

➤ Commentaires sur l'allure des signaux

Quelques remarques issues de ces représentations graphiques peuvent être faites :

- Le réseau de Bragg à pas variable remet bien les données en forme (**figure (4.32 e)**).
- Pas d'erreur apparente sur la transmission des données (**figure (4.32 e)**).
- Chevauchement des impulsions émises après filtrage dans le cas où le réseau de Bragg n'est pas inséré dans le circuit (**figure (4.32 b)**).
- Mauvaise détection des impulsions filtrées par le bloc de décision dans le cas où le réseau de Bragg n'est pas inséré après la fibre de transmission (**figure (4.32 c)**).

➤ Evaluation des performances de la liaison simulée (diagramme de l'œil)

L'évaluation des performances d'une liaison optique se fait au travers de l'observation du diagramme de l'œil. Cette manière assez simple d'apprécier la qualité des signaux numériques reçus avant qu'ils atteignent le dispositif de démodulation est considérée comme une des mesures de base en transmission numérique [4.6].

Ce diagramme de l'œil est formé par la superposition de l'ensemble de '1' et de '0' détectés sur la fenêtre d'un temps bit, et s'obtient grâce à un oscilloscope synchronisé sur l'horloge du signal. Les distributions statistiques de '1' et de '0' donnent une indication sur la qualité du signal transmis [4.7].

Un œil est dit ouvert lorsque les zones des statistiques de '1' et de '0' sont bien distinctes. Lorsqu'il y a recouvrement des zones de '1' et '0', on dit que l'œil se ferme [4.7].

La **figure (4.33)** présente les résultats de simulation du diagramme de l'œil de la liaison simulée après le bloc de filtrage.

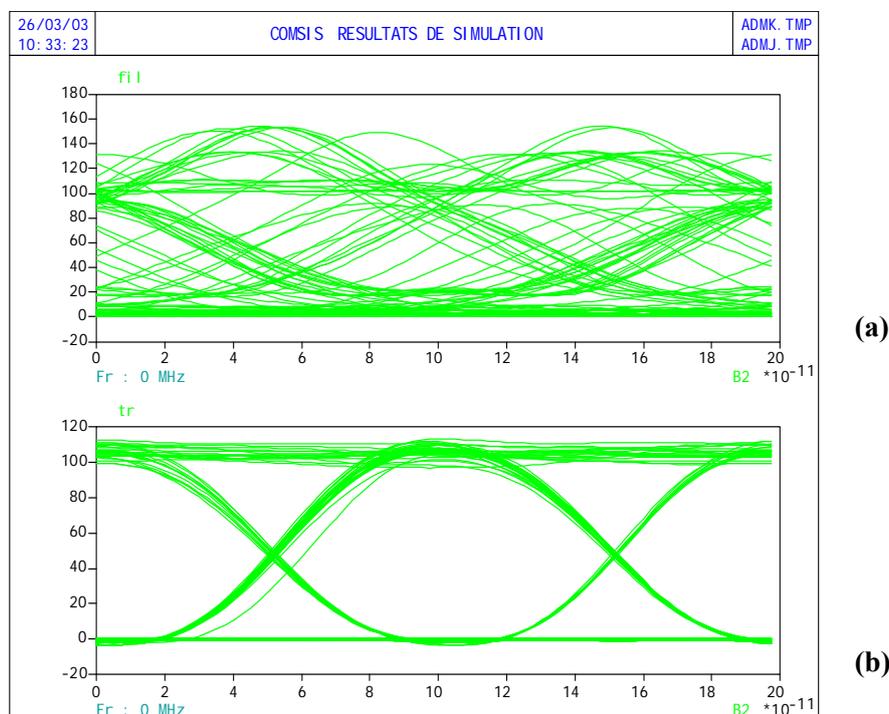


Figure (4.33)- Evaluation des performances de la liaison optique avec le diagramme de l'œil
(a) absence de réseau de Bragg compensateur **(b)** réseau de Bragg chirpé inséré

Dans le cas où le réseau de Bragg chirpé n'est pas inséré, on voit bien que l'œil est absolument fermé (**figure (4.33)** en dessus). On peut plus détecter les '0' et les '1', ce qui confirme la mauvaise détection des impulsions illustrée dans la **figure (4.32 c)**. Ce diagramme présente un facteur de qualité de 20.3, or le standard imposé pour les réseaux téléphoniques optiques structurants, par exemple, oblige à conserver un taux d'erreur binaire (TEB) inférieur

à 10^{-9} , ce qui correspond à un facteur de qualité Q égal à 6 [4.8]. On peut dire que la qualité de transmission de cette liaison est mauvaise.

L'ajout d'un réseau de Bragg chirpé en cascade avec la fibre monomode de transmission nous a permis d'avoir un œil plus ouvert (**figure (4.33)** en dessous). On peut facilement détecter les bits transmis. Alors, on peut faire une correspondance avec l'allure du signal de sortie illustré dans la **figure (4.32 e)**. La performance de cette liaison optique simulée est bonne, car on a obtenu un facteur de qualité $Q=3,06$.

IV.6 Conclusion

Le réseau de Bragg à pas variable est une technique de compensation très intéressante à cause des nombreux avantages qu'il présente. Une variation périodique et linéaire de son indice de cœur a permis d'avoir des caractéristiques spectrales très particulières ; un spectre de réflexion sélectif centré sur la longueur d'onde d'utilisation, un délai de groupe permettant d'avoir une dispersion négative. Ensuite, on a corrigé les fluctuations présentes sur la réponse spectrale, le délai et la dispersion, dans le but d'avoir une compression meilleure des impulsions dispersées. Une apodisation gaussienne est faite ensuite. Les résultats obtenus sont encourageants et ils sont validés, en les comparant avec ceux trouvés par d'autres chercheurs.

La dernière partie de ce chapitre a été consacrée à la simulation d'une liaison optique mono canal à 10 Gbits/s, en utilisant l'outil COMSIS. On a montré au cours de ces simulations l'intérêt de mettre un réseau de Bragg chirpé dans une telle liaison afin de corriger les distorsions dues aux effets de la dispersion chromatique. Une évaluation de performance est faite en utilisant le diagramme de l'œil, et a montré que la qualité de transmission d'une liaison optique de 80 km à 10 Gbit/s comportant un réseau de Bragg chirpé comme élément compensateur est bonne.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

La caractérisation des composants à fibre optique est une étape importante pour la conception des systèmes de communication optiques. La méthode de simulation numérique est un outil très rapide, efficace et économique pour analyser ces systèmes de transmission.

Les réseaux de Bragg ont un rôle très important dans le domaine des télécommunications optiques. La théorie des modes couplés est un concept simple et exact pour analyser la fibre de Bragg. Dans notre projet, le réseau de Bragg était modélisé, simulé avec l'environnement MATLAB et discuté dans le but de faire une application à la compensation de la dispersion chromatique. Le réseau de Bragg uniforme, à pas variable (chirpé) et le réseau apodisé ont été simulés en utilisant la méthode des matrices de transfert. Dans cette thèse, une simulation d'une liaison optique mono canal de longue distance, comportant un réseau de Bragg à pas variable, a été faite avec le logiciel COMSIS, en évaluant ses performances.

Les techniques de génération d'impulsions laser, notamment les lasers à semi conducteur qui sont largement utilisés en télécommunications, ont été présentés dans le chapitre I. La dispersion chromatique a pris une grande partie dans le chapitre II, ce défaut de transmission dégrade le débit de transmission et induit des erreurs dans les bits reçus. Une solution alternative consistait à recourir aux réseaux de Bragg à pas variable pour faire la compensation de la dispersion. Les résultats de simulation des réseaux de Bragg à pas variable linéaire ont été présentés dans le chapitre IV. Le spectre de réflectivité, le délai de groupe, la phase et la dispersion des réseaux de Bragg chirpé, avec différents variables chirp, longueurs de réseau et variations d'indice, ont été présenté et commenté.

On a remarqué au cours de ces simulations que des rides (ondulations) ont affecté la réponse spectrale, le délai de groupe et la dispersion d'un réseau de Bragg à pas variable. Cependant, la compensation de la dispersion est médiocre et le profil du spectre contenait des lobes secondaires, d'où nous avons introduit le réseau apodisé (à couplage variable). Les résultats de simulations obtenus étaient meilleurs en réalisant l'apodisation, dans le but d'avoir une dispersion négative linéaire pour réaliser la compensation dans les systèmes de communication.

Parmi les logiciels dédiés aux communications numériques, peu offrent la possibilité de décrire des liaisons optiques. Notre choix s'est porté sur le logiciel COMSIS, car c'est un outil commercial et très pratique. Notre apport dans cette thèse était de concevoir une liaison optique à 10 Gbits/s point à point, sur 80 km. L'objectif de cette simulation était de montrer l'intérêt d'intégrer un réseau de Bragg à pas variable dans une chaîne optique, et d'évaluer la qualité de transmission en traçant le diagramme de l'œil.

1. Perspectives

L'apodisation des réseaux de Bragg compensateurs permet d'avoir un minimum de fluctuations dans le délai de groupe et la dispersion, mais l'augmentation de la distance d'un lien optique permet d'avoir une large bande passante, ce qui va régénérer des rides (ondulations) sur la réponse spectrale. Cependant, il faut mettre en œuvre des méthodes d'optimisation pour réduire la déviation de la dispersion obtenue par rapport au niveau voulu.

Le réseau de Bragg présenté dans ce manuscrit permet de faire une compensation fixe de la dispersion, or il existe des dispositifs accordables qui permettent d'ajuster précisément la compensation et d'adapter la correction suivant les variations environnementales ou les reconfigurations du système. Parmi les solutions développées commercialement ; l'accordabilité par effet thermique.

Le réseau de Bragg à pas variable est un exemple de réseaux non uniformes, on note qu'il existe d'autres types de réseaux, comme le réseau de Bragg déphaseur qui a la caractéristique de bande passante étroite. Ce réseau déphaseur est utilisé pour obtenir une opération monomode d'un laser à contre réaction distribuée (DFB).

Le réseau de Bragg échantillonné est un réseau non uniforme dont on a exposé des intervalles de la fibre de même longueur aux rayons ultra violets. On note que ces intervalles sont espacés par la même distance, et cette dernière n'est pas exposée à ces rayons. Le réseau échantillonné se retrouve dans des applications comme le multiplexage en longueur d'onde (WDM).

Les réseaux de Bragg à longue période (LPFG), connus sous le nom de réseaux de transmission, sont des structures périodiques, dont le couplage se procure entre les modes se

propageant dans la même direction. Ces réseaux sont utilisés pour la détection à cause de la haute sensibilité qui les caractérise.

Internet est devenu un outil très populaire dans ces dernières années. Il est possible de l'utiliser pour faire des simulations en ligne des systèmes physiques pour les ingénieurs, chercheurs et étudiants. C'est une méthode très pratique pour partager les programmes de simulation entre les utilisateurs.

Liste des figures

- Figure (1.1)**- Niveaux du laser Hélium Néon (8)
- Figure (1.2)**- Bandes d'énergie des semi-conducteurs à 0 °K (11)
- Figure (1.3)**- Fonction de FERMI à $T=0$ °K et à $T>0$ °K (12)
- Figure (1.4)**- Absorption et émission de lumière dans un semi-conducteur (13)
- Figure (1.5)**- Gain d'émission stimulée pour différents niveaux d'excitation (15)
- Figure (1.6)**-Profils de bande : homo jonction à $v=0$ (**6a**), homo jonction à $v>0$ (**6b**) (16)
- Figure (1.7)**- Structure d'une diode laser à double hétérojonction (DH) (17)
- Figure (1.8)**- Caractéristique puissance émise en fonction du courant d'injection (COMSIS) (18)
- Figure (1.9)**- Puissance de sortie d'un laser à 1.55 μm (COMSIS) (19)
- Figure (1.10)**- Réflexions de l'onde optique dans la cavité Fabry-Perot (20)
- Figure (1.11)**- Cavité confocale (22)
- Figure (1.12)**- Fréquences émises par un laser à cavité confocale (23)
- Figure (1.13)**- Coupe schématique éclatée d'une VCSEL (25)
- Figure (1.14)**- Réflexion sur un système multicouche (25)
- Figure (1.15)**- Représentation du coefficient de réflexion pour un système à quinze couches multi diélectrique (26)
- Figure (1.16)**- Synoptique de la modulation directe (27)
- Figure (1.17)**- Synoptique de la modulation externe (28)
- Figure (1.18)**- Principe de mesure par la méthode de corrélation optique (30)
- Figure (1.19)**- Schéma de l'auto corrélateur du second d'ordre (31)
- Figure (1.20)**- Signal d'auto corrélation (33)
- Figure (2.1)**- Fibre d'indice n_f placée dans un milieu d'indice n_0 (37)
- Figure (2.2)**- Cône d'acceptance (37)
- Figure (2.3)**- Différents types de fibres optiques (38)
- Figure (2.4)**- Fibre à saut d'indice (40)
- Figure (2.5)**- Fibre multimode à saut d'indice (40)
- Figure (2.6)**- Evolution de l'impulsion pendant sa propagation dans la fibre optique (43)
- Figure (2.7)**- variation de l'indice de réfraction de la silice. (a) [2.6], (b) réalisé par MATLAB (47)
- Figure (2.8)**- Tracé du coefficient de dispersion en fonction de la longueur d'onde (48)
- Figure (2.9)**- Optimisation du coefficient de dispersion γ_m (48)

Figure (2.10)- Taux d'élargissement Δt prévu pour une impulsion gaussienne sur 1Km (49)

Figure (2.11)- Onde plane modulée par une forme gaussienne (51)

Figure (2.12)- Intensité lumineuse (52)

Figure (2.13)- Schéma synoptique illustrant la propagation d'une impulsion dans un milieu dispersif (54)

Figure (2.14)- Allure d'une impulsion gaussienne lors de sa propagation dans un milieu à dispersion **(a)** négative **(b)** positive (57)

Figure (2.15)- Evolution d'une impulsion gaussienne de 30 femto seconde, parcourant une distance de 10 m (58)

Figure (2.16)- Evolution d'une impulsion gaussienne de 30 nano secondes, parcourant une distance de 10 m (59)

Figure (2.17)- Transmission de trois impulsions gaussiennes de 20 ps sur une fibre optique (COMSIS) (60)

Figure (2.18)- Elargissement de trois impulsions gaussiennes pour différentes valeurs de la dispersion ($d=0, 8, 17$ et $30 \text{ ps nm}^{-1}\text{km}^{-1}$) (COMSIS) (61)

Figure (2.19)- Elargissement de trois impulsions gaussiennes pour différentes valeurs de la longueur de la fibre de transmission ($l=100, 250$ et 350 km) (62)

Figure (2.20)- Décomposition d'un spectre en fréquence en ondelettes $\theta(\Omega)$ centrées sur Ω (63)

Figure (2.21)- Résultats de simulation **(a)** représentation d'une ondelette de 50 fs, **(b)** Evolution d'une impulsion gaussienne de 5 fs dans 1 mm de quartz, **(c)** Représentation (3D) temps fréquence de l'impulsion de sortie, **(d)** Délai de groupe correspondant à un milieu à dispersion anormale (67)

Figure (3.1)- Couplage au mode contra-propagatif par une modulation périodique de l'indice de réfraction (70)

Figure (3.2)- Schéma illustrant les propriétés d'un réseau de Bragg (71)

Figure (3.3)- Spectre de réflectivité **(a)** et dispersion **(b)** d'un réseau de Bragg uniforme

Figure (3.4)- Méthode de calcul de la réponse spectrale de réseau (76)

Figure (3.5)- Diagramme principal de la méthode des matrices de transfert **(a)** réseau uniforme **(b)** réseau à pas variable (79)

Figure (3.6)- **(a)** réseau de Bragg compensateur **(b)** architecture interne du module compensateur **(c)** compensation de la dispersion chromatique par les réseaux de Bragg dans une liaison WDM (81)

Figure (3.7)- Utilisation d'un réseau de Bragg dans une liaison WDM (COMSIS) (82)

Figure (4.1)- schéma d'un réseau à pas variable, montrant N sections égales de longueur δl , avec une période différente (86)

Figure (4.2)- Réseau de Bragg chirpé linéaire (87)

Figure (4.3)- Résultats de simulation de deux réseaux chirpés, avec deux valeurs de chirp égales, mais de signes opposés. **(a)** réponse spectrale, **(b)** phase, **(c)** délai de groupe (91)

Figure (4.4)- Résultats de simulation de trois réseaux chirpés, avec des valeurs de chirp différentes **(a)** réponse spectrale, **(b)** phase, **(c)** délai de groupe (93)

Figure (4.5)- Résultats de simulation de trois réseaux chirpés, avec des valeurs de longueurs différentes **(a)** réponse spectrale, **(b)** phase, **(c)** délai de groupe (95)

Figure (4.6)- Résultats de simulation de trois réseaux chirpés, avec des valeurs de variation d'indice de réfraction différentes. **(a)** réponse spectrale, **(b)** phase, **(c)** délai de groupe (97)

Figure (4.7)- Spectre de réflectivité de quatre réseaux de Bragg à pas variable pour différent nombre de sections ($N=5, 10, 40, 200$) (paramètres de simulation : $L=1$ cm, $d\lambda_d/dz=-1$, $\delta n=0.0004$) (97)

Figure (4.8)- Relation entre la réflectivité et le paramètre chirp (99)

Figure (4.9)- Relation entre la réflectivité et la longueur de réseau (100)

Figure (4.10)- Relation entre la réflectivité et la variation d'indice de réfraction (100)

Figure (4.11)- Réseau chirpé (102)

Figure (4.12)- Dépendance du taux de compression vis-à-vis de la largeur de bande de réseau (105)

Figure (4.13)- Utilisation d'une fibre de Bragg compensatrice dans une liaison optique (106)

Figure (4.14)- Résultats de simulation de la dispersion chromatique de trois réseaux chirpés, avec des longueurs différentes (107)

Figure (4.15)- Fonctions d'apodisation **(a)** gaussienne, **(b)** cosinus, **(c)** sinus cardinal (108)

Figure (4.16)- Réseaux à pas variable apodisés **(a)** spectre de réflectivité (cosinus), **(b)** dispersion (cosinus), **(c)** spectre de réflectivité (sinus cardinal), **(d)** dispersion (sinus cardinal) (Paramètres de simulation : $L=1$ cm, nombre de section : 150, $\delta n_{\text{eff}}=0.0004$, $\lambda_d=1.55$ μm , $d\lambda_d/dz=-1$) (110)

Figure (4.17)- Variation gaussienne du coefficient de couplage pour différentes valeurs de α (111)

Figure (4.18)- Résultats de simulation du spectre de réflectivité **(a)** et de la dispersion chromatique **(b)** de quatre réseaux chirpés apodisés, avec différentes valeurs de fonction d'apodisation $g(z)$ ($L=1$ cm, $d\lambda_d/dz=-1$, $\delta n=0.0004$) (112)

Figure (4.19)- Résultats de simulation du spectre de réflectivité **(a) (b)**, du délai de groupe **(c) (d)** et de la dispersion chromatique **(e) (f)** de quatre réseaux chirpés apodisés, avec différentes valeurs de fonction d'apodisation $g(z)$ ($L=1.5$ cm, nombre de sections 150, $d\lambda_d/dz=-1$, $\delta n=0.001$) (114)

Figure (4.20)- Résultats de simulation du spectre de réflectivité **(a)** et de la dispersion chromatique **(b)** de quatre réseaux chirpés apodisés, avec différentes valeurs de la longueur L ($\alpha=40$, $d\lambda_d/dz=-1$, $\delta n=0.0004$) (115)

Figure (4.21)- Liaison optique mono canal (116)

Figure (4.22)- dispersion de la fibre SMF28 (116)

Figure (4.23)- **(a)** dispersion de la fibre SMF28 et de Bragg **(b)** spectre de réflectivité (117)

Figure (4.24)- compensation de la dispersion chromatique par un réseau de Bragg chirpé apodisé (Paramètres de simulation : nombre de section : 108, $\lambda_d=1550$ nm, $n_{\text{eff}}=1.447$, $d\lambda_d/dz=-1$, $\delta n=0.0001$, $\alpha=30$) (118)

Figure (4.25)- Schéma de simulation d'une liaison optique mono canal à 10 Gbit/s (COMSIS) (119)

Figure (4.26)- **(a)** spectre de réflectivité **(b)** temps de groupe d'un réseau de Bragg chirpé (COMSIS) (120)

Figure (4.27)- Schéma de simulation avec envoi d'une impulsion de 25 ps (COMSIS) (121)

Figure (4.28)- Allure d'une impulsion gaussienne de 25 ps dans une liaison optique **(a)** entrée de la fibre **(b)** après passage à travers la fibre de 80 km **(c)** après passage à travers le réseau de Bragg de 98.5 mm (COMSIS) (122)

Figure (4.29)- Modèle de simulation du MEA (123)

Figure (4.30)- Modèle de simulation du laser (124)

Figure (4.31)- Caractéristique puissance optique en fonction du courant du laser (COMSIS) (125)

Figure (4.32)- Résultats de simulation d'une liaison optique mono canal à 10 Gbit/s **(a)** Données émises **(b)** filtrage des impulsions (réseau de Bragg chirpé non inséré) **(c)** Mauvaise détection des impulsions (réseau de Bragg chirpé non inséré) **(d)** filtrage des impulsions (réseau de Bragg chirpé inséré) **(e)** Bonne détection des impulsions (réseau de Bragg chirpé inséré) (130)

Figure (4.33)- Evaluation des performances de la liaison optique avec le diagramme de l'œil (131)

Liste des tableaux

Tableau (1.1)- Types de laser (7)

Tableau (2.1)- Exemples de caractéristiques de quelques fibres optiques de transmission (42)

Tableau (3.1)- Applications des réseaux de Bragg (83)

Tableau (4.1)- Paramètres de réseau chirpé simulé avec COMSIS (89)

Tableau (4.2)- Caractéristiques de simulation d'un réseau de Bragg chirpé (119)

Tableau (4.3)- Paramètres caractéristiques du Laser (124)

Tableau (4.4)- Paramètres caractéristiques de la fibre simulée (126)

Liste des symboles

h : constante de Planck ($6.6252.10^{-34}$ (j.s))

K : constante de Boltzmann ($1.381.10^{-21}$ j. $^{\circ}$ k $^{-1}$)

T : température

ν : fréquence

c : vitesse de la lumière ($c=3e8$ m/s)

λ_d : longueur d'onde de Bragg de conception

R : coefficient de réflexion

E_g : énergie de gap

k_1 : profil de l'impulsion

g_s : gain de seuil

ISL : Intervalle Spectrale Libre

$I(\omega)$: Intensité

e : épaisseur d'une couche

BP : bande passante

VCSEL : Vertical Cavity Surface Emitting Laser

$G(\tau)$: fonction d'auto corrélation

ON: Ouverture numérique

N_g : indice de groupe

γ_m : coefficient de dispersion matérielle

$\Delta\omega$, $\Delta\nu$, $\Delta\lambda$: largeur spectrale à mi hauteur

$\Delta\lambda_{\text{chirp}}$: bande passante de réseau de Bragg

FWHM : Full Width Half Maximum

V_g : vitesse de groupe

V_ϕ : vitesse de phase

$\beta(\omega)$: vecteur d'onde de propagation

β_1 : inverse de la vitesse de groupe V_g
 GVD : Group Velocity Dispersion
 β_2 : dispersion de vitesse de groupe
 β_g : dispersion de vitesse de groupe de réseau de Bragg
 d_p : dispersion de réseau de Bragg
 D_f : dispersion de la fibre de transmission SMF
 SMF : Single Mode Fiber
 DCF : Dispersion Compensation Fiber
 DCM : Dispersion Compensation Module
 DSF : Dispersion Shift Fiber
 NZDSF : Non Zero Dispersion Shift Fiber
 Ω : fréquence centrale de l'ondelette
 $n(x,y,z)$: indice de réfraction moyen
 Λ : période de section
 $\Delta\epsilon$: perturbation de la permittivité
 σ : coefficient général de couplage propre (DC)
 $k(z)$: coefficient de couplage (AC)
 δ : syntonisation initiale (detuning)
 δn_{eff} : variation d'indice
 $g(z)$: fonction d'apodisation (couplage variable)
 α : pente de la fonction d'apodisation $g(z)$, paramètre de Gauss
 $d\lambda_d/dz$: variable chirp
 F : paramètre chirp
 τ_p : temps de groupe de réseau de Bragg
 θ_p : phase du coefficient de réflexion de réseau de Bragg
 δl : longueur de section
 T_0, T_1 : durée initiale, et finale de l'impulsion après propagation

FOM (M) : Figure Of Merit (taux de compression de l'impulsion)

COMSIS : Communication Signaux et Système

MEA : Modulateur électro absorbant

NRZ : Non return at Zero

BIBLIOGRAPHIE

Chapitre I

[1.1] « LASER ET DIODE LASER. Première partie : Les bases ». G.Hincelin.

[1.2] « Génération d'impulsions ultracourtes ». DELAGNES Jean-Christophe-RIVIERE Nicolas.

[1.3] « Les diodes laser : des principes aux développement récents ». B. de CREMOUX.

[1.4] « Aspects théoriques du laser Hélium Néon –Laser, Matériau, Milieux Biologiques »- 6 novembre 2007.

[1.5] Cours d'optoélectronique. Université de Tlemcen. Cheikh Bled Mohamed. 2005.

[1.6] « Etude expérimentale d'une liaison par fibre optique ». Eric Cassan, Institut d'Electronique Fondamentale, Université Paris-Sud Orsay.

[1.7] Optoélectronique. Travaux pratiques. « Introduction à la simulation des systèmes optiques ». Université de Limoges. Younes Zouine.

[1.8] « Etude et réalisation d'un auto corrélateur femtoseconde ». Service optique, Thierry Chamailé, Christophe Lefumeux. 2004.

[1.9] « Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits/s ». Jean-Louis VERNEUIL. Université de LIMOGES. 2003

[1.10] « Les systèmes multiplexés en longueur d'onde » Badre Eddine Benkelfat, cours de Magister, Université de Tlemcen, 2008.

Chapitre II

[2.1] « Compléments sur les fibres optiques » Jean Beerens et Denis Morris Université de Sherbrooke.

- [2.2] « Connexion entre fibres optiques ». KARIM FETH-ALLAH. Exposé. Université de TLMECEN.2007.
- [2.3] « Etude de la propagation optique dans une structure de fibre optique en présence de micro déformations périodiques ». BERKAN DYA. Thèse de Magister en électronique (option micro-ondes). Université de BATNA
- [2.4] « Contribution par la simulation système à l'étude des contraintes des composants optoélectroniques sur la transmission optique utilisant la technique CDMA ». YOUNES ZOUINE. Thèse de Doctorat. Université de LIMOGES. 2005.
- [2.5] « Etude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique » Julien MAURY. Université de LIMOGES.2003.
- [2.6] « Les fibres optiques : Supplément d'électromagnétisme appliqué ». Pierre-André Bélanger. Université Laval, Canada.
- [2.7] « Télécommunications optiques ». O. SEDDIKI. Cours de Magister. Université de Tlemcen.2007.
- [2.8] « Etude de la dispersion des impulsions laser ultracourtes ». M. BIHANE. A. AOUS. Mémoire d'ingénieur. Université de Tlemcen. 2003.
- [2.9] « Dynamique non linéaire vectorielle de la propagation lumineuse en fibres optiques et caractérisation des phénomènes ultracourts associés ». Pascal KOCKAERT. Résumé de thèse.
- [2.10] « Fiber transmission for sub 500 fs pulses using a dispersion compensating fiber » Cheng-Chun Chang and Andrew M. Weiner, Fellow, IEEE.
- [2.11] « La compensation de dispersion chromatique pour les systèmes de transmission haut débit » David Pureur, eric Delevaque, Alain Mugnier.
- [2.12] « Caractérisation d'impulsions laser ultra brèves. Application à leur propagation dans la matière : analyse par ondelettes » Khelladi Mounir, thèse de Magister, université de Tlemcen 2005.

[2.13] « Fiber designs for high figure of merit and high slope dispersion compensating fibers » Marie Wandel and Poul Kristensen, OFS Fitel Denmark I/S, 2005.

Chapitre III

[3.1] « An investigation of chirped fibre Bragg gratings Fabry-Perot interferometer for sensing applications » Cheung Chi Shing, these de doctorat, Optical Sensors Group Centre for Photonics and Optical Engineering, School of Engineering, Cranfield University, 2005.

[3.2] « DETERMINATION OF ROUND-EXIT VELOCITY USING FIBER BRAGG GRATING SENSORS » Arvind Ramaswamy Aiyar , thèse de Master, University of Maryland, 2004.

[3.3] « Inverse scattering and experimental characterization of optical grating filters » Ole Henrik Waagaard, thèse de doctorat, Norwegian University of Science and Technology, 2006.

[3.4] « Design, Fabrication and Measurement of Integrated Bragg Grating optical filters » Thomas E. Murphy, these de doctorat, MASSACHUSETTS INSTITUTE OF TECHNOLOGY, 2001.

[3.5] « Synthesis and characterization of fiber Bragg gratings » Johannes Skaar, these de doctorat, Institut of optical research Sweden, 2001.

[3.6] «Optimisation, écriture et démonstration d'encodeurs à réseaux de Bragg multiples pour le CDMA » Hamed Ben Jaâfar, thèse de doctorat, Université de Laval, 2001.

[3.7] «Etude d'un système de communication optique à encodage en fréquence (FE-CDMA) utilisant des réseaux de Bragg superposés » JULIEN MAGNÉ, thèse de doctorat, Université de Laval, 2004.

- [3.8] « Dispersion compensation in transmission using uniform long period fiber gratings » Mini Das, K. Thyagarajan, Indian Institute of Technology, 2001.
- [3.9] « DWDMlight lightweight optical links from mixed-vendor equipment » Felix Kugler, the swiss education and research network, 2006.
- [3.10] « FBG-based dispersion compensation: Present and future perspectives » Martin Guy and Yves Painchaud, Teraxion, 2006.

Chapitre IV

- [4.1] « Design of step-chirped fibre Bragg gratings » Raman Kashyap, BT Laboratories Martlesham Heath, Ipswich IP5 7 RE, UK 1996.
- [4.2] « An Object Oriented Simulation Program for Fiber Bragg Grating » JIANFENG ZHAO, Master engineering, Rand Afrikaans University Johannesburg, 2001.
- [4.3] « Fibre Bragg grating » RAMAN KASHYAP, Optics and Photonics, UK 1999.
- [4.4] « Analyse de composants photoniques par réflectométrie à faible cohérence sensible à la phase », C.A.Palvacini Cham, thèse de doctorat,ENST Paris 2004.
- [4.5] « Etude et réalisation de réseaux de Bragg pour des applications photoniques » O.Gourmala, thèse de Magister, Université de Tlemcen, 2006.
- [4.6] « Simulation de systèmes de télécommunications par fibre optique à 40 Gbits/s ». Jean-Louis VERNEUIL. Université de LIMOGES. 2003.
- [4.7] « Réseaux sous marin de télécommunications » N. Boukaaza, M. Makhloufi, Mémoire d'ingénieur, Institut de Télécoms d'Oran (ITO), 2007.
- [4.8] « Fibres optiques TP ». Anne Migan Dubois (LGEP/SCM) ; Carlotte Tripon-Canseliet (LISIF/MIME). Université Pierre et Marie Curie 2005.
- [4.9] « FBG-based dispersion compensation: Present and future perspectives » Martin Guy and Yves Painchaud, article, Teraxion, 2006.

[4.10] « La compensation de dispersion chromatique pour les systèmes de transmission haut débit » David Pureur, eric Delevaque, Alain Mugnier, article.

[4.11] « An investigation of chirped fibre Bragg gratings Fabry-Perot interferometer for sensing applications » Cheung Chi Shing, these de doctorat, Optical Sensors Group Centre for Photonics and Optical Engineering, School of Engineering, Cranfield University, 2005.