

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Ecole Nationale Polytechnique



Département d'électronique

Projet de fin d'études

Pour l'obtention du diplôme

d'Ingénieur d'Etat en Electronique

Présenté par: **OUALI Issam**

Thème:

ETUDE ET SIMULATION DES EFFETS DISPERSIFS DANS LA FIBRE OPTIQUE POUR DES TRANSMISSIONS A HAUT DEBIT ET LONGUE DISTANCE

Thèse dirigée par : **Pr. MEHENNI**

Soutenue le **Mardi 26 juin 2007** devant le jury composé de :

H.BOUSBIA-Salah

M.MEHENNI

L.ABDELOUEL

Président du jury

Rapporteur

Examineur

Juin 2007

ملخص:

هذه المذكرة تهتم بدراسة ظواهر التبدد في الألياف الضوئية و تأثيرها على الاتصالات الضوئية الرقمية و طرق التحكم فيها و تصحيحها. استعملت كذلك صورية لملاحظة تغير قيمة التدفق القصوى بدلالة طول الليف الضوئي و تأثير ظاهري التبدد اللوني و تبدد أسلوب الاستقطاب كل منهما على حدة و الاثنتين في وقت واحد.

الكلمات المفتوحة: الألياف الضوئية, التدفق العالي, التبدد اللوني, تبدد أسلوب الاستقطاب, تصحيح التبدد.

Résumé :

Ce mémoire traite les effets dispersifs qui se manifestent dans la fibre optique et leur influence sur une transmission numérique à haut débit et à longue distance, et les techniques de contrôle et de compensation possibles. Aussi une simulation a été faite pour voire l'évolution du débit maximal en fonction de la longueur de liaison et l'effet des dispersions chromatique et de modes de polarisation, chacune seule et les deux au même temps.

Mot clés : Fibre optique, Haut débit, Dispersion chromatique, Dispersion modale de polarisation, Compensation de la dispersion.

Abstract:

This memory treats the dispersive effects which appear in optical fiber and their influence on a digital transmission with high flow and long distance, and the techniques of possible control and compensation. Also a simulation was made for even the evolution of the maximum flow according to the length of connection and the chromatic effect of dispersions and of modes of polarization, each one only and both at the same time.

Key word: Optical fiber, High flow, chromatic Dispersion, modal Dispersion of polarization, Compensation of dispersion.

الحمد

الحمد لله أولاً حمداً كثيراً متوالياً و إن كان يتخالف دون حق
جلاله حمد العاصدين. حمداً يليق بجلال وجهه و عطية طيباته بملأ
السموات و الأرض و ما بينهما وما خاف من شيء بعد فما
توفيتني إلا به فإن أسبته فمن الله و إن أخطأته فعني و من
الخبائث.

وأحلي و أحله علي رحله ثانياً. صلاة تستغرق مع سيد البشر
حائر المرطين. و من ترجمه بإحسان إلى يوم الدين.

REMERCIEMENTS

- *J'exprime mes remerciements à mon promoteur le Pr. MEHENNI pour ses précieux conseils, son orientation et son encadrement.*
- *A tous mes enseignants depuis le primaire à ce jour, et à tous ceux qui m'ont appris quelque chose pensant qu'elle me sera bénéfique.*
- *A tous mes amis et à Mouh Toumi en particulier.*
- *A Aïssa pour son aide.*
- *Et surtout à mes chers parents et toute la famille pour leur soutien, leurs sacrifices et leurs encouragements.*
- *Enfin, tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce mémoire trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.*

ISSAM

DEDICACES

- *A mes très chers parents, à qui je dois mon parcours jusqu'à présent, que ce travail soit l'aboutissement de leurs efforts et leur contribution.*
- *A mes frères Brahim et Abdelkrim.*
- *A toute la famille HASNI, mes oncles, mes tantes et surtout mes chers grands parents.*
- *A toute la famille OUALI, à mon grand père et ma tante.*
- *A toute la famille BRAHAM et ma chère grand-mère.*
- *A tous mes amis et camarades.*
- *A tous les entraîneurs que j'ai passé sous leur houlette.*

Je dédie cet humble mémoire.

ISSAM

Glossaire

BP : Bande Passante.

CRC : Communication Research Center (Ottawa).

DC : Dispersion Chromatique.

DEL: Diode Electro-Luminescente.

DGD : Differential Group Delay.

DOP : Degree Of Polarisation

DSF : Dispersion Shifted Fibre.

DWDM : Dense Wavelength Division Multiplexing.

EDFA : Erbium- Doped Fiber Amplifier.

FBG : Fiber Bragg Grating.

FOM : Figure Of Merit.

G 652 : Norme de l'ITU.

G-655 : Norme de l'ITU.

HOM-DCF : Higher-order-mode Dispersion Compensating Fiber.

ITU : International Telecommunications Union.

SOP : Stat Of Polarisation.

LPFG : Long Period Fiber Grating.

NZ-DSF : Non Zero Dispersion Shifted Fibre.

PMD : Polarisation Mode Dispersion.

PMF : Polarisation Maintains Fiber.

PSP : Principal States of Polarisation.

SSMF : Standard Single Mode Fiber.

TE : Transverse Electric.

TM : Transverse Magnetic.

VIPA : Virtually Imaged Phased Array.

WDM : Wavelength Division Multiplexing.

Table des figures

Figure I.1. Structure d'une fibre optique.....	5
Figure I.2. Propagation dans une Fibre optique.....	6
Figure I.3. Fibre optique multimodale à saut d'indice.....	8
Figure I.4. Propagation dans une fibre optique à saut d'indice.....	8
Figure I.5. Fibre optique multimodale à gradient d'indice.....	9
Figure I.6. Propagation dans une fibre optique à gradient d'indice.....	9
Figure I.7. Réponses impulsionnelle et fréquentielle des fibres multimodales.....	10
Figure I.8. Répartition du champ dans une fibre monomode.....	12
Figure I.9. Propagation dans une fibre optique monomode.....	12
Figure I.10. Topologie d'une fibre monomode.....	12
Figure I.11 : Structure générale d'un système de transmission sur fibre optique.....	19
Figure II.1. Évolution de l'impulsion pendant sa propagation dans la fibre optique...	20
Figure. II.2 : variation spectrale de l'indice de la silice.....	26
Figure. II.3 : dispersion de la silice.....	26
Figure. II.4: Evolution spectrale du paramètre de dispersion du guide pour une fibre à saut d'indice.....	28
Figure. II.5 : dispersion de guide, du matériau et dispersion chromatique d'une fibre monomode à saut d'indice.....	29
Figure II.6 : interprétation fréquentielle de la PMD dans le régime courte distance...	33
Figure II.7 : PMD du premier ordre dans le régime longue distance.....	35
Figure III.1 : Evolution de la dispersion chromatique pour différents types de Fibres.....	39
Figure III.2 : Dispersion chromatique des fibres SSMF (G652), DSF(G653), et NZ-DSF (G555).....	40

Figure III.3 : Évolution aux cours du temps des différentes fibres optiques installées dans les réseaux de télécommunications.....	41
Figure III.4 : Spectre de transmission d'un réseau de Bragg classique.....	42
Figure. III.5 : Spectre de transmission d'un réseau de Bragg à long pas (LPFG).....	44
Figure III.6 : Fonctionnement d'un réseau de Bragg à pas variable.....	45
Figure III.7 : Principe d'utilisation d'un compensateur basé des réseaux de Bragg à pas variable.....	46
Figure III.8 : Compensateur de dispersion utilisant un VIPA.....	46
Figure III.9 : Chemin de lumière dans le compensateur.....	48
Figure III.10 : Profil d'indice de réfraction d'une fibre à deux cœurs concentriques..	49
Figure III.11 : Évolution de l'indice effectif du mode de la structure en fonction de la longueur d'onde.....	49
Figure III.12 : Évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'une fibre à deux cœurs concentriques.....	49
Figure III.13 : Dispersion chromatique d'un compensateur de dispersion HOM utilisant le mode LP_{02}	51
Figure III.14 : Architecture de la méthode de pré-compensation de PMD.....	53
Figure III.15 : Architecture de la méthode de post-compensation de PMD avec un élément biréfringent variable.....	54
Figure III.16 : Architecture de la méthode de post-compensation de PMD avec un élément biréfringent constant	55
Figure III.17 : Condition de compensation de PMD avec un élément biréfringent constant.....	55
Figure III.18 : Compensation distribuée de PMD (PC: contrôleur	

de polarisation, PMDC: compensateur de PMD).....	57
Figure III.19 a) Répartition des coefficients de dilatation α dans une fibre "Panda".....	58
Figure III.19 b) Face de sortie de la fibre "Panda" utilisée et profil d'indice suivant les deux axes neutres	58
Figure IV.1 : L'interface de travail.....	60
Figure IV.2 : $B_{\max}=f(L)$, Pour DC=17 (ps/nm*km) seule.....	62
Figure IV.3 : $B_{\max}=f(L)$, Pour DC=8 (ps/nm*km) seule.....	63
Figure IV.4 : $B_{\max}=f(L)$, Pour DC=4 (ps/nm*km) seule.....	63
Figure IV.5 : $B_{\max}=f(L)$, Pour PMD seule, avec $\Delta\tau_c = 0.01 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ et $\Delta\lambda=1 \text{ nm}$	64
Figure IV.6 : $B_{\max}=f(L)$, Pour PMD seule, avec $\Delta\tau_c = 0.05 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ et $\Delta\lambda=1 \text{ nm}$	65
Figure IV.7 : $B_{\max}=f(L)$, Pour PMD seule, avec $\Delta\tau_c = 0.1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ et $\Delta\lambda=1 \text{ nm}$	65
Figure IV.8 : $B_{\max}=f(L)$, DC=17 ps/nm*km, $\Delta\tau_c=0.1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$, avec $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$	67
Figure IV.9 : $B_{\max}=f(L)$, DC=17 ps/nm*km (seule).....	67

Table des matières

REMERCIEMENTS	i
DEDICACES	ii
GLOSSAIRE	iii
TABLE DES FIGURES	v
TABLE DES MATIERES	viii
Introduction	1
Chapitre I	
I.1. HISTORIQUE :	2
I.2. UTILISATION DES FIBRES OPTIQUES :	5
I.3. AVANTAGES :	6
I.4. INCONVENIENTS :	6
I.5. LA FIBRE OPTIQUE :	8
I.5.1. DEFINITION :	8
I.5.2. DESCRIPTION :	8
I.5.3. CONDITION DE GUIDAGE :	9
I.5.4. TYPES DE FIBRES OPTIQUES :	10
I.5.4.1. Les fibres optiques multimodales :.....	11
I.5.4.2. Les fibres optiques monomodales :.....	15
I.6. TRANSMISSION SUR FIBRE OPTIQUE :	17
I.6.1. INTRODUCTION AUX LIAISONS NUMERIQUES :	17
I.6.2. TRANSMISSION NUMERIQUE SUR FIBRE OPTIQUE :	17
I.6.3. STRUCTURE D'UN SYSTEME DE TRANSMISSION OPTIQUE.....	17
Chapitre II	
II.1. INTRODUCTION	20
II.2. DISPERSION INTERMODALE	20
II.3. DISPERSION CHROMATIQUE (INTRAMODALE)	22
II.3.1 INTRODUCTION	22
II.3.2. DEFINITIONS	22
II.3.3 LES CAUSES DE LA DISPERSION CHROMATIQUE DANS LES FIBRES	25
II.3.3.1 Dispersion du matériau (Dm)	25
II.3.3.2 Dispersion du guide (Dg).....	27
II.3.4. CONCLUSION :	29

II.4. LA DISPERSION DES MODES DE POLARISATION :	30
II.4.1. NOTIONS DE BASE SUR LA POLARISATION DE LA LUMIERE ; MILIEUX ANISOTROPES	30
II.4.3. DISPERSION DE POLARISATION DANS UNE FIBRE BIREFRINGENTE	31
II.4.3.1. Rappels théoriques.....	31
II.4.3.2. Régime courte distance (En l'absence de couplage) :	33
II.4.3.3. Régime longue distance : couplage de mode	34
II.4.4. AVANTAGE DE LA PMD :	36
II.4.5. CONCLUSION :	36

Chapitre III

III.1. TECHNIQUES DE CONTROLE ET DE COMPENSATION DE LA DISPERSION CHROMATIQUE	37
III.1.1. FIGURE DE MERITE.....	37
III.1.2. CONTROLE DE LA DISPERSION CHROMATIQUE PAR L'UTILISATION DE FIBRES A PROFIL D'INDICE PARTICULIER	38
III.1.2.1. Fibre à dispersion décalée	38
III.1.2.2. Fibre à dispersion décalée non nulle.....	39
III.1.3. COMPENSATEURS DE DISPERSION CHROMATIQUE.....	41
III.1.3.1. Réseaux de Bragg.....	41
III.1.3.2. Compensation de la dispersion par l'utilisation de tableau cohérent d'images virtuelles ou VIPA	45
III.1.3.3. Fibre compensatrice de dispersion	47
III.2. TECHNIQUES DE COMPENSATION ET DE CORRECTION DE LA PMD	51
III.2.1. TECHNIQUES D'ESTIMATION DE LA PMD	51
III.2.2. PRE-COMPENSATION	52
III.2.3. POST-COMPENSATION	53
III.2.3.1. Annuler la PMD totale.....	53
III.2.3.2. Aligner le SOP (Stat Of Polarisation) et la PMD totale	54
III.2.4. COMPENSATION DISTRIBUEE DE PMD.....	55
III.2.5. CORRECTION DE LA PMD PAR DES FIBRES A MAINTIEN DE POLARISATION :	56
III.2.5.1. La fibre "Panda"	57
III.3. CONCLUSION :	58

Chapitre IV

IV.1. INTRODUCTION	60
IV.2. L'INTERFACE (FENETRE DE TRAVAIL)	60
IV.3. LE PROGRAMME	61
IV.4. LA VARIATION DU DEBIT MAXIMAL EN FONCTION DE LA LONGUEUR DE LA FIBRE :	62
IV.4.1. EN PRENANT COMPTE DE LA DC SEULE :	62
IV.4.2. EN PRENANT COMPTE DE LA PMD SEULE :	64

IV.4.3. EN PRENANT COMPTE DE LA DC ET LA PMD :.....	67
IV.5. CONCLUSION	68
CONCLUSION ET PERSPECTIVES	70
ANNEXE A.....	72
ANNEXE B.....	79
ANNEXE C.....	83
BIBLIOGRAPHIE.....	87

Introduction générale

Introduction :

Depuis longtemps les gens essayent d'améliorer la manière de communiquer entre eux. De nouvelles méthodes naissent depuis des siècles pour faciliter l'échange d'intérêts, et ce jusqu'à l'avènement de l'internet à la fin du vingtième siècle. La communication a d'abord pris une nouvelle dimension avec l'éclosion de l'internet «bas débit ». Mais c'est le développement du haut débit qui a véritablement ouvert une nouvelle ère, propice à des échanges multiples, virtuels et massifs que le bas débit avait seulement laissé entrevoir, handicapé par ses lenteurs et ses faiblesses.

Le besoin grandissant de vitesse de communication et cette répartition géographique élargie, nécessite continuellement d'entrevoir le haut débit à grande distance. Le transport de l'information à haut débit et à grandes distances qui se fait via la fibre optique -pour ses multiples avantages par rapport au câble coaxial- rencontre quelques problèmes d'ordre technique, et parmi ces problèmes, les différents effets dispersifs que subit le signal optique dans la fibre qui font l'objet de cette étude.

Ce travail intitulé « Etude des effets des différentes dispersions sur le débit dans une transmission numérique à haut débit et à longue distance », sera reparti –pour faciliter la compréhension- en quatre chapitres.

Au premier chapitre, on donnera quelques généralités sur les fibres et la transmission optique. Au second, on va décrire les différentes dispersions (intermodale, chromatique et celle des modes de polarisation). Puis au troisième on parlera des différentes techniques de compensations de la dispersion chromatique (DC) et de la dispersion modale de polarisation (PMD). Enfin, au quatrième chapitre on fera une simulation sur le logiciel MATLAB pour voir la variation de la valeur maximale tolérée pour le débit en fonction de la longueur de la liaison ; en présence de la DC seule, de la PMD seule, et enfin de la combinaison des deux effets dispersifs. On terminera par une conclusion générale.

Chapitre

(I)

I.1. Historique :

Les premières expériences de transmission optique datent de la fin du XIX^e siècle, avec la modulation de l'intensité de la lumière par un signal acoustique. Faut de savoir guider efficacement la lumière jusqu'au destinataire, ces moyens ne se sont pas développés pour la transmission, mais ont donné naissance à l'enregistrement optique du son.

L'apparition des lasers vers 1960 a permis d'envisager la transmission d'information à distance, sur le principe des faisceaux hertziens, à des fréquences beaucoup plus élevées (de l'ordre de 10^{14} Hz) ; en modulant soit l'intensité de la lumière, soit sa phase ou sa fréquence.

Malheureusement, malgré la faible divergence de la lumière et le choix de la «fenêtre» à $10.6 \mu\text{m}$ (Laser CO_2) où la transparence de l'atmosphère est élevée, ces systèmes expérimentaux ont été victimes des perturbations de la propagation par l'atmosphère, notamment les déviations des faisceaux provoquées par des variations de température (donc d'indice). Il a fallu guider la lumière. La transmission directe conserve cependant quelques applications à courtes distances (télécommande infrarouge, liaisons temporaires) et on reparle d'elle pour les liaisons directes, dans le vide, entre satellites.

De leurs côtés les fibres optiques, utilisant le principe connu depuis longtemps des fontaines lumineuses (réflexion totale de la lumière à l'extérieur d'un jet d'eau... donc d'un mince fil de verre), ont fait l'objet d'applications décoratives, puis plus utilitaires : éclairage, endoscopie, télémesures optiques et physico-chimie. Ces utilisations purement optiques continuent d'ailleurs de se développer.

Déjà envisagées par les théoriciens, les transmissions sur fibres optiques deviennent un objectif réaliste à partir de 1966 lorsque furent fabriquées les premières fibres de silice de faible atténuation. Les progrès des méthodes de fabrication, l'amélioration de la résistance mécanique des fibres, l'apparition de câbles, de connecteurs et de composants passifs performants ont permis le développement des liaisons expérimentales puis des premières liaisons commerciales vers 1980.

Enfin, il a fallu la mise au point des composants optoélectroniques fiables et performants, permettant de réaliser des liaisons optiques dans des réseaux de télécommunication à haut débit. Ces développements s'appuient notamment sur la maîtrise des semi-conducteurs III et V, utilisés en électronique rapide et en visualisation. [14]

On peut résumer les différentes générations des fibres optiques :

- **G1 (Première génération): 1989 – 1991**

Les premiers systèmes à fibres optiques utilisaient des répéteurs en ligne basés sur une technologie silicium pour régénérer optoélectroniquement le signal affaibli après passage par chaque section de câble. La capacité de ces systèmes de transmission était de 0,28 Gbit/s par paire de fibre et ils opéraient dans la fenêtre à 1310 nm.

- **G2 (Seconde Génération): 1992 – 1995**

La technologie G2 constitua une amélioration par rapport à G1 puisque la capacité transmise devint alors de 0,565 Gbit/s par paire de fibres. Ces progrès furent rendus possibles par de meilleures performances des circuits au silicium du répéteur, ainsi que par l'utilisation de la fenêtre à 1550 nm.

- **G3 (Troisième Génération): 1995 – 1997**

Cette génération correspond à une évolution majeure dans le domaine de la transmission optique : l'amplification optique par fibre dopée à l'erbium (Erbium Doped Fibre Amplifier - EDFA). Cette technique d'amplification, qui évite la régénération du signal dans chaque répéteur et donne accès au « tout optique », est beaucoup plus économique, efficace et fiable, et autorise l'accès à des bandes passantes de ligne considérables. Les limitations provenant de l'utilisation de circuits au silicium dans les répéteurs n'existent alors plus et la capacité passe à 5 Gbit/s par paire de fibres.

- **G4 (Quatrième Génération): 1998 – 2000**

La technologie EDFA est améliorée, ce qui permet des bandes passantes optiques plus importantes. Ces progrès, associés à d'autres progrès dans le domaine des techniques de filtrage optique, permettent de mettre en œuvre une première génération de systèmes WDM (Wave Division Multiplexing ou multiplexage à répartition de longueur d'onde). La capacité transmise s'élève alors à 20 ou 40 Gbit/s (8 ou 16 couleurs à 2,5 Gbit/s) par paire de fibres.

G5 (Cinquième Génération): 2000 – 2002

La bande passante des EDFA est à nouveau améliorée, et la capacité par couleur passe à 10 Gbit/s. Ces systèmes fournissent des capacités de l'ordre de 160 Gbit/s par paire de fibres (16 couleurs à 10 Gbit/s).

G6 (Sixième Génération): Depuis 2001

Cette génération a une base de conception semblable à la génération précédente, les caractéristiques des EDFA sont améliorées et les équipements terminaux, toujours à 10 Gbit/s, présentent de meilleures performances. Ainsi, tout en conservant des terminaux à 10 Gbit/s, ces systèmes peuvent multiplexer jusqu'à 100 couleurs par paire de fibres, offrant des capacités de l'ordre de 1 Tbit/s.

Certains Centres de Recherche et Développement annoncent leurs avancées dans la conception de systèmes DWDM utilisant une technologie à 40 Gbit/s par couleur, avec environ 40 couleurs par fibre. D'autres centres de recherche pensent que la prochaine génération ne sera qu'une amélioration de G6 pour laquelle on accroîtra encore le nombre de couleurs à 10 Gbit/s (soit 150-200x10 Gbit/s). La spécification de cette génération est délicate car on approche des limites physiques de la bande passante de la technologie EDFA. Les problèmes de distorsion de couleurs à 40 Gbit/s sont également difficiles à résoudre. [21]

I.2. Utilisation des fibres optiques :

I.2.1. Télécommunications :

- Liaisons urbaines et interurbaines (grande capacité), liaisons sous-marines sur des tronçons de plus de 200 km sans amplification optique ou répéteurs.
- Câbles sous-marins : exemple Flag Atlantic 1 (Un milliard de dollars), entre les USA et l'Europe à 1,28 Tbps. A comparer avec 2500kbps des premiers câbles sous-marins en cuivre.

I.2.2. Vidéocommunications :

- De nombreuses expériences ont été essayées mais leur développement était ralenti par le coût ; la plupart des liaisons restent en coaxiale.

I.2.3. Liaison et réseaux de données :

- L'insensibilité aux perturbations électromagnétiques, peut être un avantage décisif. Les fibres optiques commencent à être couramment utilisées pour des liaisons point à point compatibles avec les standards classiques (RS 232, IEEE 488...), dans des sections de réseaux en anneau (type Token Ring) ou en tant que passerelles entre réseaux ; la faible atténuation de la fibre permet d'augmenter la portée de ces réseaux, et de constituer des réseaux fédérateurs de grandes dimensions. Grâce aux différents composants optiques (coupleurs, répartiteurs...) les fibres optiques permettent aussi de constituer des réseaux multi-terminaux. Les nouveaux réseaux sont conçus dès le départ pour l'utilisation de la fibre optique.

I.2.4. Liaisons industrielles :

- Ce sont des applications variées (télémessures, télécommandes, surveillance vidéo, bus de terrain) où l'insensibilité de la fibre aux parasites est un avantage essentiel.

I.2.5. Capteurs et instrumentation :

- Les fibres sont de plus en plus présentes dans l'instrumentation optique, où elles permettent d'effectuer des mesures à distance en des points difficiles d'accès. Les

capteurs utilisent la fibre optique elle-même comme élément sensible servant en même temps de support de transmission.

I.2.6. Transport de lumière :

- Les applications classiques (éclairage, visualisation, endoscopie) ou plus récentes (transport de faisceaux laser pour l'industrie, la mesure, la médecine) ont vu leurs performances s'améliorer, et leur coût baisser, grâce au développement des technologies des fibres optiques.

I.3. Avantages :

La fibre optique est une des plus grandes avancées technologiques en matière de câblage puisqu'elle perd tous les inconvénients des câbles en cuivre (puissance, impédances,...). Son but est de transporter de la lumière dont la source est soit un laser, soit une DEL (diode électroluminescente, LED en anglais).

La fibre optique présente, en termes de transmission, une faible atténuation, une très grande bande passante, multiplexage de plusieurs signaux, un faible poids, une très petite taille, une grande souplesse.

Un câble optique peut négocier des transferts allant jusqu'aux Térabps. Les distances dépassent alors plusieurs kilomètres, ce qu'aucun câble de cuivre ne permet de faire. Aujourd'hui, c'est la meilleure solution pour des grandes distances et des débits élevés. Le gros avantage de ce type de câble est qu'il est indifférent aux perturbations électromagnétiques puisqu'il transporte de la lumière. De plus, il échappe complètement aux écoutes clandestines, puisqu'en l'occurrence il faudrait se pointer directement sur le câble ce qui couperait la connexion.

I.4. Inconvénients :

La fibre n'est pas dénuée d'inconvénients. Les plus fréquemment mentionnés sont :

- la complexité de la connectique associée,

- la limitation en température pour certaines fibres (+85°C pour les fibres en plastique -rarement utilisées-);
- la difficulté d'éviter les désalignements des cœurs dans le cas des épissures.

Le coût : La fibre permet de parcourir de très grandes distances sans être obligée d'amplifier le signal. Le coût de la fibre optique ne cesse de baisser mais elle demeure beaucoup plus chère que les câbles à paires torsadées. Elle se manipule moins facilement en cas de coupure ; En effet, lorsque la fibre est coupée, on doit la faire fondre puis la fusionner. On se doute que cela est plus compliqué que d'utiliser de simple pince avec les paires torsadées. Donc la fibre optique, malgré ces nombreux avantages, reste encore une solution adaptée selon les besoins et les moyens et non une solution de référence.

Les problèmes de transmission : Bien que très performantes les fibres optiques subissent des atténuations lors de la propagation du signal. L'atténuation se mesure en dB/Km et elle dépend de la longueur d'onde. Elle est due à plusieurs phénomènes :

- *La diffusion Rayleigh :* Elle est due à l'interaction entre la lumière et la matière. En effet des milieux comme le verre, les liquides et les gaz diffusent la lumière. Cette diffusion est d'autant plus grande que la longueur d'onde est petite, d'où l'utilisation de l'infrarouge (longueur d'onde élevée).
- *Absorption* due à la présence d'impuretés dans la fibre par exemple les liaisons OH
- Transition électronique dans l'ultraviolet - vibration moléculaire
- Dispersion intermodale et bande passante lors de la propagation de la lumière, une même impulsion peut se propager par plusieurs chemins à la fois. Du coup, une impulsion émise très brève (pic étroit) sera reçue sur un temps plus long (tache plus large) : c'est la dispersion intermodale. Plus la largeur des pic de réception est grande moins on peut rapprocher des impulsions dans le temps sinon il y a risque de chevauchement à la réception. Donc plus les images sont étroites plus la bande passante est grande et plus la vitesse de transmission est élevée.
- Raccordements

Il y a deux manières de mettre bout à bout deux fibres, par épissure (fusion) c'est un raccord définitif ou par connecteur pour les raccords démontables. Dans les deux cas (surtout le 2ème), cela entraîne des pertes à cause :

- de l'écartement

- de l'excentrement
- du désalignement

· *Courbure et microcourbure* : Avec une courbure il y a diminution de l'angle entre le rayon et la normale à la fibre. Pour une propagation il faut que le rayon soit réfléchi mais au dessus d'un angle critique le rayon est réfracté par la gaine optique. La courbure est due à une déformation globale de l'axe. La microcourbure est due à une déformation locale de l'axe, l'effet est le même.

I.5. La fibre optique :

Pour comprendre les phénomènes de dispersions que subit la transmission optique, on doit d'abord savoir ce qu'est la fibre optique, ce paragraphe est consacré pour l'expliquer.

I.5.1. Définition :

La fibre optique est un guide d'onde diélectrique qui exploite les propriétés réfractrices de la lumière. Elle est constituée d'un cœur entouré d'une gaine, souvent protégée par un revêtement [13, 9].

I.2.2. Description :

La fibre optique se présente sous forme d'un cylindre de verre de quelques dizaines de micromètres. Il existe plusieurs types de fibres mais tous sont constitués de la même façon : un cœur (core) et une gaine (cladding), l'ensemble est généralement recouvert d'une gaine plastique de protection. (Figure. I.1).

Les signaux lumineux vont transiter dans le cœur, tandis que la gaine va empêcher qu'ils ne s'échappent de la fibre. Pour ce faire, le cœur et la gaine sont fabriqués de telle sorte qu'ils disposent d'indices de réfraction légèrement différents [5]. L'indice de réfraction d'un matériau correspond au rapport :

$$n = \frac{c}{v}$$

Où: c est la vitesse de la lumière dans le vide ;

v est la vitesse de la lumière dans le matériau étudié.

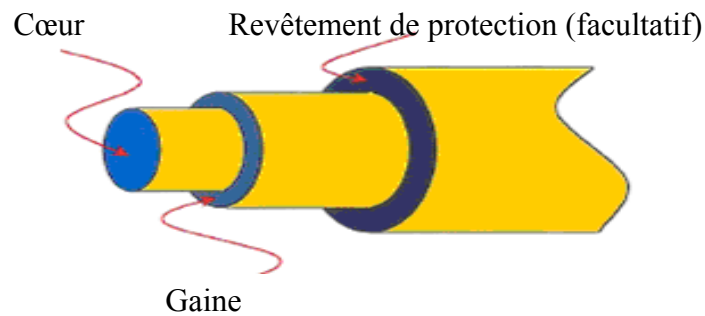


Figure I.1. Structure d'une fibre optique

I.5.3. Condition de guidage :

L'indice de réfraction doit avoir une valeur supérieure à 1 et plus cette valeur est grande, plus la vitesse dans le matériau étudié est faible. Pour que les photons ne s'échappent pas de la fibre, l'indice de réfraction du cœur doit être légèrement plus grand que l'indice de réfraction de la gaine. Dans ce cas, lorsque le signal lumineux arrive sur la gaine avec un angle plus petit que l'angle critique, il est totalement réfléchi dans le cœur. S'il atteint la gaine avec un angle plus grand que l'angle critique, alors seule une faible partie du signal est réfléchi. L'angle critique se calcule par la formule suivante :

$$\sin \alpha = \frac{n_2}{n_1}$$

Où :

α Est l'angle critique (Figure I.2);

n_2 Est l'indice de réfraction de la gaine ;

n_1 celui du cœur.

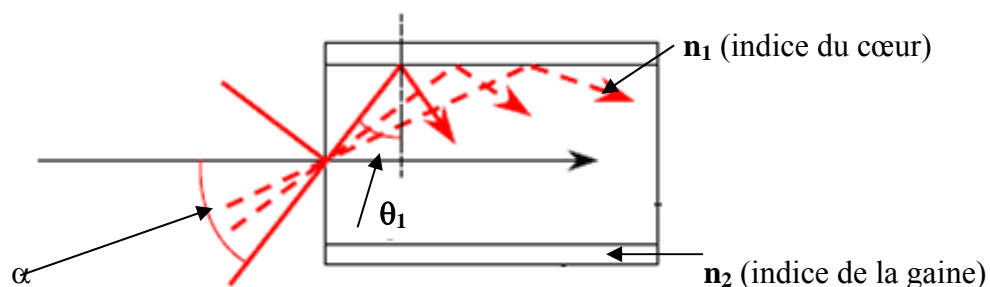


Figure I.2. Propagation dans une Fibre optique

On voit donc que l'indice de réfraction de la gaine doit être inférieur à celui du cœur et plus le rapport des indices de réfraction (n_2/n_1) est grand, plus l'angle critique sera important. L'indice de réfraction d'un matériau (le cœur ou la gaine) peut être ajusté précisément grâce à l'adjonction de dopants dans le verre. Ces dopants vont avoir pour effet soit d'accélérer légèrement soit de ralentir la vitesse de propagation du signal dans celui-ci.

C'est l'utilisation de ces dopants qui permet d'affecter un indice de réfraction différent au cœur et à la gaine, et par la même occasion de fixer l'angle critique de la fibre en dessous duquel la réflexion totale interne du signal est assurée.

Lorsqu'un rayon lumineux entre dans une fibre optique à l'une de ses extrémités avec un angle adéquat, il subit de multiples réflexions totales internes. Ce rayon se propage alors jusqu'à l'autre extrémité de la fibre optique sans qu'une partie du rayon optique ne traverse la gaine. La propagation de la lumière dans la fibre peut se faire avec très peu de pertes même lorsque la fibre est courbée. Une fibre optique est souvent décrite selon deux paramètres :

- Le premier est **la différence relative d'indices**, qui donne une mesure du saut d'indice entre le cœur et la gaine :

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1}$$

- Le second est **l'ouverture numérique** de la fibre (N.A. pour Numerical Aperture). Concrètement, ce paramètre est le sinus de l'angle d'entrée maximal de la lumière dans la fibre pour que la lumière puisse être guidée sans qu'une partie du rayon optique ne traverse la gaine. Cet angle est mesuré par rapport à l'axe de la fibre :

$$N.A. = \sin \alpha_{\max} = n_1 \sin \left(\frac{\pi}{2} - \theta_{\text{lim}} \right) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

I.5.4. Types de fibres optiques :

En optique, le mode c'est le nombre de chemins (pour simplifier). Dans une fibre multimodale, la lumière peut emprunter un grand nombre de chemins (voir la

suite). Dans une fibre monomodale, elle se propage suivant un seul trajet direct. Elle conserve donc vitesse et cohérence. La fibre monomodale est donc une fibre plus performante que la fibre multimodale, mais elle nécessite l'utilisation de sources lumineuses.

I.5.4.1. Les fibres optiques multimodales :

Les fibres multimodales, dans lesquelles les rayons peuvent suivre différents chemins optiques dans le cœur suivant la valeur de l'indice de réfraction ; il en existe deux types :

a) Fibres optiques multimodales à saut d'indice :

Ces fibres sont caractérisées par un indice de cœur constant et un indice de gaine légèrement inférieur pour assurer les conditions de guidage de la lumière dans le cœur. Un faisceau lumineux qui pénètre dans le cœur de la fibre s'y propage, sous réserve de certaines conditions angulaires d'injection (définition de l'ouverture numérique), en ligne droite par principe de réflexion totale à l'interface cœur-gaine (figure I.3) [4].

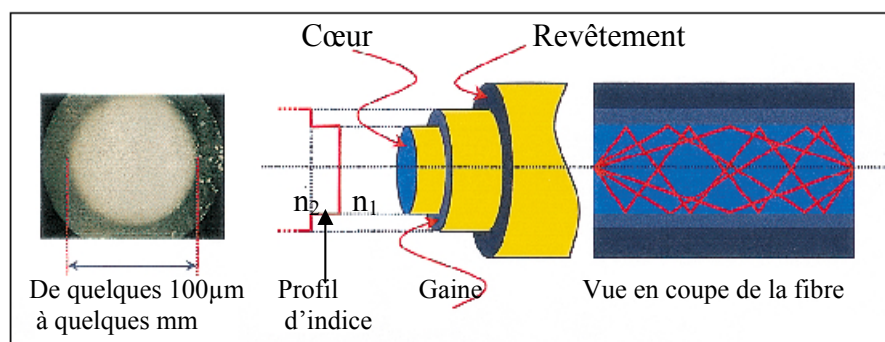


Figure I.3. Fibre optique multimodale à saut d'indice

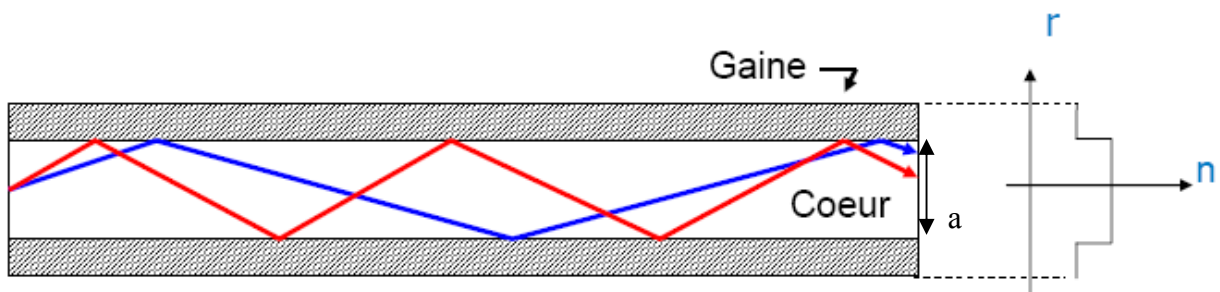


Figure I.4. Propagation de la lumière selon la loi de l'optique géométrique dans une fibre optique à saut d'indice

b) Fibres optiques multimodales à gradient d'indice :

Dans la fibre à gradient d'indice, la variation d'indice est beaucoup plus progressive. Les fibres à gradient d'indice sont caractérisées par une variation régulière de l'indice dans le cœur entre l'axe de propagation et l'interface cœur-gaine. Dans ces conditions, un rayon lumineux injecté à l'entrée de la fibre optique ne s'y propage plus de manière rectiligne mais suivant une trajectoire qui dépend de la variation d'indice dans le cœur (Figures I.5 et I.6) [4]. La loi de variation de l'indice du cœur est donnée par l'équation suivante :

$$n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha}$$

r : distance à l'axe ($r < a$ rayon du cœur).

α : exposant de profil d'indice, proche de la valeur 2.

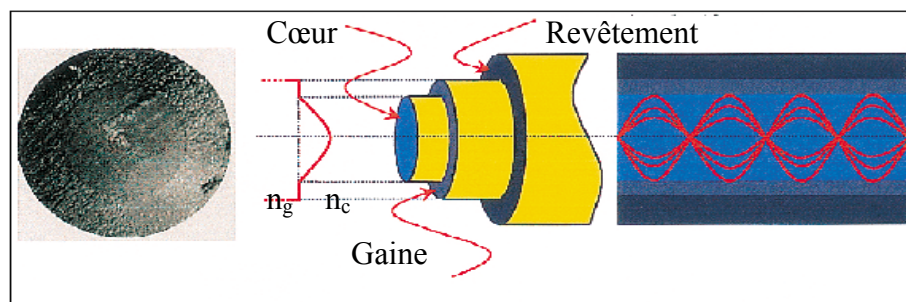


Figure I.5. Fibre optique multimodale à gradient d'indice

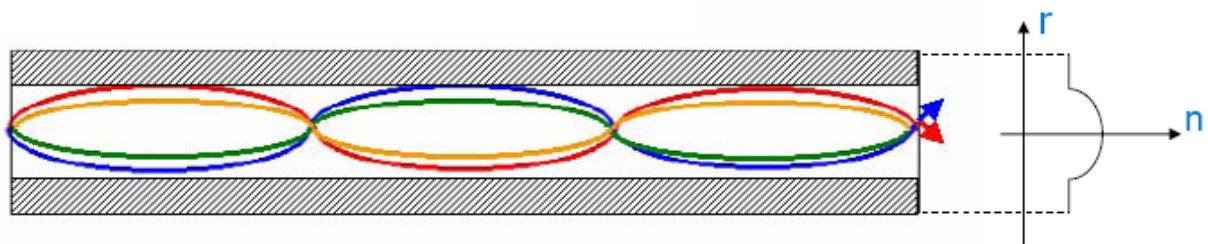


Figure I.6. Propagation de la lumière selon la loi de l'optique géométrique dans une fibre optique à gradient d'indice

c) Bande passante des fibres multimodales :

Les différences de temps de propagation entraînent un étalement des impulsions émises dans la fibre. Cette dispersion intermodale crée un élargissement d'impulsion $\Delta\tau_{im}$ qui augmente avec la distance parcourue. Il s'y ajoute un effet de dispersion chromatique $\Delta\tau_c$ due à la variation du temps de propagation avec la longueur d'onde de la source et proportionnelle, au premier ordre, à sa largeur spectrale $\Delta\lambda$ (Ces dispersions seront vues plus en détail dans le chapitre suivant). La réponse impulsionnelle globale résulte de la combinaison quadratique des deux phénomènes, qui agissent comme deux distributions indépendantes:

$$\Delta\tau = \sqrt{\Delta\tau_{im}^2 + \Delta\tau_c^2} : \text{largeur à mi-hauteur de l'impulsion reçue.}$$

Elle est beaucoup plus faible pour les fibres à gradient d'indice que pour les fibres à saut d'indice (Figure. I.7).

En télécommunications, on utilise souvent la bande passante BP évaluée sur la réponse fréquentielle, transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle (Fig. I.8). C'est la fréquence à laquelle l'amplitude de modulation du signal reçu, $H(f)$, est divisée par $\sqrt{2}$ (par rapport à $H(0)$ qui représente l'atténuation) à cause de la dispersion intermodale ; cette mesure se fait en utilisant une source laser pour s'affranchir de la dispersion chromatique. La relation entre bande passante et élargissement d'impulsion dépend de la forme exacte de l'impulsion,

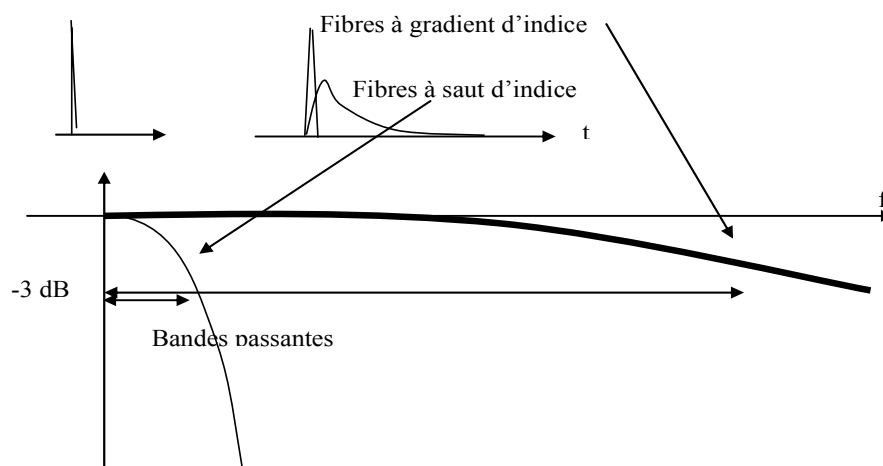


Figure I.7. Réponses impulsionnelle et fréquentielle des fibres multimodales

Mais on admet la relation approchée :

$$BP = 1 / (2\Delta\tau_{im})$$

Si l'élargissement d'impulsion peut être considéré comme proportionnel à la longueur de la fibre " L", la BP lui est inversement proportionnelle et le produit ($L \times BP$) est constant. Ce terme, exprimé en MHz*km, est une caractéristique essentielle des fibres multimodales. Il va de quelques MHz km pour des fibres à saut d'indice à plusieurs centaines de MHz km pour des fibres à gradient d'indice.

Sur grandes distances, on observe souvent, à cause d'un phénomène complexe de couplage de modes, une bande passante plus grande que celle prévue par cette relation, mais qui dépend des conditions d'utilisation (présence de raccordements et de courbures). On admet alors, au lieu de la loi en L^{-1} , une loi en L^{-y} , où l'exposant y est légèrement inférieur à 1 mais ne peut être connu qu'expérimentalement [16].

d) Longueur d'onde de coupure et fréquence normalisée

La longueur d'onde de coupure est la longueur d'onde λ_c en dessous de laquelle la fibre n'est plus monomode. Ce paramètre est relié à la fréquence normalisée, noté V , qui dépend de la longueur d'onde λ , du rayon de cœur a de la fibre et des indices du cœur n_1 et de la gaine n_2 . La fréquence normalisée est exprimée par:

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

Si $V > 2.405$ la fibre est multimodale.

e) Les caractéristiques techniques des fibres optiques multimodales :

Les fibres multimodales ont un diamètre de cœur important (de 50 à 85 microns). Un rayon lumineux pénétrant dans le cœur de la fibre, à l'une de ses extrémités, se propage longitudinalement jusqu'à l'autre extrémité grâce aux réflexions totales qu'il subit à l'interface entre le verre de cœur et le verre de gaine [17].

Donc entre autres, La fibre multimodale :

- Le nombre de modes $N \approx \frac{V^2}{2}$
- A été la première utilisée.

- Est facile à utiliser (gros cœur ~ tolérances élevées) mais a une limitation intrinsèque de bande passante.
- Réservée aux courtes distances : réseaux informatiques locaux.

I.5.4.2. Les fibres optiques monomodales :

Si le rayon du cœur est suffisamment petit, la fibre accepte seulement le mode fondamental de propagation, ce qui est le cas des fibres monomodes.

Lorsque le diamètre de cœur est petit (moins de 10 μm) et la différence d'indice faible (moins de 0,5 %) il est possible de sélectionner un seul mode qui se propage au voisinage de l'axe. La condition de propagation monomode s'écrit :

$$V < 2,405 \Leftrightarrow \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} < 2,405$$

$$\Leftrightarrow \lambda > \frac{2\pi a}{2,405} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \lambda_c$$

Le mode est le premier zéro de $J_0(v)$ (Fonction de Bessel). La condition correspond à la coupure des modes suivants : TE_{01} et TM_{01} [Annexe A]. On peut aussi définir les modes comme étant les différents chemins qu'emprennent les rayons lumineux dans la fibre.

La fibre n'est monomode qu'au-delà d'une longueur d'onde, dite longueur d'onde de coupure. Le phénomène de diffraction n'est plus négligeable, ce qui se traduit par une répartition quasiment gaussienne du champ qui s'étale fortement dans la gaine optique, et par une certaine divergence en sortie (Figure. I.8) [16].

Le paramètre $2w_0$ de l'approximation gaussienne est appelé diamètre du mode.

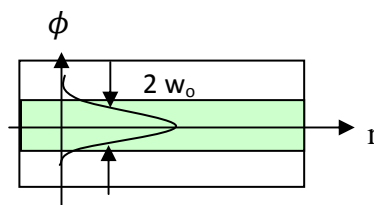


Figure I.8. Répartition du champ dans une fibre monomode

A l'heure actuelle les fibres monomodales présentent la bande passante la plus large et le niveau de pertes le plus bas, puisqu'il n'y a pas de dispersion intermodale. C'est pourquoi elles sont universellement utilisées pour la transmission de signaux à haut débit et sur de longues

distances. Elles ont aussi des applications en instrumentation car elles conservent la cohérence de la lumière et, pour certains types de fibres, sa polarisation.

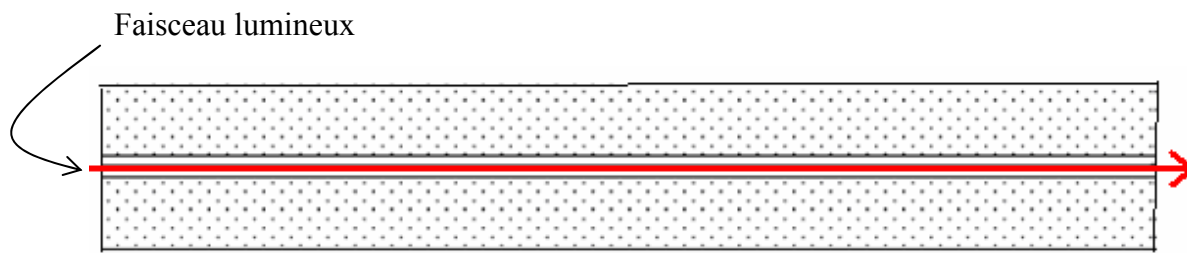


Figure I.9. Propagation dans une fibre optique monomode

La figure I.10, illustre la topologie d'une fibre monomode.

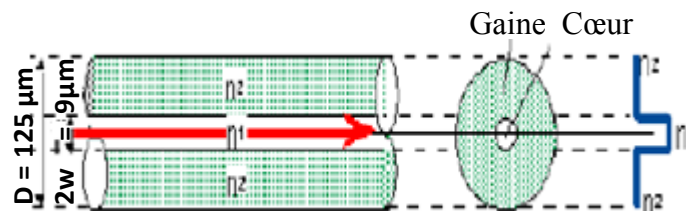


Figure I.10. Topologie d'une fibre monomode

a) Les caractéristiques techniques des fibres optiques monomodales :

Les fibres monomodales ont un diamètre de cœur (10 microns), faible par rapport au diamètre de la gaine (125 microns) et proche de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde de la lumière injectée. L'onde se propage alors sans réflexion et il n'y a pas de dispersion intermodale. Le petit diamètre du cœur des fibres monomodales nécessite l'utilisation des diodes laser comme source d'émission.

En résumé, la fibre monomodale a une bande passante pratiquement infinie (en théorie) mais requiert des composants chers et des tolérances faibles. Elle est devenue la solution universelle des systèmes de télécommunications [17].

I.6. Transmission sur fibre optique :

I.6.1. Introduction aux liaisons numériques :

Les liaisons numériques constituent l'essentiel des liaisons en fibres optiques. En effet, la linéarité médiocre des composants optoélectroniques se prête mal aux transmissions multiplexées analogiques (bien que certaines applications analogiques existent dans le domaine de la vidéo ou de mesures) ; d'autre part la faible atténuation et la grande bande passante des fibres optiques permettent de tirer tout le parti des transmissions numériques.

I.6.2. Transmission numérique sur fibre optique :

La transmission par fibre optique est fondée sur l'envoi d'information sous la forme d'impulsions lumineuses dans une fibre optique. Pour que l'information soit intacte, le signal lumineux détecté en sortie de fibre doit avoir un minimum d'énergie. L'énergie de l'impulsion lumineuse décroît avec la distance parcourue dans le support de transmission (la fibre). Ainsi, l'atténuation est un facteur limitant important dans la transmission optique par fibre. L'atténuation de la fibre optique est faible si on la compare à celle des autres supports de transmission comme le cuivre. Faible, elle n'en existe pas moins à des degrés divers, dépendant en particulier de la longueur d'onde optique, qu'on nomme également « couleur », porteuse des impulsions lumineuses [21].

Le signal à la sortie doit aussi être similaire à celui injecté à l'entrée ce qui est difficile lorsqu'on travaille à haut débit et à longue distance à cause des recouvrements entre bits successifs due à l'élargissement de l'impulsion, ce qui provoque la difficulté (voire l'impossibilité) de décodage du signal émis. Cet élargissement est causé par les différentes dispersions qu'on va étudier dans ce projet.

I.6.3. Structure d'un système de transmission optique

Un système de transmission numérique sur fibre optique comporte les dispositifs et composants suivants (Figure. I.11) :

— une source (diode laser) et un modulateur permettant d'imprimer l'information à transmettre sur la porteuse optique. La modulation utilisée est une modulation de l'intensité. Dans le cas idéal, il s'agit d'une modulation par tout ou rien, l'un des états de la donnée

binaire étant associé à la transmission d'une certaine intensité, l'autre à l'absence de signal. En pratique, l'émetteur est caractérisé par un taux d'extinction, écart (en décibel) entre la puissance transmise dans chacun des deux états, qui n'est pas infini. Dans le cas d'un système WDM, on compte autant de sources que de canaux ;

— dans le cas d'un système WDM, un multiplexeur qui permet de juxtaposer les différents canaux dans la bande ;

— en général, un amplificateur optique de puissance permettant d'injecter dans la fibre une puissance suffisante ;

— des amplificateurs en ligne insérés le long de la fibre pour en compenser l'atténuation. La distance entre amplificateurs, appelée « pas d'amplification », est une caractéristique essentielle de la liaison ;

— en général un préamplificateur (optique) de réception ;

— dans le cas d'un système WDM, un démultiplexeur qui permet de séparer les différents canaux ;

— pour chaque canal, un photorécepteur qui convertit le signal optique en un signal électrique qui, après filtrage et régénération, permet de restituer l'information transmise.

Le signal transmis est dégradé sous l'effet de plusieurs phénomènes :

— le bruit du récepteur d'une part, celui apporté par les amplificateurs en ligne, d'autre part ;

— les défauts de propagation qui peuvent eux-mêmes se diviser en défauts linéaires (dispersion chromatique, dispersion modale de polarisation) et non-linéaires (auto modulation de phase, modulation de phase croisée, mélange à quatre ondes, effet Raman stimulé, effet Brillouin stimulé, instabilité de modulation).

Certains de ces défauts se manifestent même en présence d'une seule porteuse et leur effet peut être traité canal par canal dans le cas d'un système WDM. D'autres au contraire (mélange à quatre ondes, modulation de phase croisée) n'apparaissent qu'en présence de plusieurs porteuses.

Les effets non linéaires ne sont devenus importants qu'avec l'apparition des amplificateurs à fibre et ceci pour deux raisons :

— les puissances injectées dans la fibre ont atteint des valeurs élevées (plusieurs dizaines de dBm). Ces valeurs peuvent paraître modestes, mais il ne faut pas oublier que le paramètre critique est la densité surfacique de puissance dans la fibre, égale au rapport de la puissance transmise à l'aire efficace du mode, c'est-à-dire l'aire sur laquelle est concentrée l'énergie. Rappelons qu'elle est typiquement de quelques dizaines de mm^2 (50 mm^2 pour une fibre standard). Une puissance de 20 dBm (100 mW) correspond alors à une densité de $2 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$;

— comme les effets linéaires, les effets non-linéaires se cumulent le long d'une liaison amplifiée.

Alors que les effets linéaires deviennent eux aussi non négligeables pour les transmissions optiques à haut débit et grandes distances.

Effets linéaires et non linéaires ne peuvent pas en général être séparés, puisque la modulation de phase induite par l'effet Kerr modifie la sensibilité du signal à la dispersion chromatique [10].

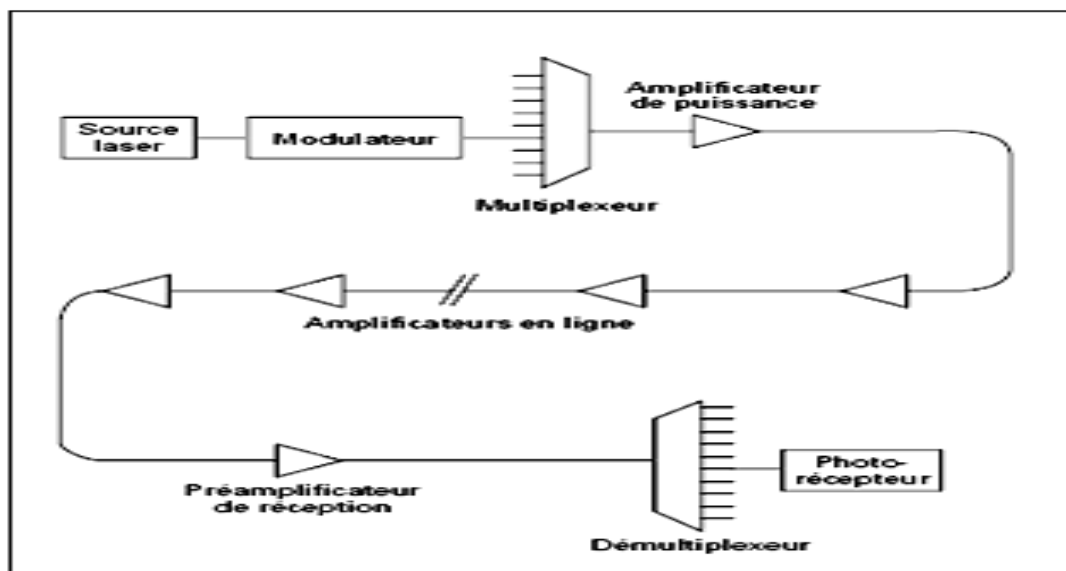


Figure I.11 : Structure générale d'un système de transmission sur fibre optique

Chapitre

(II)

II.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 II.1).

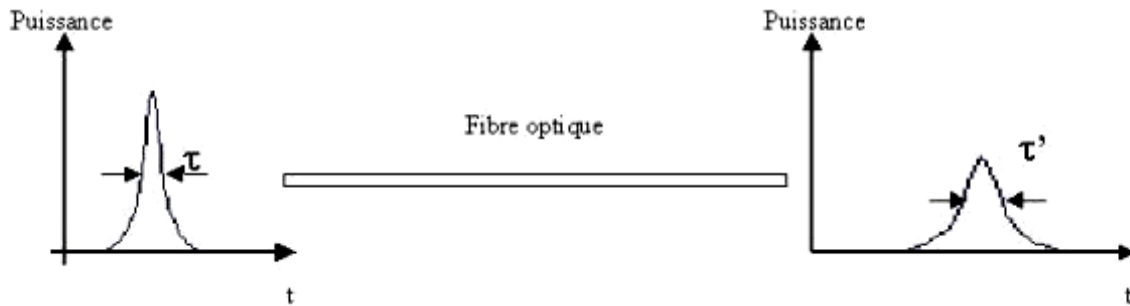


Figure II.1. Évolution de l'impulsion pendant sa propagation dans la fibre optique

II.2. Dispersion intermodale

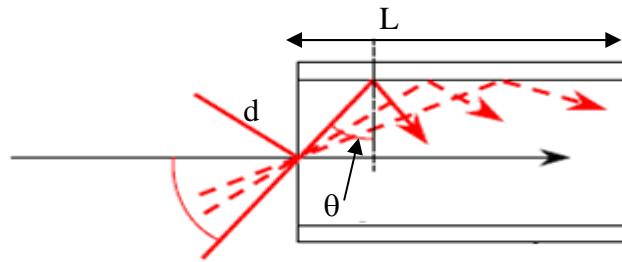
La cause principale de l'élargissement des impulsions dans les fibres optiques multimodales est la dispersion intermodale. Cet élargissement est provoqué par les différences des temps de parcours des rayons (ou des modes). La dispersion intermodale D_i est l'élargissement temporel maximum τ d'une impulsion par unité de longueur de fibre.

$$D_i = \frac{t_{max} - t_{min}}{L} = \frac{\tau}{L} \quad (\text{ps / km}) \quad (\text{II.1})$$

Avec t_{max} et t_{min} respectivement le temps de parcours du mode le plus lent et celui du mode le plus rapide.

Dans une fibre à saut d'indice, le rayon le plus rapide est celui dont le trajet est parallèle à l'axe de la fibre.

NB : La dispersion intermodale concerne par définition les fibres multimodales, et puisque celles-ci ne sont pas utilisées pour les transmissions à haut débit (qui font l'objet de ce projet), on ne va pas s'étaler beaucoup là dessus.



Avec

$$d = \frac{L}{\sin \theta} \quad \text{et donc} \quad t = \frac{n_1}{c} \frac{L}{\sin \theta}$$

Ce rayon est associé à l'angle θ égal à 0 et au mode appelé « mode fondamental » LP_{01} . De même, le rayon le plus lent fait un angle θ_{max} par rapport à l'axe de la fibre avec θ_{max} défini par :

$$\theta_{max} = \sin^{-1} \left(\frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{n_1} \right) \quad (\text{II.2})$$

Et

$$\tau = t_{max} - t_{min} = n_1 \times t_{min} \times \Delta \quad (\text{II.3})$$

Avec $\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$ différence relative d'indice.

Finalement on exprime la dispersion intermodale par :

$$D_i = \frac{n_1 \Delta}{c} \quad (\text{II.4})$$

L'obtention d'une dispersion intermodale réduite se fait en minimisant Δ ou en utilisant une fibre à gradient d'indice. En effet, dans ce cas là, l'indice de réfraction n_1 du cœur décroît avec le rayon de celui-ci de sorte que les rayons axiaux (à trajet court) voient un indice élevé (leur vitesse c/n est alors réduite) tandis que les rayons périphériques (à trajet long) voient un indice plus bas (vitesse accrue) [6].

Dans le cas d'une fibre optique monomode, cette dispersion est nulle et ne sera donc pas prise en compte.

II.3. Dispersion chromatique (Intramodale)

II.3.1 Introduction

L'absence de différence de temps de propagation entre modes ne suffit pas à remédier à tout phénomène d'élargissement des impulsions lumineuses car il convient de prendre aussi en considération les phénomènes de dispersion chromatique liés à la largeur spectrale de la source.

En effet, le matériau et la structure guidante dans laquelle se propage la lumière, présentent des comportements différents en fonction des diverses composantes spectrales de la source.

II.3.2. Définitions

Un milieu massif est dispersif lorsque son indice est fonction de la longueur d'onde. On a vu que chaque longueur d'onde se propage donc avec une vitesse de phase $v_{\phi}=c/n(\lambda)$ différente.

De même, un guide est dispersif pour un mode donné lorsque l'indice effectif de ce mode est fonction de la longueur d'onde ($n_{\text{eff}}(\lambda)$) [12].

Lorsqu'une impulsion lumineuse se propage dans un guide, la phase associée à chacune des composantes spectrales de l'onde peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\varphi(\omega)=\beta(\omega)*L \quad \text{II.5}$$

Où L est la longueur de la fibre et $\beta=\frac{2\pi}{\lambda}n$ est la constante de propagation à la fréquence $f=\omega/2\pi$ (ω pulsation).

Nous pouvons utiliser le développement de Taylor autour de la pulsation ω_0 pour exprimer la constante de propagation β à la pulsation ω , sachant que l'impulsion a une largeur spectrale non nulle autour de la fréquence $f_0=\omega_0/2\pi$:

$$\beta(\omega) = \sum_n \frac{\beta^{(n)}}{n!} (\omega - \omega_0)^n \quad \text{II.6}$$

Avec

$$\beta^{(n)} = \left(\frac{\partial^n \beta}{\partial \omega^n} \right)_{\omega=\omega_0}$$

En se limitant au deuxième ordre du développement, l'expression II.5 devient :

$$\varphi(\omega) = \beta^{(0)} + \beta^{(1)}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta^{(2)}(\omega - \omega_0)^2 \cdot L \quad \text{II.7}$$

On a vu aussi que la vitesse de propagation d'un front d'onde, vitesse de phase v_φ , est :

$$v_\varphi = \frac{\omega}{\beta} \quad \text{II.8}$$

D'autre part, la vitesse de propagation du sommet d'une impulsion lumineuse (vitesse de l'énergie) est la vitesse de groupe v_g donnée par :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} \quad \text{II.9}$$

Le temps de groupe noté t_g est le temps de propagation de l'impulsion à la vitesse de groupe v_g sur une longueur L . Ainsi :

$$t_g = \frac{L}{v_g} = L \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{d\varphi}{d\omega} \quad \text{II.10}$$

L'indice de groupe est l'indice associé à la vitesse de propagation d'une impulsion portée par le mode d'indice effectif n_{eff} . Il est égal à :

$$N_g(\lambda_0) = \frac{c}{v_g} = n_{eff}(\lambda_0) - \lambda_0 \left. \frac{dn_{eff}(\lambda)}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \quad \text{II.11}$$

D'après la relation II.7,

$$t_g = [\beta^{(1)} + \beta^{(2)}(\omega - \omega_0)] * L \quad \text{II.12}$$

Le temps de groupe est donc une fonction linéaire de la pulsation dont la pente est proportionnelle au terme d'ordre 2 du développement de Taylor de la constante de propagation.

Comme ω s'exprime en fonction de la longueur d'onde sous la forme :

$$\omega = \frac{2\pi * n(\lambda) * c}{\lambda_0} \quad \text{II.13}$$

Avec λ_0 longueur d'onde dans le vide, l'expression II.12 indique que t_g est une fonction linéaire de la longueur d'onde pour tout mode ayant $\beta^{(2)} \neq 0$. Dans ce cas une impulsion lumineuse centrée en λ_0 portée par ce mode subit un allongement temporel $\Delta\tau$ proportionnel à la longueur de propagation L et à sa largeur spectrale $\Delta\lambda$, avec le coefficient de proportionnalité $D(\lambda_0)$:

$$\Delta\tau(\lambda_0) = D(\lambda_0) * \Delta\lambda * L \quad \text{II.14}$$

Lorsque $\Delta\tau \neq 0$, on dit que l'impulsion subit une dispersion chromatique. Or :

$$\Delta\tau(\lambda_0) = \left. \frac{dt_g}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} \quad \text{II.15}$$

Le coefficient $D(\lambda_0)$ de la formule II.14 vaut donc :

$$D(\lambda_0) = \left. \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} = \left. \frac{d(1/v_g)}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} = \left. \frac{1}{c} \frac{dN_g}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0} \quad \text{II.16}$$

$D(\lambda_0)$ est la "dispersion du temps de groupe" qui s'exprime généralement en ps/(nm.km). Dans la suite du travail, nous la nommerons dispersion chromatique.

Considérons deux paquets d'onde p_1 et p_2 dont les spectres sont centrés respectivement autour de λ_1 et λ_2 proches, avec $\lambda_2 < \lambda_1$. Leurs vitesses de groupe respectives sont $v_g(\lambda_1)$ et $v_g(\lambda_2)$. Une dispersion chromatique positive traduit le fait que le temps de groupe du paquet p_1 est plus grand que celui du paquet d'onde p_2 , c'est-à-dire que $v_g(\lambda_1) < v_g(\lambda_2)$. Inversement $v_g(\lambda_1)$ est supérieure à $v_g(\lambda_2)$ avec $\lambda_2 < \lambda_1$ lorsque la dispersion chromatique est négative.

Comme cette situation est celle qui prévaut dans le visible, c'est celle qui a été observée en premier. La dispersion négative est appelée "dispersion normale", par opposition à la dispersion positive observée plus tard dans l'infrarouge qui avait été qualifiée "d'anormale".

L'étalement induit par la dispersion chromatique limite les débits de transmission possibles dans les communications optiques et la valeur maximale théorique du débit peut être approchée par :

$$B_{\max} = \frac{1}{2\Delta\lambda * L * D} \quad \text{II.17}$$

Où $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale de l'onde lumineuse se propageant dans la fibre.

Nous allons rappeler les causes de la dispersion chromatique du mode fondamental dans les fibres optiques.

II.3.3 Les causes de la dispersion chromatique dans les fibres

La dispersion chromatique d'un mode d'une fibre résulte de la combinaison de deux contributions :

- la dispersion du matériau due au fait que l'indice du matériau dépend de la longueur d'onde,
- la dispersion du guide, qui vient du fait que même si le milieu n'est pas dispersif, la constante de propagation β de l'onde guidée dépend de la longueur d'onde.

II.3.3.1 Dispersion du matériau (Dm)

Dans un milieu massif, sans guidage, l'indice effectif vu par une onde se propageant est

l'indice n du matériau.

Donc, d'après la relation II.11,

$$N_g \Big|_{\lambda_0} = n(\lambda_0) - \lambda_0 \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0} \quad \text{II.18}$$

La dispersion donnée par la relation II.23 devient alors :

$$D_m(\lambda_0) = - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \Big|_{\lambda_0} \quad \text{II.19}$$

Nous nous intéressons à la dispersion de la silice qui est le matériau utilisé pour fabriquer les fibres optiques. La figure II.2 illustre les variations spectrales de l'indice de la silice, entre 500 et 2000 nm. La dispersion du matériau correspondante est représentée sur la figure II.3.

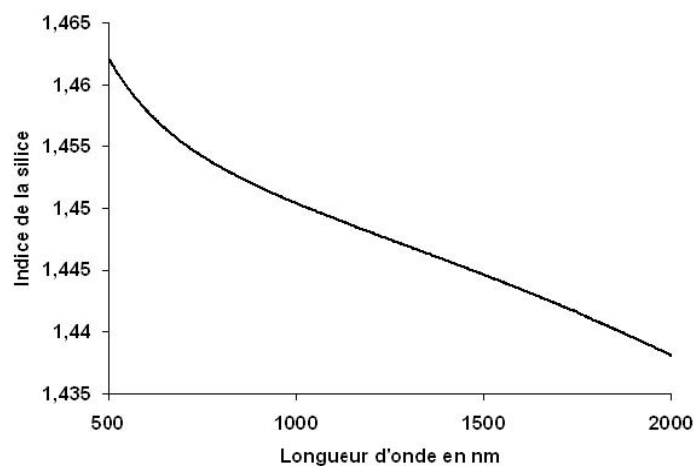


Figure. II.2 : variation spectrale de l'indice de la silice

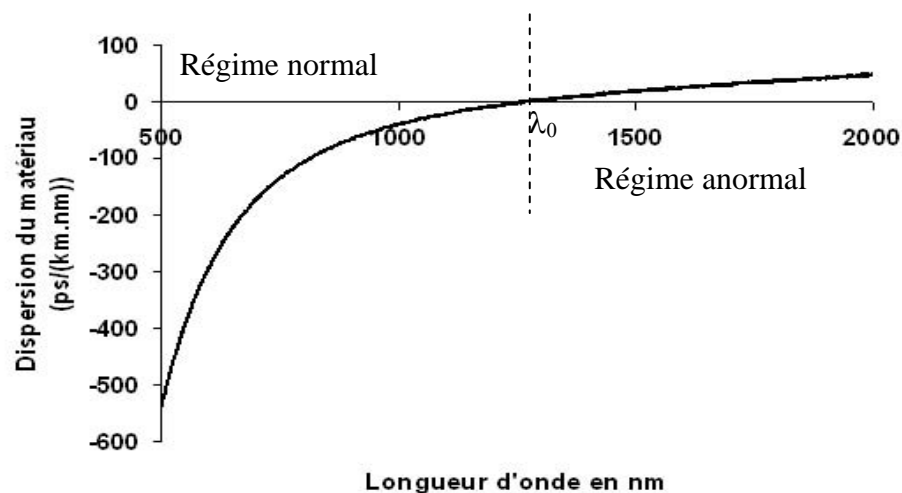


Figure. II.3 : dispersion de la silice

La dispersion de la silice est une fonction continûment croissante. Elle est fortement négative aux courtes longueurs d'onde car la courbure de l'indice est significative dans cette zone spectrale. Elle s'annule pour $\lambda = 1,27 \mu\text{m}$. A $1,55 \mu\text{m}$, elle vaut $22 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$.

II.3.3.2 Dispersion du guide (D_g)

Nous allons maintenant discuter de la dispersion du guide. Pour cela, nous allons nous placer dans le cas d'un guide constitué d'un matériau non dispersif pour isoler la contribution de ce guide à la dispersion chromatique.

Introduisons B , la constante de propagation normalisé du mode considéré :

$$B = \frac{\beta^2 - k_0^2 n_2^2}{k_0^2 (n_1^2 - n_2^2)} \quad \text{II.20}$$

Dans l'approximation du guidage faible (n_1 peu différent de n_2), on montre facilement que $\beta \approx k(n_2 + n_1 \Delta * B)$ et que le temps de groupe prend la forme de [II.14]:

$$t_g = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_1 \Delta \frac{d(BV)}{dV} \right] \quad \text{II.21}$$

La dispersion due au guidage vaut alors :

$$D_g = \frac{1}{L} \frac{dt_g}{d\lambda} = - \frac{n_1 \Delta}{c\lambda} V \frac{d^2(BV)}{dV^2} \quad \text{II.22}$$

La courbe représentant le paramètre de dispersion du guide $V \frac{d^2(BV)}{dV^2}$ en fonction de V pour le mode fondamental d'une fibre à saut d'indice est reproduite à la figure II.4.

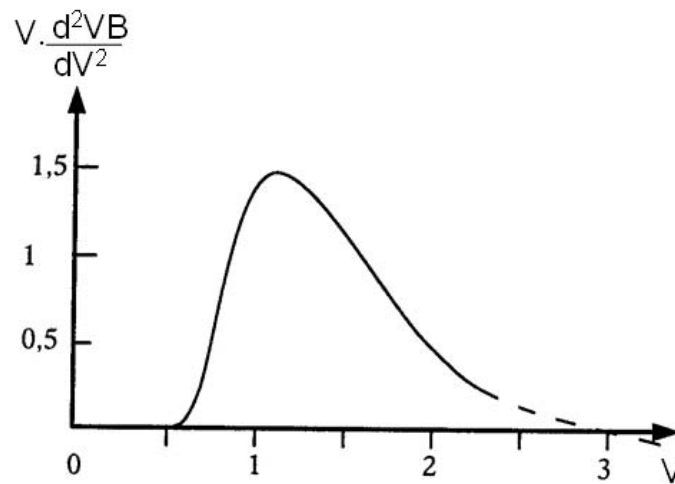


Figure. II.4: Evolution spectrale du paramètre de dispersion du guide pour une fibre à saut d'indice

Dans le domaine monomode ($V < 2,405$), la quantité $V \frac{d^2(BV)}{dV^2}$ est toujours positive ce qui implique que la dispersion du guide est toujours négative.

La dispersion chromatique D_{ch} d'un mode d'une fibre résulte des deux contributions que nous venons de décrire. En négligeant la contribution croisée du matériau et du guide à la dispersion chromatique on peut écrire :

$$D = D_g + D_m \quad \text{II.23}$$

On a représenté sur la **Figure. II.3** la dispersion de la silice (déjà présentée) (D_m), la dispersion du guide pour le mode fondamental d'une fibre à saut d'indice (D_g), et la dispersion chromatique (D) de ce mode correspondant à la somme des deux premières. La dispersion du guide légèrement négative fait que la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique ($\approx 1,3 \mu\text{m}$) est légèrement supérieure à la longueur d'onde d'annulation de la dispersion du matériau ($1,27 \mu\text{m}$). Dans la fenêtre de plus faible atténuation des fibres, à $1,55 \mu\text{m}$, la dispersion chromatique du mode fondamental d'une fibre à saut d'indice en régime monomode est typiquement de $17 \text{ ps}/(\text{km}\cdot\text{nm})$.

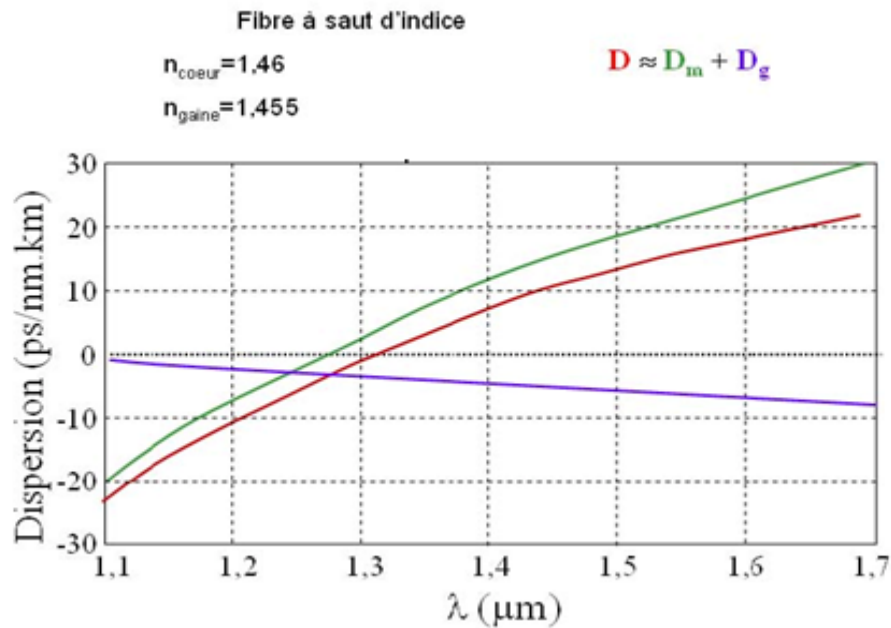


Figure. II.5 : dispersion de guide, du matériau et dispersion chromatique d'une fibre monomode à saut d'indice

Il est à noter qu'un moyen plus rigoureux de calculer la dispersion chromatique d'un mode consiste à utiliser directement les relations II.11 et II.16 qui conduisent à :

$$D_{\text{ch}}(\lambda_0) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda_0^2} \quad \text{II.24}$$

La dépendance spectrale de n_{eff} (l'indice effectif), prend en effet en compte à la fois l'évolution spectrale de l'indice de la silice (relation de Sellmeier) et l'influence du guidage via le lien entre n_{eff} et la constante de propagation β ($\beta=k_0 n_{\text{eff}}$) [12].

II.3.4. Conclusion :

Dans cette partie on a vu d'abord que la dispersion chromatique est causée par deux effets dispersifs : la dispersion du guide et celle du matériau. On a vu aussi qu'elle est positive pour les longueurs d'ondes usuelles pour les transmissions optiques, cela veut dire que les plus petites longueurs d'ondes se propagent plus vite et cause un élargissement des impulsions émises, ce qui limite le débit (et/ou la longueur de la fibre à utilisée) à une certaine valeur, pour éviter leur chevauchement. Cela oblige à chercher de différentes techniques pour la compenser, ce qui est l'objet du chapitre suivant.

II.4. La dispersion des modes de polarisation :

II.4.1. Notions de base sur la polarisation de la lumière ; Milieux anisotropes

La notion de polarisation de la lumière est liée au caractère vectoriel du champ électromagnétique $(\vec{E}(\vec{r}, t), \vec{B}(\vec{r}, t))$ associé à la propagation d'ondes lumineuses. En optique on choisit traditionnellement le champ électrique pour définir la polarisation. Pour une onde plane et monochromatique, la polarisation est associée à l'évolution temporelle du champ électrique en un point de l'espace. On définit différents états de polarisation en fonction de la figure décrite par l'extrémité de \vec{E} :

- Etats de polarisation linéaires lorsque l'extrémité du champ électrique décrit une droite dans le plan d'onde ;
- Etats de polarisation circulaires lorsque l'extrémité du champ électrique décrit un cercle dans le plan d'onde ;
- et plus généralement, états de polarisation elliptiques lorsque l'extrémité du champ électrique décrit une ellipse dans le plan d'onde ;

On définit un sens de parcours du champ électrique et on parle de polarisation droite (respectivement gauche) lorsqu'en regardant le plan d'onde dans le sens opposé au sens de propagation, le champ électrique tourne dans le sens direct (respectivement indirect). [3]

II.4.2. Milieux anisotropes

De manière générale un milieu anisotrope est un milieu dont les propriétés optiques dépendent de la direction de propagation de l'onde. On peut citer les cristaux dont les arrangements d'atome dépendent de la direction dans l'espace, où les solutions dont les molécules présentent certaines propriétés de symétrie. Dans tout milieu anisotrope homogène (ne présente pas de non linéarités), il existe pour chaque direction de propagation deux états de polarisation orthogonaux qui sont tels que si le champ électrique est initialement polarisé selon l'un d'entre eux, sa polarisation reste inchangée tout au long de la propagation. Ils sont nommés états propres de polarisation et constituent une base de décomposition pour l'ensemble des états de polarisation d'une onde plane et monochromatique se propageant dans le milieu anisotrope considéré. On distingue généralement deux types de milieux anisotropes [3]:

- Les milieux anisotropes linéaires, dont les états propres de polarisation sont linéaires.
- Les milieux anisotropes circulaires, dont les états propres de polarisation sont circulaires.

II.4.3. Dispersion de polarisation dans une fibre biréfringente

II.4.3.1. Rappels théoriques

De manière idéale, le mode fondamental qui se propage dans les fibres correspond en fait à deux modes dégénérés de polarisations orthogonales. En pratique, les petits défauts de géométrie et les petites anisotropies du matériau provoquent la levée de dégénérescence des deux modes : la constante de propagation n'est plus la même pour les deux polarisations et l'on parle alors de biréfringence modale. Le degré de biréfringence B de la fibre s'évalue à travers la différence entre les indices effectifs des deux axes par la relation :

$$B = \frac{\beta_x - \beta_y}{k_0} = |n_x - n_y| \quad \text{II.25}$$

Où β_x , β_y et n_x , n_y représentent respectivement les constantes de propagation et les indices effectifs correspondant à une onde polarisée selon les directions transverses x et y . L'axe pour lequel l'indice effectif est le plus faible est appelé axe rapide parce que la vitesse de groupe est la plus grande pour une onde lumineuse se propageant dans cette direction. Pour la même raison, l'axe avec l'indice effectif le plus grand est appelé axe lent.

Pour une valeur B donnée, on définit également une longueur de fibre caractéristique, appelée longueur de battement L_B , qui correspond à la période à laquelle l'énergie est échangée entre les deux modes fondamentaux au cours de la propagation :

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_x - \beta_y|} = \frac{\lambda}{B} \quad (m). \quad \text{II.26}$$

Dans les fibres optiques usuelles, B est très faible, de l'ordre de 10^{-6} , ce qui correspond à une longueur de battement d'environ un mètre. De telles fibres présentent un état de polarisation variant aléatoirement tout le long de la fibre à cause des petits défauts de géométrie et d'anisotropie du matériau. Ainsi, une onde polarisée linéairement injectée dans la fibre perd rapidement sa polarisation initiale qui devient aléatoire. Quand on injecte une

impulsion lumineuse dans ce type fibre biréfringente, on excite les deux modes à la fois. Chacun se propage le long de la fibre avec des temps de groupe différents, ce qui provoque l'élargissement de l'impulsion à la sortie de la fibre. Ce phénomène, lié à la dispersion modale de polarisation (PMD), a été étudié intensivement pendant les années 1990 à cause de son caractère limitatif pour les systèmes de transmissions longue distance à hauts débits [18].

Dans une fibre monomode anisotrope, une impulsion lumineuse est portée par les deux modes de polarisation H_{E11x} et H_{E11y} qui se propagent avec des vitesses de groupe différentes $v_{gx} = \frac{c}{N_{gx}}$ et $v_{gy} = \frac{c}{N_{gy}}$ respectivement, où N_{gx} et N_{gy} sont les indices de groupe associés aux deux modes de polarisation.

La biréfringence de groupe est :

$$B_g = (N_{gy} - N_{gx}) = (n_{eff\ y} - n_{eff\ x}) - \lambda \left(\frac{dn_{eff\ y}}{d\lambda} - \frac{dn_{eff\ x}}{d\lambda} \right) = B_\phi - \lambda \frac{dB_\phi}{d\lambda} \quad \text{II.27}$$

Une des conséquences de l'existence de la biréfringence de groupe est que les temps de groupe de l'impulsion portée par les deux modes de polarisation (respectivement t_x et t_y) sont différents. On définit la dispersion de mode de polarisation (PMD) comme étant la différence de temps de groupe par unité de longueur [12], soit :

$$PMD = \frac{(t_y - t_x)}{L} \quad \text{II.28}$$

Il existe différentes manifestations de la PMD en fonction du point de vue adopté :

- Du point de vue fréquentiel, la PMD se manifeste par une variation de l'état de polarisation en un point z de la fibre lorsque la fréquence du signal en entrée varie.
- Du point de vue temporel, la PMD se manifeste par une variation du temps de propagation d'une impulsion jusqu'au point z de la fibre, i.e. variation du temps de groupe, lorsque la polarisation du signal d'entrée varie.

Dans chaque point de vue, les interprétations de la PMD sont différents selon que les états propres de polarisation sont définis tout au long de la fibre ou pas. Dans le domaine temporel par exemple, la différence de temps de groupe entre les deux états propres de polarisation conduit localement à un élargissement temporel de l'impulsion. Cet élargissement local est contrarié globalement par un phénomène de couplage d'énergie, i.e. couplage de mode, entre les différents modes de polarisation définis tout au long de la fibre.

Pour bien comprendre la PMD dans une fibre réelle, Il faut donc, dans les deux points de vue, distinguer deux régimes de propagation de la lumière polarisée :

- Un régime courte distance, où l'on suppose qu'il existe deux états propres de polarisation bien définis, et où seules les caractéristiques locales de la biréfringence rentrent en compte.
- Un régime longue distance, où la distribution des axes propres et la distribution de la biréfringence doivent être prises en compte [3].

Le lien entre PMD et biréfringence de groupe dépend de l'existence ou non de couplage entre les deux polarisations :

II.4.3.2. Régime courte distance (En l'absence de couplage) :

Les temps de groupe sont respectivement $t_x = \frac{N_{gx} \cdot L}{c}$ et $t_y = \frac{N_{gy} \cdot L}{c}$ de sorte que la relation entre PMD et biréfringence de groupe est $PMD = \frac{B_g}{c}$. Dans ce cas les états propres de polarisation sont les polarisations des deux modes H_{E11x} et H_{E11y} . D'un point de vue temporel, les paquets de fréquences qui se propagent sur les axes neutres ne sont pas transmis à la même vitesse ce qui a pour conséquence l'élargissement temporel de l'impulsion. D'un point de vue fréquentiel, l'état de polarisation de l'onde varie en fonction de sa longueur d'onde. Sur la figure II.6, est illustrée la propagation d'une onde électromagnétique polarisée rectilignement. La polarisation rectiligne est à 45° des deux axes neutres de la fibre. En sortie la nature de la polarisation est différente en fonction de la longueur d'onde. Par exemple elle est elliptique gauche pour λ_1 et circulaire droite pour λ_2 [12].

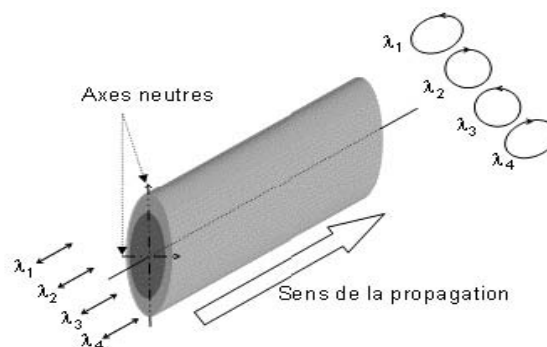


Figure II.6 : interprétation fréquentielle de la PMD dans le régime courte distance

II.4.3.3. Régime longue distance : couplage de mode

En régime de propagation longue distance, les modes propres de polarisation ne sont définis que localement. Pour modéliser l'effet de l'évolution des axes propres avec la distance sur la propagation d'un signal optique on modélise la fibre par une concaténation de tronçons biréfringents. Chaque tronçon possède individuellement des caractéristiques de biréfringence constante ; en revanche d'un tronçon à l'autre, la biréfringence et la direction des axes propres peuvent évoluer. Dans cette représentation, les effets locaux sont bien décrits par le modèle du paragraphe précédent : la biréfringence de groupe de chaque tronçon provoque un étalement du signal optique au cours de la propagation. On modélise le passage du signal optique aux interfaces de chaque tronçon par un transfert d'énergie entre les modes propres de polarisation des tronçons successifs : c'est le couplage de mode. Du fait de l'évolution des axes propres avec la distance, le couplage de mode tend à égaliser la répartition de l'énergie de l'impulsion sur les deux modes de polarisation locaux, ce qui ralentit l'élargissement de l'impulsion. Cette description présente l'avantage de décrire la PMD dans le régime longue distance de façon locale au sens où on peut suivre l'évolution du signal "pas à pas". Lorsque l'on cherche à décrire la propagation d'un point de vue plus global, une approche différente doit cependant être utilisée. Pour un signal de spectre quelconque, on montre qu'il est possible de trouver deux états de polarisation en entrée de fibre qui rendent les temps de propagation extrêmes. Lorsque le signal est fortement cohérent, comme c'est très souvent le cas dans les transmissions en télécommunications, trouver les états de polarisation qui rendent le temps de groupe extrême revient à trouver les états de polarisation en entrée et en sortie de fibre qui minimise la dépendance fréquentielle de l'état de polarisation de sortie [3]. On montre que pour de tels signaux, on peut toujours trouver pour chaque fréquence, deux états de polarisation orthogonaux en entrée qui permettent de minimiser cette dépendance. Les états de polarisation qui vérifient cette condition sont appelés états principaux de polarisation (PSP de l'anglais "Principal States of Polarisation").

II.4.3.3.1. Etats Principaux de Polarisation

Les états principaux de polarisation représentent par définition deux états de polarisation orthogonaux en entrée, tels que si le signal en entrée de la fibre est polarisé

selon un de ces deux états, le signal de sortie est polarisé selon l'état principal de polarisation de sortie correspondant, et son état de polarisation est indépendant de la fréquence au premier ordre. Ils représentent aussi les états de polarisation en entrée qui rendent maximum les temps de propagation dans la fibre. Tout comme les axes propres pour une fibre biréfringente homogène, les PSP d'entrée et de sortie représentent une base pratique de décomposition du champ électrique pour n'importe quelle abscisse de la fibre. En revanche, les PSP d'entrée et de sortie évoluent fortement avec la distance et avec la fréquence. Cette description globale présente beaucoup d'intérêt car elle permet de représenter la fibre comme une structure bi mode indépendamment de la distribution de la biréfringence et des axes propres : on peut ainsi se ramener à la description effectuée dans le paragraphe précédent et décrire la PMD dans le régime longue distance d'un point de vue fréquentiel et temporel.

La PMD du premier ordre représente la différence entre les temps de groupe rapide et lent des signaux ayant été préalablement polarisés selon les PSP d'entrée. Une propriété importante de la PMD du premier ordre dans le régime courte distance qui est conservée dans le régime longue distance, est que la forme du signal injectée en entrée selon un des PSP est retrouvée en sortie de fibre selon le PSP de sortie correspondant (figure II.7).

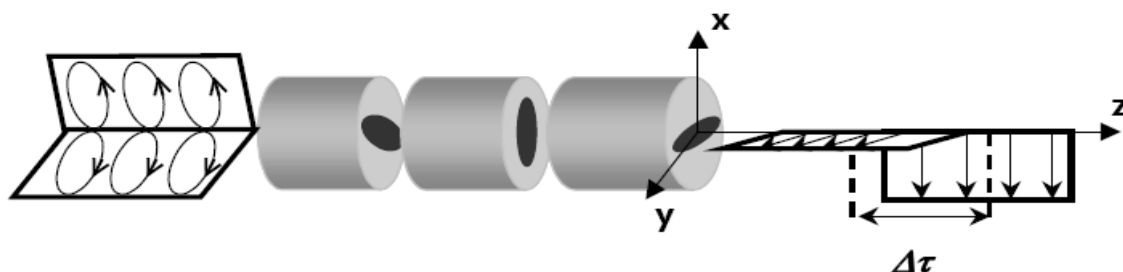


Figure II.7 : PMD du premier ordre dans le régime longue distance : les PSP conservent la forme du signal

- Dans le domaine fréquentiel, la PMD du premier ordre permet de quantifier le taux de variation de la polarisation de sortie lorsque la fréquence du signal en entrée varie. Lorsque le signal est initialement polarisé selon un des PSP d'entrée, le signal de sortie est polarisé selon le PSP de sortie correspondant, et sa polarisation est indépendante de la fréquence.

La PMD, dans le régime long distance, est un phénomène complexe du fait que les états de polarisation, qui servent de référence pour la description du champ électrique dépendent en général, fortement de la fréquence et de la position dans la fibre [3].

II.4.4. Avantage de la PMD :

Aussi paradoxale que cela puisse paraître la perte de polarisation est utile, et ce pour l'utilisation des fibres comme capteurs, car lorsque la fibre subit des contraintes, le signal est modifié et on peut exploiter cette variation en fonction des contraintes physiques [24].

II.4.5. Conclusion :

La PMD comme les autres effets dispersifs étudiés auparavant provoque l'élargissement de l'impulsion injectée à l'entrée de la fibre ce qui limite sa bande passante en analogique ou le débit en numérique, car une limite s'impose au niveau du débit pour éviter le chevauchement de deux impulsions successives. D'autre part on peut tirer profit de la PMD en utilisant la dispersion comme signal d'information des déformations que subit la fibre (capteur).

Chapitre

(III)

III.1. Techniques de contrôle et de compensation de la dispersion chromatique

Les réseaux de télécommunication installés utilisent des fibres optiques monomodes optimisées à 1310 nm, longueur d'onde pour laquelle la dispersion chromatique est nulle, mais qui travaillent à 1550 nm, longueur d'onde pour laquelle elles présentent une dispersion chromatique de l'ordre de 17 ps/(nm.km). Afin de pouvoir garantir des débits de communication importants, il est donc indispensable de compenser cet élargissement temporel par l'ajout, au sein du réseau, de systèmes actifs ou passifs.

La SSMF (Standard Single Mode Fiber) limite la distance de transmission pour une longueur d'onde de 1550 nm à moins de 100 km pour des réseaux fonctionnant à un débit de 10 Gbit/s. Pour des systèmes WDM ayant le même débit mais des distances plus grandes, on doit non seulement compenser la dispersion chromatique mais aussi la pente de cette dispersion. Il en est de même pour les lignes dont le débit est de 40 Gbit/s ou plus [15].

Soient D_{cd} , S_{cd} et D_{tr} , S_{tr} respectivement la dispersion et la pente du compensateur de dispersion et celles du tronçon de ligne à compenser à une longueur d'onde donnée. Soit la pente de dispersion relative K telle que, $K = D/S$. On compense simultanément la dispersion et sa pente quand K_{cd} et K_{tr} sont égaux.

Il existe deux approches pour combattre les effets de la dispersion chromatique. La première est d'utiliser des fibres avec des dispersions réduites et correspond au cas où l'on doit installer un nouveau réseau et donc de nouvelles fibres optiques. La seconde est de créer des modules compensateurs de dispersion chromatique lors de l'installation des lignes de transmission.

III.1.1. Figure de mérite

La figure de mérite ou FOM (acronyme de Figure Of Merit) est une caractéristique des fibres optiques qui s'exprime par le rapport de la dispersion chromatique de la fibre par l'atténuation linéique totale :

$$FOM = \frac{D_{chrom}}{\alpha} \quad \text{III.1}$$

Dans le cas de fibres compensatrices de dispersion, on cherche à obtenir des grandes valeurs de figure de mérite (de l'ordre de la centaine de ps/(nm.dB) à 1550 nm) traduisant le bon comportement de la fibre. En effet, si celle-ci avait une forte dispersion négative et était trop atténuante, le signal sortant de notre compensateur devrait être amplifié ce qui conduirait à un surcoût du module.

III.1.2. Contrôle de la dispersion chromatique par l'utilisation de fibres à profil d'indice particulier

Dans un premier temps, une des idées proposées était de remplacer la fibre G-652 (norme de la fibre utilisée actuellement) par d'autres fibres dont les performances en termes de dispersion chromatique sont plus intéressantes que celles de la G-652 afin de pouvoir concevoir des réseaux plus longs.

III.1.2.1. Fibre à dispersion décalée

Disponibles depuis 1985, ces fibres, communément appelées DSF (Dispersion Shifted Fiber), sont normalisées sous le nom de fibre ITU-T G-653.

Une fibre à saut d'indice classique, présente une dispersion chromatique nulle aux alentours de 1300 nm. L'utilisation d'une fibre « à gaine enterrée » (figure III.1), c'est-à-dire une fibre optique à saut d'indice présentant une valeur d'indice non constante dans la gaine optique, permet, si les paramètres optogéométriques sont convenablement déterminés, de décaler la longueur d'onde pour laquelle la dispersion chromatique est nulle (zéro de dispersion chromatique).

Pour de valeurs faibles de a (rayon du cœur) et fortes de Δ , et donc pour un « fossé » étroit et profond, on perturbe fortement le profil d'indice de la fibre. Le décalage en termes de dispersion chromatique est par conséquent fort et permet de caler la longueur d'onde de dispersion chromatique nulle à 1550 nm [15].

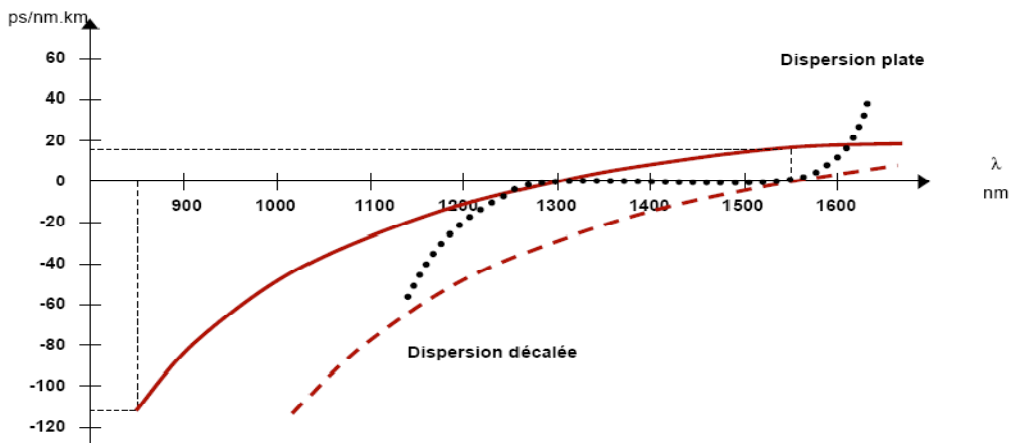


Figure III.1 : Evolution de la dispersion chromatique pour différents types de fibres

La réalisation d'une gaine enterrée entourant le cœur de la fibre est une façon aisée de concevoir une fibre présentant une dispersion chromatique décalée, vers les longueurs d'onde supérieures à 1310 nm. Une autre façon de procéder, serait de disposer d'une fibre à saut d'indice « classique » mais présentant un rayon du cœur plus faible et une différence relative d'indices plus élevée qu'une fibre standard. Cependant, ce type de fibre est difficile à réaliser en raison du peu de couches de dopants à déposer. La fibre à gaine déprimée reste donc le moyen technologique le plus simple à mettre en œuvre pour décaler la dispersion chromatique d'une fibre optique.

Bien que les DSF soient performantes pour des systèmes de transmission monocanal, on a vu très tôt qu'elles n'étaient pas utilisables pour le WDM, la dispersion nulle autour de 1550 nm entraînant des effets non linéaires comme le mélange à quatre ondes (FWM). Il a donc fallu développer des fibres à dispersion décalée non nulle.

III.1.2.2. Fibre à dispersion décalée non nulle

Ces fibres sont normalisées sous le nom de fibre ITU-T G-655 mais sont plus communément appelées NZ-DSF (Non Zero Dispersion Shifted Fibre).

Comme leur nom l'indique, les NZ-DSF sont des fibres monomodes DSF dont la particularité est de présenter un zéro de dispersion décalé ne se trouvant pas dans la fenêtre d'utilisation du WDM (bande C de 1530 à 1565 nm).

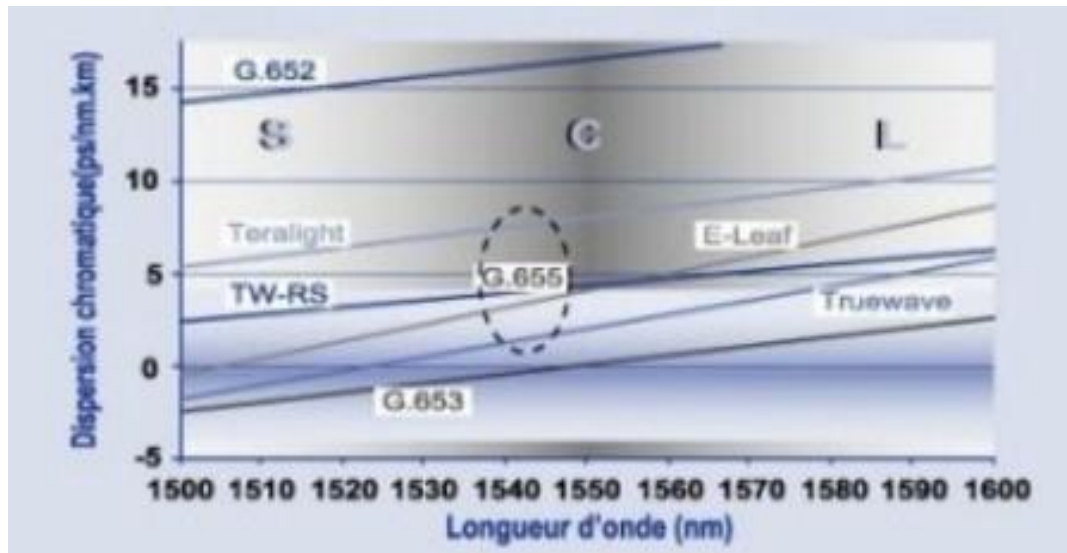


Figure III.2 : Dispersion chromatique des fibres SSMF (G652), DSF(G653), et NZ-DSF (G655)

Il existe autant de variantes de NZ-DSF qu'il y a de fabricants (figure III.2). Elles se distinguent par des dispersions chromatiques, des pentes de dispersion et des valeurs de leur aire effective différentes. Leur atténuation est en général du même ordre de grandeur que celle de la SSMF. Leur dispersion est comprise entre 4 et 8 ps/(nm.km) à 1550 nm. En revanche l'aire effective des NZ-DSF est légèrement inférieure à celle des SSMF qui est d'environ $80 \mu\text{m}^2$, la leur se situe entre 50 et $72 \mu\text{m}^2$.

Ayant une dispersion plus faible que la SSMF, la NZ-DSF permet d'augmenter la distance de transmission. Ainsi, pour un débit de 10 Gbit/s, le signal peut être transmis sur une distance de 500 km (5 fois plus qu'une SSMF). En revanche, si l'on veut continuer à diffuser ce signal après ces 500 km, il sera nécessaire d'introduire des compensateurs de dispersion chromatique. Cependant, bien que ces fibres soient intéressantes pour la construction de nouveaux réseaux (figure III.3), il serait trop coûteux de remplacer toutes les liaisons déjà existantes, on doit donc rechercher des solutions compensatrices de dispersion pour les systèmes déjà implantés [15].

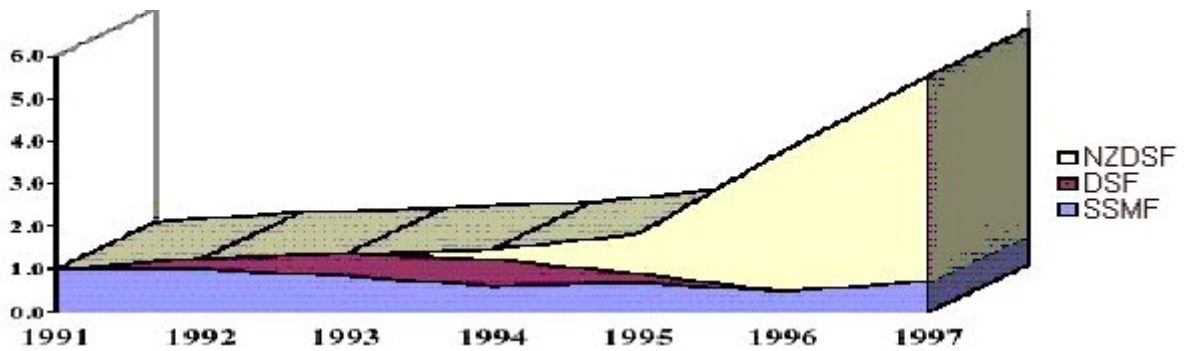


Figure III.3 : Évolution au cours du temps des différentes fibres optiques installées dans les réseaux de télécommunications

III.1.3. Compensateurs de dispersion chromatique

De nombreuses techniques peuvent être employées. Nous allons présenter quelques unes des méthodes les plus utilisées dans les applications WDM.

III.1.3.1. Réseaux de Bragg

On appelle réseau de Bragg une modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre le long de l'axe de propagation. C'est un filtre sélectif en longueur d'onde ayant la particularité de réfléchir une longueur d'onde déterminée dite « de Bragg » fonction des paramètres géométriques du réseau.

Le réseau de Bragg est un composant optique très utilisé dans les nouveaux systèmes de transmission optique. On distingue déjà plusieurs types de réseaux de Bragg : les réseaux de Bragg à pas variable et les réseaux de Bragg classiques (dont le pas est constant), ces dernières peuvent être à court pas ou bien à long pas (LPFG : Long Period Fiber Grating).

L'avantage de ce composant, est qu'il est capable de résoudre certains problèmes liés à la dispersion chromatique, en se basant sur un principe assez simple : puisque la dispersion du guide est due au fait que toutes les longueurs d'ondes ne se propagent pas à la même vitesse, il faut donc faire parcourir plus de chemin aux plus rapides et moins à celles qui sont lentes.

Ceci est assuré par une succession non périodique de couches d'indice haut et d'indice bas ; c'est le réseau de Bragg à pas variable, connue aussi sous le terme « chirpé ».

III.1.3.1.1. Réseaux de Bragg à pas court ou FBG

L'écriture des réseaux de Bragg à pas court ou FBG consiste en une variation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre le long de son axe avec une période généralement inférieure au micromètre. Dans le cas d'une fibre monomode, de tels réseaux provoquent un couplage du mode guidé fondamental avec le mode guidé contra-propagatif à une longueur d'onde donnée. Ainsi, lorsque de la lumière blanche est injectée dans la fibre, une longueur d'onde est réfléchiée alors que les autres sont transmises (Figure III.4). On appelle cette longueur d'onde la longueur d'onde de Bragg. La relation entre la période du réseau et la longueur d'onde réfléchiée est la suivante :

$$\lambda_B = 2 \cdot n_e \cdot \Lambda \quad \text{III.2}$$

Où n est l'indice effectif du mode fondamental et Λ est la période du réseau.

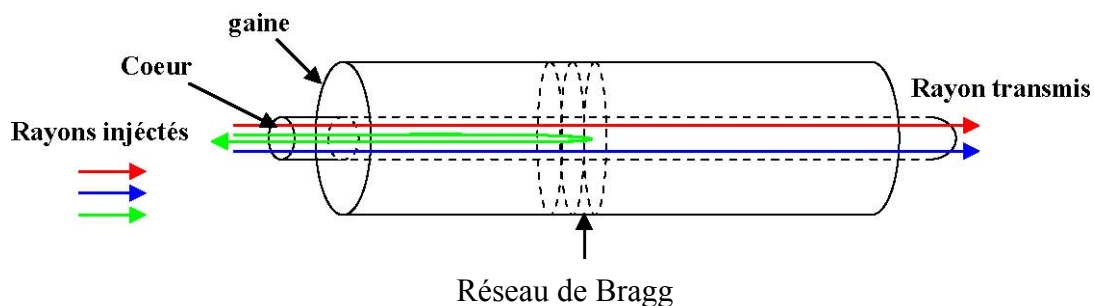


Figure III.4 : Spectre de transmission d'un réseau de Bragg classique

Les caractéristiques finales d'un réseau de Bragg dépendent des paramètres d'inscription comme le type de source externe et la puissance utilisée, la longueur L sur laquelle il est inscrit, l'indice effectif n_{eff} de la fibre, l'amplitude de la modulation d'indice n , ou encore la période Λ de cette variation d'indice.

III.1.3.1.2. Réseaux de Bragg à long pas ou LPFG

Pour un réseau de Bragg à long pas, le principe est différent. Le mode guidé n'est pas couplé avec un mode contra-propagatif mais avec les modes de gaine Co-directifs à une longueur d'onde de résonance. Puisque ces modes se propagent dans la gaine, ils ne sont pas dit guidés et décroissent rapidement à mesure qu'ils se propagent à cause des pertes provoquées par l'interface gaine/milieu externe ainsi que par la courbure de la fibre (Figure III.5). Ces modes sont alors radiatifs donc non propagatifs.

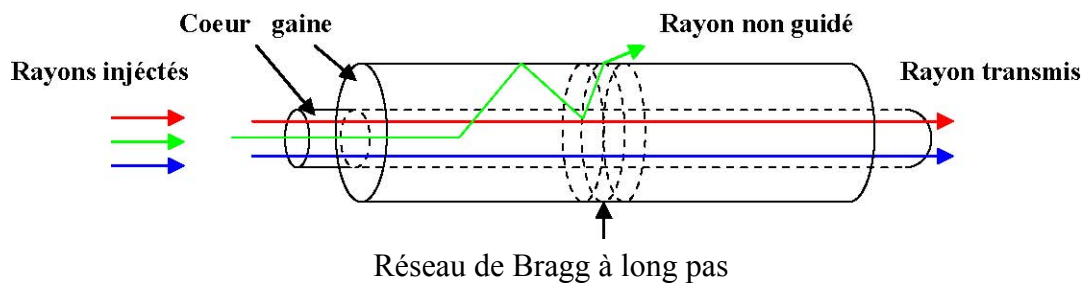


Figure. III.5: Spectre de transmission d'un réseau de Bragg à long pas (LPFG)

Le couplage peut donc avoir lieu si le pas du réseau est assez élevé vis-à-vis de la longueur d'onde (environ 100 fois plus). Ce type de réseau s'appelle réseau à longue période ou à pas longs, en anglais Long Period Fiber Grating (LPFG). Ces réseaux sont assez faciles à réaliser. Ils sont fabriqués en réalisant une modulation périodique de l'indice de réfraction du cœur. Ces perturbations sont créées en modifiant la géométrie du guide, et/ou les indices de réfraction des différents milieux qui composent le guide. Ces deux domaines de variation, éventuellement combinés, offrent donc de très nombreuses possibilités pour la réalisation de ces réseaux.

La relation entre la période du réseau et la longueur d'onde de résonance est la suivante :

$$\lambda_B = (n_{\text{Coeur}} - n_{\text{Gaine}}^i) \cdot \Lambda \quad \text{III.3}$$

Où n_{coeur} et n_{gaine} sont respectivement les indices effectifs du mode fondamental et du mode de gaine du $i^{\text{ème}}$ ordre, et Λ est la période du réseau. On remarque avec (III.3) que la fabrication du LPFG doit créer une différence d'indices non négligeable entre le cœur et la gaine de la fibre. Habituellement on a approximativement $n_{\text{core}} - n_{\text{clad}} \approx 10^{-2}$ ce qui explique la nécessité

d'inscrire le réseau avec une période de quelques centaines de micromètres afin d'obtenir une longueur d'onde de résonance proche de $1.5\mu\text{m}$ [2].

III.1.3.1.3. Réseaux de Bragg à pas variable

Un réseau *chirpé*, ou à pas variable, présente une périodicité de modulation de l'indice du cœur qui diminue progressivement le long de la fibre (figure III.6). Ainsi, différentes longueurs d'onde sont réfléchies par le réseau à différents endroits : les premières arrivées (les plus rapides) doivent traverser tout le réseau avant d'être réfléchies, tandis que les dernières (les moins rapides) sont directement réfléchies permettant ainsi de recomprimer l'impulsion

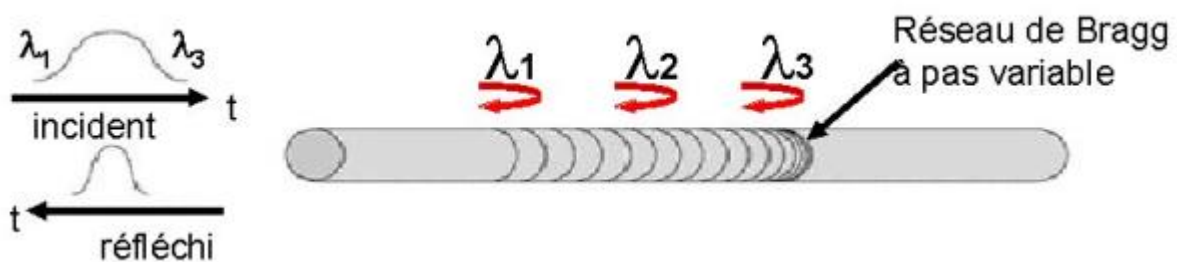


Figure III.6 : Fonctionnement d'un réseau de Bragg à pas variable.

La dispersion D d'un réseau de Bragg à pas variable peut être déterminée par l'équation suivante :

$$D=2L/(\Delta\lambda V_g) \quad \text{III.4}$$

Avec L : la longueur du réseau,

V_g : la vitesse de groupe de l'impulsion dans la fibre

Et $\Delta\lambda$: la largeur de bande passante du réseau.

Cette valeur peut être ajustée par le contrôle de la variation du pas du réseau. Ainsi, en contrôlant la dérive en température, on peut obtenir de bons compensateurs de dispersion accordables en longueur d'onde.

Cependant, la plupart des compensateurs de dispersion basés sur des fibres à réseau de Bragg sont monocanal. Pour obtenir un fonctionnement large bande, il faut des réseaux longs (la longueur du réseau doit dépasser le mètre). Leur fabrication est encore très délicate et introduit une modulation de la dispersion.

Une autre possibilité est d'utiliser des fibres à réseaux de Bragg superposés. Un compensateur à 32 canaux a ainsi pu être réalisé.

Un tel système présente l'avantage d'être simple à mettre en œuvre, cependant il possède un inconvénient majeur qui est sa dérive en température. En effet, celui-ci installé sur place va subir des variations de températures importantes, le réseau de Bragg va donc se dilater et se contracter, modifiant les propriétés de celui-ci. Il ne sera donc pas possible de garantir un niveau de performance constant. Il est donc plus intéressant d'utiliser cette technologie comme compensateur de dispersion accordable [15].

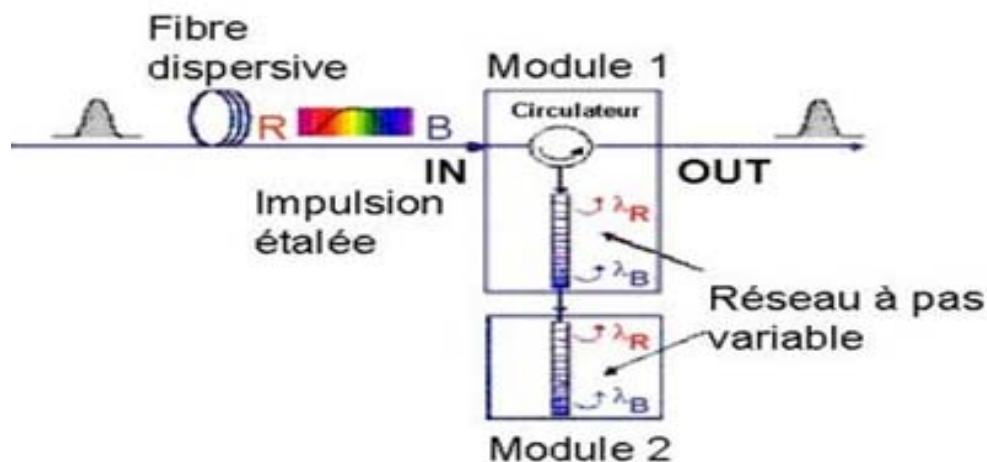


Figure III.7 : Principe d'utilisation d'un compensateur basé des réseaux de Bragg à pas variable

III.1.3.2. Compensation de la dispersion par l'utilisation de tableau cohérent d'images virtuelles ou VIPA

Le VIPA (Virtually Imaged Phased Array) est une technologie basée sur la micro-optique: c'est un dispositif dont l'angle de sortie de la lumière dépend de la longueur d'onde de celle-ci.

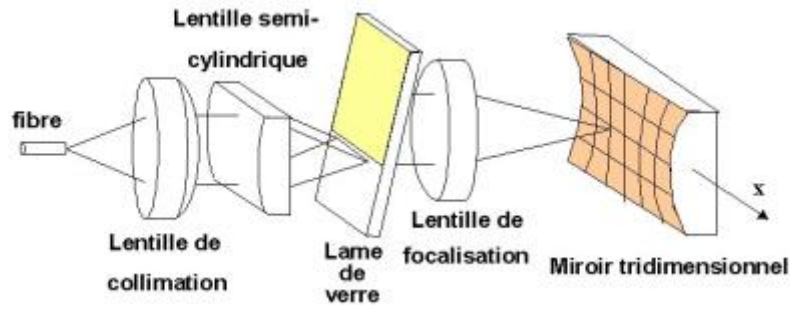


Figure III.8 : Compensateur de dispersion utilisant un VIPA

La figure III.8 nous montre un tel système. Le signal voyage de la fibre d'entrée jusqu'au miroir puis retourne dans celle-ci. La lumière sortant du compensateur est séparée de celle venant de la fibre grâce à un circulateur non représenté sur le dessin.

Le signal incident est focalisé dans la lame de verre (dont l'épaisseur t est de l'ordre de 1 mm) par une lentille semi-cylindrique. Le rayon central de la lumière incident fait un angle Θ avec la lame. Il est à noter que l'angle incident θ à l'intérieur de la lame est n_e fois plus petit que Θ , n_e étant l'indice effectif du verre. La lumière de sortie de la lame est un faisceau collimaté dont l'angle de sortie Φ dépendant de la longueur d'onde est déterminé par ϕ l'angle de sortie à l'intérieur de la lame. Φ est approximativement n_e fois plus grand que ϕ qui est déterminé par la relation pour un entier m :

$$m \left(\frac{\lambda}{n_e} \right) = 2t \cos \Phi \quad \text{III.5}$$

Ainsi si la longueur d'onde λ varie de $\Delta\lambda$, l'angle de sortie varie de $\Delta\Phi$ tel que :

$$m \left(\frac{\Delta\lambda}{n_e} \right) = -2t \sin \Delta\Phi \quad \text{III.6}$$

En utilisant (III.5) et (III.6), et le fait que Φ est approximativement n_e fois plus grand que ϕ , on obtient :

$$\frac{d\Phi}{d\lambda} \approx -\frac{n_e^2}{\lambda\Phi} \quad \text{III.7}$$

Cette dépendance de la longueur d'onde avec l'angle de sortie est convertie en dispersion chromatique grâce à la lentille de focalisation et au miroir.

Le VIPA crée de nombreuses images virtuelles du col du faisceau. On voit sur la figure III.9 que le col du faisceau d'où le signal revient, varie en fonction de la longueur d'onde et que par conséquent la distance parcourue est elle aussi modifiée. Des rayons venant du col du faisceau central sont illustrés pour trois longueurs d'onde.

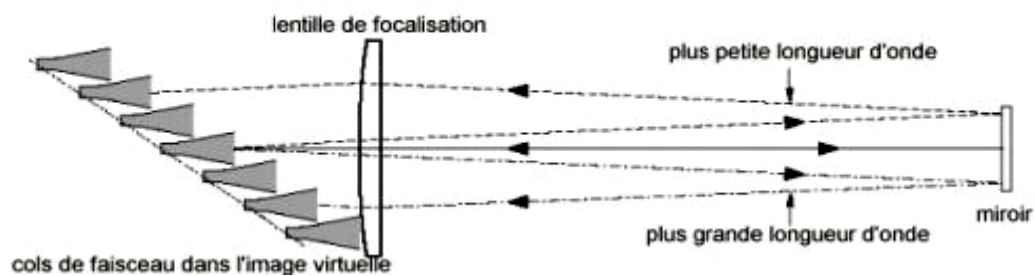


Figure III.9 : Chemin de lumière dans le compensateur

Le miroir étant positionné perpendiculairement à la lentille, le rayon dont la longueur d'onde est moyenne, voyage du col du faisceau au miroir selon la ligne pleine. Un rayon de plus grande longueur d'onde est dévié légèrement vers le bas et voyage jusqu'à un autre col de faisceau positionné plus bas et a un trajet plus court. À l'inverse, un rayon de plus petite longueur d'onde est légèrement dévié vers le haut, vers un col de faisceau positionné plus haut et parcourt une plus grande distance.

Une dispersion négative ou positive peut être obtenue selon que le miroir est respectivement convexe ou concave. En translatant selon l'axe des x le miroir, on peut avoir un compensateur de dispersion accordable en longueur d'onde. Toutefois cette technologie qui est basée sur une technique d'interférence possède une bande passante étroite ce qui limite la compensation de dispersion à des longueurs d'onde spécifiques dans la fenêtre de transmission [15].

III.1.3.3. Fibre compensatrice de dispersion

Ce sont des fibres qui sont conçues pour avoir de fortes dispersions négatives grâce à des modifications de leurs paramètres optogéométriques. On peut utiliser aussi bien le mode fondamental que des modes d'ordre supérieur.

III.1.3.3.1. Fibre utilisant le mode fondamental

Il est possible, par l'emploi de fibres à profil d'indice de réfraction particulier, comme les fibres à deux cœurs concentriques (figure III.10) d'obtenir à une longueur d'onde donnée une dispersion chromatique fortement négative (appelée longueur d'onde d'accord de phase).

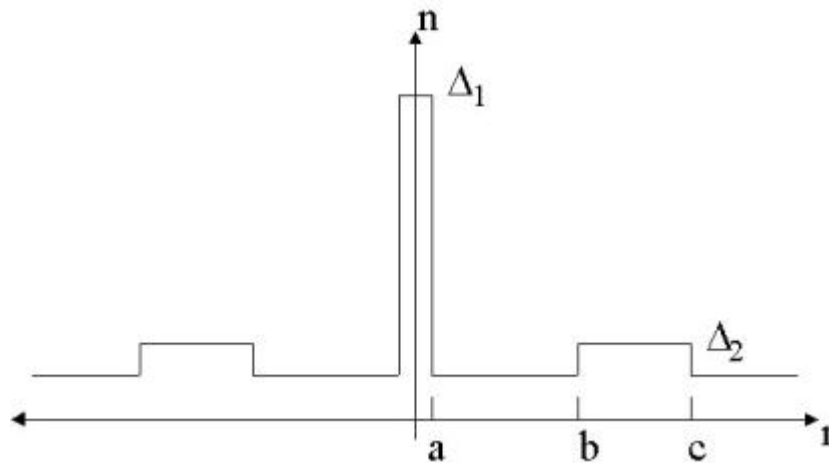


Figure III.10 : Profil d'indice de réfraction d'une fibre à deux cœurs concentriques

Ces fibres présentent un cœur central de faible rayon, dont l'indice de réfraction est important, et un cœur externe plus large entourant le premier et d'indice beaucoup plus faible.

La figure III.11 représente les évolutions des indices effectifs du mode du guide élémentaire formé par le cœur central et la gaine (points) et du mode de la structure composée par le cœur externe et la gaine (triangles). On constate que les indices effectifs de ces deux modes sont égaux à une longueur d'onde donnée. Il y a couplage entre les deux modes. Le mode fondamental de la structure complète (trait plein) est une combinaison des modes des deux structures élémentaires. L'indice effectif de ce mode subit une très forte inflexion autour de la longueur d'onde de couplage [15].

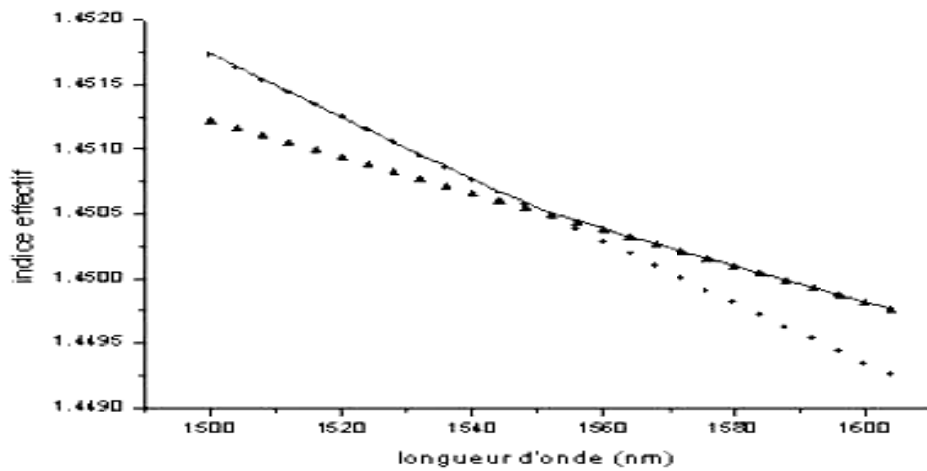


Figure III.11 : Évolution de l'indice effectif du mode de la structure (trait plein) en fonction de la longueur d'onde.

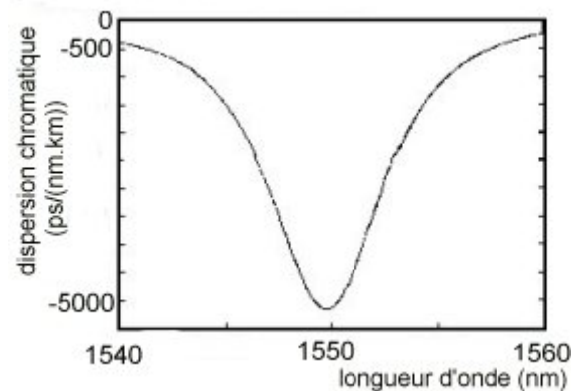


Figure III.12 : Évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'une fibre à deux cœurs concentriques.

La dispersion chromatique qui intervient comme la dérivée seconde de l'indice effectif du mode de la structure est alors fortement négative à 1550 nm (figure III.12).

Ce type de profil permet donc d'obtenir théoriquement une dispersion chromatique fortement négative de l'ordre de -5000 ps/(nm.km).

III.1.3.3.2. Fibre utilisant un mode d'ordre supérieur

Les modules de compensation de dispersion par mode d'ordre supérieur (HOM-DCF pour Higher-order-mode Dispersion Compensating Fiber) utilisent la propriété de forte dispersion négative des modes d'ordre élevés se propageant dans une fibre optique (figure III.13). La propagation du signal est réalisée par un mode d'ordre supérieur et pas par le mode fondamental. Cette technique permet d'obtenir une grande pente de dispersion relative K (par exemple $K = -5,4 \text{ ps/nm}^2$ au lieu de $-1,4 \text{ ps/nm}^2$ dans le cas d'une fibre compensatrice de dispersion utilisant le mode fondamental).

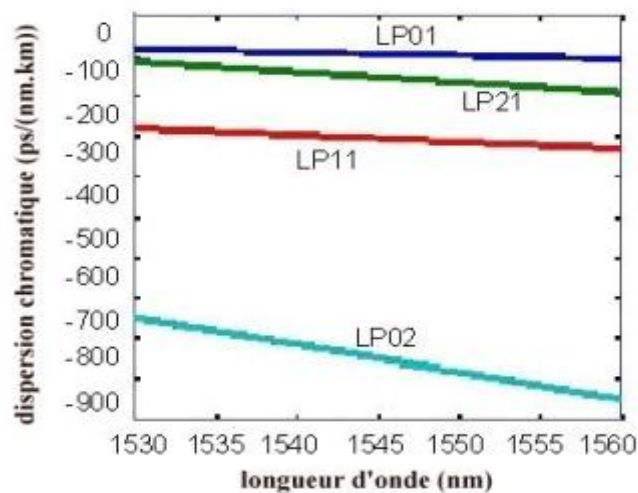


Figure III.13 : Dispersion chromatique d'un compensateur de dispersion HOM utilisant le mode LP_{02}

Comme les compensateurs de dispersion utilisant une fibre monomode, ces systèmes produisent une forte dispersion négative et donc utilisent une faible longueur de fibre, ce qui limite les pertes de propagation du module.

Cependant, ne travaillant pas au mode fondamental, cette technologie nécessite l'ajout de convertisseurs de modes en entrée et sortie, ce qui augmente le coût du module de compensation aussi bien que ses pertes de puissance.

Enfin, comme les fibres utilisées sont faiblement multimodales, des interférences intermodales peuvent se produire et s'ajouter au bruit. Des études ont montrées que les

interférences de chemin multiple ou MPI (Multi Path Interference) devaient être inférieures à - 42 dB pour assurer une transmission dans un réseau longue distance utilisant quelques uns de ses systèmes en cascade [15].

III.2. Techniques de compensation et de correction de la PMD

La compensation de PMD peut être réalisée par deux voies différentes l'une électronique et l'autre optique. Nous pouvons classer sommairement les systèmes électroniques de compensation en trois catégories: les filtres linéaires, les filtres non-linéaires et enfin ceux basés sur des techniques complexes de traitement du signal. L'avantage de la compensation de PMD, utilisant les techniques électroniques, est essentiellement lié au prix réduit des différents composants électroniques et donc au faible coût du système global. Toutefois, la compensation de PMD par voie optique, si elle reste onéreuse peut être extrêmement intéressante car elle peut restaurer en grande partie, un signal optique qui a été dégradé. Un système de compensation de PMD optique est généralement constitué de différents contrôleurs de polarisation, d'un élément possédant du DGD (Differential Group Delay), d'un signal de contre-réaction et d'un algorithme de contrôle. Nous présenterons par la suite les principales architectures de systèmes de compensation de PMD ainsi que des différentes possibilités de signaux de contre-réaction.

III.2.1. Techniques d'estimation de la PMD

La PMD a un impact direct sur la qualité du signal, si bien que tous les paramètres relatifs à la performance du système peuvent être utilisés pour l'estimation de la PMD : le taux d'erreur binaire (BER), le diagramme de l'œil, le facteur Q et la pénalité du rapport signal sur bruit optique (OSNR). Cependant ces paramètres ne peuvent pas être mesurés instantanément, ils demandent une mesure sur une longue période. L'objectif est l'estimation pertinente de la PMD afin d'obtenir un signal efficace de contre-réaction pour une compensation rapide et dynamique de la PMD. Deux techniques sont généralement retenues, l'analyse du spectre électrique et la mesure du degré de polarisation (DOP).

Dans la première méthode, un analyseur de spectre est utilisé pour évaluer le DGD en mesurant certaines caractéristiques spectrales relatives aux distorsions du signal induites par

la PMD. La mesure du DOP comme le signal de contre-réaction est basée sur l'observation que la PMD, au premier ordre, produit une dépolarisation du signal optique. En conséquence le compensateur optique de PMD peut être piloté en optimisant le DOP, c'est-à-dire en repolarisant le signal optique. L'efficacité de cette méthode dépend du rapport entre le DGD et la durée de bit : si le DGD est supérieur au temps de bit on peut obtenir un maximum secondaire pour le DOP. Ces deux méthodes ont par contre de grands avantages : elles sont analogiques, rapides et asynchrones.

III.2.2. pré-compensation

Le principe de cette méthode est d'adapter les paramètres du contrôleur pour transformer l'état de polarisation de \hat{s}_0 à \hat{s} qui est parallèle avec le PSP en entrée de la fibre \hat{q}_0 (Figure III.14).

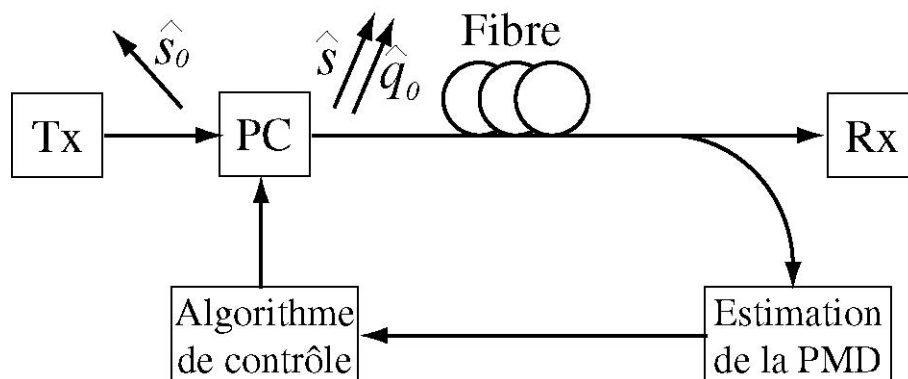


Figure III.14 : Architecture de la méthode de pré-compensation de PMD. L'état de polarisation \hat{s} est aligné selon le PSP de la ligne de transmission \hat{q}_0 . (PC: contrôleur de polarisation)

La faisabilité de cette technique pour compenser la PMD au premier ordre a déjà été testée sur le système de 10Gbit/s. Cette méthode fonctionne pour les courtes distances de transmission du fait du temps de propagation du signal de contre-réaction [20].

III.2.3. post-compensation

Beaucoup de configurations ont été proposées pour réaliser la post-compensation avec un

nombre plus ou moins important de degrés de liberté. L'idée est d'annuler la PMD totale ou d'aligner l'état de polarisation et la PMD totale. Nous introduisons ici deux configurations plus simples [20].

III.2.3.1. Annuler la PMD totale

Cette technique nécessite un contrôleur de polarisation pour l'orientation de la PMD du compensateur $\vec{\tau}_2$ et le retard d'un élément biréfringent variable τ_2 pour adapter l'amplitude de la PMD dans la fibre.

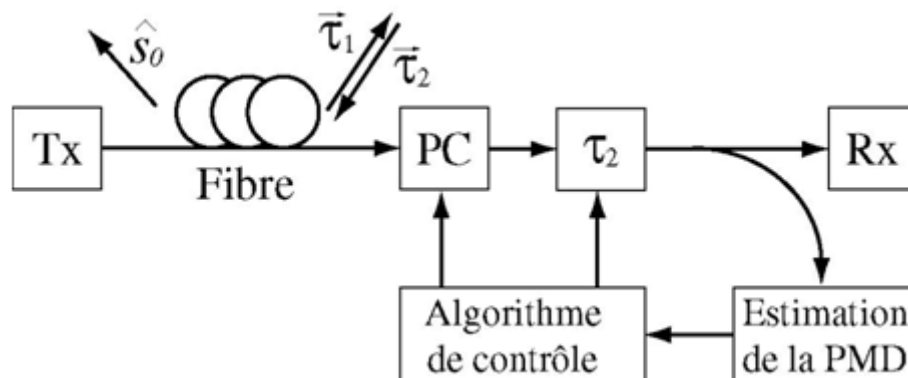


Figure III.15 : Architecture de la méthode de post-compensation de PMD avec un élément biréfringent variable.

La Figure III.15 nous montre le schéma de cette méthode qui repose sur l'obtention de l'égalité suivante:

$$\vec{\tau}_1 = -\vec{\tau}_2 \quad \text{III.8}$$

Néanmoins il est difficile d'obtenir précisément un DGD variable pouvant suivre l'évolution du DGD de la fibre et c'est la principale difficulté de ce compensateur.

III.2.3.2. Aligner le SOP (Stat Of Polarisation) et la PMD totale

La Figure III.16 nous montre le schéma de la seconde méthode qui utilise un élément biréfringent fixe dans le compensateur. On utilise un contrôleur qui permet de faire tourner la direction de la PMD de l'élément biréfringent avec un DGD constant tel une fibre à maintien de polarisation (PMF) avec une longueur constante afin de réaliser un alignement de SOP et PMD totale. Cette méthode s'exprime par la recherche de la relation vectorielle suivante:

$$\hat{s}_0 // (\vec{\tau}_0 + M_t^{-1} \vec{\tau}_2) \quad \text{III.9}$$

Où τ_0 est la PMD de la fibre en entrée, τ_2 est la PMD de la fibre en sortie et M_t est la matrice de rotation associée à la matrice de Jones de transmission de la fibre. A partir de cette relation, on peut en déduire les contraintes qu'il faut imposer sur le compensateur pour avoir une compensation permanente de la PMD.

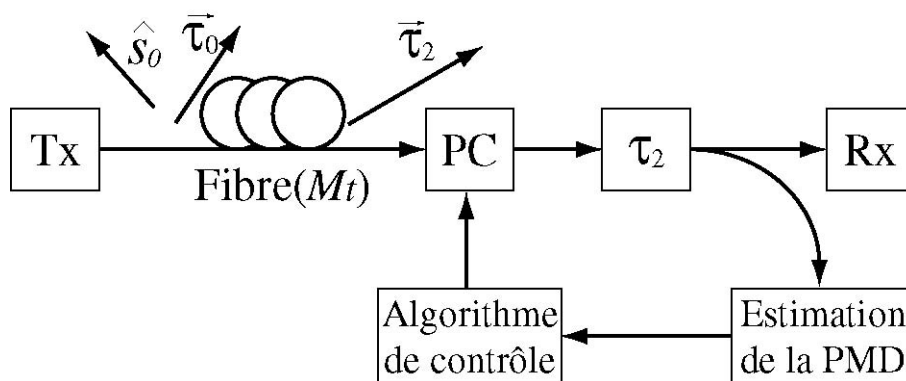


Figure III.16 : Architecture de la méthode de post-compensation de PMD avec un élément biréfringent constant.

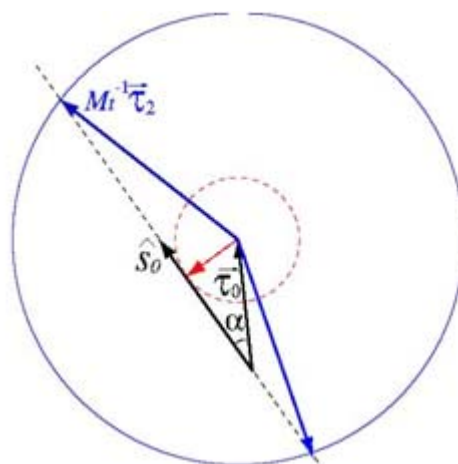


Figure III.17 : Condition de compensation de PMD avec un élément biréfringent constant. Le vecteur en bleu : PMD de compensation, en noir PMD de la ligne et en

rouge le vecteur PMD limite qui permet d'aligner le SOP et le vecteur PMD résultant. La somme vectorielle de la PMD de ligne et de la PMD de compensation doit être alignée avec le SOP \hat{s}_0

La Figure III.18 nous montre cette condition. Les solutions sont toujours les intersections entre le cercle de rayon $|M_t^{-1}\vec{\tau}_2|$ et le SOP \hat{s}_0 . Nous obtenons alors cette condition:

$$|M_t^{-1}\vec{\tau}_2| \geq |\vec{\tau}_0| \sin \alpha \quad \text{III.10}$$

Où α est l'angle entre le SOP et τ_0 . Dans le cas général, nous avons obligatoirement la condition suivante pour le compensateur de PMD : $|M_t^{-1}\vec{\tau}_2| \geq |\vec{\tau}_0|$ ou tout simplement :

$$|\vec{\tau}_2| \geq |\vec{\tau}_0| \quad \text{III.11}$$

C'est une des méthodes des plus simples qui soit et elle peut être réalisée en combinant un contrôleur de polarisation et une PMF (Fibre à maintien de polarisation). Ce compensateur a déjà été réalisé utilisant le DOP comme un signal de contre-réaction sur des systèmes à 10Gbit/s et aussi à 40Gbit/s

En fait, la variation de la PMD est moins rapide que la variation du SOP, par conséquent la méthode de post-compensation a besoin d'un contrôle de polarisation plus rapide que la pré-compensation. Cela nous oblige à fournir un contrôleur de polarisation très rapide.

III.2.4. Compensation distribuée de PMD

L'accumulation de la PMD au cours de la transmission peut dépasser la tolérance du système. La compensation distribuée de PMD sur toute la longueur de fibre est une solution qui a été envisagée. Le principe est : plutôt que de laisser la PMD croître le long de la fibre, on dispose à certains endroits des compensateurs qui ralentissent la formation de ce phénomène. Ces compensateurs sont relativement simples: un contrôleur de polarisation et un polariseur. Le signal de contre-réaction qu'il faut optimiser est l'intensité en sortie du polariseur.

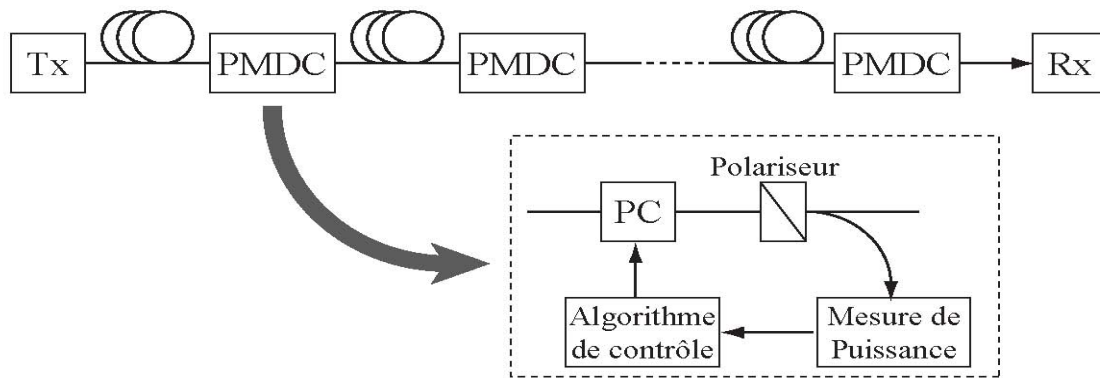


Figure III.18 : Compensation distribuée de PMD (PC: contrôleur de polarisation, PMDC: compensateur de PMD).

La Figure III.18 nous montre cette méthode. Les positions et le nombre de compensateurs dépendent bien entendu des spécifications du système de transmission.

III.2.5. Correction de la PMD par des fibres à maintien de polarisation :

Un moyen de corriger la PMD est de choisir une fibre avec une longueur de battement très différente de la période moyenne des perturbations qui est de l'ordre d'une dizaine de centimètres, pour que le couplage entre les deux polarisations ait une efficacité négligeable. C'est la raison pour laquelle ont été conçues des fibres avec une très courte longueur de battement (moins de 1 cm), c'est-à-dire des fibres hautement biréfringentes, capable de maintenir dans un mode de polarisation, tout au long de la propagation, l'énergie qui y a été injectée (fibres à "maintien de polarisation").

Les fibres qui présentent une très forte biréfringence (de l'ordre de 10^{-3}), et qui possèdent donc une très faible longueur de battement (de l'ordre du millimètre) permettent un bon maintien de polarisation. Le type le plus courant de fibres fortement biréfringentes sont les fibres appelées "Panda".

III.2.5.1. La fibre "Panda"

Une méthode efficace pour introduire de la biréfringence dans la fibre est de créer des contraintes asymétriques, avec deux régions génératrices de contraintes symétriques de part et d'autre du cœur. Dans ces régions, on incorpore des dopants dans la gaine optique en silice.

L'oxyde de bore (B_2O_3) ou le fluor sont des dopants qui modifient les propriétés thermiques (coefficients de dilatation).

La biréfringence va apparaître lors du refroidissement de la fibre. Pour le fibrage, la fibre est chauffée à une température avoisinant 1800°C . A cette température, la biréfringence est nulle car il n'y a pas de contraintes appliquées sur le cœur. Lors du refroidissement, les matériaux dopés dont le coefficient de dilatation est plus élevé se contractent et placent le cœur en contrainte d'extension. Cette répartition de contraintes conduit par effet élasto-optique à une différence d'indice entre les deux directions où les contraintes sont différentes, ce qui constitue les axes principaux de la fibre biréfringente [7].

Ainsi les parties qui appliquent les contraintes ont des coefficients de dilatation différents :

α_2 : coefficient de dilatation de la gaine,

α_3 : coefficient de dilatation des régions génératrices de contraintes, dont on a changé les propriétés en incorporant des dopants.

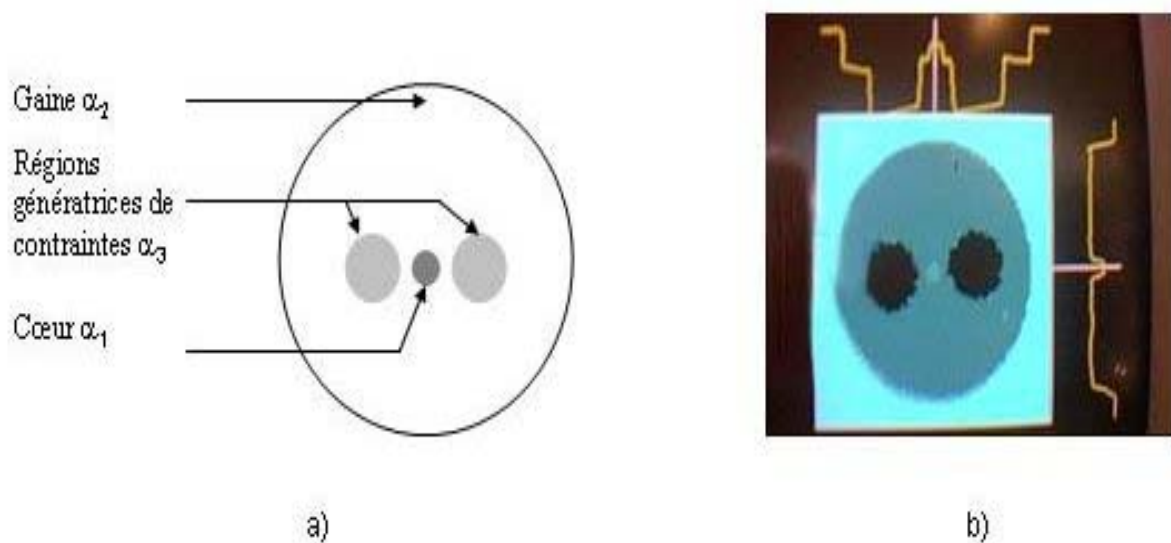


Figure III.19 : a) Répartition des coefficients de dilatation α dans une fibre "Panda",

b) Face de sortie de la fibre "Panda" utilisée et profil d'indice suivant les deux axes neutres

La Figure III.19 représente une fibre "Panda" et les différents coefficients de dilatations thermiques. L'anisotropie des contraintes est imposée par une répartition autour du cœur de matériaux de propriétés différentes. Les régions génératrices de contraintes et la gaine sont deux zones distinctes et constituent les parties qui appliquent les contraintes.

III.3. Conclusion :

Les efforts dans le domaine des télécommunications optiques pour réduire les effets des différentes dispersions ont donné naissance à de multiples techniques de contrôle et de compensation dont on a cité quelques unes dans ce chapitre. Ces techniques diffèrent l'une de l'autre et chacune a ces avantages et inconvénients.

Pour la DC on a pensé à remplacer les fibres existantes par les DSF puis par les NZ-DSF mais le remplacement de tout le réseau existant reviendrait trop cher ; on a pensé alors à compenser la DC sans pour autant changer les fibres existantes, là aussi on a proposé la compensation par VIPA, par fibres compensatrices de dispersion, ou bien par les réseaux de Bragg qui sont les plus utilisés compte tenu de leur simplicité de mise en œuvre et leur large bande passante.

Pour la PMD, on a vu la correction par maintien de polarisation avec les fibres « panda », la prés-compensation (mais elle est utilisée pour les courtes distances), la post-compensation et puis la compensation distribuée en mettant des compensateurs le long de la fibre pour éviter le cumul de la PMD afin de ne pas dépasser la tolérance de certains systèmes.

Chapitre

(IV)

IV.1. Introduction :

Pour voir l'effet de la DC et la PMD sur la transmission par fibre optique, une simulation sera réalisée sous MATLAB d'une liaison optique à l'aide des caractéristiques suivantes :

- $\Delta\lambda$: Largeur spectrale de la source.
- (L): La longueur de la fibre.
- (DC): La dispersion chromatique.
- (PMD): La dispersion modale de polarisation.

Ceci servira pour visualiser la variation du débit (théorique) maximum toléré B_{\max} (au-delà duquel on aura un chevauchement des impulsions) en fonction de la longueur de la liaison L. On verra l'effet de la DC seule, celui de la PMD seule, puis l'effet combiné des deux dispersions en même temps.

IV.2. L'interface (fenêtre de travail) :

Cette interface a pour but de faciliter la manipulation du programme et de lui donner un aire de travail personnalisé, et ce qui est montré par la figure IV.1 :

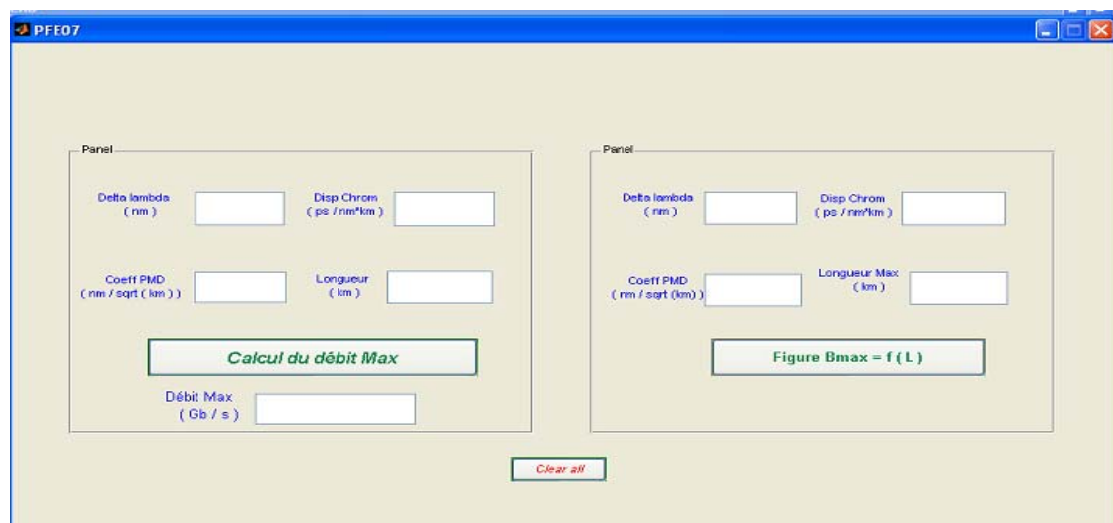


Figure IV.1 : L'interface de travail

Pour l'espace à gauche, il nous donnera la valeur du débit maximum, et pour cela il suffit de fournir : $\Delta\lambda$, la valeur de la DC, celle de la PMD et la longueur de la fibre L.

Alors que celui de droite, nous donne la figure $B_{\max}=f(L)$, et il faut donner : $\Delta\lambda$, la valeur de la DC, celle de la PMD mais aussi la longueur maximale voulue de la liaison.

IV.3. Le programme :

Le programme utilisé a deux fonctions :

1. Bmax : Pour calculer le débit maximum, selon ce qui est expliqué pour la partie gauche de l'interface.
2. Dessin : Pour donner la figure $B_{\max}=f(L)$, c'est ce qui est donné par la partie droite de l'interface.

Pour avoir Bmax, on a utilisé l'équation II.17 :

$$B^2 L |D| < 100000 \left(\text{Gb/s} \right) \text{ps/nm}$$

$$\Rightarrow B < \sqrt{\frac{100000}{L |D|}} = B_{\max}$$

Avec :

$$D = DC + PMD$$

Mais aussi ; la valeur de la PMD demandée dans l'interface est la valeur du coefficient de PMD en $(\text{ps}/\sqrt{\text{km}})$ qu'on ne peut évidemment pas additionner avec celle de la DC donnée en $(\text{ps}/\text{nm} \cdot \text{km})$, cependant on a l'équation [25] :

$$\Delta\tau = \sqrt{L} \times \Delta\tau_c \quad \text{IV.1}$$

Avec :

$\Delta\tau_c$: Coefficient de PMD en $(\text{ps}/\sqrt{\text{km}})$ (c'est ce qui représente la PMD à l'interface)

$\Delta\tau$: Délai PMD en (ps), qui est la différence de temps d'arriver des deux axes x et y causée par la PMD, et pour voir ce que cela représenterait en fonction de la largeur spectrale de la source et la longueur de la fibre ceci est divisé par $(\Delta\lambda \times L)$, ce qui nous permet d'avoir la PMD en (ps/nm*km) et par le même temps rendre l'addition possible.

IV.4. La variation du débit maximal en fonction de la longueur de la fibre :

IV.4.1. En prenant compte de la DC seule :

a) Pour DC =17 ps/nm*km (DC pour les SSMF : G652), pour L allant jusqu'à 150km.

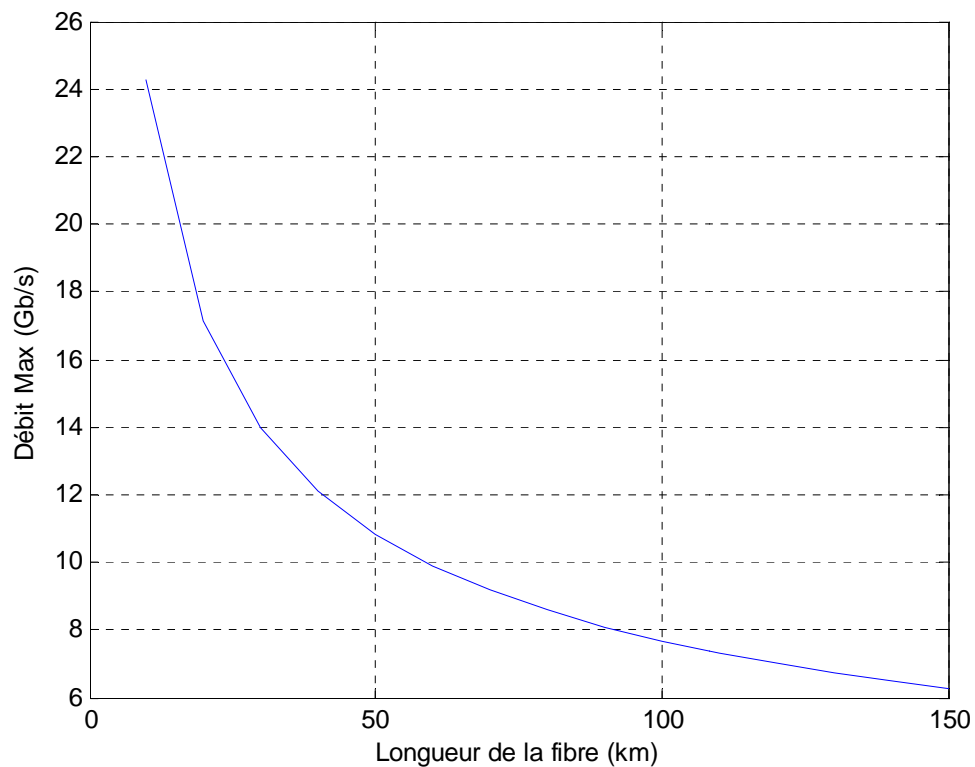


Figure IV.2 : $B_{\max}=f(L)$, Pour DC=17 (ps/nm*km) seule.

b) Pour $DC = 8 \text{ ps/nm}^* \text{km}$ (pour des NZ-DSF), pour L allant jusqu'à 150 km :

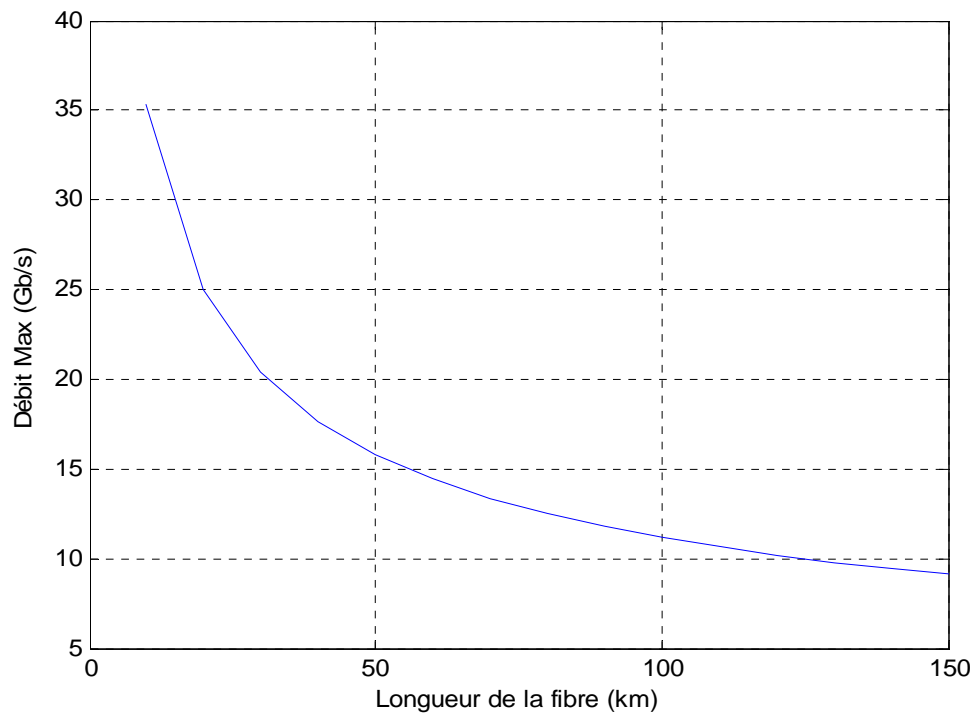


Figure IV.3 : $B_{\max}=f(L)$, Pour $DC=8 \text{ (ps/nm}^* \text{km)}$ seule

c) Pour $DC = 4 \text{ (pour des NZ-DSF) ps/nm}^* \text{km}$, pour L allant jusqu'à 150 km :

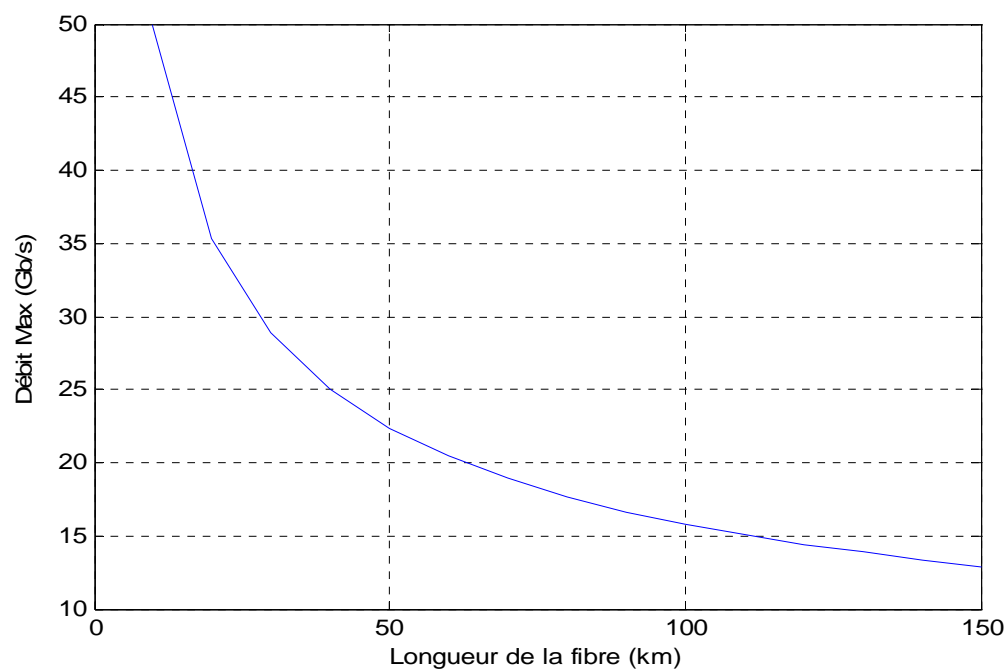


Figure IV.4 : $B_{\max}=f(L)$, Pour $DC=4 \text{ (ps/nm}^* \text{km)}$ seule

Remarques :

- On voit clairement que $B_{\max}=f(L)$, est une fonction décroissante, pour une DC seule et que B_{\max} augmente avec la diminution de la DC.

Interprétation :

On a la confirmation que la DC est un facteur limitant le débit.

IV.4.2. En prenant compte de la PMD seule :

a) Pour $\Delta\tau_c = 0.01 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$, $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$; pour L allant jusqu'à 300 km.

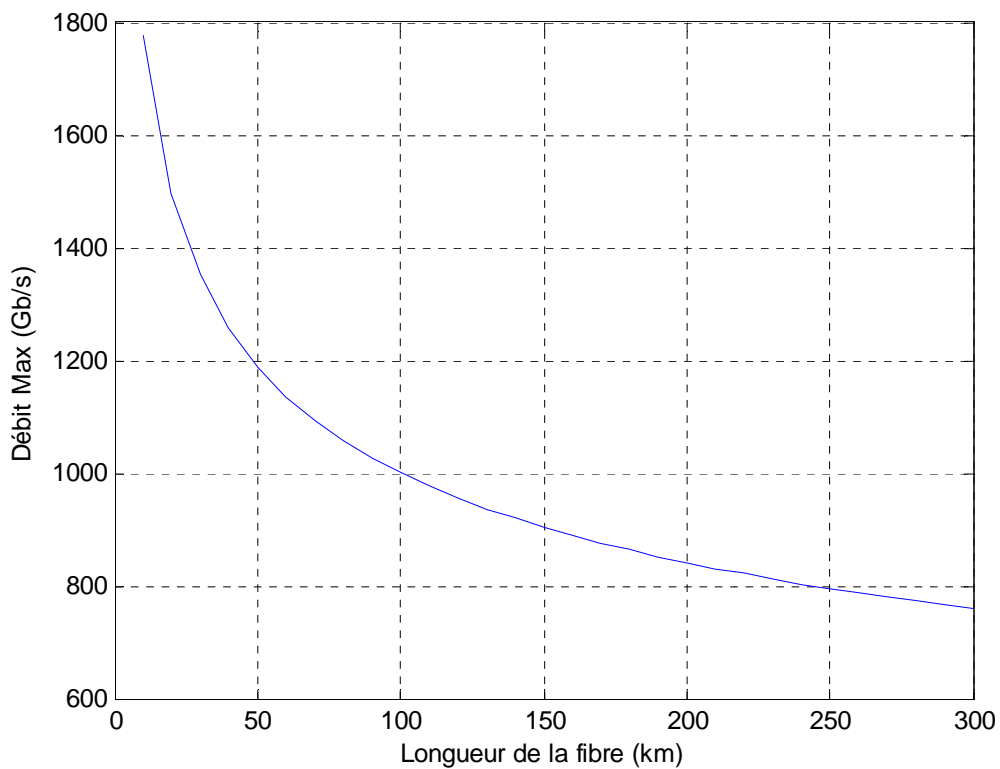


Figure IV.5 : $B_{\max}=f(L)$, Pour PMD seule, avec $\Delta\tau_c = 0.01 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ et $\Delta\lambda=1 \text{ nm}$

b) Pour $\Delta\tau_c = 0.05 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$, $\Delta\lambda=1\text{nm}$, pour L allant jusqu'à 300 km.

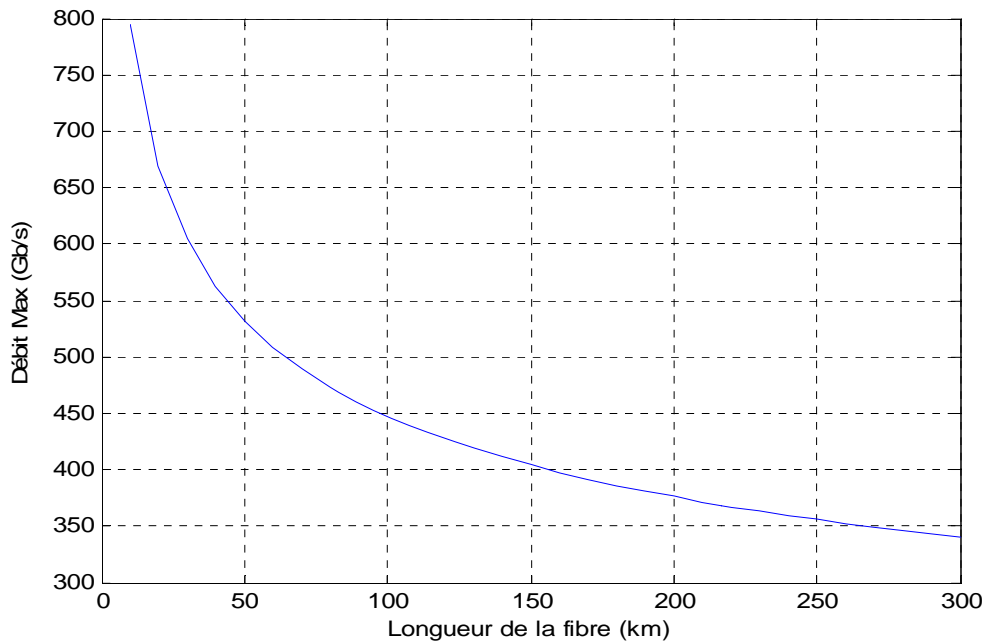


Figure IV.6 : $B_{\max}=f(L)$, Pour PMD seule, avec $\Delta\tau_c = 0.05 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ et $\Delta\lambda=1\text{nm}$

c) Pour $\Delta\tau_c = 0.1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$, et $\Delta\lambda=1\text{nm}$, pour L allant jusqu'à 300 km.

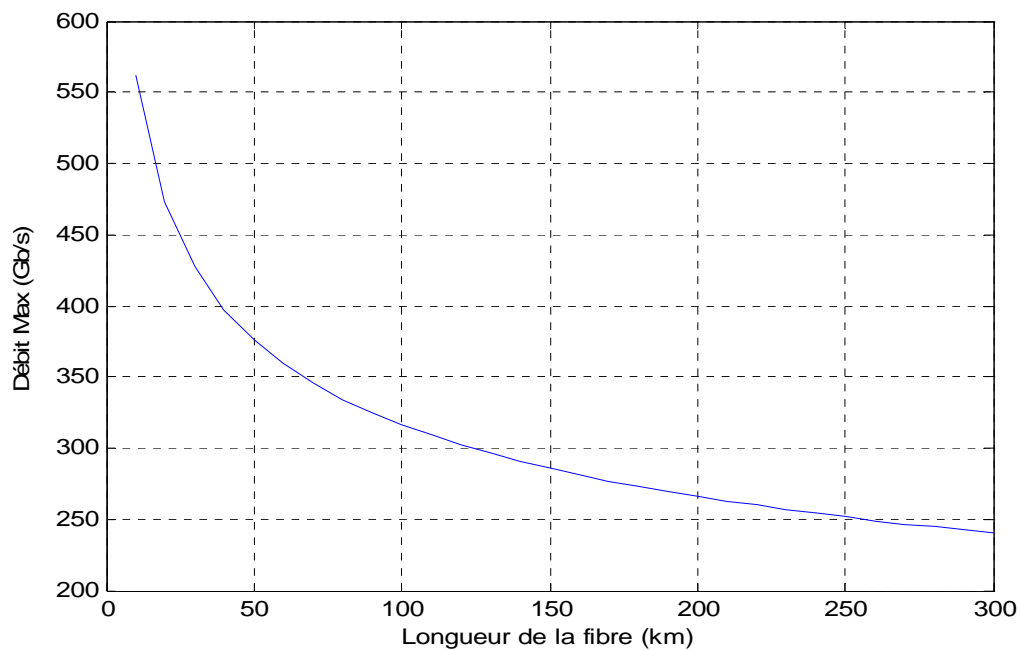


Figure IV.7 : $B_{\max}=f(L)$, Pour PMD seule, avec $\Delta\tau_c = 0.1 \text{ ps}/\sqrt{\text{km}}$ et $\Delta\lambda=1\text{nm}$

Remarque :

- On remarque aussi que pour la PMD seule, la fonction $B_{\max}=f(L)$ est décroissante.
- Le débit maximal décroît aussi avec l'augmentation du coefficient de PMD.

Interprétation :

On a aussi confirmé que la PMD est un autre facteur limitant le débit.

IV.4.3. En prenant compte de la DC et la PMD :

a) Pour $DC=17$ ps/nm*km, $\Delta\tau_c=0.1$ ps/ \sqrt{km} , $\Delta\lambda=1$ nm et L allant jusqu'à 300 km.

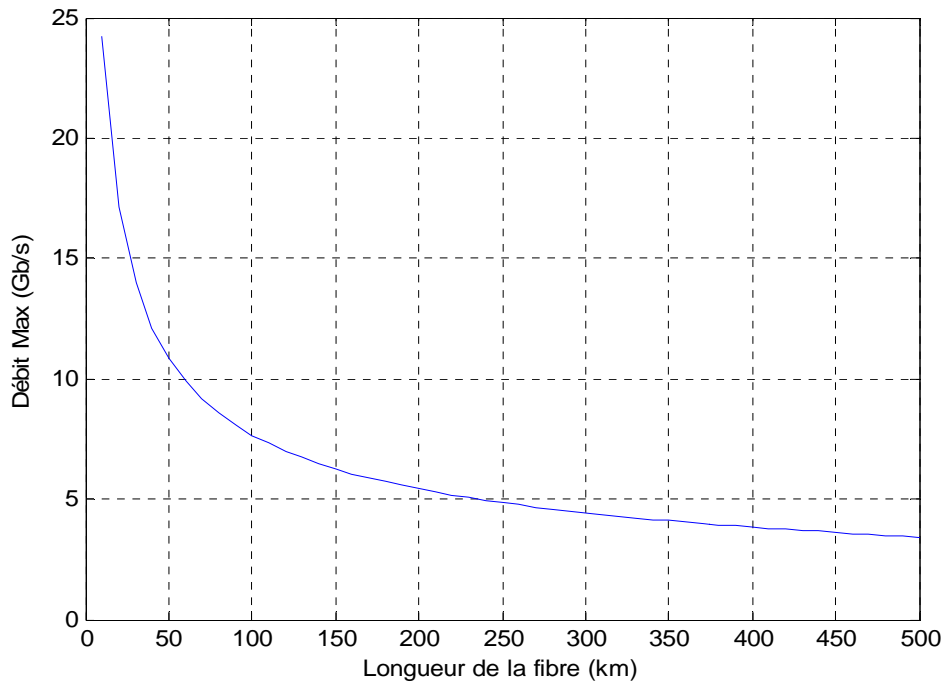


Figure IV.8 : $B_{max}=f(L)$, $DC=17$ ps/nm*km, $\Delta\tau_c=0.1$ ps/ \sqrt{km} , avec $\Delta\lambda=1$ nm

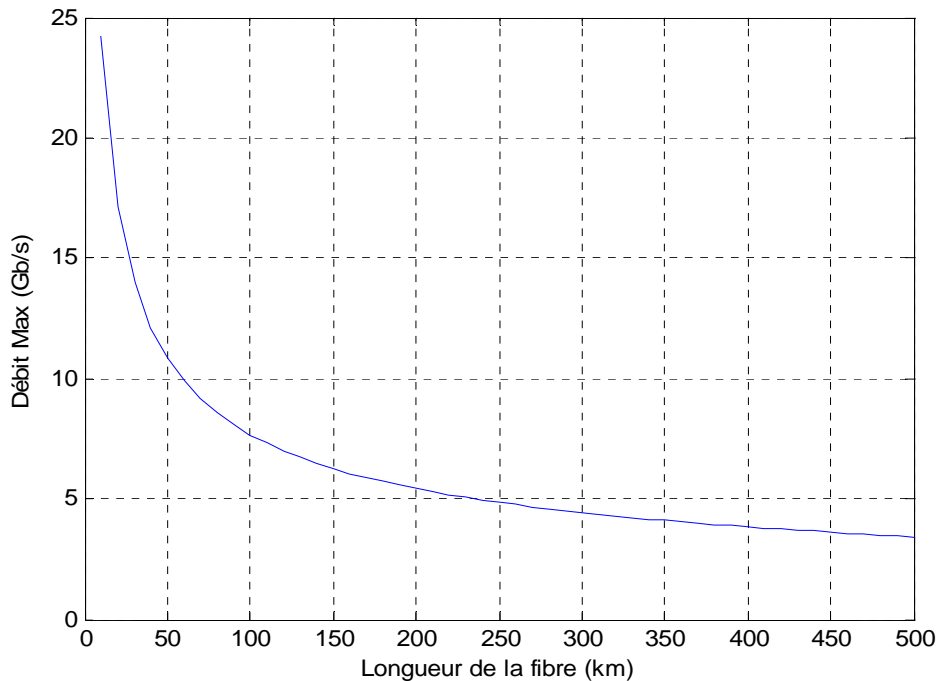


Figure IV.9 : $B_{max}=f(L)$, $DC=17$ ps/nm*km (seule)

Remarques :

- On a toujours la décroissance de la fonction $B_{\max}=f(L)$, avec une grande similitude avec celle de la DC, et une légère baisse du débit maximal en raison de l'influence des deux effets.
- On remarque aussi que l'effet de la PMD n'est pas vraiment visible jusqu'aux grandes longueurs de fibres.

IV.5. Conclusion

Dans ce chapitre on a eu la confirmation que dans tous les cas de figures le débit maximal diminuait avec l'augmentation de la longueur de la fibre. On a vu que la DC et la PMD contribuaient sensiblement à la diminution du débit permis et que l'influence de la DC est plus significative que celle de la PMD.

Conclusion générale

Conclusion et perspectives

Dans ce mémoire nous avons étudié le phénomène de dispersion qui régit les transmissions optiques à haut débit et à longues distances et nous avons considéré les points suivants :

En premier lieu, on a décrit la fibre, ses types et leur caractéristiques ce qui nous a permis de comprendre pourquoi on utilise la fibre monomode pour ce type de transmission.

Dans un deuxième temps, on a étudié les trois types de dispersions :

- La dispersion chromatique et ses origines qui sont : la dispersion du guide et celle du matériau.
- La PMD qui est causée par l'anisotropie dans le cœur et les imperfections de fabrication (le cœur n'est pas parfaitement circulaire), on a vu ses deux régimes : courte et longue distances qu'on a pu assimiler à une succession de tronçons de courtes distances avec différentes caractéristiques (biréfringence...etc.).
- La dispersion intermodale, qu'on n'a pas beaucoup vu car elle concerne les fibres multimodales.

En troisième lieu, on a vu quelques techniques de contrôle et de compensation de la DC et la PMD :

- Pour la DC, on a vu qu'il est très difficile de remplacer toutes les fibres G652 par des NZ-DSF, ce qui présente un défi à relever dans le futur, ceci a poussé les chercheurs de songer à compenser la DC par l'utilisation des fibres compensatrices, la VIPA ou les réseaux de Bragg qui sont les plus utilisés compte-tenu de la simplicité de leur mise en œuvre et leur large BP.
- Pour la PMD, on a vu le maintien de polarisation par les fibres « Panda », la pré-compensation pour les courtes distances, la compensation distribuée et la post-compensation avec la difficulté qui existe pour avoir un DGD variable au niveau du compensateur qui suit celui de la fibre.

Au final, on a fait une simulation sous MATLAB pour voir les limitations par rapport au débit et la longueur de liaison qu'engendre la DC, puis la PMD seules et enfin les deux effets simultanément.

Annexe

(A)

1. Equation de propagation linéaire

Comme pour tout phénomène électromagnétique, la propagation d'une onde plane monochromatique de pulsation ω suivant l'axe de propagation oz d'une fibre optique est régie par les équations de Maxwell. Dans le système international MKSA, celles-ci s'expriment, pour les milieux diélectriques homogènes sans charge et non magnétiques, de la manière suivante :

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} & \varepsilon_0 n^2 \nabla \cdot (\mathbf{E}) = 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 n^2 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} & \mu_0 \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

Où \mathbf{E} et \mathbf{H} sont les vecteurs champs électrique et magnétique. Les constantes ε_0 et μ_0 sont la permittivité et perméabilité du vide et n est l'indice de réfraction du milieu.

A partir de ce système d'équations couplées, nous pouvons obtenir l'équation d'onde homogène pour \mathbf{E} qui s'écrit sous la forme :

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + n^2 (\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \quad (2)$$

Où $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ est la vitesse de la lumière dans le vide et $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$ est la transformée de Fourier de $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ telle que :

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \exp(j\omega t) dt. \quad (3)$$

Une relation similaire existe pour le champ magnétique \mathbf{H} . A cause de la symétrie de révolution des fibres, il est pratique d'exprimer l'équation d'onde (2) dans le système de coordonnées cylindriques (ρ, ϕ, z) , où le champ électromagnétique peut être séparé en une partie longitudinale (parallèle à Oz) et une partie transverse :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\rho, \varphi) \exp(j(\omega t - \beta z)) = [\mathbf{E}_t(\rho, \varphi) + E_z(\rho, \varphi) \mathbf{u}_z] \exp(j(\omega t - \beta z)) \quad (4)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}(\rho, \varphi) \exp(j(\omega t - \beta z)) = [\mathbf{H}_t(\rho, \varphi) + H_z(\rho, \varphi) \mathbf{u}_z] \exp(j(\omega t - \beta z)) \quad (5)$$

Avec $\beta = n(\omega/c)$ la constante de propagation. Comme \mathbf{E} et \mathbf{H} satisfont les équations de Maxwell, les composantes transverses du champ $\tilde{\mathbf{E}}_r$, $\tilde{\mathbf{E}}_\varphi$, $\tilde{\mathbf{H}}_r$ et $\tilde{\mathbf{H}}_\varphi$ peuvent s'exprimer en fonction des composantes longitudinales $\tilde{\mathbf{E}}_z$ et $\tilde{\mathbf{H}}_z$. L'équation d'onde (2) pour $\tilde{\mathbf{H}}_z$ s'écrit alors :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \tilde{E}_z}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}_z}{\partial \varphi^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) \tilde{E}_z = 0 \quad (6)$$

Où $k_0 = \omega/c$ est le vecteur d'onde dans le vide. Dans l'espace de Fourier, l'équation (6) peut être facilement résolue en décomposant la composante longitudinale \tilde{E}_z sous la forme générale :

$$\tilde{E}_z(\rho, \varphi) = F(\rho) Q(\varphi) \quad (7)$$

Nous obtenons alors les deux équations suivantes pour $Q(\varphi)$ et $F(\rho)$:

$$Q(\varphi) = A_1 \exp(jm\varphi) + A_2 \exp(-jm\varphi) \quad (8)$$

$$\frac{d^2 F(\rho)}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dF(\rho)}{d\rho} + \left(n^2 k_0^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{\rho^2} \right) F(\rho) = 0 \quad (9)$$

Où A_1 et A_2 sont des constantes de normalisations et m est un nombre entier. L'équation (9) ne peut être résolue analytiquement que dans un nombre limité de cas.

1.1 Modes de propagation dans les fibres optiques

L'équation (9) est une équation différentielle bien connue, acceptant des fonctions de Bessel comme solutions. Comme le champ doit avoir une valeur finie au centre de la fibre, sa solution générale dans le cœur peut être écrite comme :

$$F(\rho) = J_m(U\rho), \quad (\rho \leq a) \quad (10)$$

Où J_m est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m et U est le paramètre normalisé du cœur défini par :

$$U = (n_c^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2} \quad (11)$$

Dans la gaine, la décroissance vers zéro du champ lorsque ρ tend vers l'infini impose que la fonction $F(\rho)$ soit une fonction de Bessel modifiée de deuxième espèce d'ordre m , (K_m).
Donc,

$$F(\rho) = K_m(W\rho), \quad (\rho > a) \quad (12)$$

Où W est le paramètre normalisé de la gaine défini par :

$$W = (\beta^2 - n_g^2 k_0^2)^{1/2} \quad (13)$$

La continuité des composantes tangentielles des champs \vec{E} et \vec{H} à l'interface cœur-gaine (en $\rho=a$) conduit à l'équation aux valeurs propres suivante :

$$\left[\frac{J'_m(Ua)}{UJ_m(Ua)} + \frac{K'_m(Wa)}{WK_m(Wa)} \right] \left[\frac{J'_m(Ua)}{UJ_m(Ua)} + \frac{n_g^2 K'_m(Wa)}{n_c^2 WK_m(Wa)} \right] = \left(\frac{m\beta k_0 (n_c^2 - n_g^2)}{an_c U^2 W^2} \right)^2 \quad (14)$$

A partir des équations (11) et (13), nous pouvons introduire la relation :

$$U^2 + W^2 = (n_c^2 - n_g^2) k_0^2 \quad (15)$$

Qui nous amène à l'équation de la fréquence normalisée V . La résolution de l'équation aux valeurs propres (14) permet de déterminer les valeurs possibles de la constante de propagation β pour chaque valeur entière du nombre azimutal m .

Il est courant d'exprimer ces solutions par β_{mn} , où m et n sont des nombres entiers. Chaque valeur propre β_{mn} correspond à un mode spécifique guidé par la fibre. La distribution spatiale du champ des modes guidés est obtenue à partir de l'équation (7).

Nous allons maintenant examiner quelques cas particuliers qui correspondent aux valeurs $m=0$ et $m \neq 0$.

1.1.1 Modes transverses

Lorsque le nombre azimutal m est égal à zéro, les parties longitudinales des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} sont nulles. Dans ce cas, les modes solutions de l'équation aux valeurs propres sont analogues aux modes transverses électriques (TE) et transverses magnétiques (TM) d'un guide planaire. L'équation (14) se scinde alors en deux :

$$\left[\frac{J'_0(Ua)}{UJ_0(Ua)} + \frac{K'_0(Wa)}{WK_0(Wa)} \right] = 0 \quad (16)$$

$$\left[\frac{J'_0(Ua)}{UJ_0(Ua)} + \frac{n_g^2 K'_0(Wa)}{n_c^2 WK_0(Wa)} \right] = 0 \quad (17)$$

Où les modes TE, TM sont respectivement les solutions des équations (16) et (17) et sont notés $TE_{0,n}$ et $TM_{0,n}$ avec n la nième racine de ces équations. On peut noter que les modes TE et TM n'existent pas pour certaines fréquences normalisées V . Une théorie complète montre que les modes $TE_{0,n}$ et $TM_{0,n}$ ne peuvent exister que si la fréquence normalisée est supérieure à

la racine d'ordre n de l'équation $J_0(V)$.

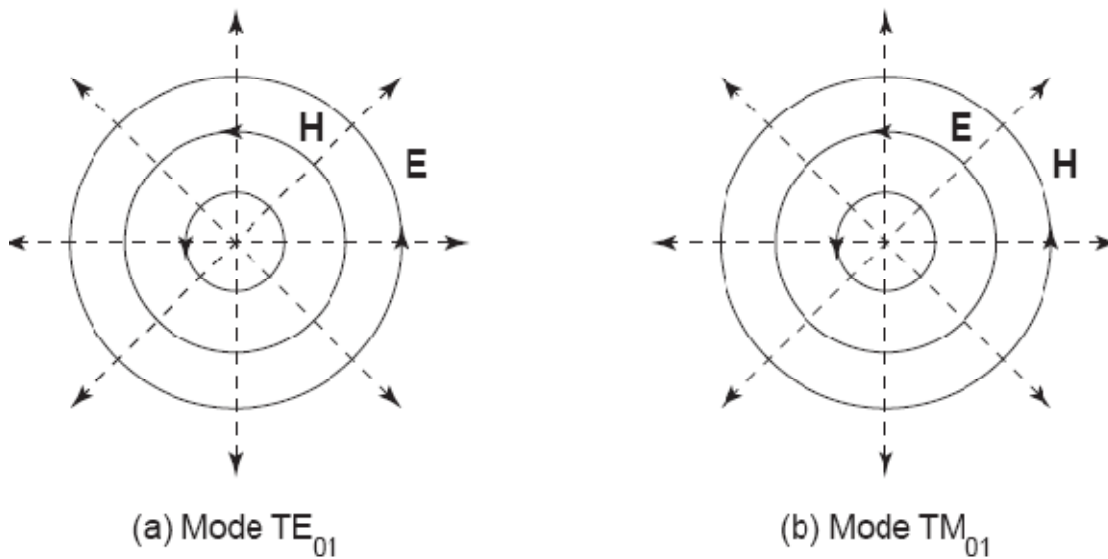


Figure 1 : Lignes de champs des premiers modes transverses

La figure 1 ci-dessus montre les lignes de champs électrique et magnétique dans le plan d'onde ($z = \text{cste}$) des modes TE_{01} et TM_{01} . Pour ces modes, les constantes de propagations sont différentes d'après les équations (16) et (19).

1.1.2 Modes hybrides

Si le paramètre azimutal m est supérieur ou égal à 1, les modes guidés de la fibre deviennent hybrides car il existe à la fois une composante longitudinale pour le champ électrique et pour le champ magnétique. Suivant la grandeur relative de ces composantes, le mode est dénommé $HE_{m,n}$ (H_z prédominant) ou $EH_{m,n}$ (E_z prédominant). Comme pour les modes transverses, l'indice n désigne la nième racine de l'équation aux valeurs propres pour une valeur de m donnée. Le paramètre important pour chaque mode est sa fréquence de coupure.

Cette fréquence est déterminée par les conditions suivantes : $W \rightarrow 0$ et $(U_a) \rightarrow V$. C'est à dire que la coupure se manifeste lorsque le mode se détache de la structure guidante (cœur).

Pour $m > 1$ et W petit, l'étude de l'équation aux valeurs propres (14) fait **apparaître** que les modes hybrides n'existent que s'ils ont une fréquence de coupure V_c inférieure à la fréquence

normalisée V . Le tableau 1 résume les conditions de coupure ainsi que la désignation des modes.

Tab. 1 – Résumé des conditions de coupure et nomenclature des modes.

Mode	Condition de coupure	Fréquence de coupure V_c
HE ₁₁		$V_c = 0$
EH _{m,n}	$J_m(V_c) = 0$	$V_c (m=1) = 3,832 ; 7,016 ; 10,17 ; 13,12 ; \dots$...
HE _{1,n+1}	$J_1(V_c) = 0$	$V_c = 3,832 ; 7,016 ; 10,17 ; 13,12 ; \dots$
HE _{m,n}	$V_c \frac{J_{m-2}(V_c)}{J_m(V_c)} = -(m-1) \frac{n_c - n_g}{n_g}$	$V_c (m=2) = 2,405 ; 5,520 ; 8,654 ; 11,79 ; \dots$...

Tous les modes ont une fréquence de coupure sauf le mode HE₁₁ qui peut se propager indépendamment de la valeur de celle-ci. Ce mode est appelé le mode fondamental de la fibre.

En d'autres termes il existe un domaine de longueurs d'onde qui, pour une fibre donnée, ne peut supporter qu'un seul mode guidé si $V < 2,405$. La valeur $V_c = 2,405$ est la plus petite fréquence de coupure non nulle que l'on puisse trouver. On dit alors que la fibre a un comportement monomode.

1.2 Modes faiblement guidés - Modes LP

Pour une fibre conventionnelle, la différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine est très faible (de l'ordre de 10^{-3}). Sous cette condition ($n_c \cong n_g$) dite de faible guidage, on observe que les constantes de propagation des modes guidés (HE et EH) ou (TE, TM et HE) s'identifient l'une à l'autre. Cette dégénérescence nous amène à combiner les diverses composantes transverses pour former un mode linéairement polarisé. On dit alors que cette structure modale est une onde quasi-transverse ou TEM. L'équation aux valeurs propres (14) se simplifie fortement dans ce cas et peut être écrite de la façon suivante :

$$\frac{U J_{l-1}(Ua)}{J_l(Ua)} = -\frac{WK_{l-1}(Wa)}{K_l(Wa)} \quad (18)$$

Où l'indice l est donné par :

$$l = \begin{cases} 1 & \text{mode TE, TM} \\ m + 1 & \text{mode EH} \\ m - 1 & \text{mode HE} \end{cases} \quad (19)$$

L'équation (18) permet donc d'obtenir les constantes de propagation des modes polarisés que l'on désigne $LP_{l,n}$, où l est l'indice azimutal relié à l'indice azimutal m des modes hybrides et $n = 1, 2, 3, \dots$ est la nième racine de l'équation aux valeurs propres pour l donné. Le tableau 2 ci-dessous permet d'établir la correspondance entre la désignation en modes LP et la désignation traditionnelle en modes hybrides.

Tab.2 – Relations entre la notation traditionnelle et la notation LP.

Désignation en mode LP	Désignation traditionnelle	Nombre de modes dégénérés
LP_{01}	$HE_{11} \times 2$	2
$LP_{l,n} (l = m - 1)$	$TE_{0,n}, TM_{0,n}, HE_{m,n} \times 2$	4
$LP_{l,n} (l = m + 1)$	$HE_{m,n} \times 2, EH_{m-2,n} \times 2$	4
$LP_{0,n}$	$HE_{1,n} \times 2$	2

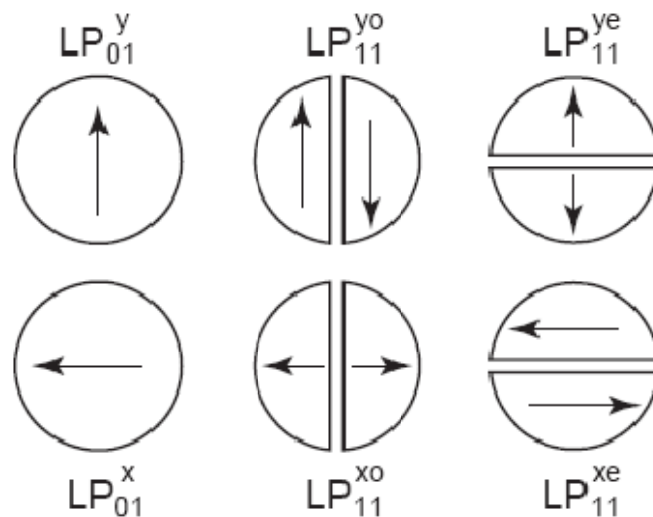


Figure. 2 : Modes de propagation linéairement polarisés dans une fibre multimodale

La figure 2 représente schématiquement les distributions spatiales des modes LP_{01} et LP_{11} . Les flèches indiquent les polarisations. L'indice "e" est relatif au terme "even" qui indique une distribution angulaire en $\cos(\varphi)$ et l'indice "o" à "odd" qui indique une distribution en $\sin(\varphi)$. Dans le cas d'une fibre isotrope, les deux modes LP_{01} ont la même constante de propagation, de même pour les quatre modes LP_{11} . Nous notons également que les directions de polarisations rectilignes de base sont arbitraires puisque le système est de révolution.

Annexe

(B)

1. Représentation de l'état de polarisation

Deux formalismes sont principalement utilisés pour représenter la polarisation d'une onde lumineuse ainsi que l'effet des dispositifs optiques sur celle-ci : les formalismes de Jones et de Stokes. Le premier est particulièrement bien adapté à la description d'ondes lumineuses totalement polarisées, tandis que le second l'est pour la lumière partiellement polarisée. Le formalisme de Stokes est néanmoins couramment utilisé dans les deux cas car il fait appel, pour la représentation de la polarisation, à des grandeurs relatives à des intensités de composantes du champ ou à des combinaisons de ces intensités. Il est donc intrinsèquement lié à des grandeurs aisément mesurables.

1.1. Formalisme de Jones

Le champ électrique d'une onde plane monochromatique se propageant dans l'espace selon la direction de propagation \vec{e}_z est :

$$E_x(z,t) = A_x \cos(\omega t - kz - \varphi_x)$$

(1)

$$E_y(z,t) = A_y \cos(\omega t - kz - \varphi_y)$$

où x, y sont portés par les vecteurs unitaires e_x, e_y d'un repère cartésien orthonormé (O, e_x, e_y) du plan d'onde. En fonction des valeurs relatives de A_x et A_y et du déphasage $\varphi = \varphi_x - \varphi_y$, on obtient les différents types de polarisation énoncés plus haut. La représentation de Jones consiste à associer au champ électrique de l'équation 1, le vecteur complexe normé \mathbf{J} exprimé dans la base (e_x, e_y) :

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{A_x^2 + A_y^2}} \begin{pmatrix} A_x e^{-j\varphi_x} \\ A_y e^{-j\varphi_y} \end{pmatrix} \quad (2)$$

La donnée de \mathbf{J} suffit donc à caractériser parfaitement l'état de polarisation de l'onde plane et monochromatique associée à $E(z,t)$. La figure 1 représente un exemple de figure géométrique décrite par l'extrémité du champ électrique ainsi que les différents paramètres utilisés pour définir l'état de polarisation. Le tableau 1 présente les différents états de polarisation et les vecteurs de Jones associés écrits dans la base cartésienne (e_x, e_y) en fonction des paramètres définis par la figure 1.

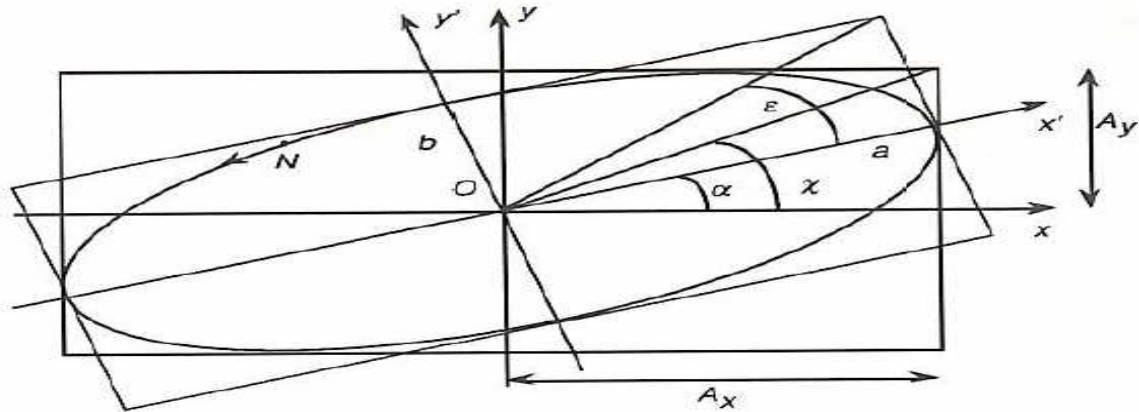


Figure 1 : la figure décrite par l'extrémité du champ électrique en fonction du temps est ici une ellipse ; les différents paramètres utilisés pour la décrire sont généralement l'azimut α et l'ellipticité ϵ ou l'angle χ et le déphasage entre les deux composantes du champ électrique.

Linéaire d'angle α	$\begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}$
Circulaire droit/gauche	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +/-i \end{pmatrix}$
Elliptique	$\begin{pmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi e^{-i\phi} \end{pmatrix}$ ou $\begin{pmatrix} \cos \alpha \cos \epsilon - i \sin \alpha \sin \epsilon \\ \sin \alpha \cos \epsilon + i \cos \alpha \sin \epsilon \end{pmatrix}$

Tableau 1 : polarisation et vecteur de Jones associé

1.2 Formalisme de Stokes

Le formalisme de Stokes repose sur l'utilisation de quatre paramètres réels, définis par des combinaisons d'intensités. Si le champ électrique est représenté par l'équation I.1, alors les expressions des quatre paramètres de Stokes P_0 , P_1 , P_2 et P_3 , sont données par :

$$P_0 = I_x + I_y$$

$$P_1 = I_x - I_y \quad (3)$$

$$P_2 = I_{45} - I_{135}$$

$$P_3 = I_g - I_d$$

Où I_x , I_y sont les intensités mesurées respectivement par un polariseur linéaire orienté selon l'axe x et y ; I_{+45} , I_{-45} sont les intensités mesurées respectivement par un polariseur linéaire orienté à $+45^\circ$ et -45° de l'axe x ; I_g , I_d sont les intensités mesurées respectivement par un polariseur circulaire gauche et droit. A ces quatre quantités, on associe un vecteur de norme unité, le vecteur de Stokes qui est défini comme suit :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} P_1/P_0 \\ P_2/P_0 \\ P_3/P_0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

Ce vecteur peut s'exprimer en fonction de l'ellipticité ε et de l'azimut α de l'ellipse de polarisation de la figure 1 de la façon suivante :

$$\vec{S} = \begin{pmatrix} \cos 2\alpha \cos 2\varepsilon \\ \sin 2\alpha \cos 2\varepsilon \\ \sin 2\varepsilon \end{pmatrix} \quad (5)$$

Cette expression du vecteur de Stokes suggère une représentation géométrique associant à chaque état de polarisation un point sur une sphère de rayon unité (figure 2). La latitude et la longitude de ce point sont données par 2ε et 2α respectivement. La sphère obtenue est appelée sphère de Poincaré. Les pôles de cette sphère sont associés aux états de polarisation droits et gauches ; l'équateur est associé aux états de polarisation linéaires tandis que les autres points sont associés aux états de polarisation elliptiques.

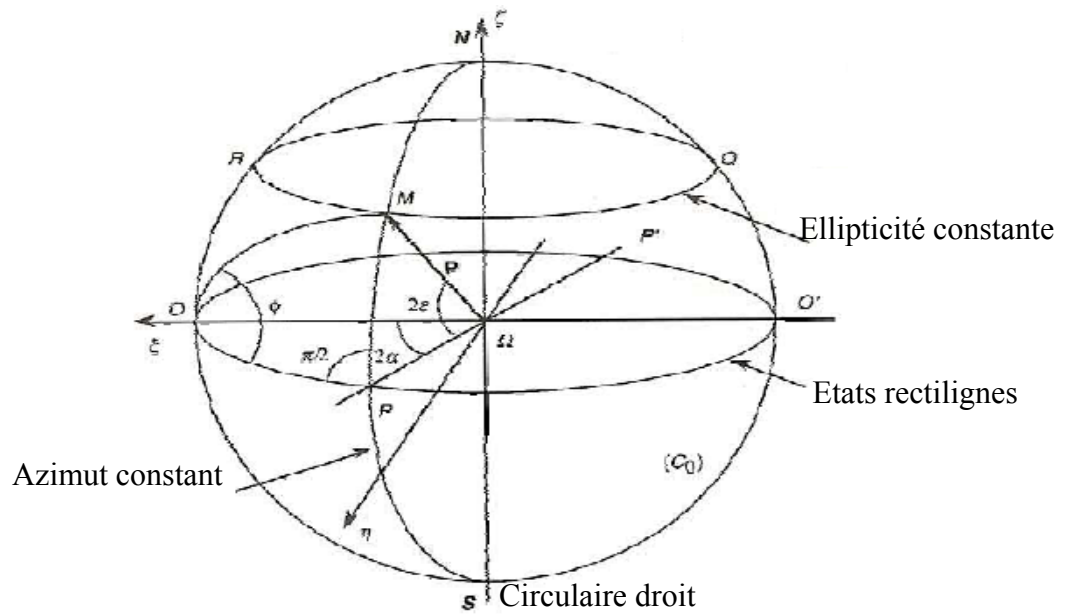


Figure 2 : Sphère Poincaré

Lors de la propagation de la lumière dans un milieu isotrope, la différence de phase entre les deux composantes du champ électrique (équation 1) ou du vecteur de Jones (équation 2) n'est pas modifiée, de sorte que l'état de polarisation reste inchangé. Nous allons nous intéresser dans le paragraphe suivant aux milieux qui, par opposition au milieu isotrope, modifient la polarisation du champ électrique au cours de la propagation : ces derniers sont appelés milieux anisotropes.

Annexe

(C)

Rappel sur les fonctions et les équations de BESSEL

L'astronome allemand F. W. BESSEL (1784-1846) est connu pour ses travaux sur les équations différentielles qui portent son nom et sur la première étude systématique des solutions générales de cette équation (solutions appelées Fonctions de Bessel). Les fonctions de Bessel sont associées à des problèmes possédant une symétrie cylindrique ou sphérique. Elles interviennent par exemple dans l'étude des vibrations d'une membrane circulaire, dans la propagation de la lumière dans une fibre optique cylindrique, dans la distribution de la température dans un cylindre circulaire et dans d'autres domaines de l'ingénierie et de la physique. C'est pour cette raison qu'elles sont également appelées 'Fonctions cylindriques'.

1. Fonctions de BESSEL

$$L'equation differentielle lineaire de second ordre $x^2y'' + xy' + (x^2 - \nu^2)y = 0$ (1)$$

Où $y=f(x)$ et ν un réel positif est dite Équation Différentielle de BESSEL d'ordre ν . Une solution de cette équation est la fonction dite de BESSEL de première espèce et d'ordre ν générée de la manière suivante :

$$J_\nu(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (x/2)^{2k+\nu}}{k! \Gamma(k+\nu+1)} \quad (2)$$

Dans le cas où ν est un entier naturel, la fonction de BESSEL devient :

$$J_n(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (x/2)^{2k+n}}{k!(k+n)!} \quad (3)$$

Et dans ce cas, il est aisé d'admettre que $J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$ pour $n=0,1,2,\dots$

Nous avons admis précédemment que la fonction $J_0(x)$ est une solution de l'équation de BESSEL. Il en est de même pour la fonction $J_{-\nu}(x)$ et pour toute combinaison linéaire de ces deux fonctions (sauf dans le cas où ν est un entier et dans ce cas, les fonctions $J_0(x)$ et $J_{-\nu}(x)$ ne sont pas linéairement indépendantes car

$J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$). On définit donc une fonction $Y_\nu(x)$ dite Fonction de BESSEL de deuxième espèce d'ordre ν telle que :

$$Y_\nu(x) = \frac{\cos(\nu\pi)J_\nu(x) - J_{-\nu}(x)}{\sin(\nu\pi)} \quad (4)$$

2. Formules de récurrence

On a :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} [x^\nu J_\nu(x)] &= \frac{d}{dx} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (x)^{2k+2\nu}}{2^{2k+\nu} k! \Gamma(k+\nu+1)} \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k * 2(k+\nu)(x)^{2k+2\nu-1}}{2^{2k+\nu} k! \Gamma(k+\nu+1)} \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (x)^{2k+2\nu-1}}{2^{2k+\nu-1} k! \Gamma(k+\nu)} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^\nu (-1)^k (x/2)^{2k+(\nu-1)}}{k! \Gamma(k+(\nu-1)+1)} \end{aligned}$$

$$\text{Soit : } \frac{d}{dx} [x^\nu J_\nu(x)] = x^\nu J_{\nu-1}(x) \quad (5)$$

De façon similaire, on peut déduire :

$$\frac{d}{dx} [x^{-\nu} J_\nu(x)] = -x^{-\nu} J_{\nu+1}(x) \quad (6)$$

Si l'on effectue la dérivation du membre de gauche de chacune des deux équations (5) et (6), on peut écrire que :

$$J'_\nu(x) + \frac{\nu}{x} J_\nu(x) = J_{\nu-1}(x) \quad \text{et} \quad J'_\nu(x) - \frac{\nu}{x} J_\nu(x) = -J_{\nu+1}(x)$$

Soit la relation :

$$2J'_\nu(x) = J_{\nu-1}(x) - J_{\nu+1}(x) \quad (7)$$

$$\text{Et } \frac{2\nu}{x} J_\nu(x) = J_{\nu-1}(x) + J_{\nu+1}(x) \quad (8)$$

De même on démontre que :

$$\frac{d}{dx} [J_\nu(kx)] = \frac{\nu}{x} J_\nu(kx) - kJ_{\nu+1}(kx) \quad (9)$$

$$\text{Et } \frac{d}{dk} [J_\nu(kx)] = \frac{\nu}{k} J_\nu(kx) - xJ_{\nu+1}(kx) \quad (10)$$

La fonction de Bessel de deuxième espèce $Y_\nu(x)$ satisfait pleinement aux équations de récurrence précédemment établies pour la fonction $J_\nu(x)$.

3. Solution générale de l'équation différentielle de Bessel

On démontre et nous admettons que la solution générale de l'équation de BESSEL est de la forme :

$$y(x) = AJ_\nu(x) + BY_\nu(x) \quad (11)$$

Où A et B sont des constantes réelles et $J_\nu(x)$ et $Y_\nu(x)$ sont respectivement les fonctions de Bessel de première et deuxième espèces d'ordre ν .

4. Équation différentielle modifiée de BESSEL

L'équation différentielle linéaire de second ordre

$$x^2 y'' + xy' - (x^2 + \nu^2)y = 0 \quad (12)$$

Où $y=f(x)$ et ν un réel positif est dite Équation Différentielle Modifiée de BESSEL d'ordre ν .

La solution générale de cette équation est construite de la manière suivante :

$$I_\nu(x) = i^{-\nu} J_\nu(ix) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(x/2)^{2k+\nu}}{k! \Gamma(k+\nu+1)} \quad (13)$$

$$\text{Mêmelement, la fonction : } K_\nu(x) = \frac{\pi}{2} * \frac{I_{-\nu}(x) - J_\nu(x)}{\sin(\nu\pi)} \quad (14)$$

Est dite de BESSEL modifiée de deuxième espèce et d'ordre ν .

On démontre que la solution générale de l'équation différentielle modifiée de BESSEL est de la forme :

$$y(x) = AI_{\nu}(x) + BK_{\nu}(x) \quad (15)$$

Où A et B sont des constantes réelles et $I_{\nu}(x)$ et $K_{\nu}(x)$ sont respectivement les fonctions modifiées de Bessel de première et deuxième espèces d'ordre ν .

Bibliographie

Bibliographie

- [1] GOVIND P. AGRAWAL ; « Nonlinear Fiber Optics » Academic press, *Third Edition*. 2001.
- [2] DYA BERKANE ; « étude de la propagation optique dans une structure de fibre optique en présence de microdéformations périodiques ». Thèse de magistère, université de Batna. 2005/2006
- [3] Grégory Bouquet ; « Compréhension de la biréfringence et du couplage de mode de polarisation dans les fibres optiques de télécommunication ». Thèse Doctorat à L'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications. 2005
- [4] Gérald BRUN, Jean FARENC : « Du plastique à la lumière : les fibres optiques polymères et leurs applications ». Techniques de l'ingénieur (Fibres : Composants).
- [5] François COLOMBIER, PUGNOUD Christophe «Réseaux et routage optiques. ». Thèse 2004/2005
- [6] Christian-Cyril Cordat ; « cours La fibre optique » lycée Claude Fauriel à Saint-Étienne.
<http://mptranss.free.fr/cc/fibre.html#14>
- [7] Hervé GOURAUD ; « Filtrage opto-microonde par synthèse optique de réponse impulsionnelle ». Thèse de doctorat à l'université de Limoges.2004
- [8] Guide à l'usage des décideurs des collectivités territoriales « Haut débit Pour tous, partout » 2004.
- [9] Michel JOINDOT ; Irène JOINDOT « Fibres optiques pour télécommunications ». Techniques de l'ingénieur. E7110
- [10] Michel JOINDOT ; Irène JOINDOT « Systèmes de transmission sur fibre optique ». Techniques de l'ingénieur. E7115.
- [11] RAMANE KASHYAP, « fiber Bragg gratings». Optics and Photonics. (Formerly Quantum Electronics). 2005.

[12] Laurent LABONTÉ ; «Analyse théorique et expérimentale des principales caractéristiques du mode fondamental dans les fibres optiques microstructurées air/silice ». Thèse de doctorat à l'université de Limoges.2005.

[13] Jérôme LAURENT ; « Communication optique a très haut débit » EXAMEN PROBATOIRE.2004

[14] Pierre Lecoy, « télécommunications optiques ». Edition HERMES, Paris 1992.

[15] Julien MAURY ; « Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique ». Thèse de doctorat à l'université de Limoges2003.

[16] M. Moreau ; cours d'optique université de Montpellier.
www.cem2.univ-montp2.fr/~moreau/cours/Optique

[17] Dominique Mouchet (ALTETIA) « Etude du déploiement d'infrastructures de télécommunications à haut débit pour le support des services collectifs de l'information et de la communication sur le bassin d'emploi d'Amiens. » 2002.

[18] Laurent PROVINO ; « GÉNÉRATION ET AMPLIFICATION CONTRÔLÉES DE TRÈS LARGES BANDES SPECTRALES DANS LES FIBRES OPTIQUES CONVENTIONNELLES ET MICROSTRUCTURÉES ». Thèse de doctorat à l'université de FRANCHE-COMTÉ. 2002.

[19] David Pureur, Eric Delevaque, Alain Mugnier ; « La compensation de dispersion chromatique pour les systèmes de transmission haut débit. »

[20] Weifeng RONG ; « Contrôle de la polarisation pour la compensation de la dispersion modale de polarisation dans les transmissions optiques». Thèse Doctorat à L'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications.2006

[21] Jean-Baptiste Thomine et Loïc Le Fur « LA TECHNOLOGIE DES FIBRES OPTIQUES ». p 1-6

[22] Patrick Vandamme ; Jean-Baptiste Thomine ; Philippe Gallion « La transmission par solitons »

[23] http://fr.wikipedia.org/wiki/Fibre_optique#Dispersion_chromatique

[24] <http://www.wanadoo.fr/christian-cyril.cordat/fibre.html>

[25] www.renater.fr/IMG/pdf/Acterna_28-09.pdf

