

Ecole Nationale Polytechnique



Département d'électronique

Thèse de Doctorat

Présentée par : CHERBI (épouse BAZI) LYNDA
Magister en Electronique

Thème

Propagation et caractérisation des fibres optiques

Soutenue le 18 octobre 2007 devant le jury composé de :

Mr R. AKSAS	Professeur	E.N.P	Président
Mr M. MEHENNI	Professeur	E.N.P	Rapporteur
Mr A. OUCAR	Maître de conférences	C.R. Laghouat	Examineur
Mr L. SIMOHAMED	Maître de conférences	E.M.P	Examineur
Mr SMARA	Professeur	U.S.T.H.B	Examineur
Mr M. TRABELSI	Maître de conférences	E.N.P	Examineur
Mr M. WEGMULLER	Docteur	GAP. Genève	Invité

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier le Professeur M. MEHENNI, Directeur de thèse, pour son support, sa disponibilité et ses conseils judicieux tout au long des années de préparation de cette thèse.

Que Monsieur le Professeur N. GISIN, chef du groupe de physique appliquée (GAP) de l'université de Genève, trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour avoir accepté de m'accueillir dans son laboratoire et au sein de son équipe.

Ma profonde reconnaissance est destinée au Docteur Mark Wegmuller, chef d'une équipe de recherche du laboratoire GAP de l'université de Genève pour sa confiance et son accueil dans son équipe, ce qui m'a permis de réaliser toute la partie expérimentale de cette thèse concernant la caractérisation des fibres optiques. Comme je tiens à le remercier encore une fois pour sa disponibilité durant mon séjour et pour toute la documentation qu'il m'a fourni pour avancer dans ce travail.

Notre gratitude et notre grande reconnaissance sont destinées à:

Monsieur R. AKSAS, Professeur à l'ENP qui a bien voulu nous faire l'honneur de présider le jury de cette thèse.

Monsieur A. OUCAR, Maître de conférences au centre de recherche de Laghouat.

Monsieur SMARA, Professeur à l'USTHB.

Monsieur M. TRABELSI, Maître de conférences à l'ENP.

Mes remerciements vont également au lieutenant colonel Si Mohamed, Maître de conférences à l'École Militaire Polytechnique, pour m'avoir accueillie dans son laboratoire afin d'effectuer des manipulations, pour ses judicieux conseils et pour sa disponibilité.

Je remercie également mon amie copine Zahia Brahimi, chargée de recherche et directrice de la division Architecture des Systèmes et Multimédias au Centre de Développement des Technologies Avancées (CDTA) pour toute son aide.

Je tiens à exprimer mes remerciements à toutes les personnes qui ont contribué à la réalisation de ce travail.

Liste des symboles

n	indice de réfraction
$n(r)$	profil d'indice de la fibre
a	rayon du cœur de la fibre (m)
b_g	rayon de la gaine
Δ	différence relative d'indice
g	caractéristique du profil
n_1	indice de réfraction du cœur
n_2	indice de réfraction de la gaine
\vec{r}	vecteur position d'un point M au niveau du cœur
α	demi- angle du cône d'acceptance (degrés)
ON	l'ouverture numérique
\vec{E}	champ électrique (v/m)
\vec{H}	champ magnétique (A/m)
ε	permittivité électrique (F/m)
μ	perméabilité magnétique (H/m)
σ_e	conductivité électrique (S/m)
j	densité de courant (A.m ⁻²)
ρ	densité de charge électrique (C/m ³)
ω	pulsation (rad/s)
∇	opérateur Laplacien
β	constante de propagation longitudinale (rad/m)
k'	nombre d'onde dans un milieu donné
k_0	nombre d'onde dans l'espace libre.
λ_0	longueur d'onde dans l'espace libre (m)
n_{eff}	indice effectif d'un mode donné
J_ν	fonction de Bessel d'ordre ν de première espèce
N_ν	fonction de Bessel d'ordre ν de deuxième espèce
K_ν	fonction de Bessel modifiée d'ordre ν de première espèce
I_ν	fonction de Bessel modifiée d'ordre ν de deuxième espèce

u	constante normalisée de propagation
w	constante normalisée d'atténuation
v	(ordre azimutal) correspond au nombre de maxima d'intensité du mode sur une demi circonférence
m	(ordre radial) correspond au nombre de maxima d'intensité du mode sur un rayon de fibre optique.
V	fréquence réduite
I_{lm}	intensité lumineuse $(v/m)^2$
I_0	Intensité lumineuse maximale
$B(\omega)$	élargissement d'une impulsion (s)
w_c	vitesse angulaire de coupure du mode (rad/s)
c	vitesse de lumière (m/s)
$2d_0$	diamètre du champ de mode (m)
t	temps (s)
d_a	décalage transversal entre deux fibres (mm)
L_u	les pertes de connexion
u'	déplacement latéral (mm)
χ	angle d'inclinaison (degrés)
γ_M	les pertes dues aux macro-courbures
$\gamma_\mu(p)$	les pertes aux micro-courbures
Ω	la fréquence spatiale liée à la perturbation micro-courbure.
d_g	diamètre du mode de champ calculé en utilisant l'approximation gaussienne
d_f	diamètre du mode de champ lointain (m)
d_n	diamètre du mode de champ proche (m)
k_2	le nombre d'onde dans la gaine.
v_φ	vitesse de phase d'un milieu donné (m/s)
D_{wml}	dispersion chromatique $(ps / km.nm)$
L	longueur de la fibre (m)
τ_t	allongement temporel (s)

$\Delta\lambda$	largeur spectrale de l'impulsion (nm)
t_g	temps de groupe (s)
D_{mi}	dispersion du matériau ($ps / km.nm$)
D_{wl}	dispersion de guide d'onde ($ps / km.nm$)
t_{tr}	temps de transit d'une onde (s)
v_g	vitesse de groupe (m/s)
λ_k	longueur d'onde de résonance des électrons d'un atome donné (m)
A_k	l'amplitude de la $k^{ième}$ résonance
b	constante de propagation normalisée
$\Delta\beta$	biréfringence (rad/m)
L_b	longueur du battement (m)
$\Delta\tau$	délai du groupe différentiel (s)
σ	écart type
P	puissance (w)
λ_c	Longueur d'onde coupure (m)
λ_0	zéro de la dispersion chromatique (nm)
S_0	pente de la dispersion chromatique ($ps / nm^2 / km$)
f_m	fréquence du signal modulant (Hz)
$\phi(\lambda)$	la phase (degrés)
N_x et N_y	les indices effectifs des deux modes de polarisation
D_p	dispersion modale de polarisation ($ps / km^{1/2}$)
$P(\Delta\tau)$	la fonction de distribution de la probabilité de $\Delta\tau$
A	la matrice de Jones de la fibre entière
E_x, E_y	les amplitudes des champs des deux modes orthogonaux de la fibre (V/m)
δ_{out}	largeur d'impulsion de sortie (mm)
δ_{in}	largeur d'impulsion d'entrée (mm)
$\delta\tau_i$	délai du groupe différentiel de chaque segment i constituant la fibre (s)

$P_{det}(x, y)$	puissance détectée (W)
W_{RNF}	diamètre du champ du mode calculé par la méthode RNF (m)
W_{TNF}	diamètre du champ du mode calculé par la méthode TNF (m)
ΔL	la variation de longueur induite par le changement de température (m).
k_i	éléments de la matrice de Jones
$T(\omega + \Delta\omega)$	la matrice de Jones mesurée à la fréquence optique la plus haute
$T^{-1}(\omega)$	la matrice inverse de Jones mesurée à la fréquence la plus basse
ρ_1, ρ_2	les valeurs propres complexes de $[T(\omega + \Delta\omega) \cdot T^{-1}(\omega)]$
$\langle \Delta\tau \rangle$	moyenne des valeurs du délai du groupe différentiel (ps)
$\Delta\varepsilon$	le tenseur électrique décrivant l'anisotropie du milieu
N_m	la constante de normalisation
k	la matrice des coefficients du couplage
$A_n(z)$	les coefficients complexes décrivant les amplitudes et les phases des deux modes
E_n	
k_{mn}	les coefficients de couplage
ζ	facteur de réduction de PMD
Φ	l'orientation de la biréfringence
$\alpha(z)$	le taux de rotation
δ	le taux de torsion
α_0	l'amplitude de spin,
η	la vitesse angulaire des modulations spatiales
Λ	la période de spin (s)
γ_ω	la PMD d'une fibre biréfringente uniforme sans le couplage de modes (ps/km)
h	la longueur de couplage des modes (m)
ν_0	la fréquence optique constante (Hz)
γ	le taux de variation de la fréquence.
$\Delta\nu_s$	la déviation en fréquence optique (Hz).
f_b	la fréquence de battement (1/m)

β_1, β_2 les composantes du vecteur biréfringence (rad/m)
F fréquence spatiale (1/m)

Liste des abréviations

GAP	Groupe de Physique Appliquée
WDM	Wavelength Division Multiplexing
PMD	Dispersion des Modes de Polarisation
MFD	Diamètre du Mode Fondamental
RIP	Profil d'Indice de Réfraction
IM/DD	Intensity- Modulated Direct- Detection,
CPDFO	Caractérisation de la Propagation Dans les Fibres optiques
LP	les modes Polarisés Linéairement
TEM	Transverse Electromagnétique
NF	Near-field
FF	Far-Field
SI	Saut d'Indice
SMF	Single mode Fiber
FDA	Fibre à Dispersion Aplatie
DC	Dispersion Chromatique
LED	Diode Electro-Luminescente
AM	Modulation d'Amplitude
FM	Modulation de Fréquence
DGD	Différentiel Groupe Delay
SOP	State of Polarization
DOP	Degree of Polarization
RMS	Racine des Moyennes Carrés
RNF	Refracted Near Field
TNF	Transmitted Near Field
PSP	Principal State of Polarization
JME	Jones matrix Eigen values
DCF	Fibres Compensatrices de Dispersion
PMDRF	Facteur de Réduction de PMD
PDF	Fonction de Densité de Probabilité
OVD	Outside Vapour Deposition
(OTDR)	La réflectométrie optique résolue dans le temps

COTDR	La réflectométrie optique résolue dans le temps utilisant un détecteur de comptage de photons
APD	Diode à Avalanche
DFB	Distributed Feed-Back
OFDR	Réflectométrie Optique dans le Domaine Fréquentiel
FMCW	Frequency Modulated Continuous Wave.
C-OFDR	Coherent Optical Frequency Domain of Reflectometry
POTDR	Réflectomètre temporel sensible à la polarisation
DSP	Densité Spectrale de Puissance

Sommaire

Introduction Générale.....	1
Chapitre I: L'analyse modale de la propagation dans les fibres optiques	
I-1) Introduction.....	5
I-2) Description d'une fibre optique	5
I-3) Propagation dans la fibre optique	7
I-3-1) Equations de propagation dans la fibre optique d'onde.....	7
I-3-2) Solutions de l'équation de propagation	8
I-3-3) Modes guidés et modes évanescents	11
I-3-4) Calcul des champs des modes dans une fibre optique	11
I-3-4-1) Les conditions aux limites à l'interface cœur -gaine	12
I-3-4-2) L'équation caractéristique	13
I-3-4-3) Classification des modes	14
I-3-4-4) Fréquences de coupure	16
I-3-4-5) Solutions de l'équation caractéristique	17
I-3-4-6) Les fonctions spécifiques des champs des modes	17
I-4) Modes polarisés linéairement (LP).....	19
I-5) Conclusion	24
Chapitre II: Etude de la propagation dans la fibre optique monomode en utilisant l'approximation gaussienne	
II-1) Introduction	25
II-2) Caractérisation d'une fibre monomode.....	25
II-3) Modèle gaussien de la fibre monomode	25
II-3-1) Expression du champ du mode fondamental.....	25
II-3-2) Rappels sur les faisceaux gaussiens	27

II-4) Diamètre du champ du mode ‘MFD’	28
II-4-1) Les méthodes utilisées pour le calcul de MFD.....	34
II-4-2) Les différentes techniques de mesure de MFD	36
II-4-2-1) Technique du champ proche transmis « Transmitted near field technique ».....	36
II-4-2-2) Méthode du décalage transversal « Transverse offset ».....	36
II-4-2-3) Méthode du champ lointain (far field technique).....	36
II-5) Conclusion	37
Chapitre III : Les effets de la dispersion sur la propagation	
III-1) Introduction.....	38
III- 2) La dispersion chromatique.....	39
III-2-1) Les causes de la dispersion chromatique	39
III-2-1-1) La dispersion matérielle	39
III-2-1-2) La dispersion du guide	39
III-2-2) Description mathématique de la dispersion chromatique.....	40
III-2-2-1) Description mathématique de la dispersion du matériau	40
III-2-2-2) Description mathématique de la dispersion du guide.....	41
III-2-3) La Méthode utilisée pour le calcul de la dispersion chromatique.....	43
III-2-3-1) Calcul de la dispersion du matériau.....	43
III-2-3-2) Calcul de la dispersion du guide.....	44
III-2-4) Calcul de l’allongement temporel d’une impulsion gaussienne dû à la dispersion chromatique.....	46
III-2-5) Méthodes de mesures de la dispersion chromatique.....	49
III-2-5-1) La méthode de la variation de la phase de modulation	50
III-2-5-2) La méthode de la variation de la phase différentielle.....	51

III-2-5-3) La méthode de la réponse AM en bande de base.....	52
III-2-5-4) Mesures interférométriques.....	53
III-3) Présentation du phénomène de PMD.....	55
III-3-1) Les Causes de PMD	55
III-3-1-1) La biréfringence	56
III-3-1-2) Couplage des modes de polarisation.....	58
III-3-2) Polarisation de la lumière	60
III-3-2-1) Représentation des états de polarisation par les vecteurs de Jones.....	61
III-3-2-2) Représentation des états de polarisation par Vecteurs de Stockes.....	62
III-3-3) Modélisation de la propagation dans une fibre biréfringente.....	63
III-3-4) Caractérisation statistique de la PMD dans la fibre monomode.....	65
III-3-5) Présentation de la méthode du calcul choisie pour déterminer la PMD d'une fibre optique.....	66
III-3-6) Résultats de la simulation obtenus par la méthode de modélisation pour le calcul de la PMD.....	68
III-3-6-1) Première modélisation.....	72
III-3-6-2) Deuxième modélisation.....	75
III-4) Conclusion	76
Chapitre IV : Mesure des caractéristiques géométriques des fibres optiques	
IV-1) Introduction	78
IV-2) Mesure du profil d'indice de réfraction RIP.....	79
IV-2-1) Méthode du champ proche.....	79
IV-2-2) Méthode du champ proche réfracté RNF.....	80

IV-2-2-1) Principe de la méthode RNF pour la détermination de RIP.....	80
IV-2-2-2) La formulation mathématique de la méthode de RNF.....	81
IV-3) Procédure expérimentale utilisée pour la mesure du profil d'indice de réfraction (RIP) en appliquant la méthode du champ proche réfracté.....	81
IV-3-1) Le premier prototype du procédé expérimental de la méthode RNF (NR 8200).....	82
IV-3-2) Améliorations obtenues dans l'analyseur NR9000.....	83
IV-3-2-1) Résultats obtenus pour la mesure de RNF.....	83
IV-3-2-2) Système de positionnement et l'alignement de la fibre	87
IV-3-2-3) Résultats de la mesure de MFD.....	87
IV-4) Le calibrage et ses paramètres critiques.....	88
IV-4-1) L'indice de réfraction.....	88
IV-4-2) La résolution spatiale.....	89
IV-5) La solution proposée pour l'amélioration de la précision de la mesure de RIP	89
IV-6) Détermination de la géométrie de la fibre	92
IV-6-1) L'algorithme utilisé pour retrouver les diamètres du cœur et de la gaine.....	92
IV-7) Détermination de la dispersion chromatique à partir du RIP mesuré	94
IV-8) Conclusion.....	96
 Chapitre V : Mesure des caractéristiques de transmission des fibres optiques	
V-1) Introduction	97
V-2) La mesure de la dispersion chromatique (DC)	97
V-2-1) Présentation du banc de mesure utilisé pour la mesure de la DC.....	97
V-2-1-1) Le principe de fonctionnement du dispositif expérimental	98

V-2-1-2) Résultats et interprétation.....	99
V-2-2) L'influence de la température sur la précision des mesures.....	100
V-2-3) Comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes: la méthode RNF et la méthode de la variation de la phase de modulation	103
V-3) La mesure de la PMD	104
V-3-1) Détermination de la matrice de Jones.....	105
V-3-2) Présentation de la méthode d'analyse des valeurs propres de la matrice de Jones (JME).....	106
V-3-2-1) Le dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la PMD.....	106
V-3-2-2) Principe de mesure de la PMD en appliquant la méthode JME.....	107
V-3-2-3) La sélection de la gamme d'onde et le pas de longueur d'onde.....	108
V-3-2-4) La caractérisation statistique de la PMD de la fibre appliquée à la méthode de JME.....	109
V-3-3) Résultats et interprétation	110
V-4) Conclusion	114

Chapitre VI : Solutions proposées pour réduire les effets dispersifs dans les fibres optiques (étude théorique et caractérisation)

VI-1) Introduction	116
VI-2) Quelques solutions aux problèmes de la dispersion chromatique	116
VI-2-1) Fibre à dispersion décalée.....	116
VI-2-1-1) Action sur la dispersion de matériau.....	117
VI-2-1-2) Action sur la dispersion du guide.....	117
VI-2-2) Réseaux de Bragg à pas linéairement croissants ou fibres à compensatrices de dispersion (DCF).....	117

VI-2-3) Solution proposée pour l'annulation de la dispersion chromatique aux longueurs d'ondes basses.....	118
VI-3) La solution proposée pour réduire la dispersion modale de polarisation	120
VI-3-1) Les technologies des fibres spun.....	121
VI-3-2) Théorie des fibres spun.....	123
VI-3-2-1) Les équations du couplage des modes.....	123
VI-3-2-2) La matrice de Jones et la PMD de la fibre.....	125
VI-3-2-3) Les configurations de la fibre et les coefficients de couplage.....	126
VI-3-2-4) Les solutions des équations couplées pour les différentes configurations des fibres.....	127
VI-3-2-5) Étude de la réduction de la PMD pour les différents profils de spin.....	134
VI-3-3) L'évolution statistique de la PMD des fibres spun	136
VI-3-4) Application de la méthode 'JME' pour la mesure de la PMD dans les fibres spun	138
VI-3-5) La caractérisation des fibres spun par les méthodes de réflectométrie.....	140
VI-3-5-1) La réflectométrie optique résolue dans le temps (OTDR).....	140
VI-3-5-2) La technique COTDR.....	141
VI-3-5-3) La technique de Réflectométrie Optique dans le Domaine Fréquentiel (OFDR).....	146
VI-3-5-4) Les propriétés de l'évolution de la polarisation dans les fibres spun en utilisant des réflectomètres.....	156
VI-3-5-5) Les résultats expérimentaux obtenus par la méthode C-OTDR pour la mesure du DGD dans les fibres spun.....	163

VI-3-5-6) Les résultats expérimentaux obtenus par POFDR pour l'investigation des fibres spun	164
VI-4) Conclusion	166
Conclusion Générale	168
Annexe A : Quelques définitions des caractéristiques de la fibre optique.....	170
Annexe B : Les options du logiciel réalisé.....	172
Annexe C : Les paramètres de l'équation de Sellmeier pour les différents composants de la silice.....	177
Annexe D : Rappel sur la technologie de fabrication des fibres optiques 'Outside Vapor Deposition (OVD)'.....	179
Annexe E : L'algorithme de calcul de la constante de propagation d'un mode LP_{0n} par la méthode de dichotomie.....	180
Bibliographie	183

Introduction Générale

Depuis le milieu des années 80, les fibres optiques sont devenues une solution incontournable pour les transmissions longues et moyennes distances au point de devenir les autoroutes de l'information que nous utilisons aujourd'hui quotidiennement. Cette révolution est survenue à la fin des années 70 lorsqu'il s'est avéré possible de transporter un signal optique dans une fibre de verre avec des pertes inférieures à 20dB/km. Ce défi a initié un effort de recherche à l'échelle mondial qui a permis d'atteindre le niveau actuel de 0.2dB/km, proche de la limite théorique attendue pour la silice. Combiné à la possibilité de réaliser des composants optiques actifs (amplificateurs, lasers...) ou passifs (réseaux de Bragg...), ce niveau de performances a permis la réalisation de réseaux "tout - optique" permettant par exemple des transmissions de 1Tbit/s sur plusieurs dizaines de kilomètres (soit l'équivalent de 100 millions de communications téléphoniques simultanées et ce dans une seule fibre). La liaison de transmission optique permet aujourd'hui d'atteindre une très bonne fiabilité (exprimée en termes de taux d'erreurs) très supérieure à celle des systèmes antérieurs, en particulier des faisceaux hertziens. Cependant, le débit de cette liaison est limité par plusieurs contraintes, comme la rapidité de l'aiguillage du modulateur à l'entrée, la rapidité du détecteur à la sortie, les pertes et les effets de la dispersion dans la fibre, qui dégradent le signal et augmentent la probabilité d'erreur lors de la détection. La dispersion intermodale est un des facteurs majeur qui dégrade le débit dans les fibres multimodes, par contre dans les fibres optiques monomodes, la dispersion chromatique et la dispersion des modes de polarisation (PMD) sont les

effets dispersifs entraînant la réduction de la capacité du transport de l'information par l'élargissement de l'impulsion émise dans les réseaux numériques ou bien par la distorsion des signaux transmis dans les systèmes analogiques. En revanche, avec l'engorgement des autoroutes de l'information, on exige aux fibres optiques des débits d'information de plus en plus élevés. Ces améliorations exigées, requièrent des recherches et des mesures fondamentales très précises afin d'essayer d'apporter des solutions à toutes contributions influençant ce débit, ce qui permet donc aux concepteurs et fabricants des fibres de corriger les problèmes rencontrés. Plusieurs recherches se sont orientées dans ce sens en se consacrant par exemple à l'étude de la dispersion chromatique afin de la contrôler et de minimiser son effet à la longueur d'onde de travail. Par ailleurs, un autre effet dispersif, qui est la dispersion des modes de la polarisation 'PMD', pour laquelle des recherches sont menées afin de minimiser ou bien compenser ce phénomène.

La présente thèse est consacrée en premier lieu à l'étude de la propagation de la lumière dans les fibres optiques et l'influence des effets dispersifs sur la propagation. Ensuite, des mesures des caractéristiques géométriques et des caractéristiques de transmission des fibres optiques sont effectuées. Dans la dernière partie, nous avons proposé des solutions permettant de réduire et de compenser les effets dispersifs dans les liaisons à fibres optiques.

Le travail que nous présentons est constitué de six chapitres.

Dans le premier chapitre, nous étudions la propagation dans les fibres optiques en utilisant l'analyse modale, et nous présentons les résultats de simulation issus de cette étude.

Dans le deuxième chapitre, l'étude du mode fondamental propagé dans la fibre optique monomode est effectuée avec l'approximation gaussienne, où nous présentons les méthodes de calculs et de mesures de sa caractéristique géométrique appelée MFD (diamètre du mode fondamental). La mesure de cette caractéristique sera nécessaire lors de l'étalonnage permettant d'obtenir le profil d'indice de réfraction (RIP).

Dans le troisième chapitre, nous introduisons les aspects fondamentaux des deux effets dispersifs, qui sont la dispersion chromatique et la dispersion modale de la polarisation, leur influence sur le signal lumineux propagé dans la fibre optique, et les méthodes de calculs choisies afin de simuler leurs effets sur le signal propagé.

Au quatrième chapitre, nous effectuons les mesures des caractéristiques géométriques comme le profil d'indice de réfraction (RIP) et le diamètre du champ du mode (MFD) à partir desquelles d'autres paramètres sont déterminées comme la dispersion chromatique.

Le cinquième chapitre est consacré à la mesure des deux types de dispersion qui sont la dispersion chromatique et la dispersion des modes de polarisation. Ce chapitre nous permet de comparer les résultats de mesure de la dispersion chromatique avec ceux calculés à partir du RIP mesuré. Il permet aussi de comparer les résultats de mesure de la PMD avec ceux issus de la modélisation effectuée dans le troisième chapitre.

Au sixième chapitre, nous commençons à donner les solutions permettant d'annuler ou de compenser la dispersion chromatique dans les liaisons à fibre optique, ensuite nous présentons la solution proposée pour réduire la PMD dans ces liaisons en leur insérant des fibres de nouvelle génération, appelées spun, et présentant de faible PMD. Une partie importante de ce chapitre est consacrée à l'introduction de ce nouveau type de fibre, à étudier la réduction de leur PMD en fonction de plusieurs paramètres et finalement, aux méthodes de mesures de réflectométrie de haute résolution utilisées pour leur investigation.

La conclusion souligne tous les résultats importants issus des mesures effectuées servant à la caractérisation et au développement des liaisons à fibres optiques.

Chapitre I : L'analyse modale de la propagation dans les fibres optiques

I.1. Introduction

L'étude de la propagation de la lumière dans les fibres optiques est d'une grande importance dans la conception et l'analyse de la performance des systèmes des communications à fibres optiques [16,17,18, 62]. En effet, dans les systèmes où la modulation des signaux de données est faite directement à partir de l'intensité de la source lumineuse (Intensity- Modulated Direct IMD), l'effet combiné des phénomènes de la dispersion chromatique et de la non linéarité provoque une distorsion du signal propagé. Cette distorsion a tendance à limiter la vitesse de transmission et la portée de la liaison.

Cette étude de la propagation de la lumière est fondée sur l'analyse modale basée sur une décomposition de l'onde lumineuse se propageant dans la fibre en divers modes. Cette décomposition permet notamment de tenir compte facilement des variations optogéométriques de la fibre [69]. Dans ce chapitre, nous commençons par présenter des rappels sur la fibre optique. Par la suite, nous présentons l'étude de la propagation du signal lumineux dans la fibre optique. Cette étude nous a permis de réaliser un logiciel (intitulé CPDFO) simulant les modes de propagation dans une fibre optique.

I.2. Description d'une fibre optique

Dans une fibre idéale, l'indice de réfraction 'n' ne dépend que de la distance 'r' à l'axe. Le graphe $n(r)$ s'appelle le profil d'indice de la fibre [3]. La figure I.1 donne quelques exemples de profils d'indice. Schématiquement, en partant de l'extérieur, nous rencontrons successivement:

- une couche de protection en matière plastique,
- une gaine optique, zone où $n(r)$ reste constant,
- un cœur, zone où $n(r)$ varie en fonction de r .

Lorsque $n(r)$ est constant dans le cœur, nous parlons de fibre à saut d'indice. Ce profil idéal simplifie les calculs. C'est un cas limite d'une famille de profils qui a été largement étudiée [3]. L'expression générale du profil d'indice de réfraction, est donnée par la relation suivante:

$$n(r)^2 = n_1^2 [1 - 2\Delta(r/a)^g] \quad \text{pour } r < a \quad (\text{I.1})$$

$$n(r)^2 = n_1^2 [1 - 2\Delta] = n_2^2 \quad \text{pour } r \geq a \quad (\text{I.2})$$

Avec a : rayon du cœur

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

g : paramètre positif caractéristique du profil

n_1 : indice de réfraction du cœur

n_2 : indice de réfraction de la gaine

$\vec{r} = x\vec{x} + y\vec{y}$: vecteur position d'un point M au niveau du cœur ($0 < r < a$)

La famille pseudo-parabolique contient des profils en triangle ($g = 1$), parabolique ($g = 2$) et à saut d'indice ($g = \infty$).

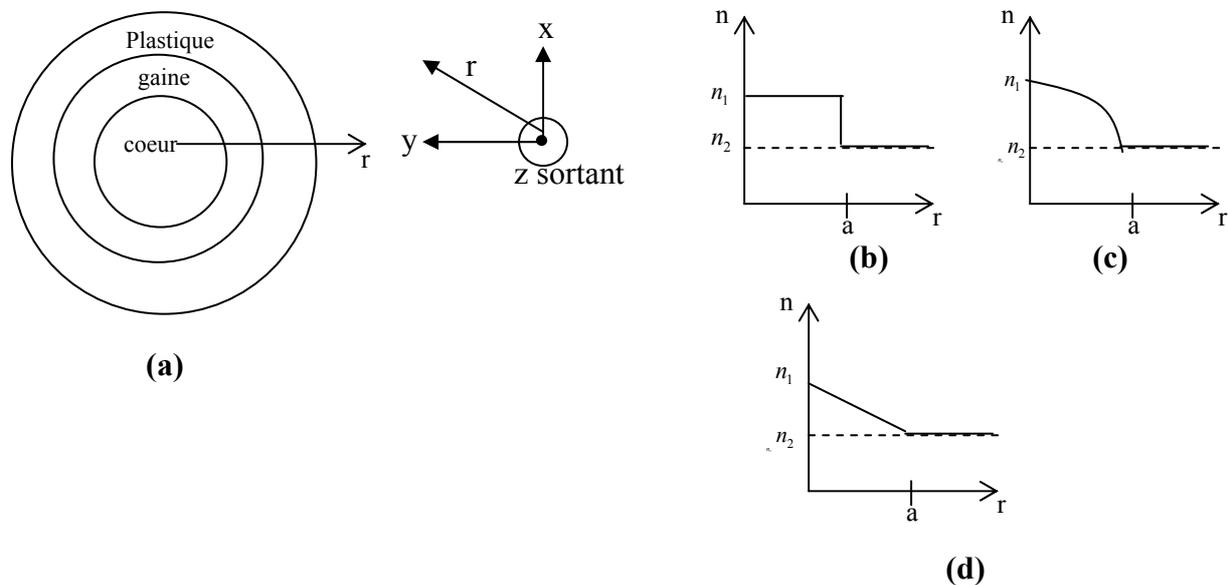


Figure 1.1. Profils d'indice de réfraction d'une fibre optique

- (a) Coupe d'une fibre optique
- (b) profil à saut d'indice
- (c) profil parabolique
- (d) profil triangulaire

En pratique, les variations d'indice entre le cœur et la gaine sont très faibles (moins de 1 %), l'indice lui-même restant au voisinage de 1,46 pour des verres à base de silice. Le diamètre du cœur varie d'une centaine de micromètres (fibres multimodales) à moins de 10 μm (fibres monomodales). Pour assurer le guidage dans les fibres optiques (une réflexion totale à l'interface cœur/gaine), nous devons avoir $n_1 > n_2$. De plus, pour parvenir à injecter un signal dans la fibre (depuis un milieu d'indice n), ce signal doit être inclus dans le cône d'acceptance de demi-angle α , dont l'ouverture numérique, ON , est définie [43] par la relation suivante:

$$ON = n_0 \sin(\alpha) = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (I.3)$$

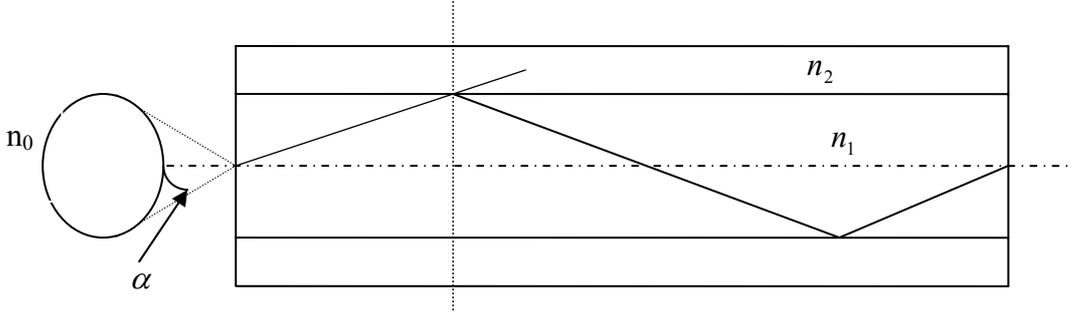


Figure I.2. L'ouverture numérique d'une fibre optique

I.3. Propagation dans la fibre optique

Les équations de propagation dans les fibres optiques sont déduites à partir des équations de MAXWELL [3] qui régissent les variations dans le temps et dans l'espace des champs électrique et magnétique pour un guide diélectrique.

Pour des raisons de commodité, nous considérons que la fibre optique est un milieu *linéaire* (ϵ et μ sont indépendants des champs électrique $|\vec{E}|$ et magnétique $|\vec{H}|$), *isotrope* (μ, ϵ et σ sont indépendants du point considéré : $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z = \epsilon$, $\mu_x = \mu_y = \mu_z = \mu$ et $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \sigma_e$), non- magnétique et sans sources ($\vec{j} = 0, \rho = 0$). Par ailleurs, nous considérons que l'onde, se propageant dans la fibre optique, possède une variation temporelle harmonique ($\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$), avec ω est la pulsation (rad/s).

I.3.1. Equations de propagation dans la fibre optique

A partir des équations de Maxwell, nous pouvons développer un nouveau système d'équations d'onde en fonction de \vec{E} ou \vec{H} . Le principal intérêt de ces équations réside dans le fait qu'elles peuvent être découplées, c'est-à-dire que chacune d'elles ne fait intervenir qu'un seul champ (\vec{E} ou \vec{H}). Elles sont donc très utiles pour résoudre les problèmes liés aux conditions aux limites.

Dans un tel milieu, l'équation de propagation (équation de Helmholtz) s'écrit [3]:

$$(\nabla + k'^2) \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \vec{0} \\ \vec{0} \end{Bmatrix} \quad (I.4)$$

Avec $k' = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$

$$\nabla = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} : \text{opérateur Laplacien}$$

I.3.2. Solutions de l'équation de propagation

La description et le calcul des champs dans la fibre optique, considérée comme un guide d'onde circulaire, consiste à chercher des solutions des équations de Maxwell qui satisfont les conditions aux limites et qui propagent l'énergie selon la direction imposée z . Compte tenu de la forme circulaire de la fibre optique, il est tout à fait naturel de choisir un système de coordonnées cylindriques (figure I.3). Dans un tel système le champ électromagnétique s'écrit [9]:

$$\vec{E} = \text{Re} [E_r \vec{a}_r + E_\psi \vec{a}_\psi + E_z \vec{a}_z] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{I.5})$$

$$\vec{H} = \text{Re} [H_r \vec{a}_r + H_\psi \vec{a}_\psi + H_z \vec{a}_z] e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (\text{I.6})$$

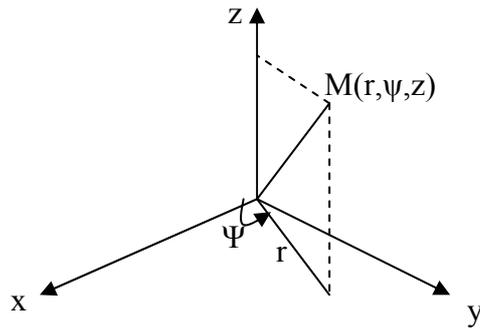


Figure I.3. Système de coordonnées cylindriques utilisé dans la fibre optique

En manipulant judicieusement les équations de Maxwell, nous pouvons exprimer les composantes transverses des champs électromagnétiques en fonction de leurs composantes longitudinales, nous obtenons:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r = -\frac{j}{\gamma^2} \left[\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega \mu \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \psi} \right] \end{array} \right. \quad (\text{I.7})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_\psi = -\frac{j}{\gamma^2} \left[\beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \psi} - \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \end{array} \right. \quad (\text{I.8})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} H_r = -\frac{j}{\gamma^2} \left[\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega \varepsilon \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \psi} \right] \end{array} \right. \quad (\text{I.9})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} H_\psi = -\frac{j}{\gamma^2} \left[\beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \psi} + \omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \end{array} \right. \quad (\text{I.10})$$

où $\gamma^2 = n^2(r)k_0^2 - \beta^2$ avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$

Où β est la constante de propagation longitudinale, k_0 est le nombre d'onde et λ_0 la longueur d'onde dans l'espace libre.

D'autre part, nous savons que les composantes axiales des champs \vec{E} et \vec{H} obéissent à l'équation d'onde. En particulier, les équations d'ondes modifiées deviendront :

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \psi^2} + \gamma^2 E_z = 0 \quad (\text{I.11})$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \psi^2} + \gamma^2 H_z = 0 \quad (\text{I.12})$$

Cette analyse mathématique, nous amène à la solution des équations d'ondes (I.11) et (I.12) pour les composantes axiales E_z et H_z et par la suite, aux composantes transverses E_r , E_ψ , H_r et H_ψ grâce aux relations différentielles (I.7), (I.8), (I.9) et (I.10).

Nous introduisons maintenant la notion des modes dans un guide d'ondes optique qui représentent une famille de solutions possibles possédant une certaine constante de propagation β . Ici, suite à la géométrie cylindrique de la fibre, il est naturel de chercher des solutions ayant une symétrie circulaire.

Dans la fibre optique E_z et H_z sont à variables séparables, autrement dit:

$$E_z(r, \psi) = R(r) \Psi(\psi) \quad (\text{I.13})$$

$$H_z(r, \psi) = R(r) \Psi(\psi) \quad (\text{I.14})$$

Nous obtenons alors les deux équations différentielles totales [9]:

$$\frac{d^2\Psi}{d\psi^2} = -\mathcal{V}^2\Psi \quad (\text{I.15})$$

$$\frac{d^2R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(\gamma^2 - \frac{\mathcal{V}^2}{r^2} \right) R = 0 \quad (\text{I.16})$$

Où ν est la constante de séparation.

Dans ce qui suit, nous avons choisi des solutions qui ont une symétrie de révolution. Nous décomposons alors le champ E_z (ou H_z) en solutions à symétrie azimutale, dans le coeur et la gaine, de la forme:

$$\Psi(\psi) = A_c \cos(\nu\psi) + A_s \sin(\nu\psi) \quad (\text{I.17})$$

Sachant que la constante de séparation ν doit être un nombre entier afin que $\Psi(\psi + 2\pi) = \Psi(\psi)$. A_c et A_s sont deux constantes. Nous écrivons les composantes E_z et H_z sous la forme:

$$E_z = R(r) [A_c \cos(\nu\psi) + A_s \sin(\nu\psi)] \quad (\text{I.18})$$

$$H_z = R(r) [B_c \cos(\nu\psi) + B_s \sin(\nu\psi)] \quad (\text{I.19})$$

Où B_c et B_s sont aussi des constantes à déterminer.

Il est important de réaliser qu'en fait nous avons ici deux types de solutions: une en fonction de $\cos(\nu\psi)$ et l'autre en fonction de $\sin(\nu\psi)$. Ces deux types de solutions conduisent à des solutions identiques mais l'une d'elles a subi une rotation de 90 degrés par rapport à l'autre: $\sin(\psi) = \cos(\psi + \frac{\pi}{2})$. Afin de simplifier le reste du développement (4 équations, 4 inconnues au lieu de 8 équations, 8 inconnues), il convient de ne considérer qu'un seul type de solution à savoir:

$$E_z = A R(r) \sin(\nu\psi + \psi_0) \quad (\text{I.20})$$

En revanche, le premier type de solutions sera obtenu en posant $\psi_0 = 0$. Par contre, le deuxième type sera obtenu pour $\psi_0 = 2\pi$. Cependant, le choix de l'expression du champ électrique issue de l'équation (I.21) nous oblige à choisir le champ magnétique ayant l'expression suivante:

$$H_z = B R(r) \cos(\nu\psi + \psi_0) \quad (\text{I.21})$$

I.3.3. Modes guidés et modes évanescents

À ce niveau d'analyse, il est nécessaire de distinguer deux types de modes se propageant dans la fibre. Les premiers sont les modes guidés, les seconds sont les modes à fuites ou modes évanescents. Les modes guidés sont les modes tels que leurs indices effectifs soient supérieurs à l'indice de la gaine. Pour les modes évanescents, les indices sont inférieurs à celui de la gaine. Ces modes sont appelés aussi les modes de gaine où la constante de propagation est inférieure à $k_0 n_2$. Alors, le champ oscille également dans la gaine. Dans ce cas, la constante de propagation a une valeur complexe, ce qui entraîne une atténuation du mode.

I.3.4. Calcul des champs des modes dans une fibre optique

Nous considérons une fibre à saut d'indice. Pour que l'onde soit guidée dans le cœur et évanescente dans la gaine, nous devons avoir les deux conditions suivantes:

$$\begin{cases} n_1^2 k_0^2 - \beta^2 > 0 & (1.22) \\ \beta^2 - n_2^2 k_0^2 < 0 & (1.23) \end{cases}$$

$$\text{Ou encore} \quad n_2^2 k_0^2 < \beta^2 < n_1^2 k_0^2 \quad (1.24)$$

Nous définissons l'indice effectif d'un mode donné par la relation suivante :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta}{k_0} \quad (1.25)$$

Par conséquent, pour qu'un mode soit guidé, il faut que:

$$n_2 < n_{\text{eff}} < n_1 \quad (1.26)$$

Comme le coefficient $n(r)^2 k_0^2 - \beta^2$ est constant dans chaque milieu, l'équation (I.16) est appelée équation différentielle de Bessel. Sa solution est de la forme :

$$E_z = \begin{cases} \left[A J_\nu \left(u \frac{r}{a} \right) + A' N_\nu \left(u \frac{r}{a} \right) \right] \sin(\nu\psi + \psi_0) & \text{pour } r \leq a \quad (1.27) \\ \left[C K_\nu \left(w \frac{r}{a} \right) + C' I_\nu \left(w \frac{r}{a} \right) \right] \sin(\nu\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \quad (1.28) \end{cases}$$

$$H_z = \begin{cases} \left[B J_\nu \left(u \frac{r}{a} \right) + B' N_\nu \left(u \frac{r}{a} \right) \right] \cos(\nu\psi + \psi_0) & \text{pour } r \leq a \end{cases} \quad (\text{I.29})$$

$$\begin{cases} \left[D K_\nu \left(w \frac{r}{a} \right) + D' I_\nu \left(w \frac{r}{a} \right) \right] \cos(\nu\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \end{cases} \quad (\text{I.30})$$

Où J_ν et N_ν sont les fonctions de Bessel d'ordre ν [54]. u et w sont les constantes normalisées de propagation et d'atténuation, définies comme suit:

$$\begin{cases} u^2 = a^2 (n_1^2 k_0^2 - \beta^2) & (\text{I.31}) \\ w^2 = a^2 (\beta^2 - n_2^2 k_0^2) & (\text{I.32}) \end{cases}$$

En tenant compte du fait que le champ est nul à l'infini et que

$$\lim_{r \rightarrow 0} N_\nu \left(u \frac{r}{a} \right) \rightarrow \infty$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} I_\nu \left(u \frac{r}{a} \right) \rightarrow \infty$$

nous pouvons montrer aisément que les coefficients A', B', C', D' sont nuls. Dans ces conditions les composantes deviennent:

$$E_z = \begin{cases} A J_\nu \left(u \frac{r}{a} \right) \sin(\nu\psi + \psi_0) & \text{pour } r \leq a \end{cases} \quad (\text{I.33})$$

$$\begin{cases} B K_\nu \left(w \frac{r}{a} \right) \sin(\nu\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \end{cases} \quad (\text{I.34})$$

$$H_z = \begin{cases} C J_\nu \left(u \frac{r}{a} \right) \cos(\nu\psi + \psi_0) & \text{pour } r \leq a \end{cases} \quad (\text{I.35})$$

$$\begin{cases} D K_\nu \left(w \frac{r}{a} \right) \cos(\nu\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \end{cases} \quad (\text{I.36})$$

I.3.4.1. Les conditions aux limites à l'interface cœur-gaine

Il faut appliquer les conditions aux limites à l'interface cœur-gaine afin de pouvoir déterminer la constante de propagation β et aussi bien que constantes A, B, C , et D .

L'application de ces conditions sur les composantes tangentielles des champs E et H

(E_z, H_z et E_ψ, H_ψ) à l'interface cœur – gaine ($r = a$), nous permet d'obtenir un système d'équation matriciel suivant :

$$\left(A \left(\frac{j\beta}{\left(\frac{u}{a}\right)^2} \frac{\nu}{a} J_\nu(u) \right) - B \left(\frac{j\omega\mu}{\left(\frac{u}{a}\right)} J'_\nu(u) \right) + C \left(\frac{j\beta}{\left(\frac{w}{a}\right)^2} \frac{\nu}{a} K_\nu(w) \right) - D \left(\frac{j\omega\mu}{\left(\frac{w}{a}\right)} K'_\nu(w) \right) \right) = 0 \quad (I.37)$$

$$\left(A \left(\frac{j\omega\varepsilon_0 n_1^2}{\left(\frac{u}{a}\right)} \right) J'_\nu(u) - B \left(\frac{j\beta}{\left(\frac{u}{a}\right)^2} \frac{\nu}{a} J_\nu(u) \right) + C \left(\frac{j\omega\varepsilon_0 n_2^2}{\left(\frac{w}{a}\right)} \right) K'_\nu(w) - D \left(\frac{j\beta}{\left(\frac{w}{a}\right)^2} \frac{\nu}{a} K_\nu(w) \right) \right) = 0 \quad (I.38)$$

$$A(J_\nu(u)) + B.(0) - C(K_\nu(w)) + D.(0) = 0 \quad (I.39)$$

$$A.(0) + B(J_\nu(u)) + C.(0) - D(K_\nu(w)) = 0 \quad (I.40)$$

Où $J'_\nu(x) = \frac{\partial}{\partial x} J_\nu(x)$ et $K'_\nu(x) = \frac{\partial}{\partial x} K_\nu(x)$

I.3.4.2. L'équation caractéristique

L'ensemble des équations (I.37, I.38, I.39, I.40) forme un système d'équations homogènes, que nous pouvons mettre sous la forme matricielle suivante :

$$M. \begin{pmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (I.41)$$

Avec

$$M = \begin{pmatrix} \frac{j\beta}{\left(\frac{u}{a}\right)^2} \frac{\nu}{a} J_\nu(u) & - \frac{j\omega\mu}{\left(\frac{u}{a}\right)} J'_\nu(u) & \frac{j\beta}{\left(\frac{w}{a}\right)^2} \frac{\nu}{a} K_\nu(w) & - \frac{j\omega\mu}{\left(\frac{w}{a}\right)} K'_\nu(w) \\ \frac{j\omega\varepsilon_0 n_1^2}{\left(\frac{u}{a}\right)} J'_\nu(u) & - \frac{j\beta}{\left(\frac{u}{a}\right)^2} \frac{\nu}{a} J_\nu(u) & \frac{j\omega\varepsilon_0 n_2^2}{\left(\frac{w}{a}\right)} K'_\nu(w) & - \frac{j\beta}{\left(\frac{w}{a}\right)^2} \frac{\nu}{a} K_\nu(w) \\ J_\nu(u) & 0 & -K_\nu(w) & 0 \\ 0 & J_\nu(u) & 0 & -K_\nu(w) \end{pmatrix}$$

Afin d'éviter la solution triviale (champs nuls), le déterminant de M doit être nul, ce qui nous permet d'obtenir l'équation caractéristique suivante :

$$\left(\frac{J'_\nu(u)}{u J_\nu(u)} + \frac{K'_\nu(w)}{w K_\nu(w)} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{J'_\nu(u)}{u J_\nu(u)} + \frac{K'_\nu(w)}{w K_\nu(w)} \right) = \nu^2 \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (\text{I.42})$$

Cette équation caractéristique détermine les valeurs de la constante de propagation des modes se propageant dans la fibre pour une valeur d'indice de réfraction du cœur n_1 et de la gaine n_2 constituant la fibre et pour la longueur d'onde λ de la source optique utilisée. Nous appelons aussi cette équation, équation des valeurs propres. Nous introduisons la fréquence réduite V par la relation suivante :

$$V^2 = (u)^2 + (w)^2 = \left(\frac{2\pi a}{\lambda_0} \right)^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (\text{I.43})$$

I.3.4.3. Classification des modes

Nous constatons que l'équation aux valeurs propres permet d'avoir pour chaque valeur de V , un nombre fini de solutions correspondant à un ensemble discret de modes, ceux-ci peuvent être classés comme suit:

- Pour $\nu = 0$, des modes transverses, à symétrie de révolution
 - Modes TE_{0m} , $E_z = 0$, β est donné par la $m^{\text{ième}}$ racine de l'équation:

$$\frac{J_1(u)}{u J_0(u)} + \frac{K_1(w)}{w K_0(w)} = 0 \quad (\text{dans ce cas A et C sont nulles}) \quad (\text{I.44})$$

- Modes TM_{0m} , $H_z = 0$, β est donné par la $m^{\text{ième}}$ racine de l'équation:

$$\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{J_1(u)}{u J_0(u)} + \frac{K_1(w)}{w K_0(w)} = 0 \quad (\text{dans ce cas B et D sont nulles}) \quad (\text{I.45})$$

Ces deux familles de modes correspondent aux deux cas d'annulation du premier membre de l'équation (I.42), en utilisant les relations [45] :

$$J'_0(u) = -J_1(u) \quad \text{et} \quad K'_0(w) = -K_1(w)$$

- Pour $\nu \neq 0$, des modes hybrides $EH_{\nu m}$ et $HE_{\nu m}$ dont le calcul est plus lourd, mais qui peuvent être déduits de (1.42) en appliquant la théorie du guidage faible ($n_1^2 - n_2^2 \ll n_1^2$). Ce qui donne:

$$\frac{J'_\nu(u)}{u J_\nu(u)} + \frac{K'_\nu(w)}{w K_\nu(w)} = \pm \nu \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (\text{I.46})$$

En utilisant les propriétés des équations de Bessel, notamment :

$$\frac{J'_\nu(u)}{u J_\nu(u)} = \frac{J_{\nu-1}(u)}{u J_\nu(u)} - \frac{\nu}{u^2} = - \frac{J_{\nu+1}(u)}{u J_\nu(u)} + \frac{\nu}{u^2} \quad (\text{I.47})$$

et

$$\frac{K'_\nu(w)}{w K_\nu(w)} = - \frac{K_{\nu-1}(w)}{w K_\nu(w)} - \frac{\nu}{w^2} = - \frac{K_{\nu+1}(w)}{w K_\nu(w)} + \frac{\nu}{w^2} \quad (\text{I.48})$$

nous obtenons les solutions suivantes :

- Modes $EH_{\nu m}$, avec un signe +, β est donné par la $m^{\text{ième}}$ solution de :

$$\frac{J_{\nu+1}(u)}{u J_\nu(u)} = - \frac{K_{\nu+1}(w)}{w K_\nu(w)} \quad (\text{I.49})$$

- Modes $HE_{\nu m}$, avec un signe -, β est donné par la $m^{\text{ième}}$ solution de :

$$\frac{J_{\nu-1}(u)}{u J_\nu(u)} = \frac{K_{\nu-1}(w)}{w K_\nu(w)} \quad (\text{I.50})$$

Physiquement, ν (ordre azimutal) correspond au nombre de maxima d'intensité du mode sur une demi circonférence, et m (ordre radial) correspond à ce nombre sur un rayon de fibre optique.

En définissant une nouvelle variable l , les équations (I.44), (I.49), (I.50) peuvent être exprimées sous la forme:

$$u \frac{J_{l-1}(u)}{J_l(u)} = - w \frac{K_{l-1}(w)}{K_l(w)} \quad (\text{I.51})$$

Avec

$$l = \begin{cases} 1 & \text{pour les modes } TE_{0m}, TM_{0m} \\ \nu + 1 & \text{pour les modes } EH_{\nu m} \\ \nu - 1 & \text{pour les modes } HE_{\nu m} \end{cases}$$

I.3.4.4. Fréquences de coupure

La coupure se manifeste lorsque le mode se détache de la structure guidante, c'est-à-dire du cœur ($w \rightarrow 0$) [45]. Il tend vers une onde plane guidée dans la gaine.

Lorsque $w \rightarrow 0$, $\beta \rightarrow k_0 n_2$, $u \rightarrow V$, $K_{\nu}(w) \rightarrow \infty$

Or, lorsque $w \rightarrow 0$, nous effectuons pour les fonctions de Bessel modifiées les approximations suivantes :

$$K_0(w) \rightarrow -\log w ; K_1(w) \rightarrow \frac{1}{w} ; K_{\nu}(w) \rightarrow \frac{2^{\nu-1}}{w^{\nu}} (\nu - 1)! \quad (\nu > 1)$$

D'où les limites des rapports intervenant dans les équations déterminant les modes :

Pour les modes TE et TM : $\frac{K_1(w)}{wK_0(w)} \rightarrow \infty$, par conséquent, $\frac{uJ_0(u)}{J_1(u)} \rightarrow 0$ quand $u \rightarrow V$

Pour les modes HE_{1m} : $\frac{K_0(w)}{wK_1(w)} \rightarrow \infty$, par conséquent, $\frac{uJ_1(u)}{J_0(u)} \rightarrow 0$ quand $u \rightarrow V$

Pour les modes $EH_{\nu m}$: $\frac{K_{\nu+1}(w)}{wK_{\nu}(w)} \rightarrow \infty$, il faudra que $\frac{uJ_{\nu}(u)}{J_{\nu+1}(u)} \rightarrow 0$ quand $u \rightarrow V$.

Pour les modes $HE_{\nu m}$ (avec $\nu > 1$) : $\frac{K_{\nu-1}(w)}{wK_{\nu}(w)} \rightarrow \frac{1}{2(\nu-1)}$ et il faudra que $\frac{J_{\nu-2}(u)}{J_{\nu}(u)} \rightarrow 0$

quand $u \rightarrow V$ pour ces modes.

Les fréquences de coupure sont données par les valeurs de la fréquence réduite V annulant les expressions ci-dessus. Nous trouvons :

- Pour les modes TE_{0m} et TM_{0m} , la $m^{\text{ième}}$ racine de $J_0(V)$.
- Pour les modes HE_{1m} , la $m^{\text{ième}}$ racine de $J_1(V)$.
- Pour les modes $EH_{\nu m}$, la $m^{\text{ième}}$ racine non nulle de $J_{\nu}(V)$.
- Pour les modes $HE_{\nu m}$ ($\nu > 1$), la $m^{\text{ième}}$ racine non nulle de $J_{\nu-2}(V)$.

I.3.4.5. Solutions de l'équation caractéristique

Nous avons illustré (figure I.4) les solutions graphiques de l'équation caractéristique dans le cas des modes TE_{0m} .

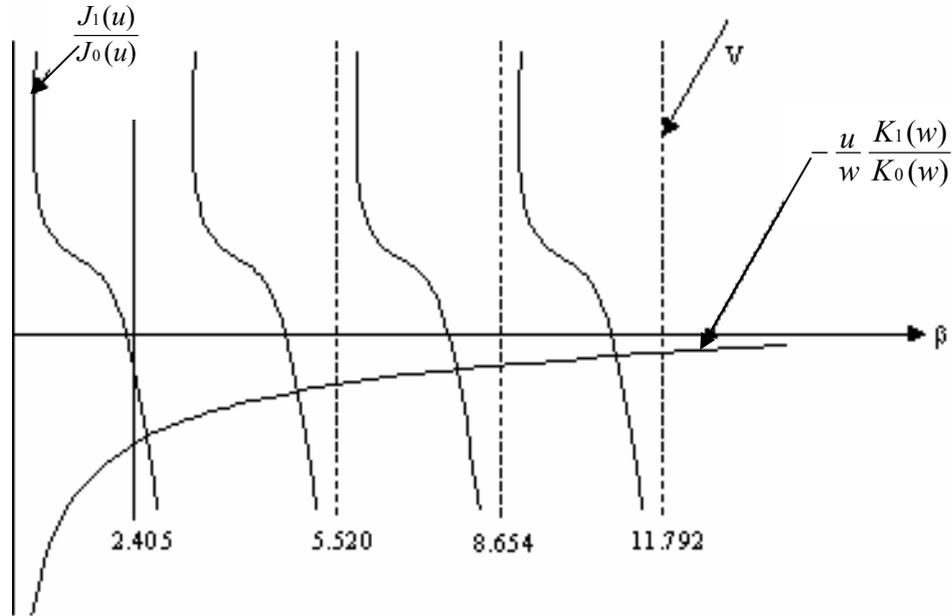


Figure I.4. Solution graphique de l'équation caractéristique des modes TE_{0m}

Nous constatons que l'intersection entre les deux fonctions donne m valeurs. Chaque valeur constitue la constante de propagation d'un mode TE_{0m} . De plus, lorsque la fréquence normalisée V est plus grande que le premier zéro de J_0 ($V = 2,405$), la fibre devient multimode.

I.3.4.6. Les fonctions spécifiques des champs des modes

Les formules spécifiques du champ pour les quatre types de modes peuvent être obtenues à partir des équations (I.7, I.8, I.9, I.10, I.11, I.12) et à partir des équations de continuités, en reliant les diverses constantes B, C, D à la constante A. Nous obtenons:

$$B = \frac{-A \left(\frac{\nu \beta}{a} \right) \left[\frac{1}{\left(\frac{u}{a} \right)^2} + \frac{1}{\left(\frac{w}{a} \right)^2} \right]}{\omega \mu \left[\frac{1}{\left(\frac{u}{a} \right)} \frac{J'_\nu(u/a)}{J_\nu(u/a)} + \frac{1}{\left(\frac{w}{a} \right)} \frac{K'_\nu(w/a)}{K_\nu(w/a)} \right]} \quad (\text{I.52})$$

Pour $n_1 \cong n_2$, l'équation caractéristique de l'équation (I.42) devient :

$$\left[\frac{J'_v(u)}{u J_v(u)} + \frac{K'_v(w)}{w K_v(w)} \right] = \pm v \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (\text{I.53})$$

Le signe (+) correspond au mode EH_{vm} et le signe (-) correspond au mode HE_{vm} .

L'équation caractéristique (I.42) obtenue permet de simplifier l'équation (I.52) qui devient:

$$B = \frac{\pm \beta A}{\omega \mu} \quad (\text{I.54})$$

La condition de continuité des composantes tangentielles des champs électromagnétiques est utilisée avec l'équation (I.54) pour déterminer les constantes C et D en fonction de A :

$$D = \pm \frac{\beta A}{\omega \mu} \frac{J_v(u)}{K_v(w)} = \pm \frac{\beta C}{\omega \mu} \quad (\text{II.55})$$

Nous pouvons maintenant trouver les composantes E_r et E_ψ à partir des composantes axiales E_z et H_z .

Pour les modes HE_{vm} , ces composantes s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_r = -E_0 J_{v-1}\left(u \frac{r}{a}\right) \sin(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r \leq a \\ E_r = -E_0 \frac{u}{w} \frac{J_v(u)}{K_v(w)} K_{v-1}\left(w \frac{r}{a}\right) \sin(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \end{array} \right. \quad (\text{I.56})$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_r = -E_0 \frac{u}{w} \frac{J_v(u)}{K_v(w)} K_{v-1}\left(w \frac{r}{a}\right) \sin(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \end{array} \right. \quad (\text{I.57})$$

et

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_\psi = -E_0 J_{v-1}\left(u \frac{r}{a}\right) \cos(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r \leq a \\ E_\psi = -E_0 \frac{u}{w} \frac{J_v(u)}{K_v(w)} K_{v-1}\left(w \frac{r}{a}\right) \cos(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \end{array} \right. \quad (\text{I.58})$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_\psi = -E_0 \frac{u}{w} \frac{J_v(u)}{K_v(w)} K_{v-1}\left(w \frac{r}{a}\right) \cos(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \end{array} \right. \quad (\text{I.59})$$

Pour les modes EH_{vm} , nous obtenons :

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_r = E_0 J_{v+1}(ur) \sin(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r \leq a \\ E_r = -E_0 \frac{u}{w} \frac{J_v(u)}{K_v(w)} K_{v+1}\left(w \frac{r}{a}\right) \sin(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \end{array} \right. \quad (\text{I.60})$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_r = -E_0 \frac{u}{w} \frac{J_v(u)}{K_v(w)} K_{v+1}\left(w \frac{r}{a}\right) \sin(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \end{array} \right. \quad (\text{I.61})$$

et

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_\psi = -E_0 J_{v+1}(ur) \cos(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r \leq a \\ E_\psi = E_0 \frac{u}{w} \frac{J_v(u)}{K_v(w)} K_{v+1}\left(w \frac{r}{a}\right) \cos(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \end{array} \right. \quad (\text{I.62})$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_\psi = E_0 \frac{u}{w} \frac{J_v(u)}{K_v(w)} K_{v+1}\left(w \frac{r}{a}\right) \cos(v\psi + \psi_0) & \text{pour } r > a \end{array} \right. \quad (\text{I.63})$$

Avec $E_0 = \frac{j\beta A a}{u}$

Les composantes transversales des modes TE_{0m} et TM_{0m} sont obtenues en posant $\nu = 0$ dans les équations (I.58) pour les modes TE et dans (I.60) pour les modes TM , nous aboutissons à:

$$\begin{cases} E_t = E_0 J_1\left(u \frac{r}{a}\right) & \text{pour } r \leq a & \text{(I.64)} \\ E_t = -E_0 \frac{u}{w} \frac{J_\nu(u)}{K_\nu(w)} K_1\left(w \frac{r}{a}\right) & \text{pour } r > a & \text{(I.65)} \end{cases}$$

Où $E_t = E_\psi$ pour les modes TE et $E_t = E_r$ pour les modes TM . Tous ces calculs ont été implémentés dans le logiciel donné dans l'annexe B, afin de calculer et représenter les champs des modes se propageant dans une fibre optique donnée.

I.4. Les modes polarisés linéairement (LP)

En effet, si nous analysons le diagramme de dispersion donné en fonction de la fréquence réduite pour un indice n_2 se rapprochant de l'indice n_1 (par exemple $n_1 = 1,5$ et $n_2 = 1,4$ (figure I.5), nous observons que les modes HE_{21} , TE_{01} et TM_{01} ont une constante de propagation presque identique pour toutes les valeurs de V . De même, les modes EH_{11} et HE_{31} semblent identiques à la même constante de propagation. Pour un indice n_2 encore plus près de n_1 , le regroupement des modes devient plus évident. Il est communément pratique d'identifier les modes qui ont la même relation de dispersion selon une nouvelle nomenclature, soit les modes LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , etc [9, 54].

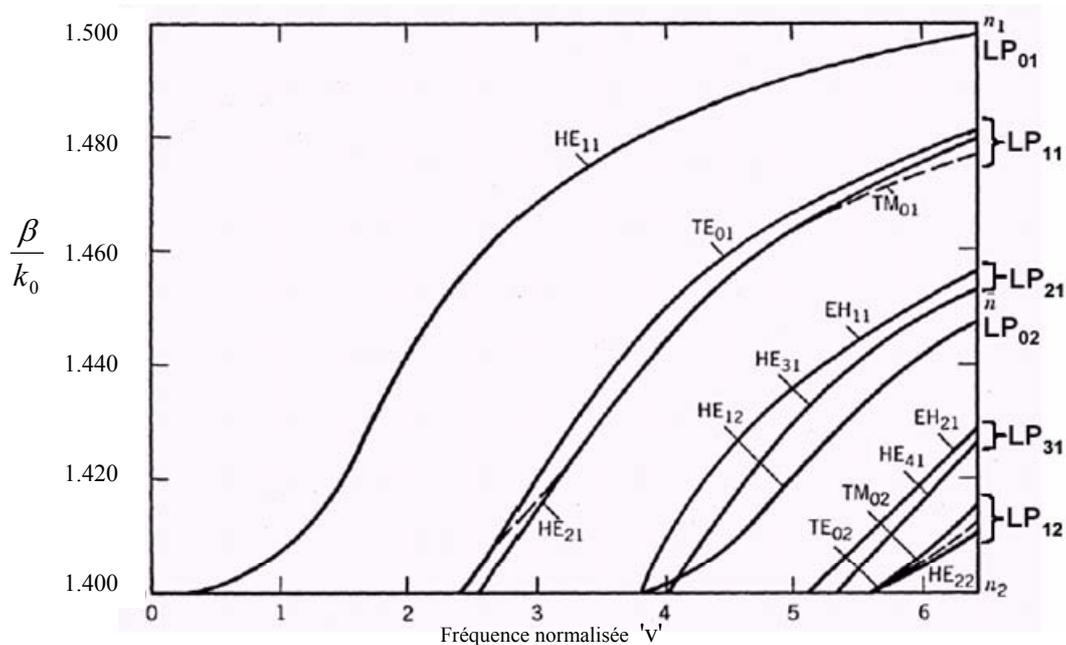


Figure I.5. Diagramme de dispersion

Deux modes possédant la même constante de propagation sont appelés modes dégénérés. Ces derniers peuvent être associés si ils ont les mêmes caractéristiques de propagation malgré que leurs distributions de champs soient différentes. Les combinaisons linéaires d'une série de ces modes dégénérés engendrent un seul mode polarisé linéairement. Tous les modes ayant les mêmes indices l et m sont des modes dégénérés ($HE_{l+1,m}$ et $EH_{l-1,m}$) et une paire de ces modes est appelée LP modes (polarisée linéairement). En effet, ce type de modes nous permet d'avoir E polarisé suivant un axe et H lui est perpendiculaire ou bien l'inverse. Ces deux cas peuvent être combinés avec $(\cos l\psi)$ et $(\sin l\psi)$ pour obtenir quatre distributions possibles du champ électromagnétique du mode LP_{lm} (figure I.6). Les modes LP_{lm} peuvent être identifiés en utilisant l'état de coupure (figure I.7).

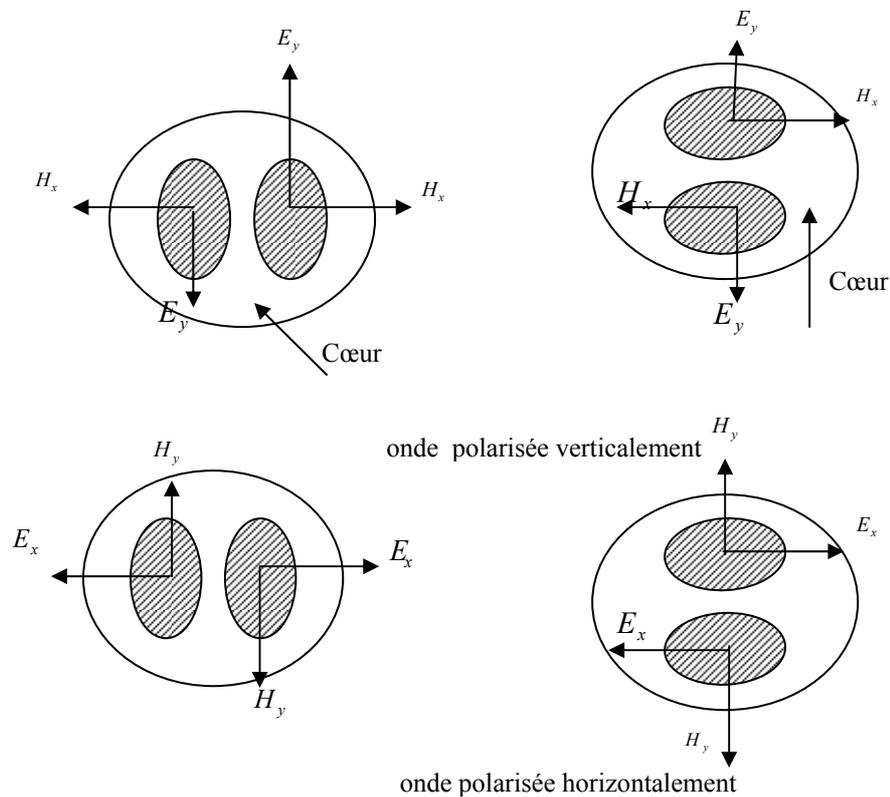


Figure I.6. Quatre distributions du champ électromagnétique possibles du mode LP_{11} .

Désignation en mode LP	Modes dégénérés	Fréquence de coupure
LP_{01}	HE_{11}	0
LP_{11}	$TE_{01}, TM_{01}, HE_{21}$	2.405
LP_{21}	EH_{11}, HE_{31}	3.817
LP_{02}	HE_{12}	5.135
LP_{31}	EH_{21}, HE_{41}	5.135
LP_{22}	$TE_{02}, TM_{02}, HE_{22}$	5.520
LP_{41}	EH_{31}, HE_{51}	6.402
LP_{22}	EH_{12}, HE_{32}	7.016
LP_{03}	HE_{13}	7.016
LP_{51}	EH_{41}, HE_{61}	7.588
LP_{32}	EH_{22}, HE_{42}	8.417
LP_{33}	$TE_{03}, TM_{03}, HE_{23}$	8.654

Figure I.7. Les conditions de coupure et les désignations LP des 12 premiers modes dans une fibre à saut d'indice.

Comme les modes LP_{lm} sont obtenus par des combinaisons des modes $HE_{\nu+1}$ et $EH_{\nu-1}$, les composantes de leurs champs en coordonnées cartésiennes seront :

$$E_y = 0 \quad (I.66)$$

$$E_x = 2E_0 J_1\left(\frac{ur}{a}\right) \sin(l\psi) \quad r \leq a \quad (I.67)$$

$$E_x = 2E_0 \frac{J_1(u)}{K_1(w)} K_1\left(\frac{wr}{a}\right) \sin(l\psi) \quad r > a \quad (I.68)$$

Les composantes des champs des modes LP_{0m} et LP_{1m} peuvent être déduits à partir des relations (I.66) (I.67) (I.68) :

-Pour les modes LP_{1m} , nous obtenons:

$$E_x = 2E_0 J_1\left(u\frac{r}{a}\right) \sin\psi \quad r \leq a \quad (I.69)$$

$$E_y = 0 \quad r \leq a \quad (I.70)$$

$$E_x = 2E_0 \frac{J_1(u)}{K_1(w)} K_1\left(w\frac{r}{a}\right) \sin\psi \quad r > a \quad (I.71)$$

- Pour les modes LP_{0m} , nous avons :

$$E_x = 0 \quad (I.72)$$

$$E_y = E_0 J_1\left(\frac{ur}{a}\right) \quad r \leq a \quad (I.73)$$

$$E_y = E_0 \frac{J_0(u)}{K_0(w)} K_0\left(\frac{wr}{a}\right) \quad r > a \quad (I.74)$$

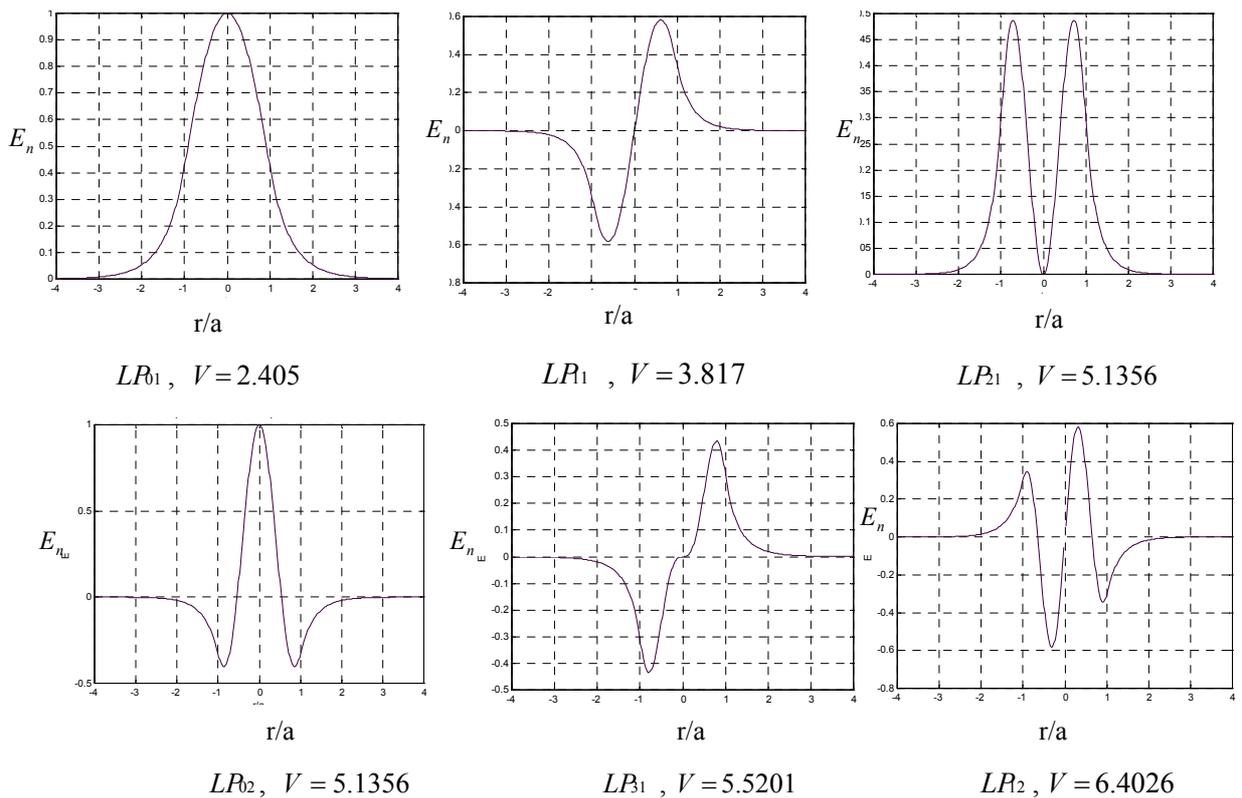


Figure I.8. Distribution radiale du champ normalisé E_n des six premiers modes de la fibre à saut d'indice dans l'ordre de leur apparition à la fréquence de coupure du mode supérieur

La distribution radiale des composantes transverses des champs des six premiers modes LP_m de la fibre à saut d'indice calculés par le logiciel CPDFO(annexe B) est montrée à la figure (I.8). Étant donné que les modes LP_m étant des ondes quasi-TEM, leur intensité lumineuse est proportionnelle à $\vec{E}\vec{E}^*$. En utilisant les équations de (I.66) à (I.74), les relations d'intensité lumineuse pour n'importe quel mode LP_m dans le cœur et dans la gaine peuvent être exprimées comme suit :

$$I_{lm} = I_0 J_1^2\left(\frac{ur}{a}\right) \sin^2(l\psi) \quad r \leq a \quad (I.75)$$

$$I_{lm} = I_0 \left(\frac{J_1(u)}{K_1(w)}\right)^2 K_1^2\left(\frac{wr}{a}\right) \sin^2(l\psi) \quad r > a \quad (I.76)$$

Où I_0 est l'intensité maximale. Nous avons illustré (figure I.9) la distribution d'intensité pour les quatre premiers modes se propageant dans la fibre optique.

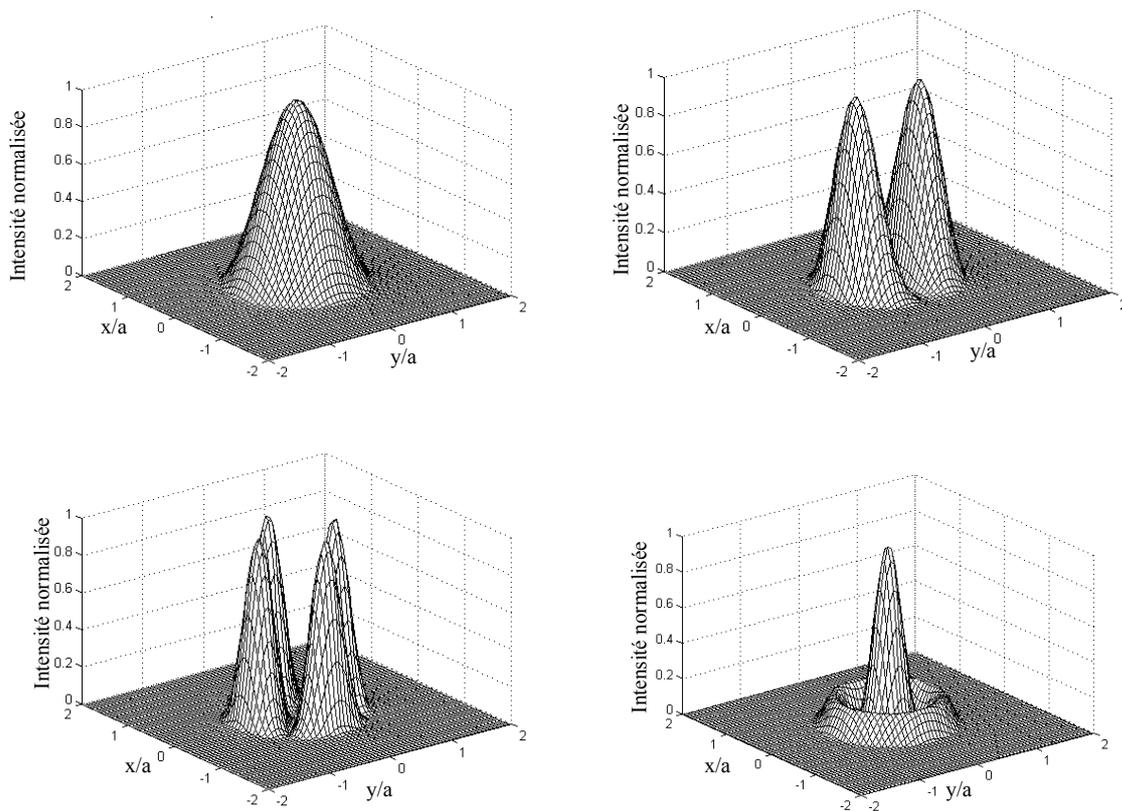


Figure I.9. Distribution d'intensité lumineuse normalisée des quatre premiers modes de la fibre à saut d'indice

I.5.Conclusion

La méthode de l'analyse modale consiste à représenter le champ électromagnétique total dans la fibre optique comme une superposition des différents types des champs des modes transverses ou hybrides. En effet, les solutions des équations modales des modes TE et TM sont simples à obtenir, par contre, les solutions des équations des modes HE ou EH sont plus complexes. Une des approximations les plus importantes et qui est utilisée dans l'analyse modale est l'approximation du guidage faible. Nous avons utilisé cette approche pour l'étude de la propagation dans la fibre, ce qui nous a permis d'obtenir des calculs des champs modaux plus simples et de réaliser un logiciel implémentant tous ces calculs pour avoir la distribution modale des champs électromagnétiques pour les différents types des modes se propageant dans une fibre optique à saut d'indice donné.

Chapitre II: Etude de la propagation dans la fibre optique monomode en utilisant l'approximation gaussienne

II.1. Introduction

La fibre optique monomode est devenue une des solutions incontournables des systèmes de télécommunications à longue distance. Cette fibre permet de propager un seul mode appelé mode fondamental. Dans ce chapitre, nous allons caractériser le mode fondamental par une approximation gaussienne afin de prévoir le couplage des sources lasers, fournissant des faisceaux gaussiens, avec les fibres monomodes [9]. De plus, nous allons définir la caractéristique géométrique du mode fondamental MFD (diamètre du mode fondamental).

II.2. Caractérisation d'une fibre monomode

L'étude faite au chapitre précédent sur les fréquences de coupure des divers modes montre que la fibre à saut d'indice est monomode lorsque la fréquence normalisée V est plus petite que le premier zéro de la fonction de Bessel J_0 , à savoir:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} < 2.405 \quad (\text{II.1})$$

La conception d'une fibre monomode dépend des paramètres constituant l'équation (II.1). Cette équation relie les différents paramètres de la fibre (n_1 , n_2 , a , λ). La structure électromagnétique du mode fondamental correspond à celle du mode HE_{11} .

Pour les communications optiques, il est nécessaire de quantifier la largeur de bande du guide même lorsqu'il est monomode. L'élargissement d'une impulsion $B(\omega)$ qui se propage dans un milieu dispersif est défini par [9]:

$$B(\omega) = \frac{\omega}{c} \left[1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right]^{1/2} \quad (\text{II.2})$$

Où ω_c est la vitesse angulaire de coupure du mode.

II.3. Modèle gaussien de la fibre monomode

II.3.1. Expression du champ du mode fondamental

L'approximation gaussienne du champ du mode fondamental, se propageant dans une fibre monomode, est appliquée pour remédier au problème de couplage des faisceaux lumineux issus d'une source laser avec ce type de fibre [45].

En appliquant l'hypothèse du guidage faible, nous constatons que dans une fibre monomode seul le mode LP_{01} apparaît. Lorsque nous traçons le champ électrique correspondant, nous

remarquons que sa forme est proche de la fonction de Gauss pour des valeurs de $V < 2.405$, pour lesquelles nous avons le régime monomode dans la fibre (figure II.1). Par contre, pour des valeurs supérieures à 2.405, l'allure du champ total n'est plus identique à celle de la fonction gaussienne (cas $V=5$). En effet, dans ce cas, le mode fondamental n'est pas le seul à apparaître dans la fibre.

L'expression approchée d'un tel champ en fonction de la distance radiale est :

$$E(r) = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{d_0^2}\right) \quad (\text{II.4})$$

Où $2d_0$ est le diamètre du champ de mode (figure II.2).

La validité de l'approximation gaussienne s'apprécie par le rendement du couplage d'un faisceau gaussien de diamètre $2d_0$ dans la fibre monomode, il est très proche de 100%, surtout au voisinage de la coupure ($V < 2.405$).

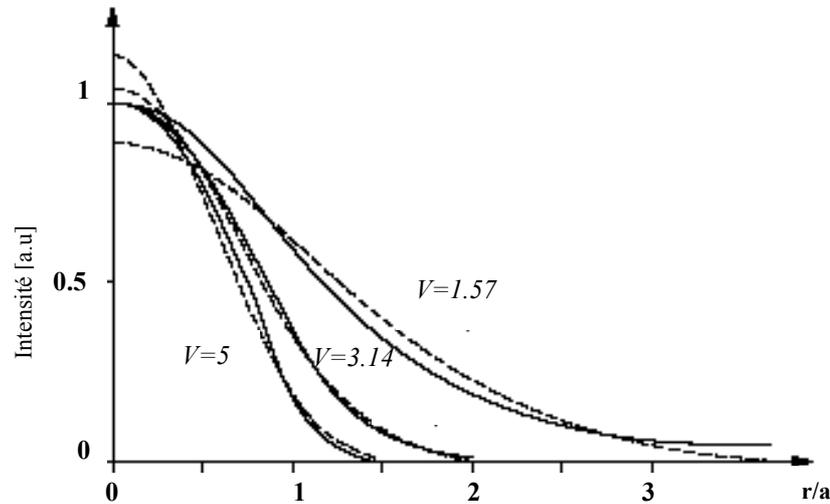


Figure II.1. Comparaison entre le mode LP_{01} et son approximation gaussienne pour différentes valeurs de la fréquence normalisée V [45]

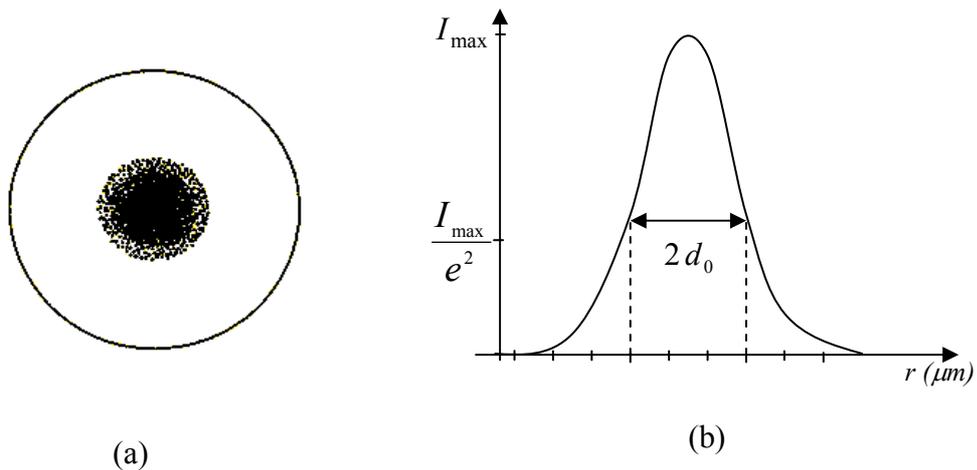


Figure II.2. Allure du faisceau gaussien.

- (a) structure physique du faisceau lumineux dans une section droite d'une fibre optique,
 (b) modèle gaussien de la distribution lumineuse du mode fondamental LP_{01} .

II.3.2. Rappels sur les faisceaux gaussiens

L'expression du champ du faisceau gaussien, à la distance z de la source est :

$$E(r, z, t) = E_0 \frac{d_0}{d} \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{d^2} - j \frac{k' r^2}{2R} + j\phi\right) \cdot \exp(j(\omega t - \beta z)) \quad (\text{II.5})$$

Le terme $\exp(j(\omega t - k'z))$ exprime la propagation en fonction du temps, dans direction Oz . Le terme en $\exp(r^2/d^2)$ exprime la répartition gaussienne du champ dans le plan perpendiculaire à Oz , $2d$:diamètre du faisceau à la distance z donné par la relation suivante:

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^2 = 1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2 \quad \text{avec} \quad z_0 = \frac{\pi d_0}{\lambda} \quad (\text{II.6})$$

Le terme en $\exp(-jk'r^2/2R)$ exprime la courbure des surfaces de phase, caractérisée par le rayon de courbure R à la distance z , donné par la relation suivante :

$$R = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \right] \quad (\text{II.7})$$

Il y a enfin un déphasage supplémentaire $\phi = \arctan(z/z_0)$

Nous observons deux comportements asymptotiques :

- Si $z \ll z_0$, nous sommes en zone du champ proche : $d \approx d_0$, $R \approx \infty$, $\phi \approx 0$, et nous avons quasiment une onde plane se propageant selon l'axe Oz ;

- Si $z \gg z_0$, nous sommes en zone du champ lointain: $d \approx \lambda z / \pi d_0$, $R \approx z$, $\phi \approx \pi/2$, et nous avons quasiment une onde sphérique centrée en O , d'angle de divergence à $1/e$ égale à:

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi d_0} \quad (\text{II.8})$$

Cette formule suppose θ_0 petit. La divergence est d'autant plus forte que d_0 est petit, c'est-à-dire que le mode est concentré en O (figure II.3). C'est l'effet bien connu de la diffraction. Le point O peut être la source (laser ou extrémité d'une fibre optique) ou le foyer si nous focalisons le faisceau.

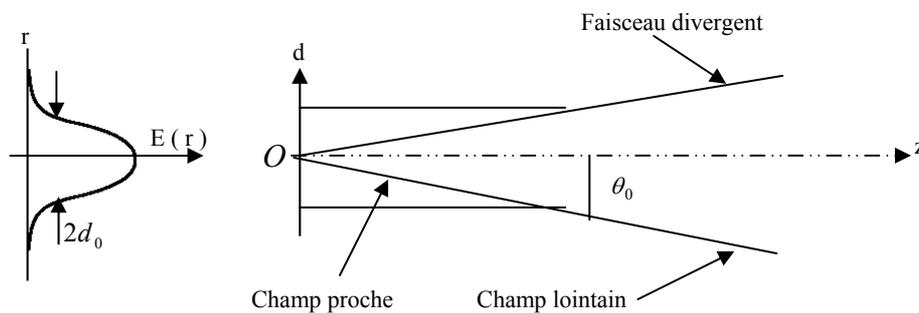


Figure II.3. Les faisceaux gaussiens

II.4. Diamètre du champ du mode 'MFD'

Les études qui ont été déjà faites sur la caractérisation des fibres optiques monomodes [25] montrent qu'une caractérisation simple et utile peut être faite en calculant le diamètre du champ du mode (MFD). Ce paramètre est relié à la distribution optique du champ de mode fondamental de la fibre unimodale. En fait, le MFD fournit des informations utiles sur le câblage des guides, c'est-à-dire, les pertes dues aux macro-courbures et aux pertes micro-courbures. Si le comportement spectral du MFD est connu, la dispersion chromatique, qui est liée à la bande passante, peut être obtenue et la longueur d'onde de coupure du premier mode d'ordre supérieur peut être également déterminée.

La distribution du champ du mode fondamental d'une fibre circulaire symétrique est une cloche gaussienne, son allure pourrait être décrite par le paramètre MFD. Il peut être exprimé en terme de distribution du champ proche $E(r)$ (Near-field (NF)), c'est-à-dire, la distribution optique du champ à la sortie de la fibre, aussi bien qu'en terme de la distribution du champ

lointain $\psi(R, p)$ (far- field (FF)), qui donne le diagramme de rayonnement à grandes distances par rapport à l'extrémité de la fibre (figure II.3). La distribution du FF est liée au NF par [29]:

$$\psi(R, p) = \frac{k' \cos(\theta)}{jR} \exp(jkR) \int_0^{\infty} E(r) J_0(rp) r dr \quad (\text{II.9})$$

Avec $p = k' \sin \theta$

Où (r, θ, ϕ) sont les coordonnées sphériques d'un point d'observation dans la région de Fraunhofer FF (c'est-à-dire, aux distances où $R \gg \frac{r_{\max}^2}{\lambda_0}$, r_{\max} est l'extension effective

du rayon du champ proche (NF). Dans ces conditions, le facteur $1 - \cos \theta$ est négligeable :

$$(1 - \cos \theta) \leq 0.05 \text{ pour } \theta \leq 18^\circ.$$

Dans ce cas, nous considérerons la relation intéressante:

$$F(p) = \int_0^{\infty} E(r) J_0(rp) r dr = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} H\{E\}(p) \quad (\text{II.10})$$

Cette relation donne la distribution angulaire du champ lointain FF. $F(p)$ étant la transformée de Hankel d'ordre zéro du champ lointain. L'intensité locale du NF est donnée par $|E(r)|^2$, alors que l'intensité angulaire du FF est égale à $|F(p)|^2$. La solution $E(r)$ de l'équation scalaire de Helmholtz peut être choisie comme une fonction réelle.

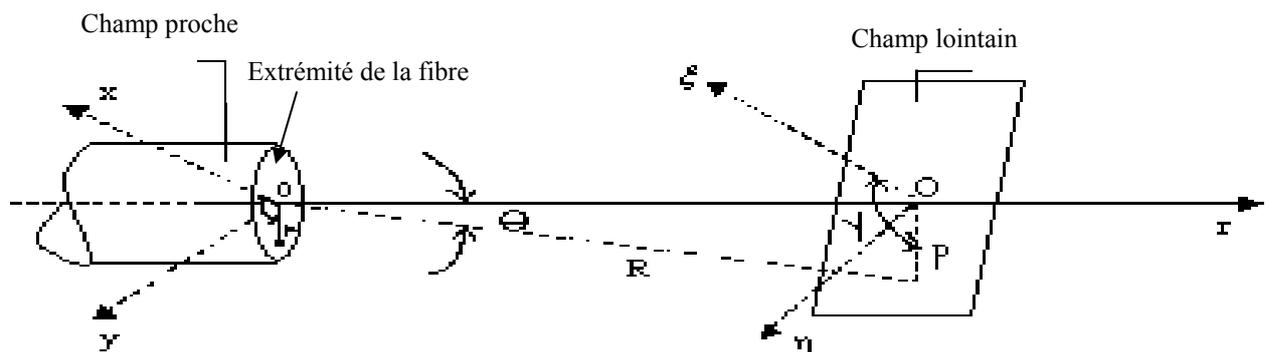


Figure II.4 : La géométrie du champ proche et du champ lointain [29]

Par conséquent, $F(p)$ est également réelle en vertu de l'équation II.11. Par conséquent, les distributions d'intensité du NF et du FF sont données respectivement par $E^2(r)$ et $F^2(p)$, la

dimension du champ du mode peut être définie à partir de la largeur d'un modèle d'intensité. Ainsi, deux définitions du MFD peuvent exister, la première est le diamètre du champ proche du mode d_n qui est proportionnel à la largeur de la distribution du champ proche NF [29]:

$$d_n = 2 \sqrt{2} \left\{ \frac{\int_0^{\infty} E^2(r) r^3 dr}{\int_0^{\infty} E^2(r) r dr} \right\}^{1/2} \quad (\text{II.11})$$

Sachant que le faisceau lumineux à l'entrée de la fibre monomode subit une diffraction à cause de sa dimension. La largeur angulaire de ce faisceau est approximativement donnée par la réciproque de sa largeur radiale (cette relation est exacte que dans le cas des faisceaux gaussiens). Dans ce cas, le MFD peut être aussi obtenu à partir la largeur w_{eff} du modèle d'intensité du FF [29]:

$$w_{eff} = \left\{ \frac{\int_0^{\infty} F^2(p) p^3 dp}{\int_0^{\infty} F^2(p) p dp} \right\}^{1/2} \quad (\text{II.12})$$

Comme w_{eff} a la dimension d'une longueur, un paramètre plus commode noté d_f en liaison avec l'équation II.12 est donné par le FF [29]:

$$d_f = \frac{2 \sqrt{2}}{w_{eff}} = 2 \sqrt{2} \left\{ \frac{\int_0^{\infty} F^2(p) p dp}{\int_0^{\infty} F^2(p) p^3 dp} \right\}^{1/2} \quad (\text{II.13})$$

Dans l'approximation des petits angles θ , E et F constituent une paire des fonctions de Hankel. En exploitant les propriétés des transformés de Fourier et de Hankel et à partir des équations II.11, II.13, d_n peut être exprimé en fonction de $F(p)$ et d_f peut être calculé à partir de $E(r)$:

$$d_n = 2\sqrt{2} \left\{ \frac{\int_0^\infty [F'(p)]^2 p dp}{\int_0^\infty F^2(p) p dp} \right\}^{1/2} \quad (\text{II.14})$$

et

$$d_f = 2\sqrt{2} \left\{ \frac{\int_0^\infty E^2(r) r dr}{\int_0^\infty [E'(r)]^2 r dr} \right\}^{1/2} \quad (\text{II.15})$$

$$\text{Où } E'(p) = \frac{\partial E(p)}{\partial p} \quad \text{et } F'(p) = \frac{\partial F(p)}{\partial p}$$

Les équations (I.12), (II.14) représentent la définition du MFD donnée respectivement par la méthode de Petermann I et de Petermann II [29].

d_f, d_n sont égaux si et seulement si les fonctions, $rE(r)$ et $E'(r)$ utilisées dans les équations (II.11, II.15) sont proportionnelles, ce qui est seulement vérifié dans le cas des champs gaussiens ayant la forme suivante :

$$E_g(r, d) = A \exp\left(-\frac{r^2}{d^2}\right) \quad (\text{II.16})$$

$$\text{Avec } d_f = d_n = 2\sqrt{2} d$$

Où d : rayon du faisceau gaussien

$\sqrt{2}d$: rayon de champ du mode

La figure II.5 montre le comportement du d_f et du d_n avec la longueur d'onde λ pour une fibre standard et une fibre à dispersion aplatie. Les courbes caractérisant la fibre standard montrent que les deux MFD ne diffèrent pas trop pour des grandes longueurs d'onde (moins de 5 pour cent à 1550 nm), contrairement dans le cas des fibres à dispersion aplatie.

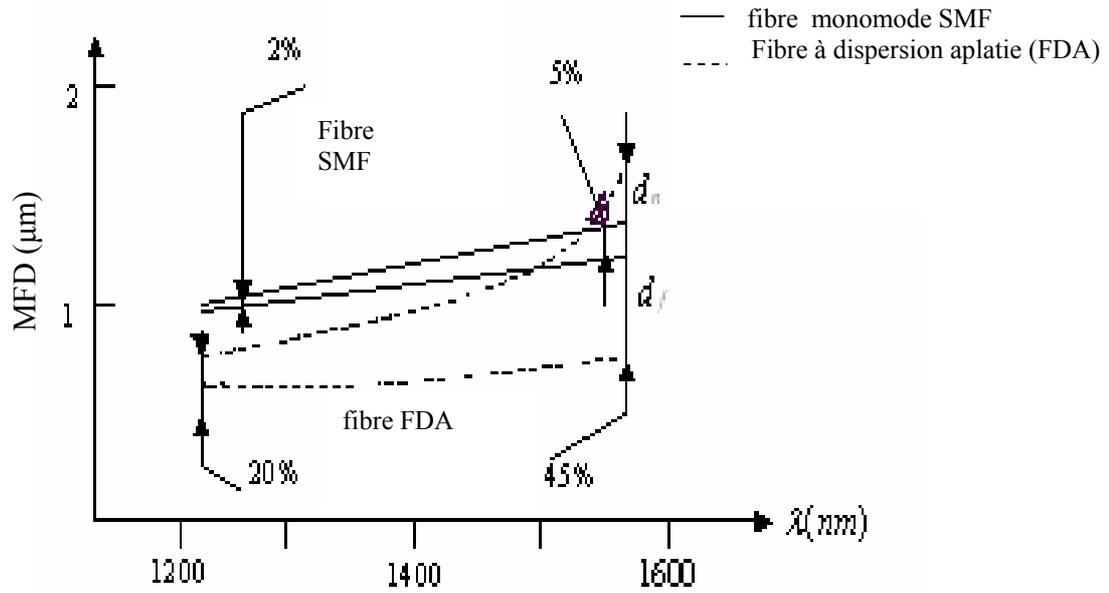


Figure II.5: Le comportement spectral des MFD d_n et d_f normalisés par rapport au diamètre du cœur $2a$ d'une fibre à saut d'indice (SI) et une fibre à dispersion aplatie [29].

Nous allons introduire une nouvelle définition du MFD noté d_g , utilisant l'approximation gaussienne [29]:

$$d_g = 2 \sqrt{2} \left\{ \frac{\int_0^{\infty} E(r) E_g \left(r ; \frac{d_g}{2\sqrt{2}} \right) r^3 dr}{\int_0^{\infty} E(r) E_g \left(r ; \frac{d_g}{2\sqrt{2}} \right) r dr} \right\}^{1/2} \quad (\text{II.17})$$

Le MFD a été lié directement au décalage transverse d_a défini comme la largeur à $1/e$ de la courbe de transmission pour une liaison de deux fibres légèrement décalées, en considérant des champs gaussiens [29]. Enfin, le MFD de 'Petermann II' d_f a été présenté en 1983. Nous pouvons montrer que les MFD considérés ci-dessus ont toujours des valeurs telles que :

$$d_f \leq d_g < d_n \quad (\text{II.18})$$

Dans le cas des champs gaussiens, les quatre MFD définis sont égaux. Par conséquent, d_g et d_a donnent respectivement des résultats voisins de d_f et d_n . Le champ réel dans la

fibres est pseudo gaussien comme dans le cas d'une fibre standard, en particulier d_g se rapproche de d_f , alors que d_a se rapproche de d_n . Autrement dit, ces dernières définitions sont peu utiles. Les MFD d_f et d_a ont une signification physique, ils renseignent sur les pertes dues aux micro-courbures et à la dispersion [29]. En particulier, les pertes de connexion sont inversement proportionnelles à d_f si elles sont dues aux petits déplacements latéraux u' et s'expriment comme suit:

$$L_u = \left(\frac{2 u'}{d_f} \right)^2 \quad (\text{II.19})$$

Ces pertes sont proportionnelles à d_n^2 quand elles sont provoquées par des désalignements angulaires ou les petites inclinaisons χ :

$$L_\chi = \left(\frac{k_0 n_e \chi d_n}{4} \right)^2 \quad (\text{II.20})$$

Où n_e est l'indice de réfraction du milieu séparant les fibres à connecter. La mesure spectrale de d_n peut fournir des informations sur la longueur d'onde de coupure du mode LP_{11} . La présence du mode LP_{11} élargit la largeur de la distribution du champ ce qui entraîne une augmentation du diamètre du champ correspondant. La mesure spectrale de d_f donne la limite de dispersion de guide contribuant à toute la dispersion chromatique :

$$D_g = \frac{2\lambda}{\pi^2 n_1 c} \frac{d(\lambda/d_f^2)}{d\lambda} \quad (\text{II.21})$$

Il y a d'autres caractéristiques de la fibre unimodale, ayant de grande importance dans les applications des systèmes de télécommunications qui peuvent être efficacement caractérisées par le MFD : la sensibilité de la fibre aux micro-courbures et aux macro-courbures. Dans ce cas, un autre MFD (d_∞) a été introduit selon la définition suivante :

$$d_\infty = \frac{4}{\sqrt{\beta^2 - k_2^2}} \quad (\text{II.22})$$

Où k_2 est le nombre d'onde dans la gaine. Le paramètre d_∞ est inversement proportionnel à la constante d'affaiblissement transversal du mode dans la gaine.

Les pertes dues aux macro-courbures peuvent être exprimées en fonction de d_∞ [29] :

$$\gamma_M \propto F(\lambda) \left(\frac{d_\infty^3}{R} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{2^7}{3} \frac{R}{k_2^2 d_\infty^3} \right) \quad (\text{II.23})$$

Où R est le rayon de courbure et $F(\lambda)$ est une fonction qui exprime la dépendance spectrale du coefficient de perte γ_M . D' autre part, Les pertes micro-courbures peuvent être écrites selon la relation [29]:

$$\gamma_\mu(p) = \frac{A}{2^{4+6p}} d_n^2 k_2^{2p} \frac{d_\infty^{4p}}{\left[\left(\frac{3}{2} - p \right) + \left(p - \frac{1}{2} \right) (d_\infty / d_n)^2 \right]^2} \quad (\text{II.24})$$

Où p étant le paramètre qui caractérise le spectre de puissance de courbure donné par :

$$\phi(\Omega) = A \Omega^{-2p}$$

Où Ω : la fréquence spatiale liée à la perturbation micro-courbure.

Le coefficient de perte γ_μ dépend d'une combinaison des deux MFD d_n et d_∞ . Les comportements spectraux du d_n et d_∞ sont également reliés.

II.4.1. Les méthodes utilisées pour le calcul de MFD

Les méthodes que nous avons utilisées pour calculer le MFD par le logiciel élaboré sont présentés dans ce paragraphe:

- La méthode de Marcuse :

Le diamètre du champ du mode est donné par la formule [9] :

$$\frac{d_0}{a} = 0.65 + 1.619.V^{-3/2} + 2.879.V^{-6} \quad (\text{II.25})$$

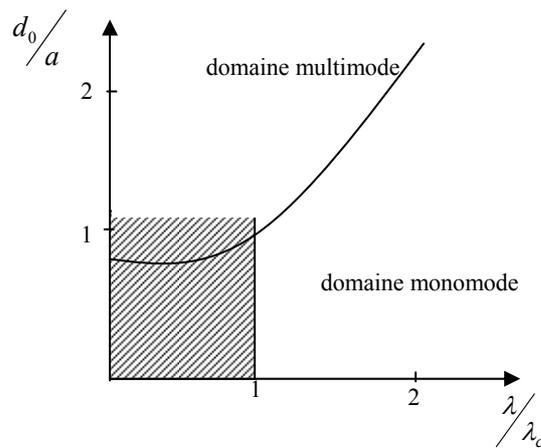


Figure II.6. Diamètre de mode en fonction de la longueur d'onde réduite [29]

Près de la coupure, le diamètre du mode est voisin de celui du cœur (figure II.6), mais il augmente rapidement avec la longueur d'onde, le mode s'étale de plus en plus dans la gaine au fur et à mesure que nous nous éloignons de la coupure.

Nous pouvons calculer la partie de la puissance contenue dans le cœur à l'aide de la relation [45]:

$$\frac{P_c}{P_t} = 1 - \exp\left(-\frac{2a^2}{d_0^2}\right) \quad (\text{II.26})$$

Où P_c : la puissance dans le cœur

P_t : la puissance totale dans la fibre.

Cette relation montre qu'une puissance non négligeable se propage dans la gaine quand d_0 augmente. En effet, une fibre monomode peut se caractériser par le couple $(2a, \Delta)$ mais aussi par le couple $(\lambda_c, 2d_0)$ qui est plus facilement mesurable. Ces caractéristiques peuvent être mises à profit pour minimiser la dispersion et l'atténuation.

Il existe cependant un domaine optimal V (environ de 1,8 à 2,2), en dessous duquel le mode s'étend trop dans la gaine et la fibre devient très sensible aux déformations. De l'autre côté, nous prenons une certaine marge par rapport à 2.4 à cause de la précision sur $2a$ et Δ .

- La méthode de Petermann II:

Dans cette méthode, le diamètre de mode est donné par la formule:

$$2d_0 = 2\sqrt{2} \left[\frac{\int_0^\infty E^2(r) r dr}{\int_0^\infty \left(\frac{dE(r)}{dr}\right)^2 r dr} \right]^{1/2} \quad (\text{II.27})$$

- La méthode de Gauss:

Cette méthode utilise l'approximation de Gauss permettant de calculer le champ $E_g(r)$ suivant l'équation II.4. Elle est basée sur la mesure de $E_m(r)$ qui est la distribution lumineuse dans la fibre [3]. La valeur de MFD ($2d_0$) est obtenue en maximisant l'intégral:

$$I = \frac{\left[\int_0^{\infty} r E_g(r) E_m dr \right]^2}{\int_0^{\infty} r E_g^2(r) dr \int_0^{\infty} r E_m^2(r) dr} \quad (\text{II.28})$$

Où $E_m(r)$ est la distribution lumineuse mesurée

II.4.2. Les différentes techniques de mesure de MFD

II.4.2.1. Technique du champ proche transmis « Transmitted near field technique »

C'est la méthode la plus simple et la plus directe, elle consiste à mesurer la distribution lumineuse du champ proche $E^2(r)$ détectée à la sortie de la fibre [4].

II.4.2.2. Méthode du décalage transversal « Transverse offset »

Cette méthode est basée sur les pertes dues au désalignement des deux fibres jointes. En effet, si nous relierons deux fibres ayant chacune deux rayons de mode de champs w_1, w_2 avec un certain désalignement et un décalage transversal d_a , le coefficient de transmission sera exprimé en fonction de ce décalage suivant la relation [39] :

$$T = \left(\frac{2w_1 w_2}{w_1^2 + w_2^2} \right)^2 \exp\left(-\frac{d_a^2}{w_1^2 + w_2^2} \right) \quad (\text{II.29})$$

En mesurant le coefficient de transmission comme fonction de d_a et en lui appliquant une fonction de lissage de la forme:

$$T(d) = T_0 \exp\left[-\frac{d^2}{w_s^2} \right] \quad (\text{II.30})$$

Nous obtenons: $w_s^2 = w_1^2 + w_2^2$

II.4.2.3. Méthode du champ lointain (far field technique)

Le paramètre du MFD peut être calculé aussi bien avec la distribution de l'intensité lumineuse représentée par le champ proche local $E(r)$ qu'avec l'intensité du champ angulaire qui est le champ lointain $E_f(\theta)$.

II.5. Conclusion

Ce chapitre nous a permis de caractériser la propagation dans les fibres monomodes et de constater que l'allure du champ propagé dans ces fibres selon la théorie du guidage faible, est approximativement gaussienne. De plus, nous avons pu mettre en évidence l'importance de la caractéristique géométrique 'MFD' dans la caractérisation des fibres monomodes à cause des informations qu'elle peut nous fournir. La fibre optique monomode est la plus utilisée dans les télécommunications mais la propagation dans ce type de fibre peut être affectée par plusieurs effets limitant le débit d'informations transmises comme: la dispersion chromatique et la dispersion modale de polarisation (PMD). Ces deux phénomènes seront étudiés en détails dans le chapitre suivant.

Chapitre III : Les effets de la dispersion sur la propagation

III.1. Introduction

Toutes les formes de dispersion dégradent la phase des signaux lumineux modulés, entraînant par la suite la réduction de la capacité du transport de l'information par l'élargissement de l'impulsion émise dans les réseaux numériques ou bien par la distorsion des signaux transmis dans les systèmes analogiques. Les concepteurs des systèmes de transmission à fibres optiques doivent confronter trois types de dispersion, illustrés dans la figure III.1. La dispersion intermodale, limitant le débit des données dans les systèmes utilisant la fibre multimode, est causée par le fait que le signal lumineux se divise en plusieurs modes qui empruntent des trajets de distance légèrement différente. La dispersion chromatique est présente dans les fibres monomodes et multimodes. Elle résulte de la variation du temps de propagation avec la longueur d'onde. Ce type de dispersion est une interaction de deux types de dispersion: la dispersion matérielle et la dispersion du guide.

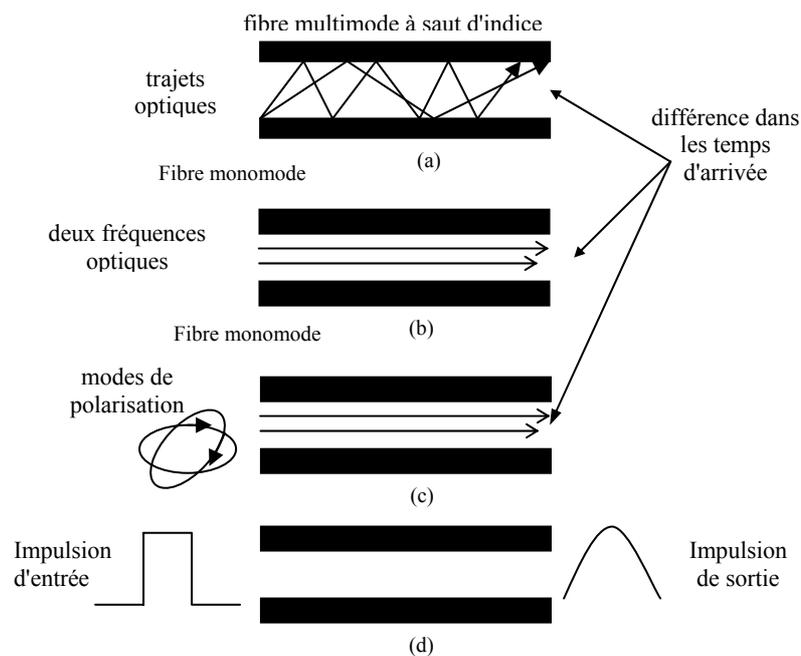


Figure III.1. Différentes représentations des dispersions dans la fibre: a) dispersion intermodale, b) dispersion chromatique, c) dispersion de polarisation, d) effet de la dispersion sur l'impulsion d'entrée [28]

La dispersion des modes de polarisation (PMD), causée par la division du signal polarisé en deux modes orthogonaux ayant des vitesses de propagation différentes, constitue un facteur limite pour la fibre monomode quand la dispersion chromatique est suffisamment réduite [28].

Nous allons aborder dans ce chapitre les deux types de dispersion limitant le débit des liaisons de télécommunications utilisant la fibre optique monomode: la dispersion chromatique et la dispersion modale de la polarisation (PMD).

III. 2. La dispersion chromatique

La dispersion chromatique est l'une des causes de limitation de la distance d'une liaison par fibre optique du fait qu'elle entraîne un élargissement temporel des impulsions émises. Cet élargissement limite le débit de la transmission, la capacité de transfert d'information et la bande passante de la liaison de transmission utilisant la fibre optique [11,45].

III.2.1. Les causes de la dispersion chromatique

Dans les guides d'ondes, en particulier dans les fibres optiques, la dispersion chromatique vue par une onde est due aux deux contributions :

- La dispersion du matériau.
- La dispersion du guide.

III.2.1.1. La dispersion matérielle

L'origine de cette forme de dispersion se situe à une échelle atomique. Lors d'un rayonnement d'une onde lumineuse se propageant dans un milieu matériel, une interaction se produit entre ce rayonnement et les électrons libres du milieu qui contraignent les électrons à osciller à la fréquence du champ. Cet effet se manifeste par une modification de la vitesse de groupe du champ et de l'indice de réfraction du milieu [3]. Cet indice de réfraction est supérieur ou égal à 1 et croît en général avec la densité du milieu. Par définition, l'indice de réfraction est lié à la vitesse par la relation :

$$v_{\varphi}(\omega) = \frac{c}{n(\omega)} \quad (\text{III.1})$$

v_{φ} : la vitesse de phase d'un milieu donné.

III.2.1.2. La dispersion du guide

Dans une fibre optique, la lumière est guidée dans une zone d'indice élevé (le cœur) entourée d'une zone d'indice plus faible (la gaine). Le guidage peut s'expliquer simplement en considérant que la lumière qui se propage dans le cœur subit une réflexion totale à l'interface cœur -gaine et reste ainsi confinée dans le cœur. La distribution transverse de la lumière dans le cœur n'est pas uniforme et qu'il y a en particulier une onde évanescente qui s'étale un peu dans la gaine de la fibre. Ceci explique que la dispersion que subit la lumière lorsqu'elle se propage dans une fibre optique n'est pas seulement due à la dispersion du matériau qui constitue le cœur de la fibre, mais aussi à la contribution de la géométrie du guidage de la

fibres. Cette contribution est appelée dispersion du guide d'onde. Dans la plupart des fibres optiques, et en particulier dans celles que nous considérons dans ce travail, la dispersion du guide d'onde est beaucoup plus faible que la dispersion matérielle.

III.2.2. Description mathématique de la dispersion chromatique

Nous définissons la dispersion chromatique par la relation [45] :

$$D_{Wml} = \frac{\tau_t}{L\Delta\lambda} = \frac{1}{L} \frac{dt_{tr}}{d\lambda} \quad \text{en } ps/km.nm \quad (\text{III.2})$$

L : la longueur de la fibre

τ_t est l'allongement temporel défini par :

$$\tau_t = \frac{dt_{tr}}{d\lambda} \Delta\lambda \quad (\text{III.3})$$

$\Delta\lambda$: la largeur spectrale de l'impulsion

t_{tr} : le temps de transit, défini par:

$$t_{tr} = L \frac{d\beta}{d(2\pi f)} = -\frac{\lambda^2 L}{2\pi c} \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (\text{III.4})$$

La dispersion chromatique est une combinaison de deux types de dispersion :

$$D_{Wml} = D_{ml} + D_{wl} .$$

D_{ml} : la dispersion du matériau

D_{wl} : la dispersion du guide d'onde,

III.2.2.1. Description mathématique de la dispersion du matériau

Pour un mode guidé dans une fibre optique nous avons: $n_2 < n_{eff} < n_1$ et $\beta = k_0 n_1(\lambda)$

Le temps de transit d'une onde pour parcourir une distance L peut s'écrire sous une autre forme, ainsi:

$$t_{tr} = \frac{L}{v_g} = L \frac{d\beta}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{L}{c} \left(n_1 - \lambda \frac{dn_1}{d\lambda} \right) \quad (\text{III.5})$$

Avec $v_g = \frac{d\omega}{d\beta}$, vitesse de groupe définie comme étant la vitesse de propagation de

l'impulsion lumineuse.

L'étalement impulsif (ou l'allongement temporel de l'impulsion) est donné par la variation du temps de transit en fonction de la longueur d'onde, multiplié par la largeur spectrale de l'impulsion, comme le montre la formule .

$$\tau_{\max} = \frac{dt_{tr}}{d\lambda} \Delta\lambda = \frac{-L}{c} \cdot \lambda \cdot \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \Delta\lambda \quad (\text{III.6})$$

La dispersion du matériau est définie par :

$$D_{mi} = \frac{\tau_{\max}}{L \cdot \Delta\lambda} \quad (\text{III.7})$$

$$D_{mi} = \frac{-\lambda}{c} \cdot \frac{d^2 n_1}{d\lambda^2} \quad \text{en } ps / km.nm \quad (\text{III.8})$$

La variation d'indice de réfraction avec la longueur d'onde est liée aux différentes fréquences de résonance des électrons. Le milieu absorbe le rayonnement électromagnétique lumineux qui fait osciller les électrons, et ces électrons rerayonnent ensuite les radiations absorbées.

Pour calculer $\frac{d^2 n_1}{d\lambda^2}$, nous utilisons l'équation de Sellmeier [33]:

$$n_1^2 - 1 = \sum_{k=1}^m \frac{A_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2} \quad (\text{III.9})$$

λ_k : la longueur d'onde de résonance des électrons de l'atome k

A_k : l'amplitude de la $k^{ième}$ résonance

L'équation (III.9) utilise une somme qui porte sur l'ensemble des résonances des constituants des matériaux dans le domaine de fréquence utilisée, nous ne prenons généralement en considération que les trois premières [33].

Les valeurs de λ_k et A_k pour les différents composants de la silice sont représentées dans l'annexe C.

III.2.2.2. Description mathématique de la dispersion du guide

Nous allons chercher l'expression du temps de transit selon l'hypothèse que $n_1(\lambda)$ est une constante:

Dans le guide, le temps de groupe s'écrit :

$$t_{wg} = L \frac{d\beta}{d\omega} \quad (\text{III.10})$$

Nous posons:

$$b = 1 - \frac{u^2}{V^2} = \frac{(\beta/k_0)^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2} \quad (\text{III.11})$$

b : la constante de propagation normalisée . Avec $0 < b < 1$

Nous pouvons écrire:

$$\beta \approx k_0 (n_2 + b(n_1 - n_2)) \quad (\text{III.12})$$

Le temps de groupe t_{wg} dans ce cas est:

$$t_{wg} = \frac{L}{c} \frac{d\beta}{dk_0} = \frac{L}{c} \frac{d[k_0 (n_2 + b.n_1 \Delta)]}{dk_0} = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_1 \Delta \cdot \frac{d(bk_0)}{dk_0} \right] \quad (\text{III.13})$$

$$V = k_0 . a . n_1 . \sqrt{2\Delta} \Rightarrow dV = a . n_1 . \sqrt{2\Delta} dk_0$$

$$dk_0 = \frac{dV}{a . n_1 . \sqrt{2\Delta}} = \frac{dV}{A} \quad (\text{III.14})$$

$$t_{wg} = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_1 \Delta \frac{d\left(\frac{Vb}{A}\right)}{d\left(\frac{V}{A}\right)} \right] = \frac{L}{c} \left[n_2 + n_1 \Delta \frac{d(Vb)}{d(V)} \right] \quad (\text{III.15})$$

L'étalement de l'impulsion s'écrit:

$$\tau_{wg} = \frac{dt_{wg}}{d\lambda} \Delta\lambda = \Delta\lambda \cdot \frac{-V}{\lambda} \frac{dt_{wg}}{dV} = -\Delta\lambda \frac{V.L}{\lambda.c} n_1 . \Delta \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \quad (\text{III.16})$$

La dispersion du guide est calculé à partir de l'étalement de l'impulsion ainsi :

$$D_{wl} = \frac{\tau_{wg}}{\Delta\lambda.L} = -\frac{n_1 \Delta}{c\lambda} . V . \frac{d^2(Vb)}{dV^2} \quad \text{en } ps / km.nm \quad (\text{III.17})$$

III.2.3. La méthode utilisée pour le calcul de la dispersion chromatique

III.2.3.1. Calcul de la dispersion du matériau

Nous illustrons les étapes suivies pour calculer la dispersion du matériau sur l'organigramme de la figure(III.2)

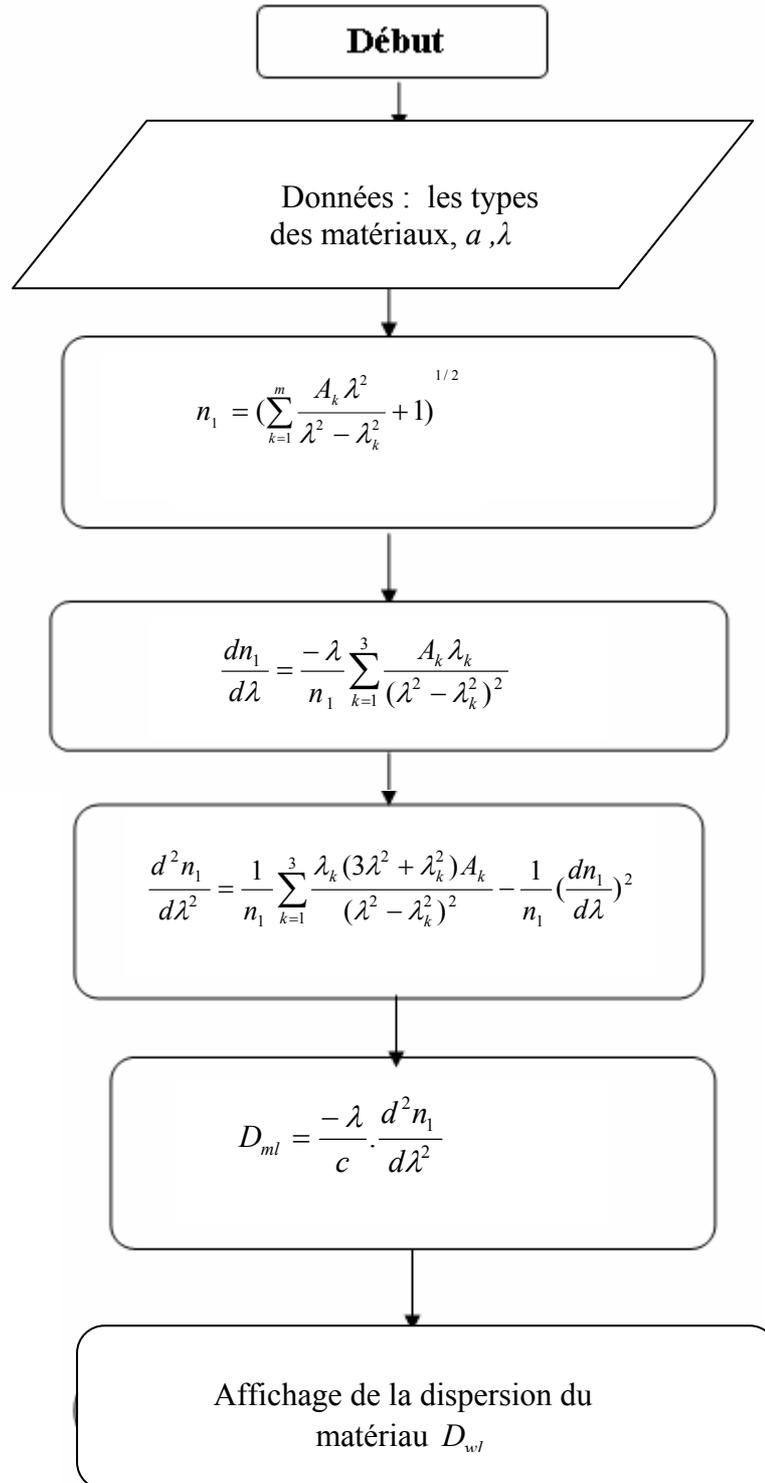


Figure III.2. Organigramme de calcul de la dispersion du matériau

III.2.3.2. Calcul de la dispersion du guide

Pour calculer la dispersion du guide D_{wl} , nous devons commencer par le calcul de la constante de propagation normalisée b . Pour cela nous devons calculer n_{eff} par la résolution de l'équation de Helmotz dans le cœur et dans la gaine [54]. L'équation caractéristique des modes LP_{mn} (I.51) peut être écrite sous une autre forme:

$$\frac{J_m(u)}{uJ_{m+1}(w)} = \frac{K_m(u)}{wK_{m+1}(w)} \quad (III.18)$$

Nous écrivons l'équation (III.18) dans le cas des modes LP_{0n} (où $m=0$) sous la forme :

$$w.J_0(u).K_1(w) - uJ_1(u).K_0(w) = 0 \quad (III.19)$$

Chacune de n solutions de l'équation (III.19) est la constante de propagation du mode LP_{0n} .

Cette équation comprend deux inconnues u, w définies par (I.31) (I.32) et qui dépendent de n_{eff} qui est le seul paramètre variable. L'équation (III.19) peut être écrite sous la forme :

$$f(n_{eff}) = 0$$

Cette équation a plusieurs valeurs n_{eff} comme solutions telle que $n_2 < n_{eff} < n_1$. Ce nombre de solutions est égal au nombre de modes LP_{0n} existant dans la fibre. Le mode LP_{01} qui est le mode d'ordre le plus bas est associé à la valeur de n_{eff} la plus proche de n_1 . Dès que nous connaissons cette dernière, nous pourrions calculer facilement $b, \frac{d(Vb)}{dV}$ et $\frac{d^2(Vb)}{dV^2}$ et

obtenir la dispersion du guide D_{wl} .

Dans l'annexe E, nous présentons le principe de la résolution de l'équation caractéristique des modes LP_{0n} afin de trouver leurs constantes de propagation. L'organigramme de la figure (III.3) illustre les étapes de calcul de D_{wl} .

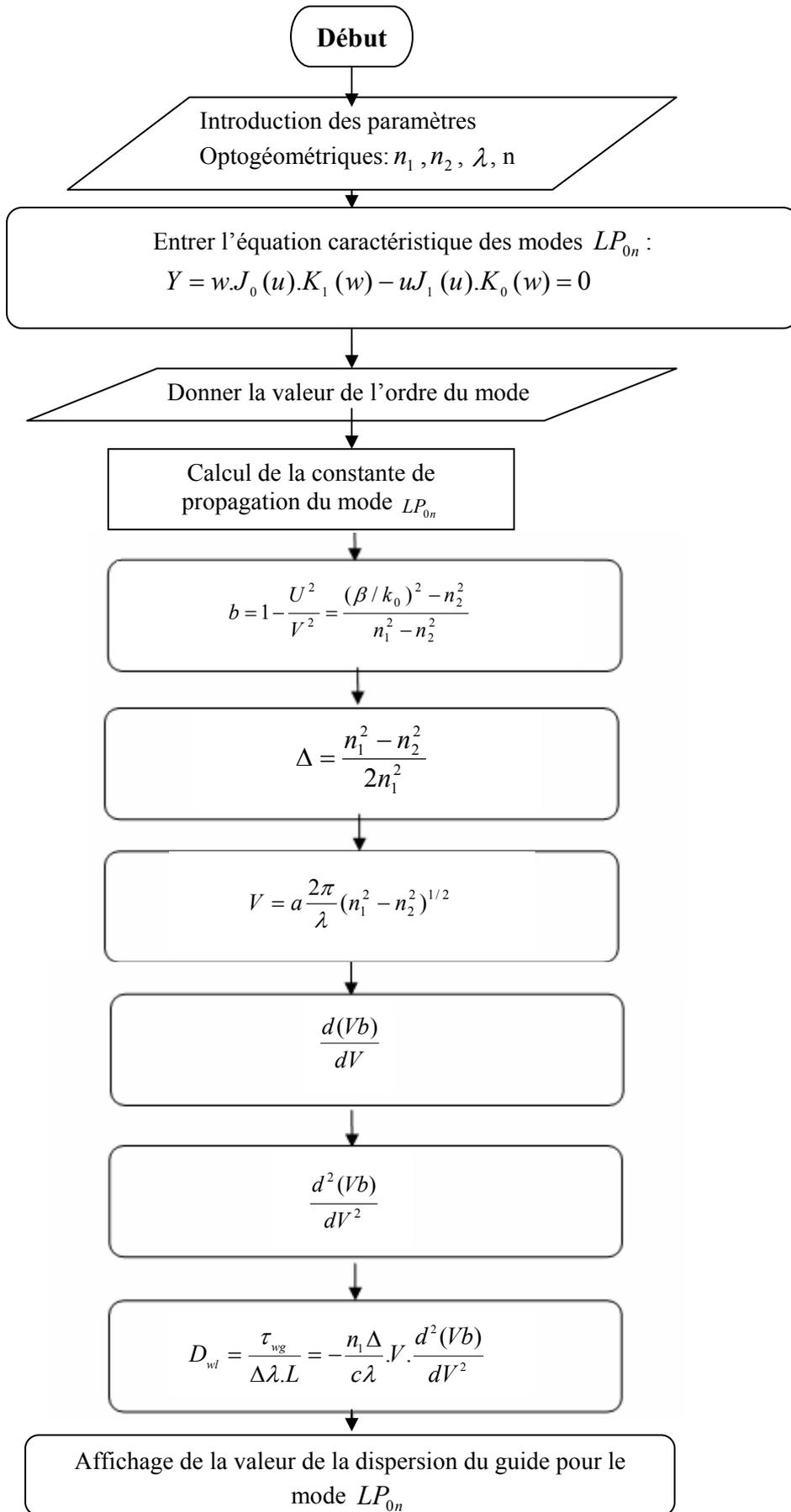


Figure III.3. Organigramme de calcul de la dispersion du guide de LP_{0n}

III.2.4. Calcul de l'allongement temporel d'une impulsion gaussienne dû à la dispersion chromatique

En développant β , en fonction de la pulsation ω , en série de Taylor autour d'une pulsation centrale ω_0 , nous obtenons :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \frac{d\beta}{d\omega}(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2\beta}{d\omega^2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (\text{III.20})$$

La dispersion chromatique peut s'exprimer en fonction d'équation (III.20) ainsi:

$$D = \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right) \quad (\text{III.21})$$

Avec
$$d\lambda = -2\pi c \frac{d\omega}{\omega^2} \quad (\text{III.22})$$

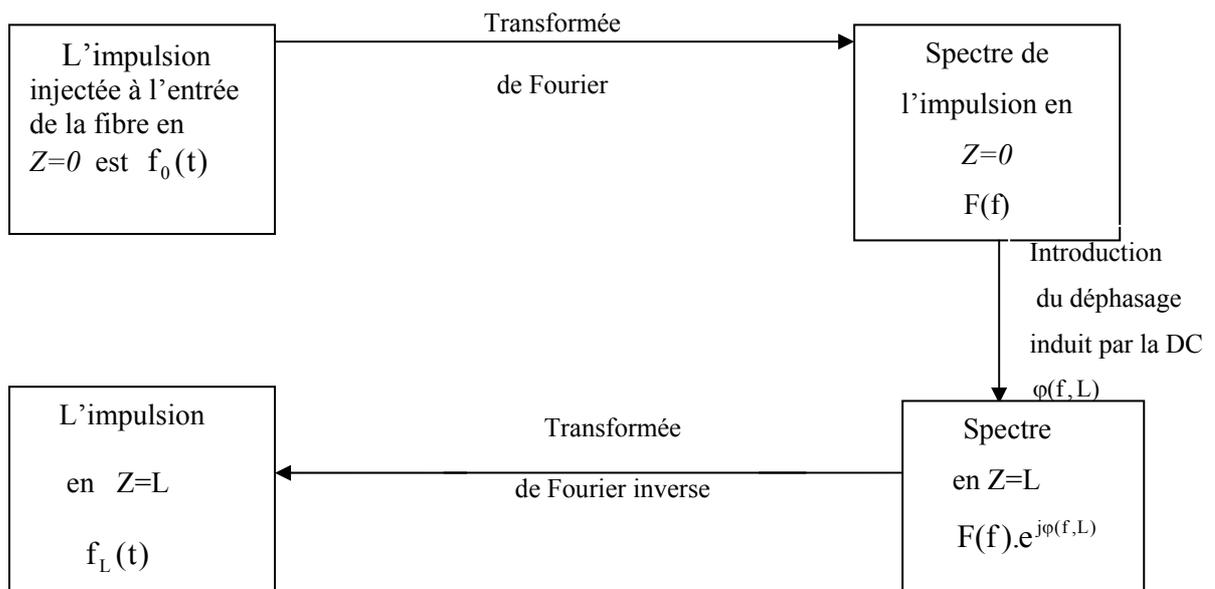
Nous pouvons écrire la constante de propagation sous la forme :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \frac{1}{v_g(\omega)}(\omega - \omega_0) - \frac{\pi c}{\omega^2} D(\omega)(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (\text{III.23})$$

La propagation sur une longueur L génère une phase:

$$\varphi(\omega, L) = \beta(\omega).L$$

L'allongement temporel d'une impulsion se propageant dans une fibre optique, en tenant compte de la dispersion chromatique (DC) est déterminé par le procédé ci-dessous:



Si nous considérons une impulsion gaussienne de la forme :

$$E_0(t) = A_0 e^{-4 \ln 2 \frac{t^2}{T^2}} e^{j\omega_0 t} \quad (\text{III.24})$$

La largeur à mi-hauteur de l'impulsion au départ est :

$$\Delta t_0 = T \quad (\text{III.25})$$

Le spectre de l'impulsion au bout de la fibre est :

$$E_L(\omega) = A_0 T \sqrt{\frac{-\pi}{4 \ln 2}} e^{-\frac{T^2}{16 \ln 2} (\omega - \omega_0)^2} e^{j\varphi(\omega, L)} \quad (\text{III.26})$$

L'impulsion au bout de la fibre dans le domaine temporel s'écrit :

$$E_L(t) = \frac{1}{|K''|} e^{-\pi \left(\frac{K'}{K''}\right)^2} e^{-\pi \left(\frac{t}{K''}\right)^2} e^{j\omega_0 t} \quad (\text{III.27})$$

La largeur de l'impulsion à mi-hauteur de l'enveloppe au bout de la fibre est :

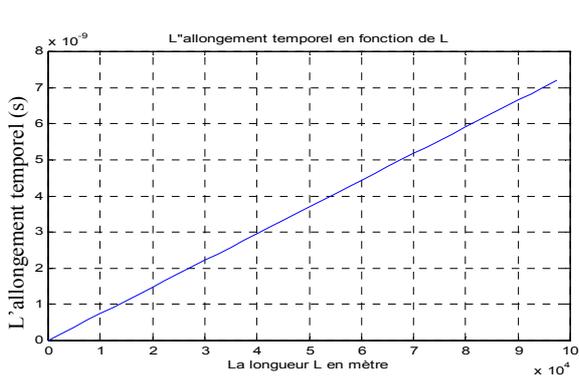
$$\Delta t_L = T \sqrt{1 + \left(\frac{K'' \cdot L \cdot 8 \cdot \ln 2}{T^2}\right)^2} \quad (\text{III.28})$$

Où $K'' = \frac{d^2 \beta}{d\omega^2}$ et $K' = L \cdot \frac{d\beta}{d\omega}$

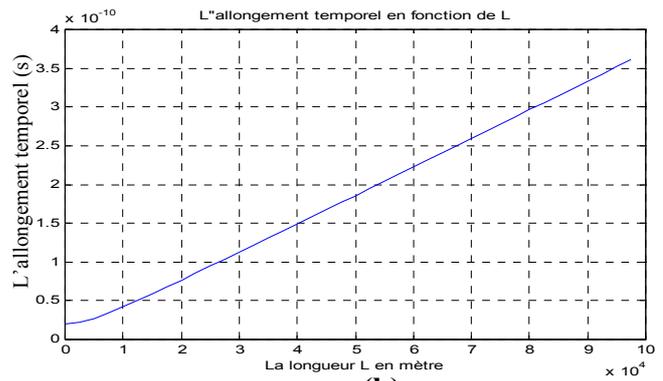
Si nous comparons les deux relations (III.25) et (III.28), nous voyons que l'impulsion a subi un étalement. La figure (III.4) illustre l'étalement d'une impulsion gaussienne de différentes largeurs temporelles à mi-hauteur $T=1 \text{ ps}$, $T=20 \text{ ps}$, $T=100 \text{ ps}$. Le calcul de l'étalement est effectué pour une fibre optique travaillant à la longueur d'onde de $1.3 \mu\text{m}$, pour laquelle la dispersion chromatique vaut 4.9 ps/Km.nm .

Sur la figure (III.4), nous vérifions que plus la largeur temporelle de l'impulsion est courte plus l'étalement subi lors de la propagation est important. Pour le cas $T=100 \text{ ps}$, l'impulsion a subi un étalement au bout de 96 km plus petit que celui pour le cas de $T=20 \text{ ps}$, où nous constatons que l'étalement est multiplié par 3 comparativement au premier, alors que pour $T=1 \text{ ps}$ l'étalement est multiplié par 60 au bout de 96 km.

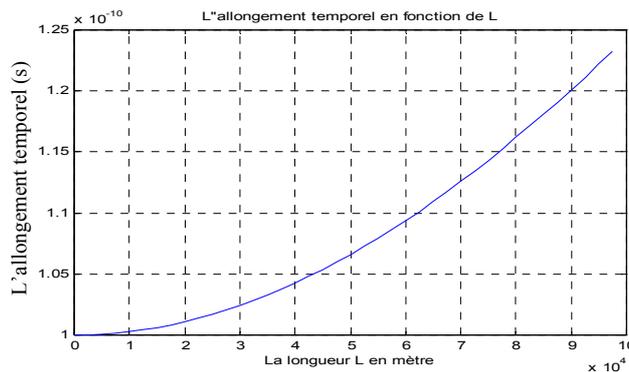
L'évolution de l'impulsion en fonction de la distance L dans la fibre optique est représentée par les figures (III.5) (III.6) (III.7) pour $T=100 \text{ ps}$.



(a)



(b)



(c)

Figure III.4. L'étalement d'une impulsion en fonction de la distance parcourue pour différentes largeurs.

a: $T=1ps$

b: $T=20 ps$.

c: $T=100 ps$.

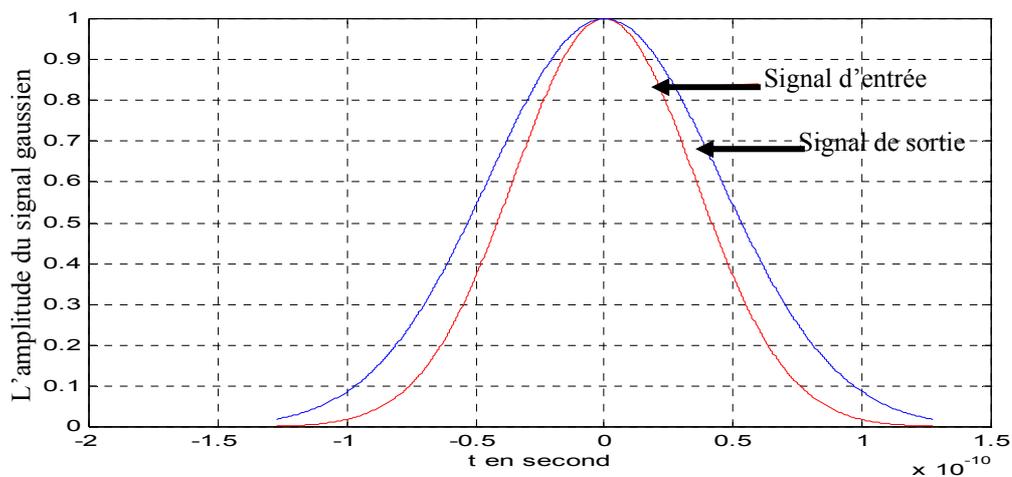


Figure III.5. Etalement de signal d'entrée de largeur $T=100ps$ après 100 km

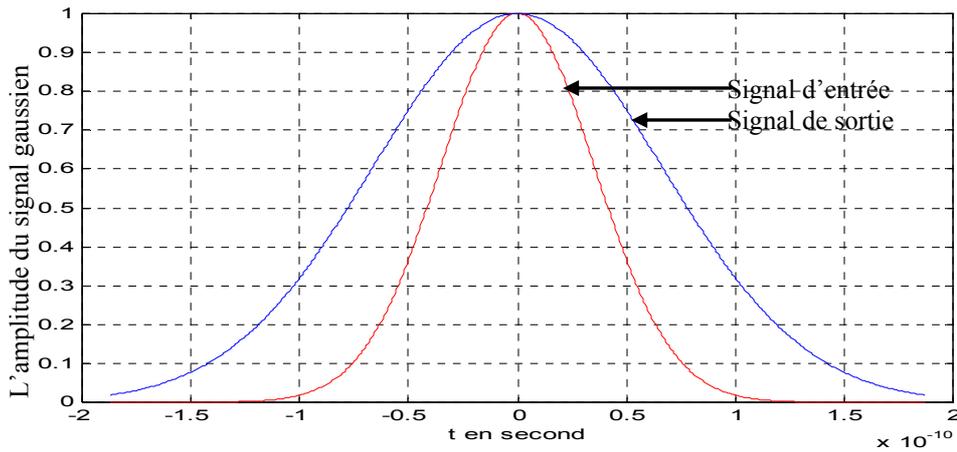


Figure III.6. Etalement de signal d'entrée largeur $T=100\text{ps}$ après 200km

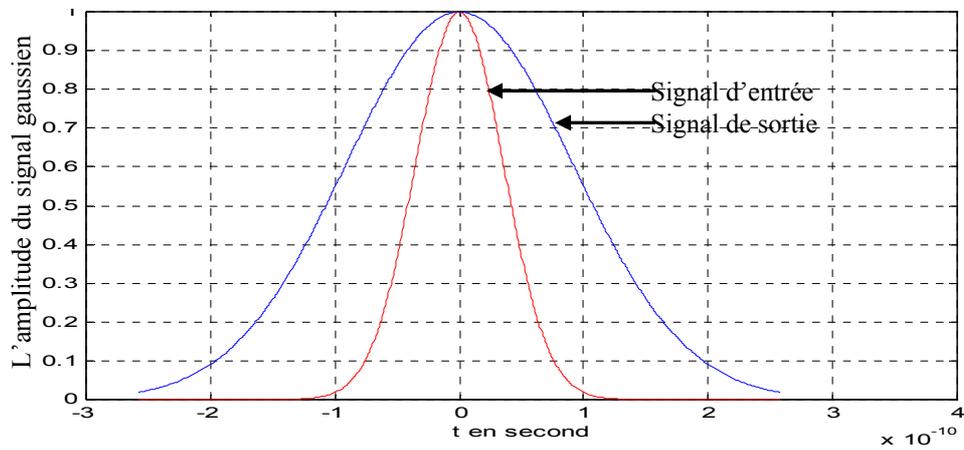


Figure III.7. Etalement de signal largeur $T=100\text{ps}$ après 300km

Le calcul de la dispersion chromatique pour un mode Lp_{0n} donné et l'évaluation de la variation de l'étalement d'une impulsion parcourant une fibre en fonction de la distance pour n'importe quelle largeur temporelle, constituent une des options du logiciel présenté dans l'annexe B.

I.2.5. Méthodes de mesures de la dispersion chromatique

La mesure de la dispersion chromatique permet son contrôle lors d'une liaison de transmission. Elle permet de prévoir la compensation de la dispersion chromatique.

Il existe plusieurs méthodes de mesure de la dispersion chromatique dont la méthode de la variation de phase de la modulation [20,28], nécessitant des longueurs des fibres assez

grandes. Nous trouvons aussi la méthode d'interférométrie qui utilise des longueurs de fibre beaucoup plus petites jusqu'à 1m [44, 46].

III.2.5.1. La méthode de la variation de la phase de modulation

La mesure de la dispersion chromatique dans cette méthode est basée sur le changement de la phase relative du signal modulant avec la longueur d'onde. Le principe de fonctionnement de cette méthode illustré sur la figure III.8, consiste à utiliser un laser, réglable en longueur d'onde, modulé en intensité par une source électrique qui lui fournit la fréquence f_m . Le signal modulé est injecté à la fibre sous test. Nous pouvons utiliser à la place du laser réglable, des diodes laser ayant des spectres très étroits et qui se recouvrent légèrement. Le signal transmis est détecté et sa phase est mesurée par rapport à la source de la modulation électrique.

En effet, le changement de phase $\phi(\lambda)$ dépend du temps de groupe et s'écrit [28]:

$$\phi(\lambda) = 2\pi f_m \tau_g(\lambda) \quad (\text{III. 29})$$

La mesure de la phase est répétée à des intervalles de longueurs d'ondes du laser réglable. A partir des mesures à différentes longueurs d'ondes adjacentes, la variation du temps de groupe, en picosecondes, correspondant à l'intervalle de longueur d'onde $\Delta\lambda$, est donnée par la relation [28]:

$$\Delta\tau_\lambda = -\frac{\phi_{\lambda+\frac{\Delta\lambda}{2}} - \phi_{\lambda-\frac{\Delta\lambda}{2}}}{360f_m} \quad (\text{III.30})$$

Où λ (nm) est le centre de l'intervalle de longueur d'onde, ϕ (degrés) est la phase du signal transmis, mesurée relativement à celle de la source de modulation électrique.

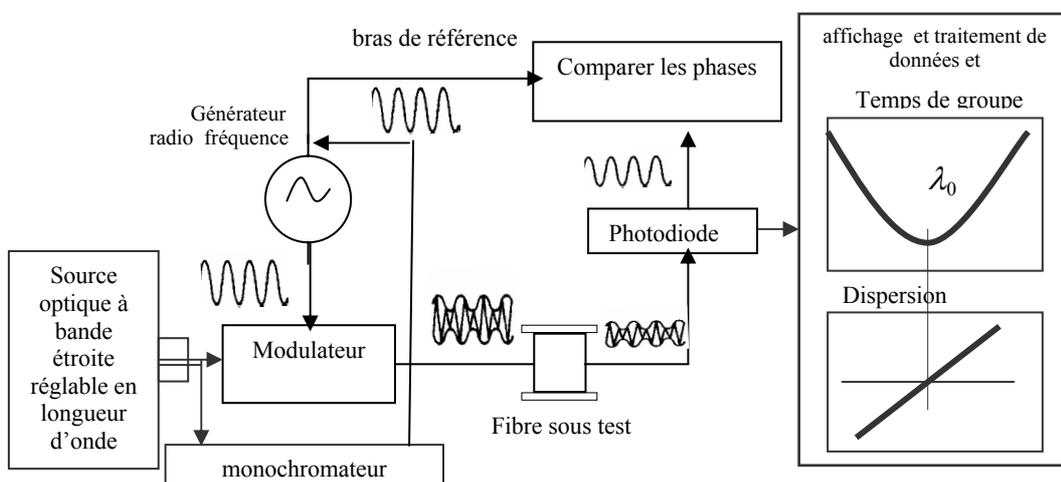


Figure III.8. Méthode de la variation de la phase de modulation [28]

Si les caractéristiques physiques de la fibre sont uniformes le long de sa longueur, la dispersion chromatique totale évolue linéairement avec la longueur de la fibre. La précision des mesures est fortement améliorée en appliquant une fonction de lissage appropriée à la courbe de la variation du temps de groupe. La dispersion chromatique est déduite à partir de la dérivée de la variation des temps de groupe mesurées. Cette dérivée tend à amplifier l'effet du bruit. Pour éviter ce problème, les valeurs de λ_0 (longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique), S_0 (pente à cette longueur d'onde) et $D_{Wml}(\lambda)$ à n'importe quelle valeur de longueur d'onde, sont calculées à partir de la courbe de lissage. La fonction de lissage de Sellmeier à trois termes, est généralement utilisée pour les fibres à dispersion non décalée, dans lesquelles la dispersion matérielle joue un rôle majeur. Cette fonction est formulée comme suit [28]:

$$\tau(\lambda) = A\lambda^2 + B\lambda + C\lambda^{-2} \quad (\text{III.31})$$

L'équation quadratique est généralement utilisée pour les fibres à dispersion décalée, dans laquelle la dispersion du guide est dominante. Cette équation s'écrit:

$$\tau(\lambda) = A\lambda^2 + B\lambda + C \quad (\text{III. 32})$$

Nous pouvons trouver d'autres types de fonction de lissage de Sellmeier possédant plus de termes. Cependant, l'utilisation d'une telle fonction qui offre un nombre de degrés de liberté plus grand, risque d'amplifier le bruit et donc l'instabilité des mesures.

III.2.5.2. La méthode de la variation de la phase différentielle

La méthode de la variation de la phase différentielle détermine la valeur de la dispersion chromatique à une longueur d'onde donnée, directement à partir des mesures de la variation du temps de groupe dans un petit intervalle de longueur d'onde. La dispersion chromatique résultante peut être assimilée à la dispersion moyenne sur un intervalle de longueur d'onde si ce dernier est suffisamment petit. Une fibre de référence et une fibre sous test sont mesurées en utilisant le même pas de longueur d'onde. La dispersion chromatique est donnée pour chaque longueur d'onde λ_i , par l'équation [28]:

$$D_{\lambda_i} = \frac{\Delta\phi_{\lambda_i} - \Delta\phi'_{\lambda_i}}{360f_m L \Delta\lambda} 10^{12} \quad (\text{III.33})$$

Où $\Delta\lambda$ est l'intervalle de longueur d'onde centré sur λ_i

$\Delta\phi_{\lambda_i}$, $\Delta\phi'_{\lambda_i}$: sont respectivement les variations de phase mesurées avec la fibre sous test et la fibre de référence.

Cette méthode consiste à mesurer la dispersion chromatique en fonction de longueur d'onde en répétant le processus de mesure à une séquence de longueur d'onde. Nous pouvons appliquer une fonction de lissage pour la courbe de mesures obtenue, pour améliorer la précision pour laquelle nous pouvons déduire λ_0 , S_0 et $D_{wml}(\lambda)$. Les longueurs d'ondes de test pourraient être contrôlées soit en commutant entre plusieurs diodes laser, ou bien en filtrant le faisceau lumineux donné par une diode LED, ou même moduler la longueur d'onde d'une cavité laser externe. La figure III.9 montre le principe de cette méthode où la longueur d'onde est changée à un taux assez grand afin d'éviter le bruit de l'électronique utilisée dans l'instrumentation et réduire les effets du déphasage induits dans le système à mesurer. Cependant, cette méthode exige que l'intervalle de longueur d'onde sur lequel la dispersion chromatique est mesurée, soit très petit. En choisissant un pas de longueur d'onde plus grand, les erreurs relatives seront réduites, ce qui entraîne l'amélioration des mesures. Un large intervalle donne moins de précision, ce qui rend difficile à appliquer une fonction de lissage.

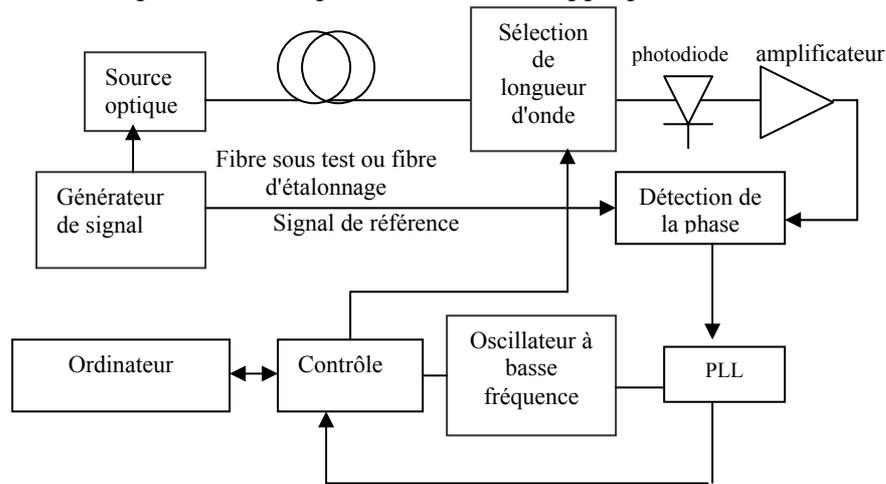


Figure III.9. Le banc expérimental de la méthode du déphasage différentiel pour la mesure de la dispersion chromatique [28]

III.2.5.3. La méthode de la réponse AM en bande de base

La dispersion chromatique change la phase relative des bandes latérales du signal modulé. Dans le cas d'une simple modulation d'intensité, la dispersion chromatique converti la modulation d'amplitude (AM) en modulation de fréquence (FM). Il en résulte une forme caractéristique pour la réponse AM qui peut être analysée pour déterminer le coefficient de dispersion à une longueur d'onde de travail. Le dispositif donné dans la figure III.10 est basé sur un analyseur optique. Un laser réglable à bande étroite est réglé à une certaine longueur

d'onde pour la quelle la dispersion est sensée d'être déterminée. La lumière est modulée en intensité par un modulateur Mach-zehnder. Une fois que la fréquence de modulation est réglée, la réponse AM en bande de base présente une série de zéros qui sont exprimées en GHz et par la relation [28].

$$f_m = \sqrt{\frac{500 c(1+2N)}{DL\lambda_0^2}} \quad (\text{III.34})$$

Où $N= 0, 1, 2, \dots$ est l'ordre du zéro, D est la dispersion chromatique et λ_0 est la longueur d'onde en nm.

La dispersion chromatique de la fibre sous test au premier zéro de la réponse AM est donnée par l'équation:

$$D_0 = \frac{500c}{f_m^2 L \lambda_0^2} \quad (\text{III.35})$$

Cette méthode est surtout utilisée pour la mesure de la dispersion chromatique quand celle-ci est assez grande et assez loin λ_0 .

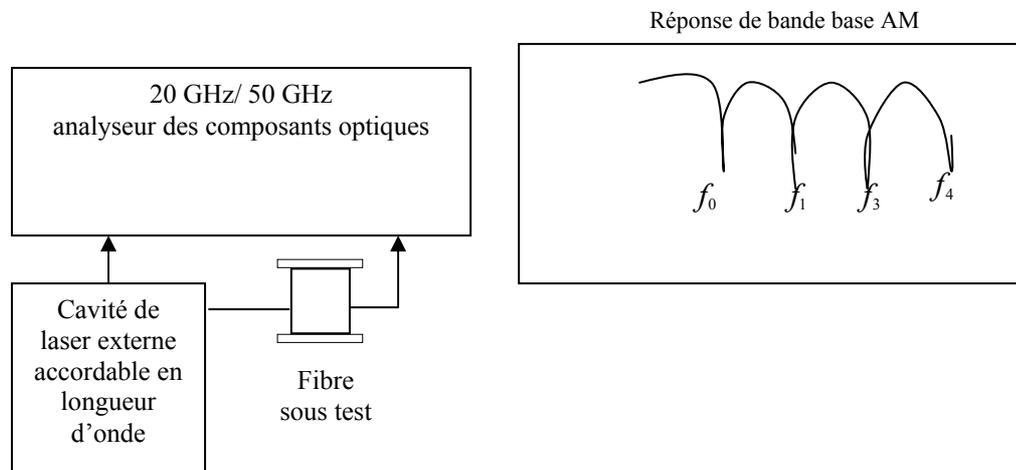


Figure III.10. La mesure de la dispersion chromatique par la méthode de la réponse AM en bande de base [28]

III.2.5.4. Mesures interférométriques

Plutôt que mesurer les retards subis par l'enveloppe d'un signal, il est possible de mesurer la différence de phases de la porteuse de deux signaux provenant de la même source. Une telle mesure est appelée interférométrie [11]. Cette technique consiste à mesurer la différence de

phases par le biais d'une mesure d'intensité ce qui n'est pas sans avantage. En effet, même sans l'utilisation de détecteurs ultrarapides, les techniques interférométriques sont sensibles à des retards extrêmement faibles avec une très bonne résolution de l'ordre de 0.1 ps. Son principe de base consiste à séparer d'abord la lumière provenant d'une source, en deux faisceaux. Un des deux faisceaux, appelé faisceau de référence, suit un chemin dont la longueur est connue avec précision et l'autre, appelée faisceau de mesure, parcourt une longueur approximativement la même que celle du bras de référence. La différence de longueur entre les deux bras doit être suffisamment petite pour garder la cohérence et voir des interférences. Les deux signaux sont alors recombinaés pour obtenir un signal d'interférence ayant une intensité qui correspond à la somme des intensités des deux faisceaux et d'un terme de corrélation mutuelle dépendant de la différence entre les phases. C'est ce terme qui permet les mesures interférométriques pour déterminer la dispersion chromatique. Il existe plusieurs types d'interféromètres comme l'interféromètre de Mach-Zehnder [53] (figure III.11), interféromètre de Sagnac [44] et l'interféromètre de Michelson [52].

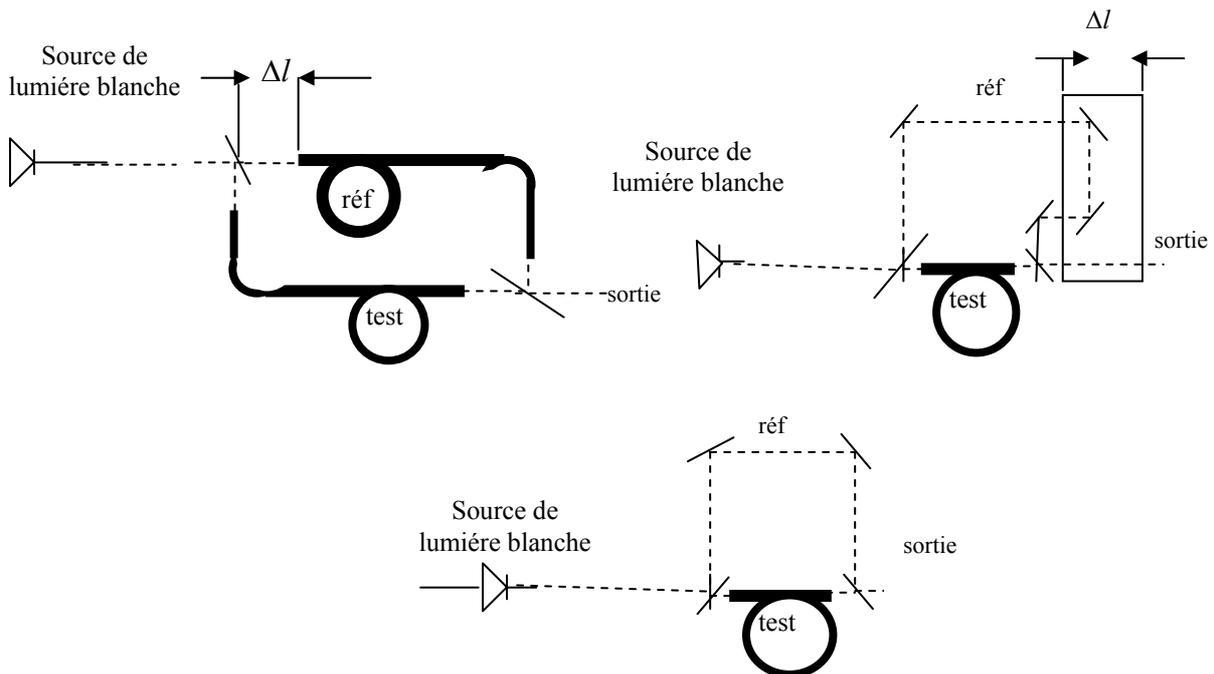


Figure III.11. Différents montages possibles d'un interféromètre de Mach-Zehnder pour la mesure de la dispersion chromatique

Cette méthode est utilisable pour la mesure de la dispersion chromatique des fibres de quelques mètres de longueur. Or les fibres utilisées dans les installations de transmission, possèdent des longueurs beaucoup plus grandes et l'évaluation de la dispersion chromatique

calculée sur un échantillon, ne peut pas être projeté avec précision pour déduire la dispersion chromatique de la fibre entière.

III.3. Présentation du phénomène de dispersion modale de polarisation (PMD)

La polarisation est une propriété relative à la nature vibratoire de la lumière. Dans une fibre optique, la lumière est une combinaison de deux vibrations de directions perpendiculaires. Chaque direction représente un mode de polarisation. Dans une fibre idéale (figure III.12), parfaitement circulaire sur toute sa longueur, les deux modes de polarisation vont se propager à la même vitesse. Leur composition à la sortie reproduit exactement le même état de polarisation que celui de la lumière injectée à l'entrée [59].

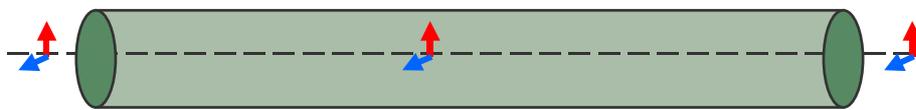


Figure III.12. Propagation dans une fibre idéale

Dans une fibre réelle (figure III.13), l'indice de réfraction peut varier suivant les deux axes de polarisation (axe lent et axe rapide), le milieu de transmission (fibre optique) est biréfringent ou anisotrope. La variation de l'indice entraîne une différence de vitesse de propagation entre les deux modes, la lumière à la sortie ne peut plus être restituée fidèlement. Le retard mesuré à l'arrivée entre les deux modes de polarisation est appelé la différence des temps de groupe DGD (mesuré en picoseconde).



Figure III.13. Propagation dans une fibre réelle

III.3.1. Les Causes de PMD

Cette dispersion peut être provoquée par divers phénomènes. La méthode de fabrication de la fibre consiste à déposer à l'intérieur d'un tube de silice un grand nombre de couches de dopant dont la concentration permet de faire varier l'indice de réfraction suivant un profil déterminé. Puis intervient l'opération de rétreint à haute température qui réduit le tube à l'état de préforme compacte. Enfin celle-ci est fibrée, on procède également à un dépôt de résine de protection, et on arrive à des fibres dont le diamètre est de l'ordre de la centaine de micromètres. La non uniformité des couches constituant le cœur de la fibre, une durée de rétreint trop rapide, une vitesse de fibrage trop grande sont autant des facteurs pouvant induire

une non uniformité dans le processus de fabrication qui a pour conséquence de rendre le guide biréfringent. De même, lors des opérations de câblage, les fibres peuvent être courbées, ce qui est aussi à l'origine de la biréfringence.

III.3.1.1. La biréfringence

Réellement, les fibres optiques et les composants à fibre optique présentent une petite différence dans l'indice de réfraction au niveau de la paire des états de polarisation, une propriété appelée la biréfringence. Le caractère biréfringent est formulé comme suit [32, 61]:

$$\Delta\beta = \beta_s - \beta_f = \frac{\omega n_s}{c} - \frac{\omega n_f}{c} = \frac{\omega \Delta n}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \quad (\text{III.36})$$

Où $\Delta n = n_s - n_f > 0$ est la différence d'indice de réfraction entre les deux axes rapide et lent.

La biréfringence peut changer l'état de polarisation (SOP) de la lumière quand elle traverse la fibre. Tout état de la polarisation peut être décomposé en deux états propres. La figure (III.14) présente un cas spécial d'une onde polarisée linéairement à 45° par rapport à l'axe de la fibre. Le retard de phase entre les deux états de polarisation, dû à la biréfringence, entraîne une évolution périodique de la polarisation et la période de cette variation est connue sous le nom de la longueur du battement L_b qui s'écrit sous la forme suivante :

$$L_b = \frac{\lambda}{\Delta n} \quad (\text{III.37})$$

Où Δn est la différence d'indice effectifs des états de polarisation engendrant une différence des temps de propagation des deux ondes voyageant à travers les deux modes de polarisation.

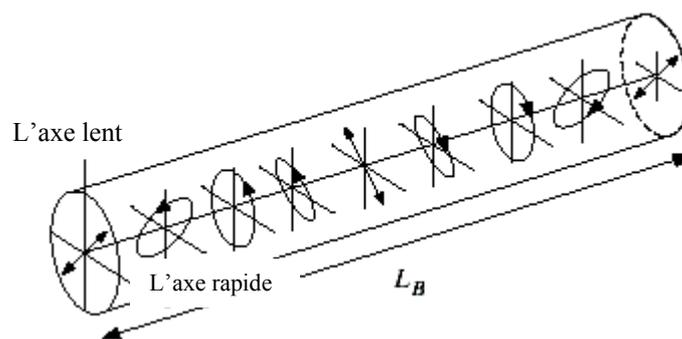


Figure III.14. Le changement de l'état de polarisation de la lumière d'un état linéaire à elliptique, circulaire, elliptique, linéaire, provoqué par la biréfringence locale dans une fibre optique [61]

Pour les fibres monomodes standards, Δn est généralement de l'ordre de 10^{-7} , ce qui donne une longueur de battement d'autour de 15 m à la longueur d'onde 1550 nm . La figure III.15 montre la division d'une impulsion évoluant le long de la fibre, causée par la biréfringence.

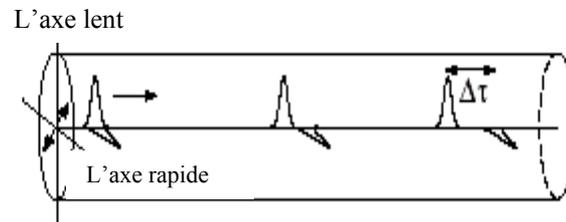


Figure III.15. La division de l'impulsion due à la biréfringence, l'état de polarisation d'entrée est orienté à 45° par rapport aux axes de biréfringence [61]

Nous pouvons trouver aussi une manifestation de la PMD dans le domaine fréquentiel. Si nous considérons une fibre uniformément biréfringente dans laquelle nous injectons une lumière polarisée linéairement à 45° par rapport aux axes de la polarisation. La phase de l'intensité de sortie $\phi = \Delta\beta L$ qui détermine l'état de la polarisation à la sortie de la fibre varie en fonction de la fréquence de la porteuse (figure III.16) et cette variation est donnée par la relation [61]:

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta\omega} = \frac{d\Delta\beta}{d\omega} L = \Delta\tau \quad (\text{III.38})$$

En revanche, la PMD dans les fibres optiques peut être aussi caractérisée dans le domaine fréquentiel.

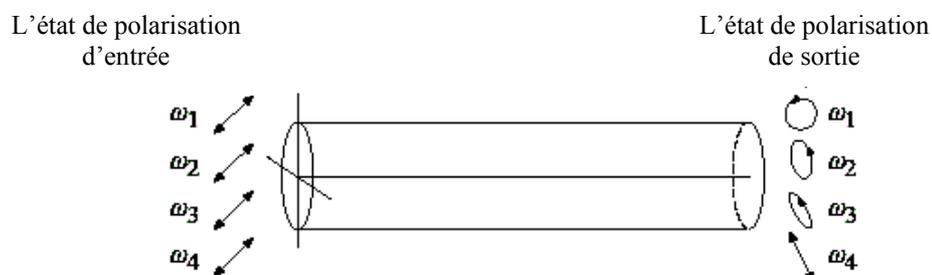


Figure III.16. Le changement de l'état de sortie de polarisation dû à la PMD quand la fréquence porteuse change [61]

L'intervalle de fréquence nécessaire pour que l'état de la polarisation tourne d'un tour est donné par la relation:

$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{\Delta\tau} \quad (\text{III.39})$$

Où le $\Delta\tau$ est la différence des temps de groupe des axes de polarisation de la fibre.

a. Types de biréfringence

La biréfringence est introduite dans un guide optique dès que la symétrie circulaire des caractéristiques optogéométriques de la fibre idéale est rompue. Ceci peut être le résultat d'effets extrinsèques à la fibre ou d'effets intrinsèques introduits durant sa fabrication.

- **Biréfringence intrinsèque**

La biréfringence intrinsèque des fibres peut être obtenue soit en imposant une forme elliptique au cœur de la fibre (biréfringence de forme), soit en introduisant des contraintes élastiques au sein même de la préforme (biréfringence de contrainte).

- **Biréfringence extrinsèque**

Dans le cas de la biréfringence extrinsèque la levée de la dégénérescence des modes de polarisation résulte des actions externes sur la fibre. Nous pouvons citer l'exemple des contraintes mécaniques, des effets magnéto-optique ou électro-optique [32], courbure et torsion.

Plusieurs types de biréfringence peuvent coexister dans une fibre. Leurs effets se superposent, et la biréfringence résultante s'obtient grâce à une simple addition vectorielle de toutes les biréfringences.

III.3.1.2. Couplage des modes de polarisation

Globalement dans une fibre monomode, la biréfringence est combinée avec un couplage aléatoire des modes de la polarisation. En effet, la biréfringence des fibres optiques monomodes varie en fonction de sa longueur, ce qui permet de considérer une fibre longue comme une série de segments biréfringents de longueurs et de rotations aléatoires (figure III.17). Chaque segment présente deux modes de polarisation lent et rapide, généralement avec une partie du signal lumineux se propageant dans chacun des modes.

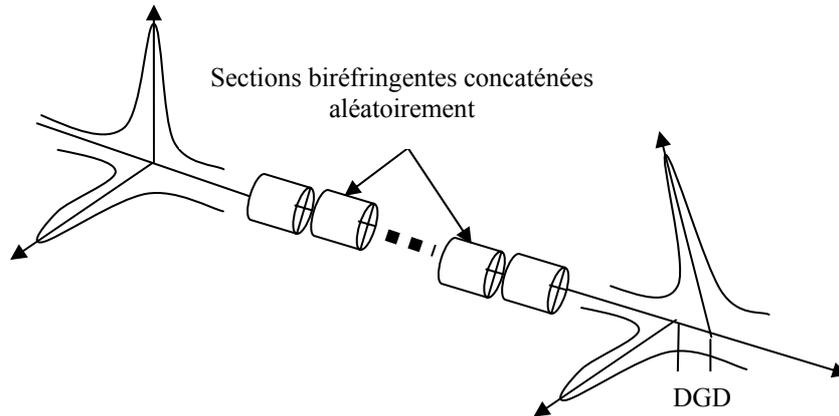


Figure III.17. Représentation d'une fibre longue comme une série d'éléments biréfringents concaténés aléatoirement [28]

Le champ électrique émergeant de chaque segment est projeté sur les deux modes de polarisation du segment suivant, un processus appelé couplage de mode. Il est répété plusieurs fois le long d'une longue fibre. Ce mécanisme cause une différence des temps de groupe (DGD) dans les fibres, ce qui le rend dépendant de la longueur d'onde et des conditions d'environnement. Par conséquent, ce phénomène doit être traité statistiquement [37].

Le principe de cet effet est illustré dans la figure III.18. Une courte impulsion optique (1) se divise en deux impulsions (2) qui se séparent (3) dû à la biréfringence locale. Ensuite, une fraction de la puissance est couplée dans le mode orthogonal dû à une perturbation locale de la symétrie (4). En revanche, la biréfringence dans la deuxième section entraîne une séparation supplémentaire entre les deux modes de polarisation (5,6). Cela met en évidence le principe du cas où nous considérons deux segments biréfringents pour lesquels les axes de biréfringence sont bien déterminés (couplage de modes entre les deux segments). Dans les fibres réelles de télécommunication, la biréfringence locale est relativement petite et le couplage des modes de polarisation est distribué aléatoirement le long de la fibre, ce qui entraîne une distorsion au niveau de l'impulsion émise qui apparaît sous forme d'un élargissement. Cela implique que l'effet de la PMD sur les signaux lumineux dans les fibres optiques est similaire à d'autres types de dispersion. En particulier, il limite le débit dans le cas d'un signal digital et altère la linéarité des systèmes analogiques [61]. Les recherches qui ont été déjà faites ont montré que pour des fibres très courtes dont la longueur est inférieure à la longueur de couplage des modes, la différence des temps de groupe entre les deux modes de la polarisation DGD, augmente linéairement avec la longueur de la fibre. Par contre, des

fibres plus longues engendrant un couplage de mode plus fort, possèdent un DGD qui évolue avec la racine carrée de la longueur de la fibre [37].

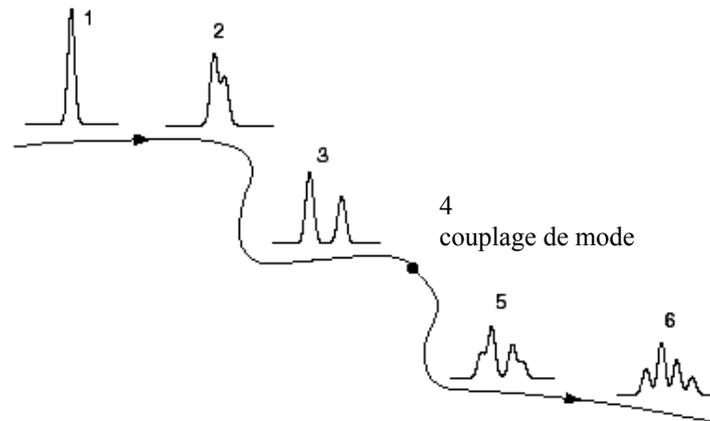


Figure III.18. Division de l'impulsion due à la biréfringence locale combinée avec le couplage des modes de polarisation [61]

III.3.2. Polarisation de la lumière

La lumière peut être assimilée à une onde plane . une telle onde se propageant selon l'axe z dans le sens positif est décrite par un champ électrique ayant les composantes :

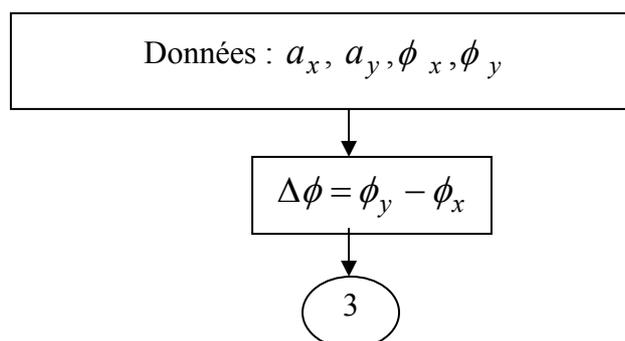
$$E_x(z, t) = a_x \exp i(\omega t - \beta z + \phi_x) \quad (\text{III.40})$$

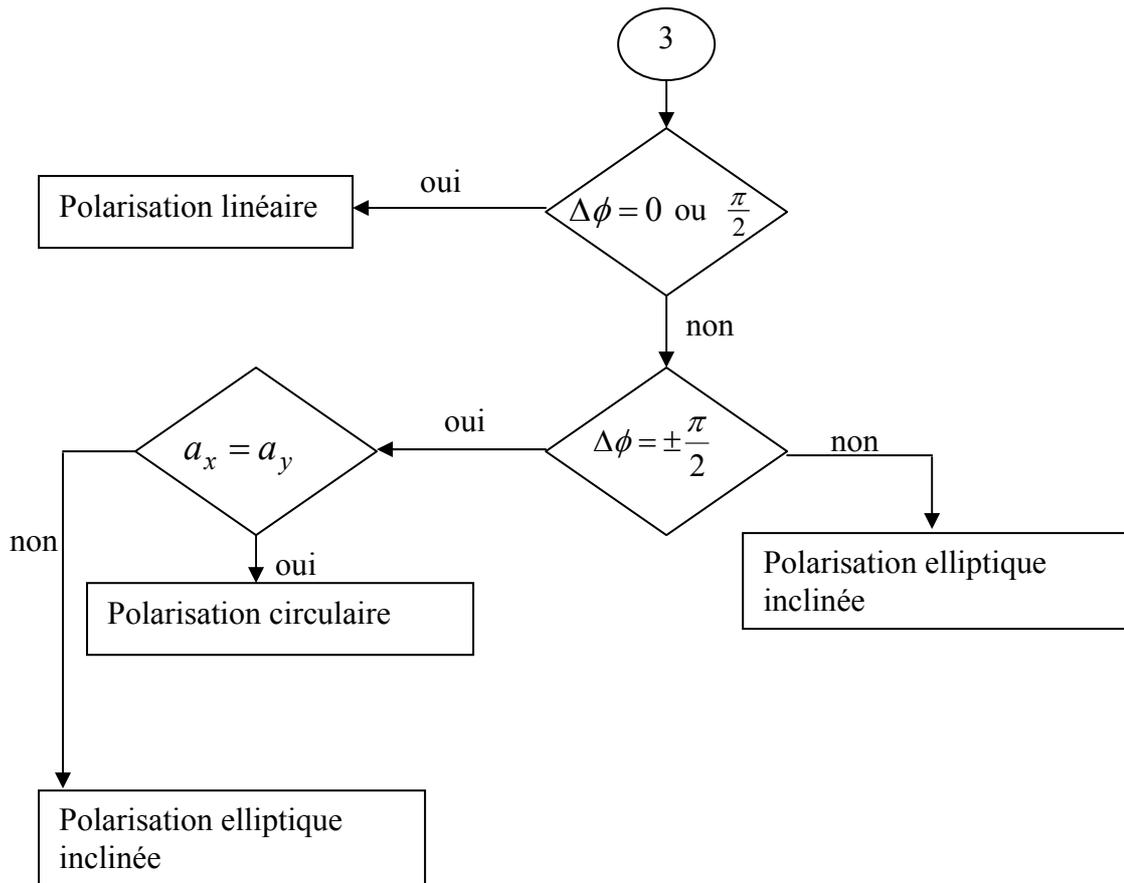
$$E_y(z, t) = a_y \exp i(\omega t - \beta z + \phi_y) \quad (\text{III.41})$$

Où ϕ_x, ϕ_y sont les phases initiales en $(0, 0)$. Le champ optique résultant est la somme vectorielle de ces deux ondes perpendiculaires, c'est-à-dire:

$$\vec{E}(z, t) = E_x(z, t)\hat{x} + E_y(z, t)\hat{y} \quad (\text{III.42})$$

Nous étudions la polarisation suivant le procédé ci-dessous :





III.3.2.1. Représentation des états de polarisation par les vecteurs de Jones

L'état de polarisation peut être représenté par le vecteur de Jones [61]:

$$j = \frac{1}{|E_0|} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x e^{i\phi_x} \\ a_y e^{i\phi_y} \end{pmatrix} \quad (\text{III.43})$$

Ce vecteur est normalisé en divisant par $|E_0| = \sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2}$ pour que $\sqrt{a_x^2 + a_y^2} = 1$. L'effet d'insertion d'un élément optique linéaire sur l'état de la polarisation peut être décrit mathématiquement en utilisant une matrice complexe de Jones 2 x 2, 'A', qui transforme l'état de la polarisation de l'entrée J_{in} à un état de sortie J_{out} , suivant cette relation:

$$J_{out} = AJ_{in} \quad (\text{III.44})$$

Dans un milieu biréfringent, qui ne présente pas de pertes de polarisation, la matrice de Jones peut être exprimée dans le domaine fréquentiel comme suit :

$$A(\omega) = \begin{pmatrix} a(\omega) & b(\omega) \\ -b^*(\omega) & a^*(\omega) \end{pmatrix} \quad (\text{III.45})$$

Où $a(\omega)$ et $b(\omega)$ sont des fonctions complexes de la fréquence angulaire de la lumière, a^* représente le conjugué de a , avec $|a|^2 + |b|^2 = 1$.

III.3.2.2. Représentation des états de polarisation par les vecteurs de Stokes

Nous distinguons deux angles (ou degrés de liberté) qui permettent de décrire un vecteur de Jones arbitraire. Ces angles peuvent être interprétés comme des coordonnées dans un système de coordonnées sphériques. Chaque état de polarisation correspond alors à un point, représenté par un vecteur de stokes, $s = (s_1, s_2, s_3)^T$ sur une sphère unité qui est appelée la sphère de Poincaré (figure 21). Les trois composantes cartésiennes sont définies comme suit [61]:

$$s_1 = \frac{|E_x|^2 - |E_y|^2}{|E_0|^2} = \cos 2\theta \quad (\text{III.46})$$

$$s_2 = \frac{2 \operatorname{Re}(E_x E_y^*)}{|E_0|^2} = \sin 2\theta \cos \phi \quad (\text{III.47})$$

$$s_3 = \frac{2 \operatorname{Im}(E_x E_y^*)}{|E_0|^2} = \sin 2\theta \sin \phi \quad (\text{III.48})$$

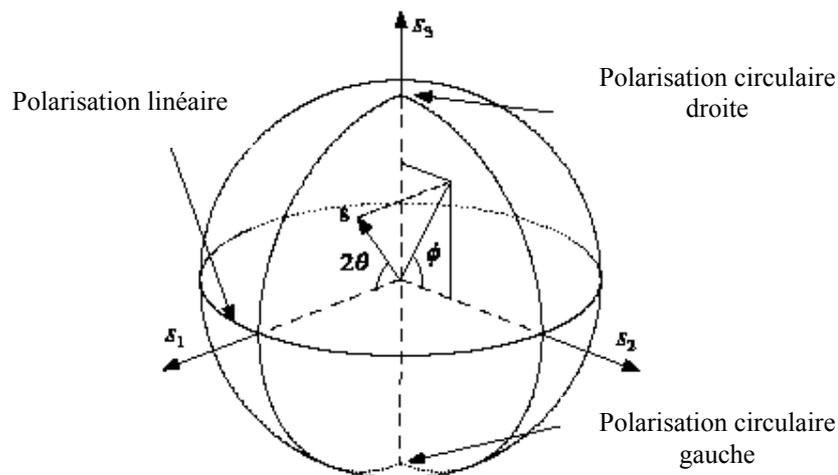


Figure III.19. Représentation des états de polarisation dans la sphère de Poincaré [61]

Sachant que l'intensité optique, $s_0 = \frac{|E_x|^2 + |E_y|^2}{|E_0|^2}$ est le quatrième paramètre du vecteur de

Stockes, décrivant la lumière non polarisée ou partiellement polarisée.

Pour une lumière complètement polarisée, nous avons $s_0^2 = s_1^2 + s_2^2 + s_3^2$. Le degré de la polarisation (DOP) est défini comme :

$$DOP = \frac{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2}{s_0^2} \quad (\text{III.49})$$

III.3.3. Modélisation de la propagation dans une fibre biréfringente

Nous avons utilisé dans la modélisation proposée dans ce travail, un model permettant de caractériser la propagation dans une fibre biréfringente et de déduire l'intensité du signal propagé à la sortie de la fibre. Le principe de cette méthode consiste à décomposer la fibre en une série de segments biréfringents linéaires.

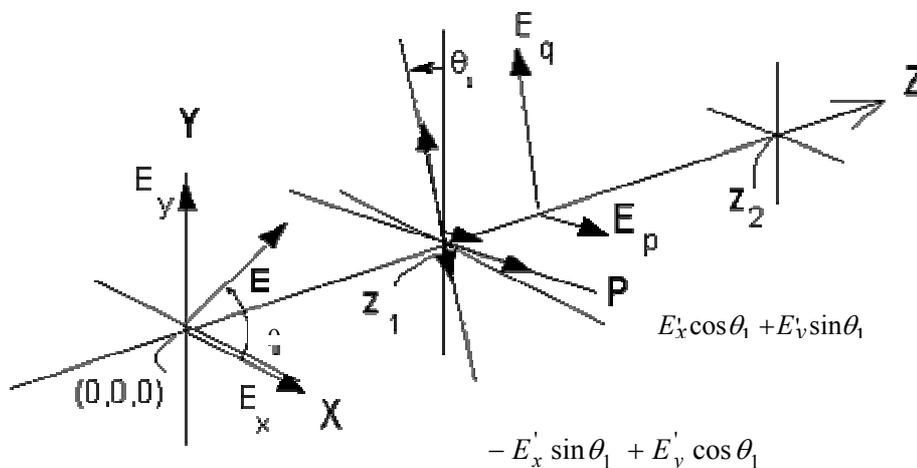


Figure III.20. Propagation de la lumière à travers une fibre biréfringente [61]

La figure III.22 montre le cas d'une fibre biréfringente, divisée en deux segments $L_1 = Z_1$ et $L_2 = Z_2 - Z_1$ ayant respectivement, des axes biréfringents $X-Y$ et $P-Q$. Ces derniers sont tournés à un angle θ_1 (dans le sens contraire de celui des aiguilles d'horloge) par rapport aux axes originaux $X-Y$.

Les composantes du champ \vec{E} de l'impulsion d'entrée peuvent être mises sous la forme suivante:

$$E_x = A_x \cos(\omega t + \phi_1) \hat{i} \quad (\text{III.50})$$

$$E_y = A_y \cos(\omega t + \phi_2) \hat{j} \quad (\text{III.51})$$

Comme elles peuvent être exprimées dans la notation complexe, comme suit :

$$E_x = A_x e^{i\phi_1} e^{j\omega t} \hat{i} \quad (\text{III.52})$$

$$E_y = A_y e^{i\phi_2} e^{j\omega t} \hat{j} \quad (\text{III.53})$$

A la position Z_1 , les termes de phase du champ seront :

$$\phi_x = \phi_1 + \frac{2\pi N_x L}{\lambda} = \phi_1 + \phi_{x1} \quad (\text{III.54})$$

$$\phi_y = \phi_2 + \frac{2\pi N_y L}{\lambda} = \phi_2 + \phi_{y1} \quad (\text{III.55})$$

Où N_x et N_y sont les indices effectifs des deux modes de polarisation. A la position Z_1 , les deux composantes E_x et E_y sont projetées sur les nouveaux axes P et Q comme une paire des composantes colinéaires. Ces composantes s'écrivent:

$$E_p = E_x \cos \theta_1 + E_y \sin \theta_1 \quad (\text{III.56})$$

$$E_q = -E_x \sin \theta_1 + E_y \cos \theta_1 \quad (\text{III.57})$$

Les composantes du champ de l'impulsion de sortie sont exprimées en fonction de celles de l'impulsion d'entrée sous forme de l'écriture matricielle suivante:

$$\begin{bmatrix} E_p \\ E_q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j\phi_x} & 0 \\ 0 & e^{j\phi_y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_1 & \sin \theta_1 \\ -\sin \theta_1 & \cos \theta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (\text{III.58})$$

Où la première matrice 2x2 représente la phase acquise sur la distance L_1 , la deuxième matrice configure le transfert des axes à la position Z_1 . Cette représentation est similaire à celle de la matrice de Jones et du vecteur de Jones avec la modification que le vecteur à la sortie est aligné avec la paire des axes tournés P-Q. La poursuite de ce processus permet d'observer, les nouveaux états de polarisation, définis par E_p et E_q qui sont appelés à subir soit des rotations aléatoires ou bien incrémentées, comme un faisceau se propageant à travers plusieurs segments. Le degré de la biréfringence le long de tout segment est déterminé par les indices de réfraction choisis. Les longueurs des différents segments et la rotation des axes peuvent être choisies aléatoires ou incrémentées d'un pas égal ($L_k = L_0 + k\Delta L$) et ($\theta_k = \theta_0 + k\Delta\theta$), avec ΔL et $\Delta\theta$ sont les pas de longueur et d'angle, respectivement. Ce choix permet d'utiliser différents modèles, soit une fibre à maintien de polarisation ayant une forte biréfringence ou bien une fibre longue à faible biréfringence et à couplage aléatoire.

III.3.4. Caractérisation statistique de la PMD dans la fibre monomode

Les chercheurs et concepteurs des systèmes à fibres optiques de la télécommunication prédisent l'impact de PMD à partir de la distribution de $\Delta\tau$ (la différence de temps de groupe); c'est ce paramètre qui détermine l'élargissement de l'impulsion transmise [65].

Nous avons dit que le phénomène de la PMD résulte de la variation de $\Delta\tau$ comme une fonction de longueur d'onde et des conditions de l'environnement. Plusieurs travaux ont trouvé que dans le cas des fibres longues où le couplage aléatoire des modes est associé, la fonction de distribution de probabilité de $\Delta\tau$, suit une distribution de Maxwell [24, 28]. Il s'agit de la distribution des valeurs de $\Delta\tau$ mesurées sur une large gamme de longueurs d'onde et c'est la même distribution qui résulte sur un intervalle de temps à une longueur d'onde fixe, si le chemin optique de l'impulsion varie quand les conditions d'environnement changent. En revanche, du à ce type de variation, la PMD « D_p » d'un chemin optique est alors exprimé statistiquement, comme soit la moyenne $\langle\Delta\tau\rangle$ ou la racine des moyennes carrés (RMS) $\langle\Delta\tau^2\rangle$ du $\Delta\tau$. La PMD « D_p » de la fibre est donnée par la relation [37]:

$$D_p \sqrt{L} = \langle \Delta \tau \rangle = \int_0^{\infty} P(\Delta \tau) \cdot \Delta \tau \cdot d(\Delta \tau) \quad (\text{III. 59})$$

Où L est la longueur de la fibre, $P(\Delta \tau)$ est la fonction de distribution de la probabilité de $\Delta \tau$ qui est donnée dans le cas de la distribution Maxwell par la relation suivante :

$$P(\Delta \tau) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\Delta \tau}{\sigma} \right)^2 e^{-\frac{(\Delta \tau)^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{III. 60})$$

Avec $\Delta \tau$ est la différence de temps de groupe entre les deux états de polarisation à une longueur d'onde donnée. La courbe de Maxwell est spécifiée par le paramètre σ qui est l'écart type, qui peut être déterminée pour une série de données particulières en utilisant l'estimation de Likelihood maximale définie pour une distribution de Maxwell prévue, par la relation suivante [28] :

$$\sigma^2 = \frac{1}{3N} \sum \Delta \tau_i^2 \quad (\text{III. 61})$$

Où $\Delta \tau_i$ sont les valeurs de DGD calculés ou mesurés sur N intervalles de longueurs d'onde. Les valeurs du DGD obtenues pour un seul pas de longueur d'onde peuvent être affichées en histogramme, et lissé avec la fonction distribution de Maxwell. Nous avons aussi une relation qui lie la moyenne $\langle \Delta \tau \rangle$ à RMS du $\Delta \tau$ ' $\langle \Delta \tau^2 \rangle$ ' et qui s'écrit comme suit [37]:

$$\langle \Delta \tau^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{\frac{3\pi}{8}} \langle \Delta \tau \rangle \quad (\text{III. 62})$$

III.3.5. Présentation de la méthode du calcul choisie pour déterminer la PMD d'une fibre optique

Si nous considérons la lumière comme une impulsion qui se propage le long d'une fibre, où une phase est introduite à la sortie de la fibre, par la petite différence dans les constantes de la propagation des axes biréfringents de la fibre, créée pendant de fabrication, par des courbures ou par des effets de contraintes. Il sera plus commode de traiter la fibre comme des longueurs consécutives de segments faiblement biréfringents avec une rotation spécifique entre chaque longueur. La rotation peut être sélectionnée aléatoire, ou bien sous forme des

variations incrémentées afin de modéliser la fibre légèrement tournée une fois installée. L'impulsion voyage le long des axes biréfringents et après chaque rotation de la prochaine longueur dans la fibre, elle résulte en un nouvel état de polarisation et une distribution d'états différents le long de l'impulsion, ce qui est dû au déplacement entre les axes biréfringents.

En l'absence des non-linéarités, de la dépolarisation et des pertes dues à la polarisation, les propriétés de la propagation peuvent être obtenues par la multiplication de la matrice de Jones de la fibre et le vecteur de Jones de la source d'entrée dans le domaine fréquentiel. Le modèle que nous avons choisi, inspiré du principe de la méthode de wave –plates [26], se base sur la division de la fibre en segments biréfringents de longueurs égales ou incrémentées. Le couplage de modes aléatoire qui est entre les deux modes orthogonaux qui sont les modes propres de polarisation de la fibre, résulte en un changement aléatoire de l'état de polarisation. Ce phénomène est introduit pour chaque segment constituant la fibre [30]. En effet, ce modèle permet de déterminer le comportement spectral de l'impulsion de sortie suivant le formalisme matriciel suivant :

$$E_{out}(\omega) = A(\omega) E_{in}(\omega) \quad (\text{III.63})$$

Avec $A = \prod_{k=1}^n A_k = A_n A_{n-1} \dots A_2 A_1$ est la matrice de Jones de la fibre entière, constitué de

k segments biréfringents, de longueur L_i et $E = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}$ avec E_x, E_y sont les amplitudes du

champ des deux modes de polarisation de la fibre. Sachant que le spectre de l'impulsion d'entrée est obtenu par la transformé de Fourier:

$$E_{in}(\omega) = F\{E_{in}(t)\} \quad (\text{III.64})$$

La puissance du signal optique d'entrée est donnée par :

$$P_{in}(t) = |E_x(t)|^2 + |E_y(t)|^2 \quad (\text{III.65})$$

La matrice pour chaque segment est donnée par :

$$A_k(\omega) = \begin{pmatrix} e^{i\omega\delta\tau_k/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\omega\delta\tau_k/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_k & \sin \theta_k \\ \sin \theta_k & \cos \theta_k \end{pmatrix} \quad (\text{III.66})$$

$\delta\tau_k = \tau_x - \tau_y$ est le DGD du $k^{ième}$ segment dont sa valeur dépend linéairement du pas de longueur du segment ΔL , comme elle peut être constante pour tous les segments. Dans ce

modèle, θ_k est l'angle de rotation et qui représente l'angle entre les différents segments, il est aléatoire et uniformément distribué entre $[0, \pi]$. La matrice A_k peut être mise sous la forme suivante:

$$A_k(\omega) = B_k(\omega).C \quad (\text{III.67})$$

Où $B_k(\omega)$ décrit les caractéristiques de la vitesse de groupe de chaque élément k de la fibre et 'C' représente les effets du couplage des modes. Bien que les propriétés statistiques des segments de la fibre ne sont pas corrélées, il n'est pas possible de traiter chaque segment de la fibre séparément puisque la propagation de l'impulsion dans chaque segment est influencée par le DGD et l'état de polarisation (SOP) des segments précédents.

Pour décrire les effets de PMD, nous comparons les largeurs des impulsions d'entrée et de sortie [30], sachant que la largeur d'une impulsion est donnée par la relation suivante:

$$\delta^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t^2 P(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt} - \left[\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} tP(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(t) dt} \right]^2 \quad (\text{III.68})$$

Où t dénote le temps et P est la puissance de l'impulsion, le DGD efficace " $\Delta\tau_{eff}$ " de la fibre entière est calculé par la relation suivante [30]:

$$\Delta\tau_{eff}^2 = \delta_{out}^2 - \delta_{in}^2 \quad (\text{III.69})$$

Sachant que la puissance de l'impulsion de sortie dans le domaine temporel est obtenue par la transformée de fourrier inverse de la puissance du spectre de sortie calculé.

III.3.6. Résultats de la simulation obtenus par la méthode de modélisation pour le calcul de la PMD

Nous avons appliqué deux modèles pour calculer la PMD dans la fibre optique, le premier modèle consiste à diviser la fibre en segments biréfringents égaux et à appliquer un angle de rotation incrémenté entre les différents segments, par contre, le deuxième modèle consiste à

diviser la fibre en segments biréfringents de longueurs incrémentées [24]. Nous avons appliqué les deux modèles pour un signal gaussien numérique ayant la forme suivante:

$$E_{in} = E_0 \sum_k \exp\left[-(t - kT_b)^2 / 2T_0^2\right] \delta_k \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta e^{i\phi} \end{pmatrix} \quad (\text{III.70})$$

Avec

θ et ϕ sont les paramètres de représentation du vecteur de Jones.

t : le temps.

T_b : la durée de l'état haut de $E_{in}(t)$.

T_0 : la période du signal.

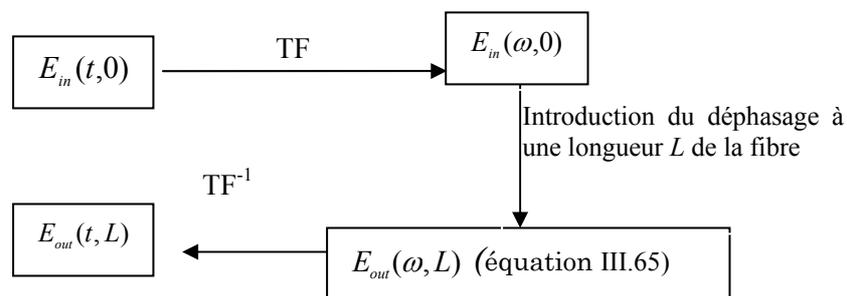
$\delta_k = \{1 \text{ ou } 0\}$.

E_0 : l'amplitude de l'impulsion.

Nous avons appliqué deux étapes importantes dans les deux modélisations, pour le calcul de la PMD, et qui sont illustrées par les organigrammes de la figure III.21 et la figure III.22.

- La première étape est de choisir le modèle de la fibre qui consiste à diviser la fibre en segments biréfringents de longueurs égales ou incrémentées d'un pas égal, ensuite trouver la différence des constantes de propagations $\Delta\beta$ pour une longueur d'onde donnée pour calculer $\delta\tau_k$ pour chaque segment de la fibre.

- La deuxième étape consiste à déterminer le comportement de l'impulsion de sortie par rapport à l'impulsion d'entrée suivant ce procédé, appliquant l'équation (III.63):



La PMD est évaluée par le calcul de la moyenne des différentes valeurs ($\Delta\tau_{eff}(\lambda)$) obtenues par l'équation (III.69).

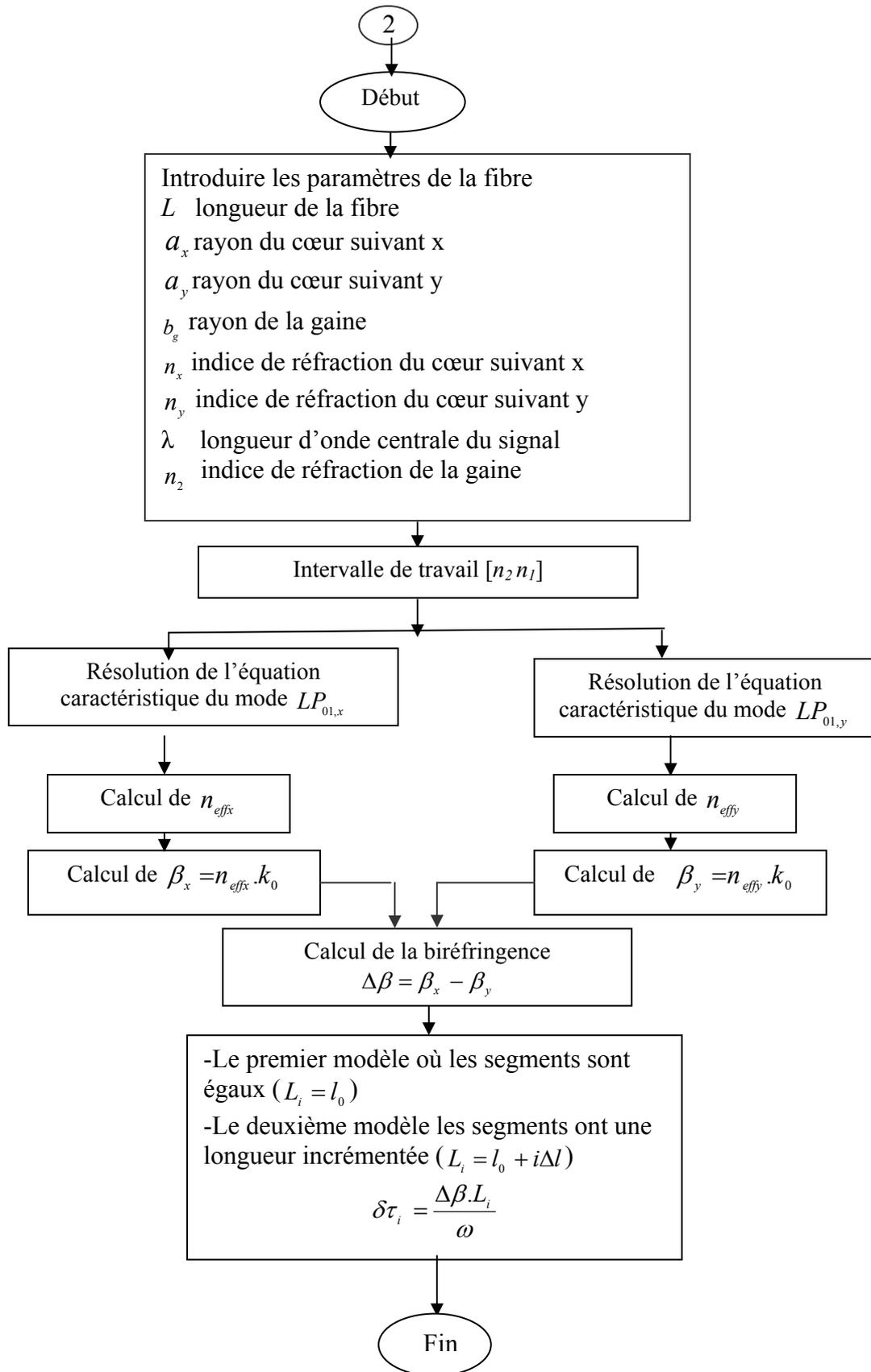


Figure III.21. Organigramme de calcul du $\delta\tau_i$ du $k^{ième}$ segment biréfringent constituant la fibre modélisée

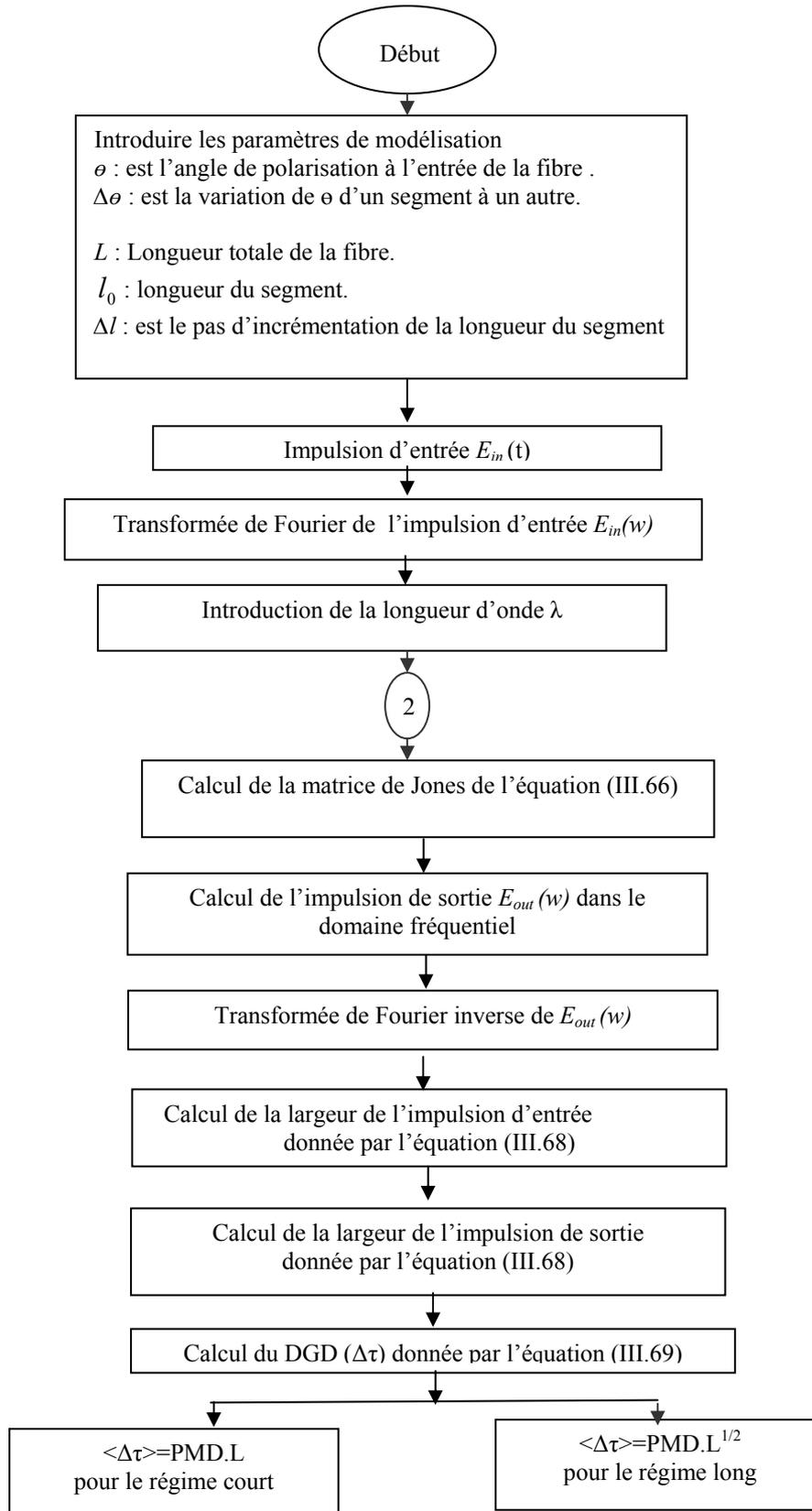


Figure III.22. Organigramme de calcul de la PMD

III.3.6.1. Première modélisation

La fibre dans ce cas est devisée en segments égaux, de longueur l_0 , le DGD de chaque segment est calculé par la relation :

$$\delta\tau_i = \frac{\Delta\beta.l_0}{\omega} \quad (\text{III.71})$$

- **Régime court**

L'impulsion utilisée dans ce cas possède la forme de l'équation (III.70), la période de cette impulsion est 12 ps. Dans ce régime nous prenons des longueurs de fibre courtes ($L < 10 \text{ km}$), nous avons présenté dans la figure III.23, les DGD en fonction de longueur d'onde pour une longueur totale $L=2.7 \text{ km}$ et longueur du segment $l=0.1 \text{ km}$.

D'après la figure (III.23.a), nous observons que les valeurs du DGD trouvées sont presque constantes et ne varient pas significativement avec la longueur d'onde qui est comprise entre $1.51\mu\text{m}$ et $1.61\mu\text{m}$, cela signifie que la fibre ne présente pas un fort couplage ce qui classe ce type de fibre dans le régime des fibres courtes.

Nous avons refait les mêmes calculs pour différents pas de longueurs d'onde, nous constatons que quel que soit le pas de la longueur d'onde, les DGD ne varient pas significativement avec λ .

La figure (III.23.b) représente l'histogramme des valeurs du DGD calculés pour plusieurs pas de longueur d'onde, avec la fonction de lissage de Maxwell. Nous constatons qu'un mauvais lissage est obtenu ce qui montre que la fibre utilisée présente un couplage des modes qui n'est pas très aléatoire pour la longueur de fibre utilisée dans la simulation.

Nous avons calculé la moyenne des DGD pour les trois pas de longueur d'ondes, nous avons trouvé les moyennes qui sont indiquées sur la figure (III.23.a) pour une fibre de longueur de 2.7 km. Dans ce cas la PMD est calculée avec la relation suivante :

$$\langle \Delta\tau \rangle = PMD.L \quad (\text{III.72})$$

L est la longueur de la fibre

Nous avons trouvé un coefficient de PMD de $2.05507.10^{-2} \text{ ps/km}$ pour les trois pas de longueur d'onde ($\Delta\lambda=10\text{nm}$, $\Delta\lambda =6\text{nm}$, $\Delta\lambda =5\text{nm}$), ce coefficient est inférieur à 0.2 ps/km , qui est le coefficient de PMD des fibres monomodes de régime court indiqué dans la norme G653 [10].

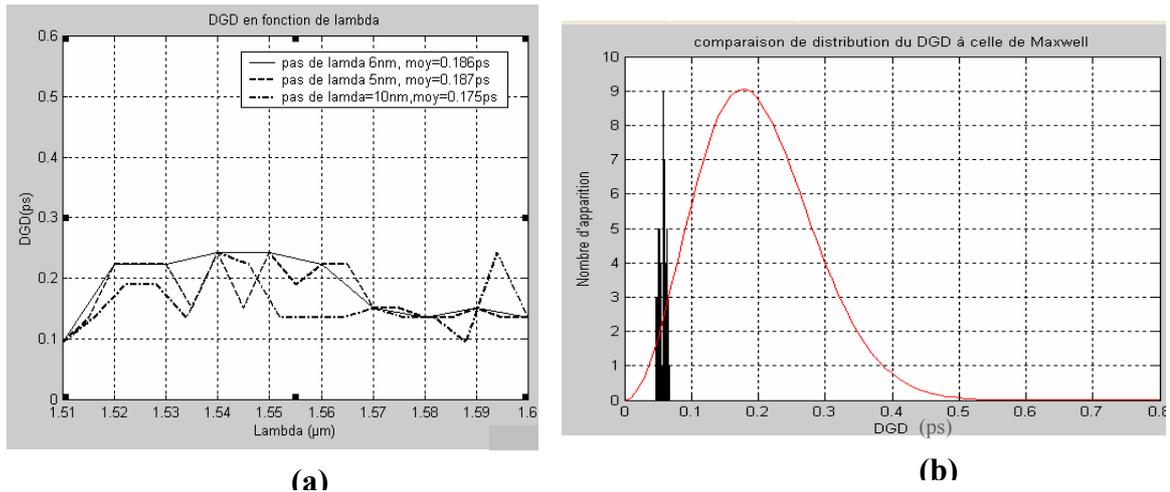


Figure III.23. Variation du DGD en fonction de la longueur d'onde issue de la première modélisation pour une fibre de longueur 2.7Km (a) Représentation des valeurs de DGD sous forme d'un histogramme pour comparer leur distribution avec la fonction de lissage de Maxwell (b)

- **Régime long**

Dans ce régime, les fibres ont des longueurs plus importantes (>10km), car elles constituent des liaisons concaténées à fibre optique.

Nous avons utilisé la même fibre du régime court, mais de longueur totale $L = 2000\text{km}$, la longueur du segment est choisie à $l_0 = 100\text{m}$. La figure (III.24.a) représente la variation des DGD obtenus en fonction de la longueur d'onde. Nous remarquons que les valeurs du DGD varient aléatoirement avec la longueur d'onde. Nous avons pris plusieurs pas de longueur d'onde pour la même longueur de la fibre (2000 km), pour chaque pas nous obtenons la variation du DGD, soient $DGD_1(\lambda)$, $DGD_2(\lambda)$, $DGD_3(\lambda)$. Ce qui nous a permis de représenter l'histogramme de toutes les variations (Figure III.24.b)

Nous avons appliqué la fonction de Maxwell pour le lissage de l'histogramme obtenu, d'après la Figure (III.24.b), nous constatons que nous avons obtenu un bon lissage avec cette fonction, ce qui signifie que la fibre présente un fort couplage, et dans ce cas le coefficient de PMD sera calculé avec la relation suivante:

$$\langle \Delta\tau \rangle = PMD\sqrt{L} \quad (\text{III.73})$$

Où $\langle \Delta\tau \rangle$ est la moyenne des DGD obtenue qui sont indiqués sur la figure (III.24.a).

Les coefficients de PMD obtenus: $4.69 \cdot 10^{-3} \text{ ps/km}^{1/2}$ pour $\Delta\lambda=6\text{nm}$, $4.2265 \cdot 10^{-3} \text{ ps/km}^{1/2}$ pour $\Delta\lambda=5\text{nm}$ et $4.4684 \cdot 10^{-3}$ pour $\Delta\lambda=10\text{nm}$, sont tous inférieurs à $0.08\text{ps/km}^{1/2}$ qui est une valeur de la PMD des liaisons des fibres longues, indiquée dans la norme G653 pour les fibres unimodales de régime long [10].

Nous remarquons que nous obtenons un meilleur lissage de l'histogramme des valeurs de DGD calculés en utilisant les paramètres du signal numérique suivants: $T_b = 10 \text{ ps}$ et $T_0 = 12 \text{ ps}$.

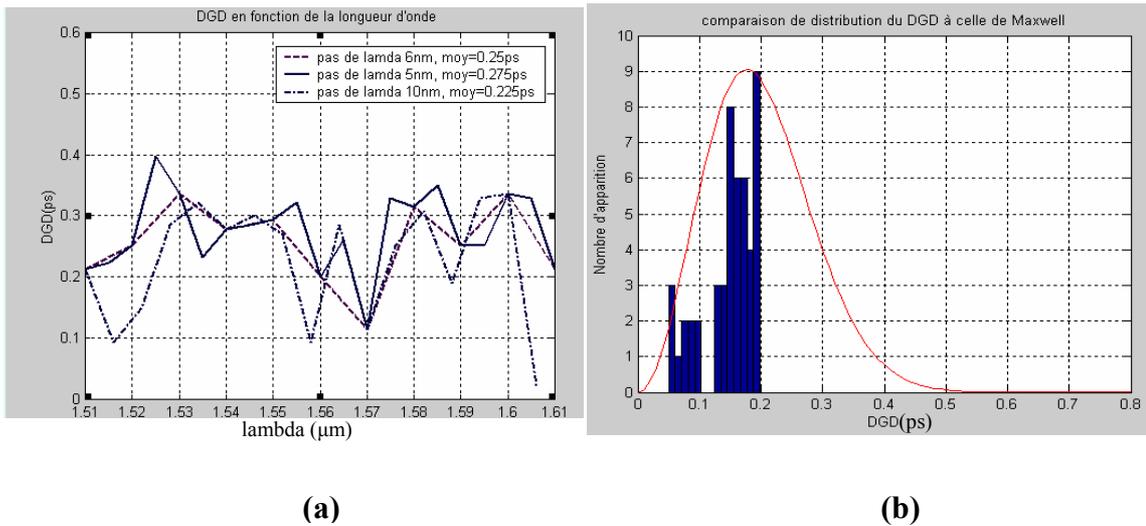


Figure III.24. Variation du DGD en fonction de la longueur d'onde issue de la première modélisation pour une fibre de longueur $L=2000\text{km}$ (a), Représentation des valeurs de DGD sous forme d'un histogramme pour comparer leur distribution avec la fonction de lissage de Maxwell (b).

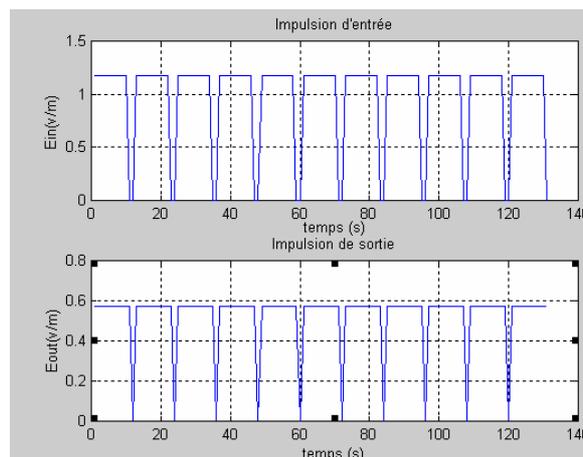


Figure III.25. Train d'impulsions gaussiennes d'entrée et de sortie pour une fibre subissant la PMD calculée à partir de la première modélisation ($L = 2000 \text{ km}$)

Comme nous constatons, la PMD entraîne l'élargissement des impulsions propagées d'après la comparaison que nous avons effectuée entre le signal d'entrée et le signal de sortie (figure III.25).

III.3.6.2. Deuxième modélisation

Dans ce cas, nous utilisons toujours la fibre possédant les mêmes paramètres que celle qui est utilisée dans la première modélisation, sauf que la fibre est divisée en segments non égaux ($L_i = l_0 + i\Delta l$), ce qui nous permet d'obtenir les DGD de chaque segment différents, suivant cette relation :

$$\delta\tau_i = \frac{\Delta\beta.L_i}{\omega} \quad (\text{III.74})$$

Dans le régime court utilisant une longueur totale de la fibre 2.7 km et la longueur initiale du segment $l_0 = 0.1 \text{ Km}$, la distribution de Maxwell constitue un mauvais lissage pour l'histogramme des valeurs de DGD obtenues, ce qui montre que même pour cette modélisation les fibres courtes présentent un couplage faible (figure.26.a).

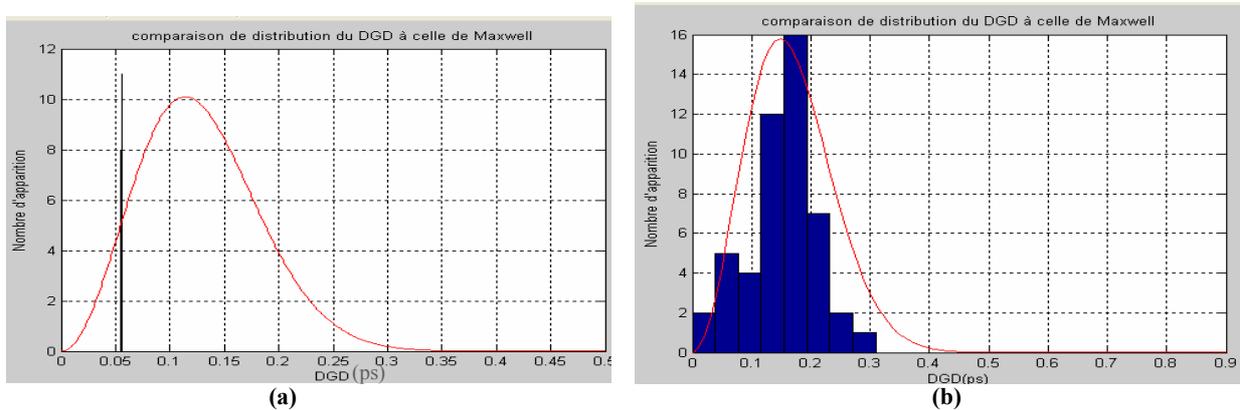


Figure III.26. Représentation des valeurs de DGD issus de la deuxième modélisation sous forme d'un histogramme pour comparer leur distribution avec la fonction de lissage de Maxwell (a) fibre de 2.7 Km, (b) une fibre de 200 Km

Alors que, dans le régime long utilisant une fibre de longueur totale de 200 km et la longueur initiale du segment 2km, nous remarquons que nous commençons à obtenir un bon lissage à partir de $L=200\text{km}$, qui est très inférieure par rapport à la longueur utilisée pour obtenir le bon lissage dans la première modélisation (2000km), ce qui nous permet de constater que cette modélisation est mieux adaptée pour modéliser les fibres réelles (figure III.26.b).

La figure III.27 illustre l'influence de la PMD sur un train d'impulsions gaussiennes se propageant dans une fibre modélisée par la deuxième méthode pour une longueur de fibre de $L = 200$ Km.

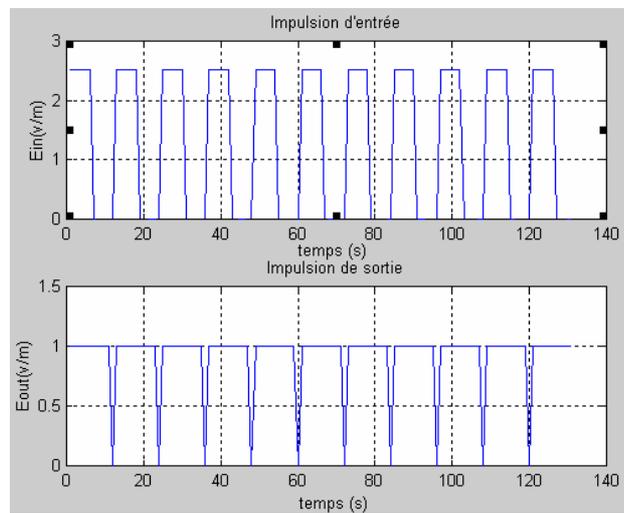


Figure III.27. Train d'impulsions gaussiennes d'entrée et de sortie pour une fibre subissant la PMD calculée à partir de la deuxième modélisation ($L = 200$ km)

III.4. Conclusion

Le contrôle de la dispersion chromatique (DC) et la dispersion des modes de polarisation (PMD) dans les fibres optiques exige une grande attention de la part des chercheurs et des concepteurs de la fibre optique. Les concepteurs des fibres optiques monomodes ont remédié au problème de dispersion chromatique en utilisant soit des fibres à dispersion décalée, soit en utilisant des compensateurs de dispersion chromatique aux intervalles appropriés. Cependant, quand la dispersion chromatique est réduite, la dispersion des modes de polarisation (PMD) peut être observée, elle a été négligée jusqu'à un certain stade dans les fibres optiques unimodales mais avec l'augmentation des débits, elle est devenue un facteur de limitation qui ne peut plus être négligé. Nous constatons d'après l'étude que nous avons effectuée sur les deux types de dispersions: la dispersion chromatique et la PMD, qu'il y a une grande différence entre les deux phénomènes. La dispersion chromatique est relativement stable, du fait que la dispersion chromatique totale d'un système de télécommunication peut être calculée à partir de la somme de dispersion des différentes parties le constituant, ce qui permet de prévoir le positionnement et la valeur de dispersion du compensateur à utiliser. Quant à la PMD, qui est un phénomène aléatoire, sa compensation est difficile à réaliser.

Ce chapitre nous a permis d'étudier les principes et les causes de la dispersion chromatique et de la PMD. De plus, nous avons présenté les procédures mathématiques que nous avons

implémentées dans le logiciel (annexe B) pour le calcul de ces deux effets dispersifs afin d'évaluer leurs influences sur le signal propagé dans une fibre optique donnée.

Nous avons pu aussi simuler la PMD avec deux méthodes de modélisation permettant d'obtenir la distribution des DGD en fonction de longueurs d'ondes pour les différents pas de longueur d'onde. Ces méthodes nous ont permis de trouver les longueurs de fibres à partir desquelles la PMD ne peut plus être négligeable vu l'élargissement des impulsions propagées qu'elle provoque. La deuxième méthode de modélisation a donné de meilleurs résultats, du fait qu'elle a fourni des DGD qui varient très aléatoirement à partir d'une longueur de fibre de 200 Km.

Chapitre IV : Mesure des caractéristiques géométriques des fibres optiques

IV.1. Introduction

La caractérisation des fibres optiques se base sur la détermination des paramètres critiques qui sont les suivants:

- Profil d'indice de réfraction (RIP)
- La géométrie de la fibre par la détermination des diamètres du cœur et de la gaine constituant cette fibre, l'erreur de non circularité de la gaine et de la non concentricité du cœur-gaine
- Diamètre du mode du champ (MFD)
- Longueur d'onde coupure λ_c
- La dispersion chromatique D_{wmi} , le zéro de la dispersion (λ_0) et la pente de la dispersion S_0

La détermination du profil d'indice de réfraction (RIP) est primordiale pour le développement des fibres optiques. Quelques fibres spéciales requièrent une très bonne résolution supérieure à $1 \mu m$ pour une meilleure analyse de leur profil d'indice. Plusieurs méthodes de mesures ont été développées pour améliorer cette résolution [25, 60].

Parmi ces méthodes utilisées pour la mesure du profil d'indice, nous citons la méthode du champ proche (near field scanning) [62] et la méthode du champ proche réfracté (RNF) [68], cette dernière est la plus utilisée pour sa bonne résolution par rapport aux autres méthodes.

Nous avons utilisé l'analyseur NR 9000 pour mesurer les caractéristiques géométriques d'une fibre optique standard monomode de longueur de $2.716 km$, utilisée dans les télécommunications.

Cet analyseur est un prototype qui applique les deux méthodes du champ proche réfracté et du champ proche transmis dont la première est utilisée pour la mesure du profil d'indice (RIP) et la seconde est utilisée pour la mesure du diamètre du champ du mode MFD. Dans cette partie du travail, nous allons commencer par donner les principes des deux méthodes (champ proche réfracté RNF) et (le champ proche transmis TNF) pour la mesure du profil d'indice et du diamètre du champ du mode, respectivement. Ensuite nous présenterons la méthode que nous avons proposée et appliquée pour améliorer la précision de la mesure du RIP et qui consiste à mesurer les deux champs RNF à $633 nm$ et TNF à $1550nm$, simultanément, et pour déduire les caractéristiques géométriques.

IV.2. Mesure du profil d'indice de réfraction RIP

Le profil d'indice de réfraction joue un rôle très important pour la détermination des performances optiques dans la fibre. Il fournit des informations essentielles permettant le calcul direct des paramètres géométriques de la fibre. En se basant sur des calculs théoriques et sur les informations fournies à partir de RIP, nous pouvons déduire toutes les propriétés de la transmission dans la fibre optique à l'exception de l'atténuation [16,17,18] et de la PMD, comme la dispersion chromatique, la longueur d'onde de coupure et la distribution du champ proche dans la fibre optique.

IV.2.1. Méthode du champ proche

Cette méthode très simple permet de mesurer le profil d'indice en mesurant la densité de puissance lumineuse issue d'une fibre optique multimode ou monomode quand celle-ci est éclairée par une source lambertienne. Le principe consiste à envoyer la lumière dans une fibre optique et à observer avec un microscope couplé à un détecteur, la répartition de la lumière issue de la fibre optique.

Si nous considérons une source lambertienne, la puissance détectée s'écrit sous la forme suivante [62]:

$$p_d(r) = \frac{I_0}{2n_0^2} n^2(r) \pi \left[n^2(r) - n_g^2 \right] \quad (\text{IV.1})$$

Où I_0 est obtenu pour $\theta=0$, sachant que le diagramme de rayonnement d'une source lambertienne est défini par la loi de la forme suivante : $I(\theta) = I_0 \cos\theta$

Où $n_0, n(r), n_g$ sont l'indice de réfraction de l'air, du cœur et de la gaine, respectivement.

En déplaçant le point de convergence du faisceau lumineux le long du diamètre de la fibre, nous obtenons la courbe du profil d'indice. En effet, la proportionnalité entre l'ouverture numérique et la puissance couplée dans la fibre dépend seulement des rayons guidés dans celle-ci. Cependant, Adams [1] a dérivé des facteurs de correction pour prendre en considération la contribution des modes de fuites à la puissance propagée dans la fibre. En tenant compte de ces facteurs, le profil d'indice peut être calculé. L'usage de cette technique peut seulement fournir une information qualitative sur le profil d'indice du fait qu'elle prend en considération les modes de fuite qui peuvent être modifiés par des courbures à la moindre déviation de l'axe de la fibre entraînant par la suite le changement de la densité de l'énergie détectée. Cette méthode est limitée aussi par l'utilisation de courtes fibres optiques pour éviter les pertes induites par le couplage des modes.

IV.2.2. Méthode du champ proche réfracté RNF

IV.2.2.1. Principe de la méthode RNF pour la détermination de RIP

Le principe de la méthode de RNF est montré dans la figure (IV.1), la fibre optique sous test est immergée dans un liquide qui peut être de l'huile. Le bout de la fibre est illuminé par un faisceau lumineux focalisé. L'ouverture numérique du faisceau lumineux incident est choisi de telle sorte qu'une partie de lumière importante ne soit pas guidée dans la fibre optique et donc forcée à quitter le cœur de la fibre. Un écran opaque d'un certain rayon est mis en face de la fibre pour bloquer les rayons de fuites et s'assurer seulement que les rayons effectivement réfractés dans le liquide qui passeront au delà de cet écran, ces rayons forment ainsi un cône immergeant dans le liquide qui passera au delà de l'écran pour être détectés. En effet, c'est une partie de ces rayons, ayant des angles de radiation entre θ''_{\min} et θ''_{\max} , qui sera focalisée par des lentilles dans un photo détecteur de grande surface.

Pour chaque angle θ'' à la sortie, en particulier entre θ''_{\min} et θ''_{\max} , il existe un angle correspondant θ' à l'entrée. L'application de la loi de Snell - Descartes dans les différents milieux constituant et entourant la fibre sous test (air - cœur, cœur- gaine, gaine – huile), donne la relation suivante :

$$\sin^2 \theta' = \sin^2 \theta'' + n^2(x, y) - n_l^2 \quad (IV.2)$$

Où $n(x,y)$ est l'indice de réfraction inconnu au point focal de la lumière incidente et n_l est l'indice de réfraction de l'huile qui est connu. A l'entrée, l'angle θ'_{\max} est désigné par l'angle d'ouverture. A la sortie, l'angle θ''_{\min} est défini par ce qu'on appelle « l'ouverture de l'onde de fuite ou l'angle d'ouverture stop », qui peut être converti en angle correspondant θ'_{\min} en utilisant l'équation (IV.2). Ce qui permet de conclure que la partie de la lumière incidente comprise entre les angles θ'_{\min} et θ'_{\max} atteindra le détecteur.

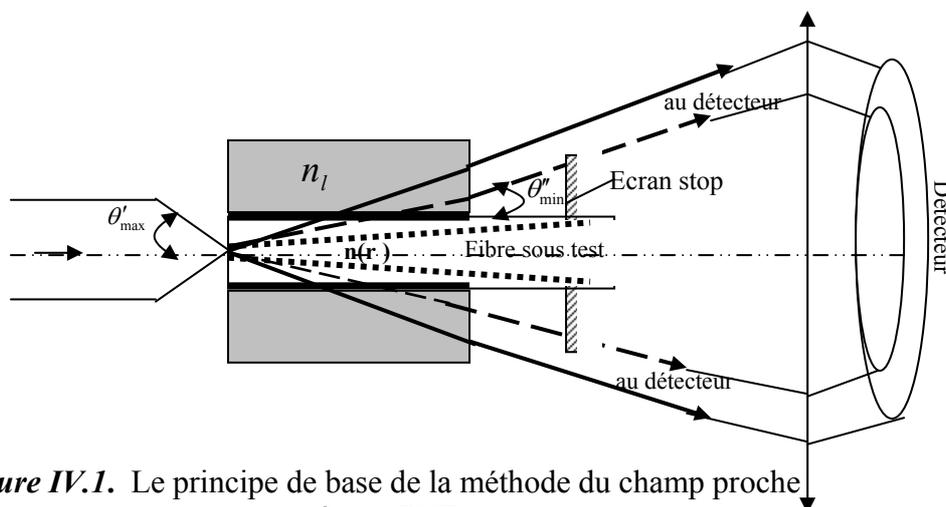


Figure IV.1. Le principe de base de la méthode du champ proche réfracté RNF

IV.2.2.2. La formulation mathématique de la méthode de RNF

Le cône de lumière s'échappant de la fibre optique est limité par l'écran qui élimine les modes de fuites et définit le plus petit angle θ''_{\min} (figure IV.1). Le récepteur reçoit la lumière comprise entre θ''_{\min} et θ''_{\max} ; nous avons donc la puissance reçue par le détecteur [62,68]:

$$P_{\text{dét}}(x, y) = \int_0^{2\pi} \int_{\theta''_{\min}}^{\theta''_{\max}} I_0 \cos \theta' \sin \theta' d\theta' d\varphi' \quad (\text{IV.3})$$

En utilisant aussi l'équation (IV.2), nous aurons :

$$p_{\text{dét}}(x, y) = \pi I_0 \left[\sin^2(\theta''_{\max}) - \sin^2(\theta''_{\min}) - n^2(x, y) + n_l^2 \right] \quad (\text{IV.4})$$

Cette relation est une fonction de la position du point focal (x, y) . Si nous combinons cette relation avec une mesure de référence utilisant un point focal en fonction des paramètres connus, comme l'indice de réfraction de l'huile, où $n(x, y) = n_l$ et $P_{\text{dét}} = P_{\text{réf}}$, nous obtenons

$$n^2(r) - n_l^2 = K. \left(1 - P_{\text{dét}}(r) / P_{\text{réf}} \right) \quad (\text{IV.5})$$

Où $K = \sin^2(\theta''_{\max}) - \sin^2(\theta''_{\min})$. Si θ''_{\max} et θ''_{\min} ne sont pas connus avec précision, K peut être déterminé par étalonnage.

L'équation (IV.2) prend en considération seulement les rayons réfractés. Pour cette raison que les modes de fuites ne doivent pas contribuer dans le signal détecté. Afin d'éviter que ces modes atteignent le détecteur, il y a un angle d'ouverture stop défini par θ''_{\min} qui doit faire partie des valeurs typiques qui sont comprises entre 10° et 15° . Durant la mesure de RNF, la fibre optique sous test et la cellule comprenant l'huile, sont analysées en trois dimensions (x, y, z) avec précision. Après préajustement, le point focal se déplace le long de la section droite de la fibre, le signal détecté $P_{\text{dét}}(x, y)$ est enregistré et évaluée suivant l'équation (IV.5).

La méthode RNF est applicable aux fibres monomodes et multimodes. La résolution de la position radiale est principalement donnée par la taille du faisceau lumineux focalisé, qui peut aller jusqu'à $0.1 \mu\text{m}$.

IV.3. Procédure expérimentale utilisée pour la mesure du profil d'indice de réfraction (RIP) en appliquant la méthode du champ proche réfracté

La méthode du champ proche réfracté a été initialement utilisée par Young [68], plusieurs analyseurs du champ RNF ont été développés en se basant sur la méthode de Young. Ensuite

des améliorations ont été introduites pour améliorer la manipulation de ces analyseurs en utilisant des micros ordinateurs afin de contrôler le déplacement de la fibre optique sous test en trois dimensions et aussi pour améliorer la précision des mesures. L'analyseur que nous avons utilisé pour mesurer le profil d'indice est NR 9000 qui est un prototype amélioré par rapport aux anciens models (ex NR 8200). Dans notre application, nous avons utilisé l'analyseur NR 9000 qui implémente les deux méthodes de mesures des deux champs RNF et TNF sur la même installation pour effectuer la mesure du profil d'indice et du MFD sur une fibre optique monomode de longueur 2716m.

IV.3.1. Le premier prototype du procédé expérimental de la méthode RNF (NR 8200)

Le principe de base de ce prototype consiste à placer la fin d'une fibre optique dans une cellule remplie de l'huile dont l'indice de réfraction est légèrement supérieur à celui de la gaine de la fibre à tester; cette cellule est analysée avec un pas de déplacement minimal de $0.1\mu\text{m}$, à travers le point focal du faisceau lumineux produit par l'objectif microscopique ayant une grande ouverture numérique [39].

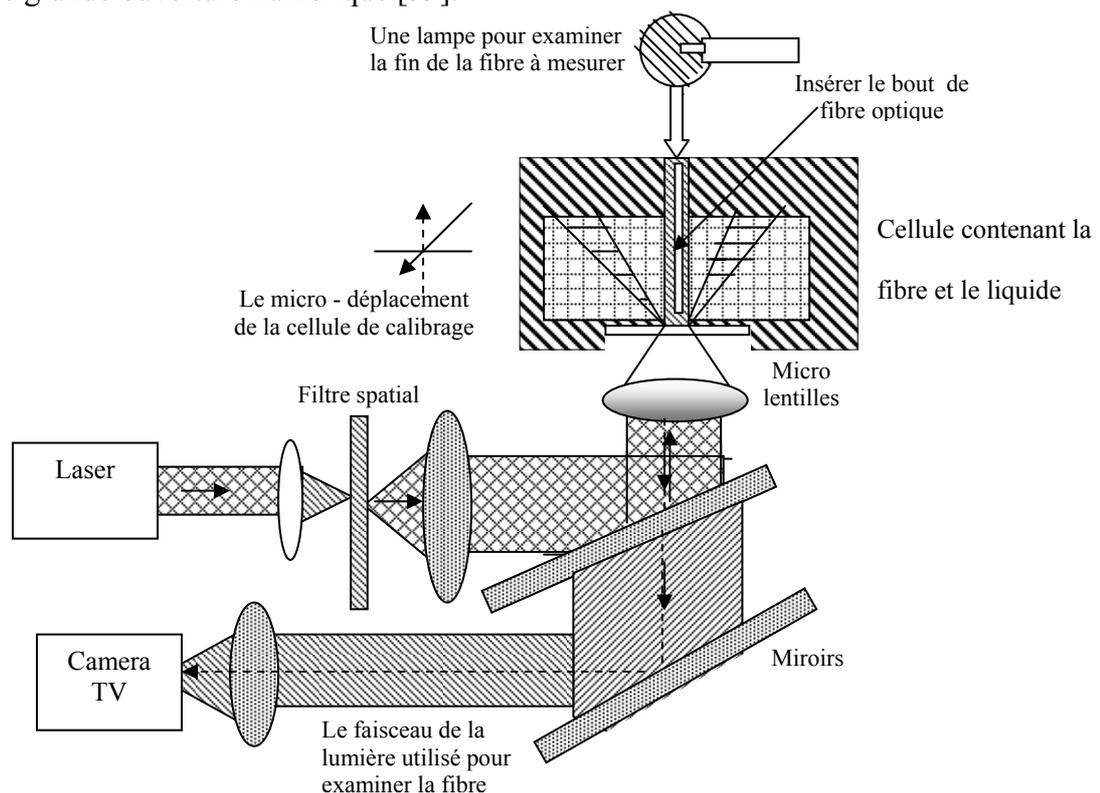


Figure IV.2. Le premier procédé expérimental de base implémentant la méthode RNF [39]

L'implémentation de la méthode de RNF est réalisée dans ce prototype de base, en utilisant un micro-ordinateur qui permet le contrôle de la position de la cellule en trois dimensions; cela

est effectué en utilisant des moteurs pas à pas assurant le déplacement de la cellule selon les trois directions x , y , z . La taille de la cellule et le type du liquide utilisé dépend du type de la fibre (monomode ou multimode), vu la différence de leur ouverture numérique. La source utilisée dans ce système de base, est un laser He-Ne. Un détecteur externe est placé après le séparateur de faisceau pour compenser les fluctuations de lumière pendant les mesures. Une caméra TV est utilisée pour visualiser et localiser le point focal sur la face de la fibre immergée dans le liquide. Le modèle de ce système initial est présenté dans la figure (IV.2).

IV.3.2. Améliorations obtenues dans l'analyseur NR9000

IV.3.2.1. Résultats obtenus pour la mesure de RNF

Afin d'effectuer la mesure du diamètre du champ du mode (MFD) dans le même procédé expérimental, un circuit optique différent a été réalisé et des améliorations ont été introduites dans le premier système optique implémentant la méthode de RNF (NR8200) comme c'est illustré dans les figures (IV.3)(IV.4). Toutes les options du logiciel utilisé pour la mesure RNF ont été aussi implémentées pour les mesures du champ proche transmis (TNF) [39].

Parmi les améliorations effectuées au niveau de l'analyseur initial NR8200, nous avons un laser optique stabilisé de longueur d'onde de 633 nm qui a remplacé le laser à gaz He-Ne. Ce changement a permis de réduire le bruit induit dans les mesures du profil d'un côté et d'un autre côté, d'avoir un faisceau lambertien permettant un calibrage linéaire. Cela évite d'effectuer des corrections exigées dans le cas des faisceaux gaussiens fournis par les lasers à gaz.

Afin d'éviter les erreurs de calibrage, un capteur de température est placé en contact avec la cellule pour fournir une information précise sur la température du liquide. Un détecteur en silicone en forme d'un anneau, est immergé dans la même cellule contenant l'huile (figure IV.5). Cette procédure permet de prévoir les variations possibles dans la détection dues aux variations de réflexions et de réfractions en fonction de la polarisation et les variations angulaires. Ainsi, le détecteur collectionne une partie des rayons effectivement réfractés à l'extérieur de la fibre. Nous avons utilisé ce nouveau prototype d'analyseur (NR 9000) pour mesurer le profil d'indice de réfraction d'une fibre monomode standard utilisée dans les télécommunications suisses. La figure IV.6 représente les résultats de l'intensité des rayons détectés en fonction des coordonnées du point focal analysé sur la surface de cette fibre. Comme ça été vu dans la théorie (équation IV.5), les rayons réfractés détectés varient proportionnellement avec les variations de l'indice de réfraction de la fibre pendant l'analyse effectuée à travers le point focal du faisceau lumineux analysé.

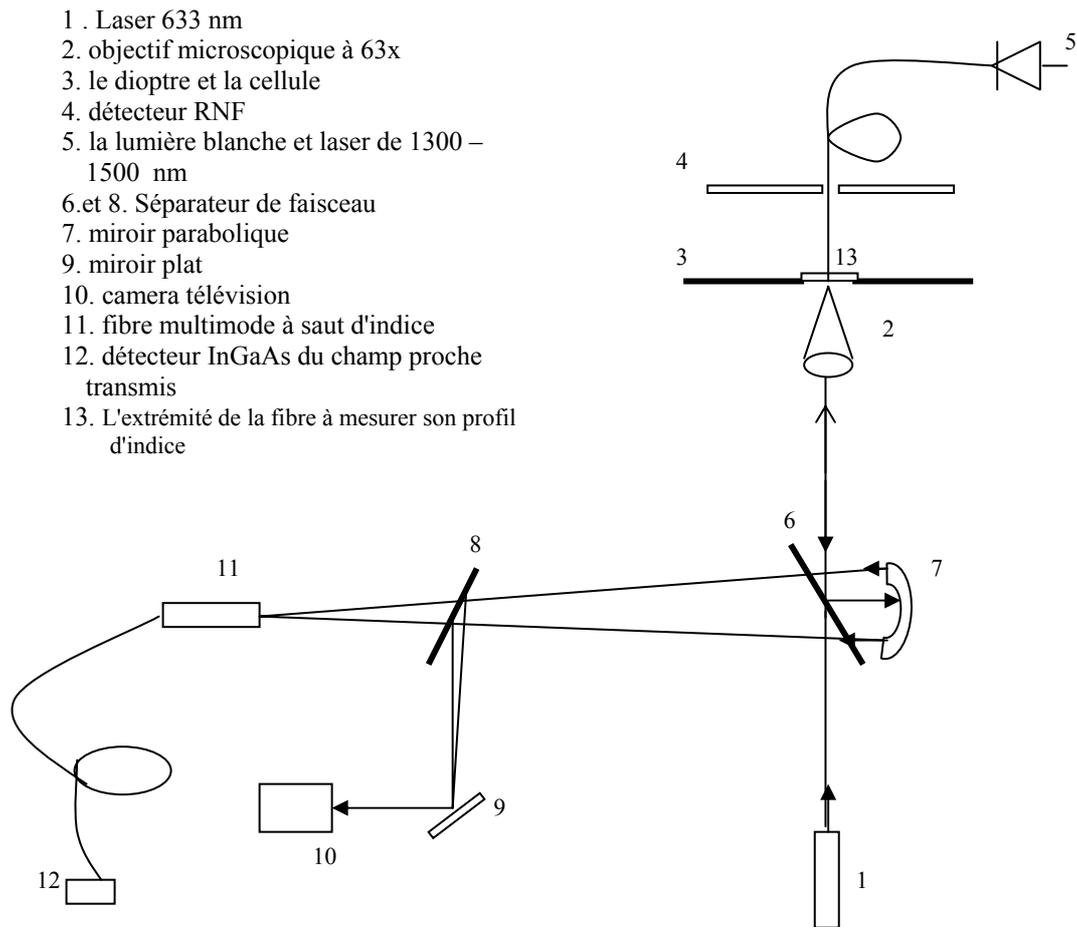


Figure IV.3. Procédure expérimentale de l'analyseur utilisé NR9000

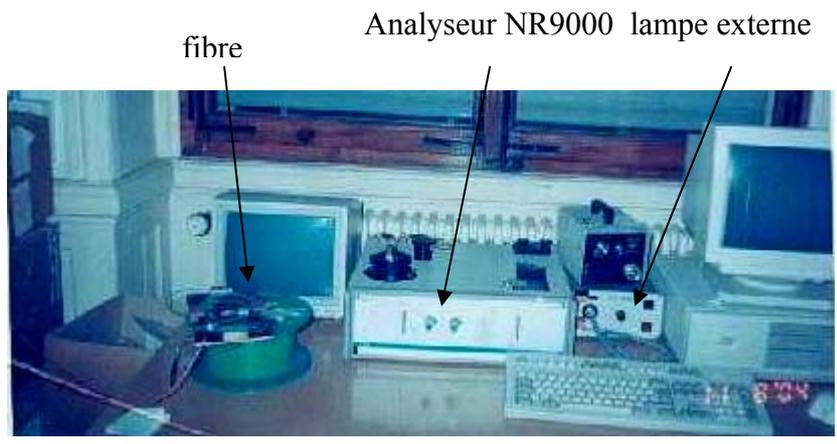


Figure IV.4. La face avant de l'analyseur NR9000 et son entourage

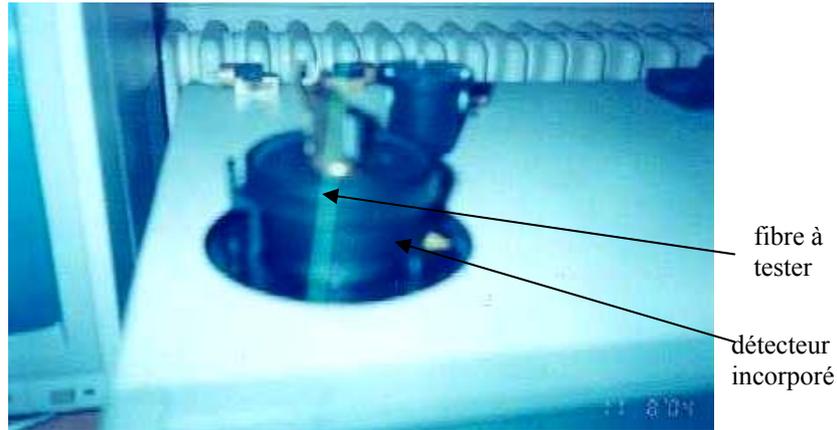


Figure IV.5. Fibre optique à examiner injectée à l'entrée d'analyseur NR9000

A partir des valeurs connues des indices de réfraction de l'huile et de la gaine qui est en silice pure à la température du travail donné et en utilisant la relation IV.5, nous avons effectué une interpolation linéaire fournissant une échelle d'étalonnage pour l'indice de réfraction à une longueur d'onde donné (633 nm), comme c'est représenté dans la figure (IV.7). La figure (IV.8) illustre le profil d'indice de réfraction obtenu après avoir choisi l'échelle globale définitive donnant le profil étalonné de la fibre sous test qui a été comparé à celui d'une fibre standard à saut d'indice, et d'après cette figure nous constatons que la fibre sous test possède un profil d'indice de réfraction à saut d'indice. Les valeurs de l'indice de réfraction obtenues peuvent être données en fonction d'autre longueurs d'ondes en utilisant les données de Fleming [33].

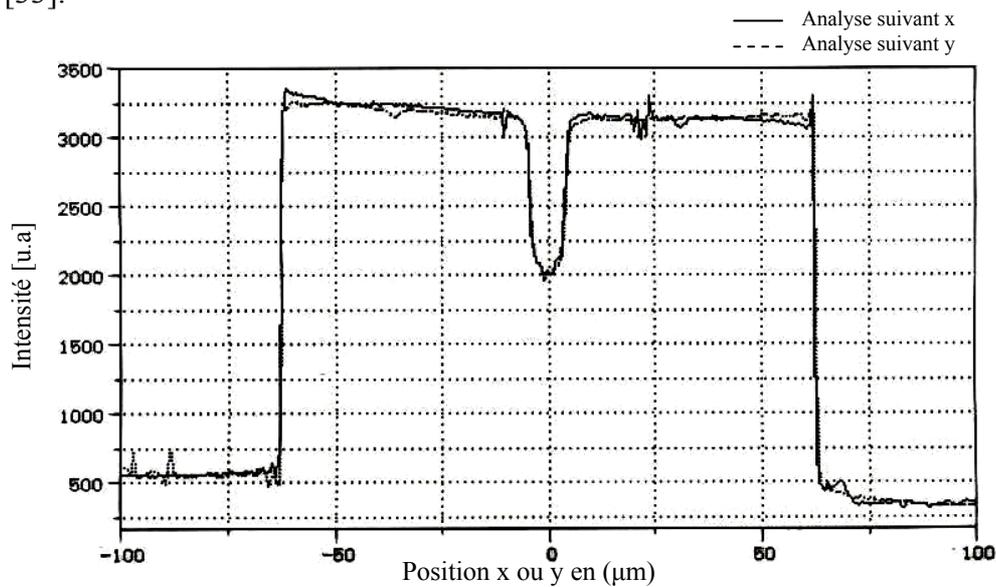


Figure IV.6. L'intensité du champ proche réfracté (RNF) en fonction des coordonnées du rayon du cœur

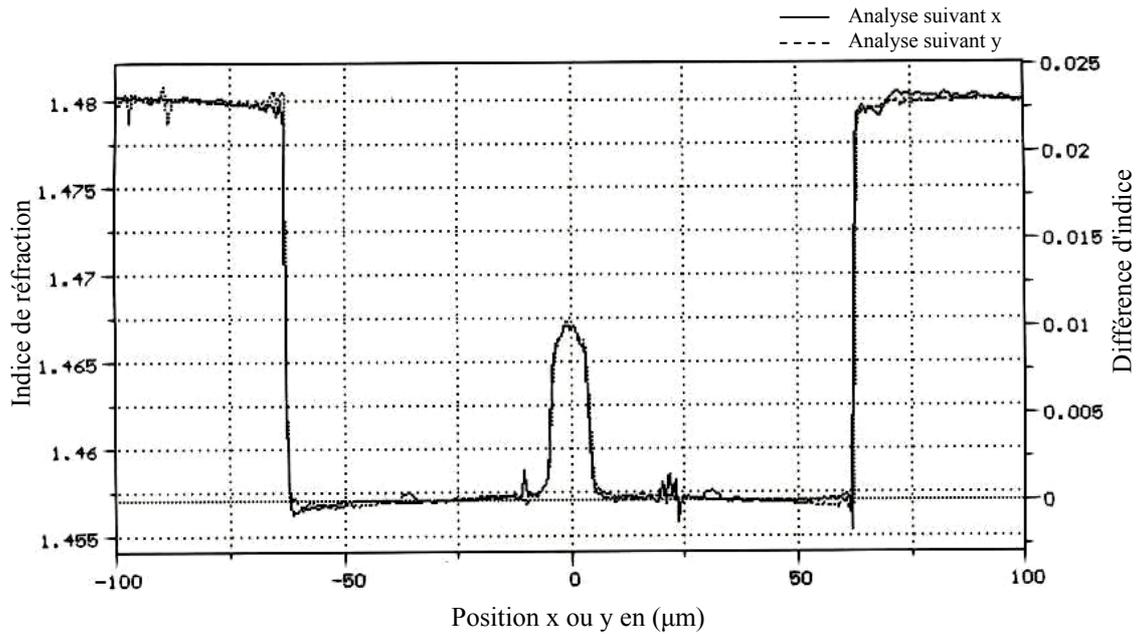


Figure IV.7. L'échelle des valeurs de l'indice de réfraction déduite après l'interpolation linéaire

$$\lambda = 0.633 \mu m \quad \text{rayon du coeur} = 5 \mu m$$

$$n_{\text{silice}} = 1.46702$$

$$n_{\text{gaine}} = 1.45735 \quad \Delta n_{\text{gaine}} = 0.00033$$

$$n_{\text{min}} = 1.45714 \quad \Delta n_{\text{min}} = 0.00012$$

$$n_{\text{max}} = 1.46702 \quad \Delta n_{\text{max}} = 0.01001$$

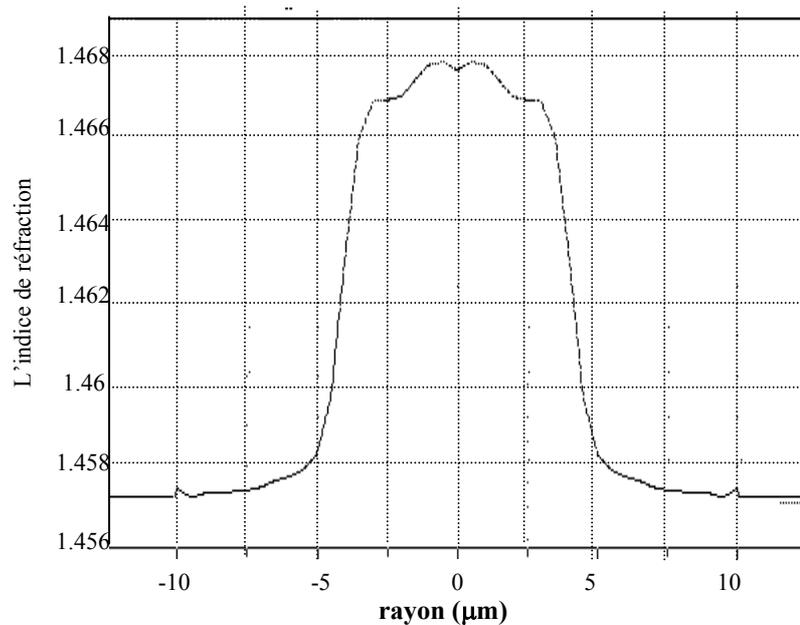


Figure IV.8. L'allure définitive du profil d'indice de réfraction de la fibre monomode utilisée en fonction du rayon du cœur après un calibrage selon x et y

IV.3.2.2. Système de positionnement et l'alignement de la fibre

Pour la visualisation de la fibre, la lampe blanche utilisée dans le modèle de base NR 8200 qui était à l'intérieur de la machine et qui servait à éclairer le bout de la fibre insérée dans la cellule, a été remplacée dans l'analyseur NR9000 par une lampe externe de 75W avec un guide de faisceau optique pour guider la lumière à l'extrémité de la fibre, cela sert à éviter l'instabilité des mesures qui est due à la chaleur des sources mises à l'intérieur de la machine (figure IV.4)

IV.3.2.3. Résultats de la mesure de MFD

L'implémentation des mesures du diamètre du champ de mode (MFD) dans l'analyseur NR 9000 est effectuée en plaçant un miroir parabolique qui projette le champ proche transmis (TNF) dans le détecteur. Le système optique rajouté dans l'analyseur NR 9000, pour la mesure du champ proche transmis, utilise un laser de 1300 nm ou 1550nm, injecté à l'autre bout libre de la fibre à tester (figure IV.3). La lumière émise passe à travers un objectif dont 50% de cette lumière est réfléchi par le miroir parabolique. Ensuite, cette lumière réfléchi passera par un séparateur de faisceau pour être divisée une deuxième fois pour atteindre le détecteur et la caméra TV. Ce système optique utilisé entraîne une amplification par 65. Les deux séparateurs sont de type pellicle pour éviter les doubles images dues aux doubles réflexions dans les séparateurs en verre [39].

Pour retrouver le point focal de l'objectif à 1300nm ou 1550nm, qui est différent pour le cas de la longueur d'onde de 633 nm utilisée dans le cas des mesures de RNF, plusieurs mesures ont été effectuées aux positions différentes suivant Z, une fonction de lissage de Sellmeier [39] a été utilisée pour retrouver la position optimale. La différence entre les longueurs focales de différentes longueurs d'onde à 633nm et 1300nm est de 200 μ m. Cette valeur a été acquise dans le logiciel qui ajuste automatiquement la focalisation pour la préparation des mesures. Une autre solution permettant de résoudre ce problème et qui consiste à l'utilisation d'une fibre optique à dispersion aplatie qui est très sensible à la non – focalisation, dans laquelle chaque longueur d'onde correspond à une distance focale précise, ce qui nous a permis de trouver la différence de cette distance focale entre les différentes sources utilisées qui était de 200 μ m. Afin de détecter le champ proche transmis, une fibre multimode à saut d'indice ayant le diamètre de cœur de 35 μ m, a été placée au point focal du miroir parabolique. Cette procédure permet d'assurer un compromis entre une bonne résolution et un bon rapport signal sur bruit. Le détecteur n'est pas directement placé à cette grande surface car cela peut causer une convolution avec le faisceau; pour cela le détecteur est relié directement (pigtailed) à la

fibre multimode nue sans connecteur. Un procédé mécanique utilisant un commutateur a été rajouté à cet analyseur, pour commuter d'une source à une autre qui peut être soit la lampe blanche, ou le laser à 1300nm ou bien le laser à 1550nm pendant un intervalle de temps de cinq secondes et cela dépendra de la mesure à faire afin de sélectionner la source convenable. Les centres optiques des champs RNF et TNF sont légèrement différents, leur position exacte doit être déterminée afin de les introduire dans le logiciel avant de commencer les mesures. Nous avons utilisé la même fibre sous test de la manipulation RNF, pour mesurer le champ proche transmis et déduire son MFD à la longueur d'onde de 1550 nm. La figure (IV.9) représente le champ proche transmis TNF mesuré, où nous montrons les valeurs du diamètre du mode du champ obtenues en appliquant les deux méthodes implémentées: la méthode de Petermann et la méthode de Gauss.

MFD (μm)	Petermann	Gauss
Moyenne	10.83	9.06
x-scan	10.79	9.12
y-scan	10.88	9

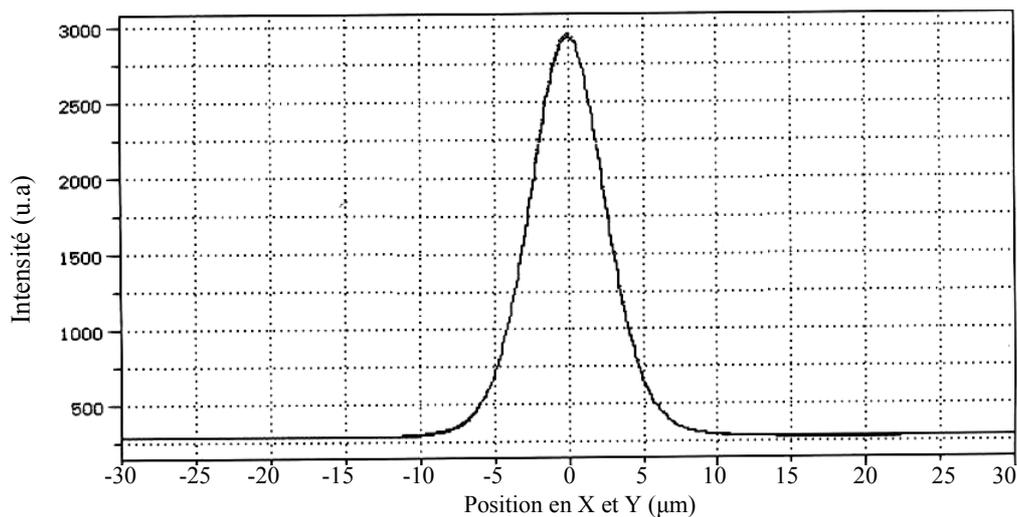


Figure IV.9. Mesure du champ proche transmis à 1550 nm

Nous avons comparé les deux valeurs de MFD, calculées par les deux méthodes à la longueur d'onde 1550nm, à la valeur nominale de MFD d'une fibre monomode standard donnée dans la norme G.653 [10] et nous avons constaté que c'est la méthode de Gauss qui donne la valeur la plus proche avec une déviation de + 9%.

IV.4. Le calibrage et ses paramètres critiques

IV.4.1. L'indice de réfraction

La linéarité du calibrage du profil de l'indice de réfraction (RIP) présente un facteur critique, qui nous permet de retrouver des résultats précis et reproductibles. En effet, Les erreurs du calibrage et la non linéarité de l'indice de réfraction mesuré, sont en fonction de la

valeur précise de la valeur de l'indice de réfraction de l'huile et celui de la gaine. Afin de connaître la valeur précise de l'indice de réfraction de l'huile de la cellule, il convient d'utiliser un capteur de température dans la cellule. En plus, l'utilisation d'une source non lambertienne induit des erreurs, spécialement dans les fibres à large différence d'indice comme le cas des fibres multimodes.

IV.4.2. La résolution spatiale

La résolution spatiale d'un instrument de mesure peut être évaluée à partir du critère de Rayleigh qui est donné par la relation suivante:

$$\frac{0.61\lambda}{ON} \quad (IV.6)$$

Où ON est l'ouverture numérique de l'optique de focalisation. L'analyseur que nous avons utilisé NR9000 possède une résolution spatiale de $0.1\mu\text{m}$ pour la mesure de RNF et $0.2\mu\text{m}$ pour la mesure de TNF. Notons que ces mesures ont été validées par rapport à une fibre de référence sur la quelle nous avons appliqué les mêmes mesures pour retrouver ses paramètres.

IV.5. La solution proposée pour l'amélioration de la précision de la mesure de RIP

La relation qui existe entre la distribution de l'indice de réfraction et la distribution du champ RNF (voir l'organigramme donné par la figure (IV.11))n'est pas aussi directe comme celle qui existe entre l'échelle de la courbe de mesure de TNF et la distribution de l'intensité de la lumière. Cependant, la déduction du profil d'indice à partir de l'analyse de RNF exige une source lambertienne pour vérifier la linéarité de la relation entre l'intensité des rayons réfractés et l'indice de réfraction [68]. Cela dépendra des deux paramètres de calibrage qui sont l'indice de la gaine et celui de l'huile utilisée dans la cellule. La première valeur est pratiquement stable et dépend d'une fibre à une autre et peut varier de $\delta n=0.0007$. La deuxième valeur est plus critique, car elle dépend de la température de l'huile et cela peut causer des erreurs sur la mesure du profil d'indice. L'incertitude relative au calibrage qui peut aller jusqu'au 10% est due au fait que le calibrage dépend de la différence d'indice de réfraction entre celui de l'huile et celui de la gaine.

Il existe une autre source d'erreurs dans cette technique qui est due aux modes de fuite, qu'on a essayé de bloquer avec un écran opaque comme ça été expliqué dans la théorie. Ces modes ne sont pas guidés à l'intérieur du coeur et se propagent le long de la fibre au bout de petites distances. Par conséquent, si ces modes sont détectés, le calibrage effectué sur les mesures de l'intensité des rayons détectés surévalue la distribution de l'indice de réfraction réelle, ce qui cause des dépassements au niveau du milieu de la courbe par exemple, comme c'est

illustré dans la figure (IV.8). La figure (IV.10) nous montre un exemple où nous avons déterminé les diamètres du mode fondamental par les deux méthodes: la méthode RNF, en se basant sur le profil d'indice mesuré et la méthode TNF, où nous avons constaté une différence entre les deux MFD obtenus.

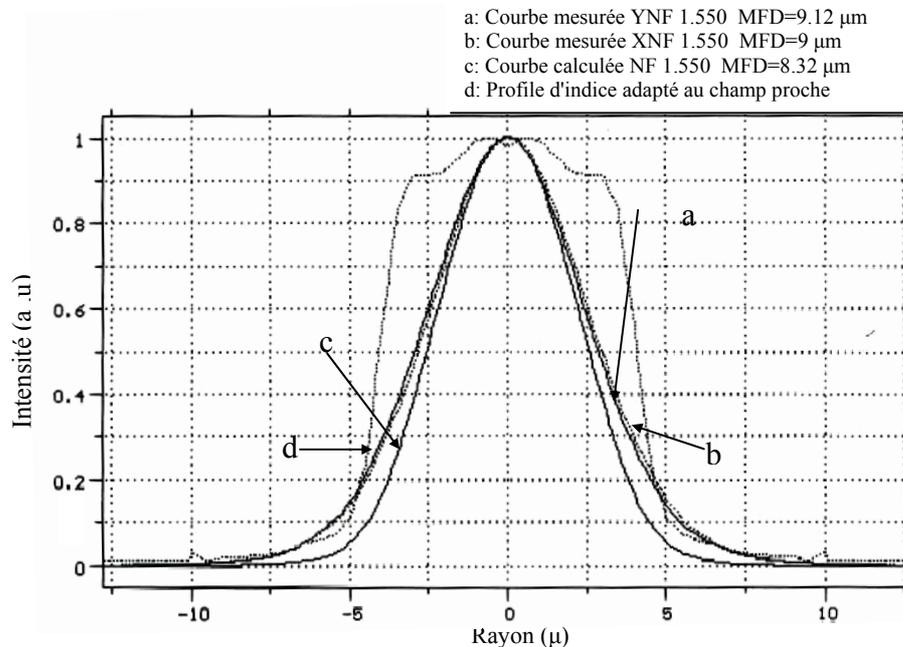


Figure IV.10. La présentation des diamètres du mode de champ calculés et mesurés

Cette différence est due à un mauvais calibrage, au quel il faut y remédier en utilisant la technique de mesure simultanée des deux champs TNF et RNF afin d'obtenir ces deux MFD égaux pour assurer un meilleur calibrage en obtenant une bonne différence d'indice Δn (la différence d'indice entre l'indice maximal du cœur et la gaine). Les mesures déjà faites [36] ont montré que la sensibilité du MFD calculé, est une fonction de Δn (l'allure du profil est fixe). Cependant, la précision du profil d'indice de réfraction peut être améliorée significativement si les deux champs, transmis et réfracté sont mesurés simultanément. Ce qui conduit à ajuster la différence d'indice de réfraction Δn jusqu'à ce que les diamètres du champ du mode MFD, calculés à partir de TNF (champ TNF mesuré par l'analyseur) et RNF(champ RNF calculé par l'intégration numérique de l'équation d'onde scalaire du mode fondamental, qui est en fonction du profil d'indice mesuré), soient égaux [19]. Ainsi, le problème du calibrage de RNF pourrait être résolu par le calibrage de TNF, comme c'est illustré dans l'organigramme de la figure (IV.11).

En effet, nous avons constaté que le diamètre W_{RNF} du mode fondamental LP_{01} , calculé à partir du profil d'indice mesuré, n'est pas sensible aux détails du profil d'indice, mais à l'échelle globale choisie pour le calibrage du profil d'indice c'est à dire à l'élargissement global ou compression du profil d'indice de réfraction [19]. Ainsi, le meilleur calibrage évitant les erreurs dues à l'indice de réfraction de l'huile, dépendant de la température, est obtenu en ajustant l'échelle globale du profil de l'indice de réfraction jusqu'à l'obtention de l'égalité des deux diamètres W_{TNF} et W_{RNF} (figure IV.12).

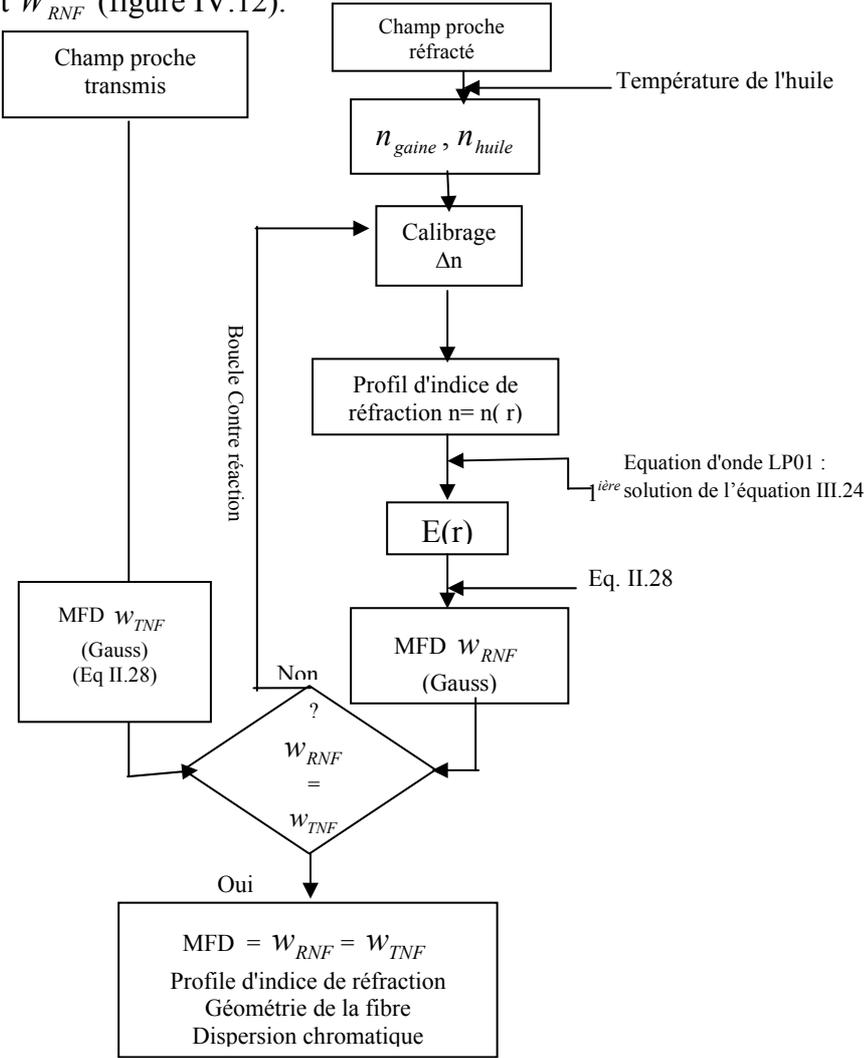


Figure IV.11. Relation entre les données expérimentales et les paramètres optiques dérivés. Le calibrage assuré par la boucle de contre réaction

Cette méthode d'étalonnage a permis d'obtenir une précision pour l'indice de réfraction de $dn \pm 0.0002$, la reproductibilité de la mesure des caractéristiques géométriques comme le diamètre du mode du champ (MFD), les diamètres du cœur et de la gaine et une erreur de concentricité donnée en pourcentage. Sachant que W_{RNF} est calculé à partir d'un profil

d'indice RIP projeté à une longueur d'onde égale à celle utilisée pour la mesure de W_{TNF} , et cela en utilisant les données de Flemming [33].

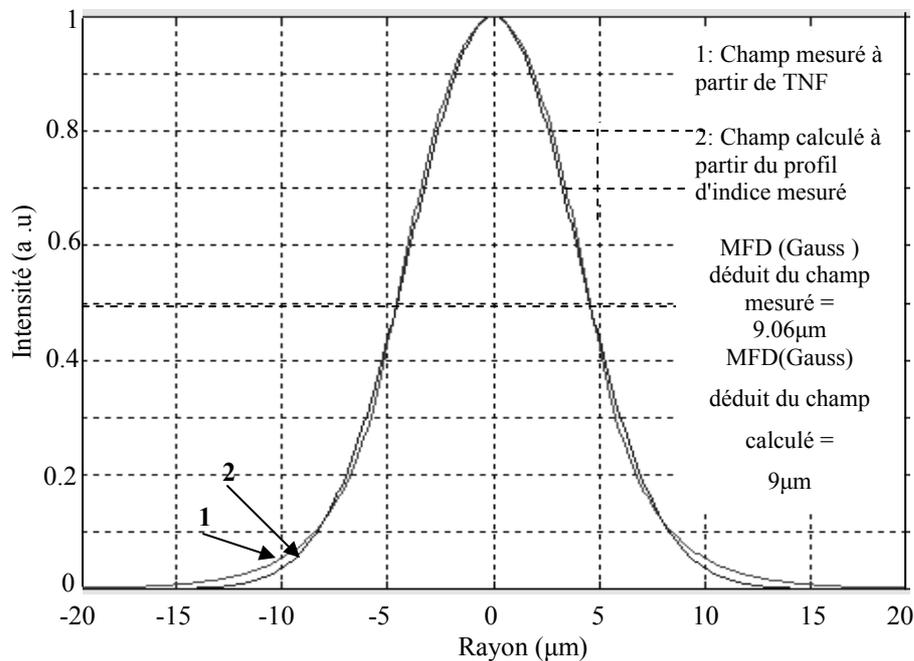


Figure IV.12. Comparaison entre les deux diamètres du mode de champ, l'un est déduit par la le champ TNF mesuré et l'autre est calculé à partir du profil d'indice corrigé par la méthode de mesure simultanée des deux champs RNF et TNF

IV.6. Détermination de la géométrie de la fibre

A partir du profil d'indice retrouvé, des mesures complètes ont été réalisées afin de déterminer la géométrie de la fibre permettant de limiter le cœur et la gaine dans la fibre en élaborant dix différentes analyses suivant x et y et appliquer un lissage aux points limitants la fibre avec soit un cercle ou une ellipse. Le meilleur lissage obtenu nous permet de conclure sur la circularité de la fibre [19].

IV.6.1. L'algorithme utilisé pour retrouver les diamètres du cœur et de la gaine

Le diamètre effectif du cœur (ou de la gaine) est le diamètre du cercle qui délimite le centre du cœur (gaine). L'analyseur NR9000 utilise un algorithme permettant de calculer les diamètres et les centres du cœur et de la gaine. Le centre et le diamètre du cœur sont déterminés à partir d'un nombre K d'analyses de la section droite de la fibre. A chaque analyse suivant X et Y , nous fixons un point (x ou y) et nous faisons une analyse suivant (y ou x), pour retrouver à chaque fois deux points de coordonnées (x_i, y_i) aux extrémités de

l'interface cœur-gaine, que nous obtenons à partir du profil d'indice acquis. Les points obtenus doivent être distribués uniformément sur le périmètre du cœur.

L'algorithme suivant est implémenté dans l'analyseur NR9000 et qui permet de déterminer la géométrie du cœur et de la gaine constituant la fibre:

x_i, y_i : les coordonnées cartésiennes d'un point i sur l'interface cœur

a_c, b_c : les coordonnées cartésiennes du centre du cœur

R_c : le rayon du cœur

z, m_i : des variables intermédiaires $z = a_c^2 + b_c^2 - R_c^2, m_i^2 = x_i^2 + y_i^2$

Les paramètres a_c, b_c et R_c sont obtenus en retrouvant le cercle qui délimite l'interface cœur – gaine ce qui consiste à utiliser un algorithme qui minimise en fonction a_c, b_c et z la quantité suivante[19, 39]:

$$M = \sum_i \left[(x_i^2 - a_c^2)^2 + (y_i^2 - b_c^2)^2 - R_c^2 \right] \quad (IV.7)$$

$$M = \sum_i \left[x_i^2 + y_i^2 - 2a_c x_i - 2b_c y_i + z \right] \quad (IV.8)$$

Minimiser M revient à annuler les dérivées partielles de M par rapport à a_c, b_c et Z : ce qui donne un système de trois équations linéaires regroupées dans la matrice suivante:

$$\begin{bmatrix} 2\sum_i x_i^2 & 2\sum_i x_i y_i & -\sum_i x_i \\ 2\sum_i x_i y_i & 2\sum_i y_i^2 & -\sum_i y_i \\ 2\sum_i x_i y_i & 2\sum_i y_i & -N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_c \\ b_c \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_i m_i x_i \\ \sum_i m_i y_i \\ \sum_i m_i \end{bmatrix} \quad (IV.9)$$

<u>Lissage circulaire</u>	gaine	cœur
Diamètre (μm)	125,46	8.24
Ecart type	0.23	0.10
Erreur de concentricité (%)	0.31	4.68
<u>Lissage elliptique</u>		
Grand axe (μm)	125,80	8.28
Petit axe (μm)	125,16	8,22
Ecart type	0.20	0.10
Erreur de concentricité (%)	0.31	4.64
Non circularité	0.51	0.73

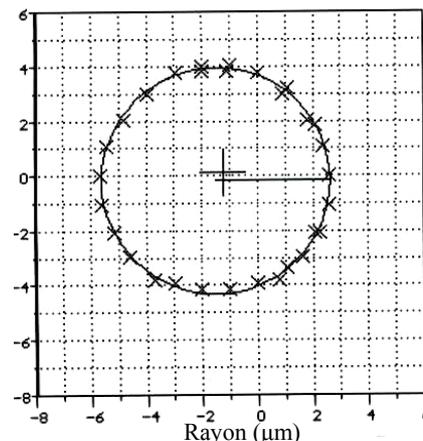


Figure IV.13. Caractéristiques de la géométrie du cœur de la fibre utilisée, déduites à partir du profil d'indice mesuré

La somme est effectuée de $i=1$ à N où N est le nombre de points mesurés, la solution de ce système d'équations nous donne les paramètres a_c, b_c et z desquelles nous pouvons déduire R_c . Le centre du cœur aura comme coordonnées a_c, b_c et R_c comme rayon. La figure (IV.13) représente la géométrie du cœur de la fibre utilisée, à partir du RIP mesuré.

Le calcul de coordonnées a_g, b_g et du rayon R_g de la gaine est effectué par le même procédé de calcul appliqué pour le cœur (figure IV.14). D'après les géométries obtenues à partir du profil d'indice mesuré, nous constatons que le cœur et la gaine ne possèdent pas tout à fait des formes parfaitement circulaires, mais au contraire, ce sont des formes elliptiques du fait que la fonction de lissage d'ellipse appliquée aux différents points se trouvant sur les limites du cœur ou de la gaine, qui a donné des écarts type minimaux [19]. Cela est en effet, la réalité des fibres optiques, ce qui entraîne le problème de biréfringence que nous avons décrit dans le chapitre III.

<u>Lissage circulaire</u>	gaine	cœur
Diamètre (μm):	125,46	8,24
Ecart type	0,23	0,10
Erreur de concentricité (%)	0,31	4,68

<u>Lissage elliptique</u>		
Grand axe (μm)	125,80	8,28
Petit axe (μm)	125,16	8,22
Ecart type	0,20	0,10
Erreur de concentricité (%)	0,31	4,64
Non circularité	0,51	0,73

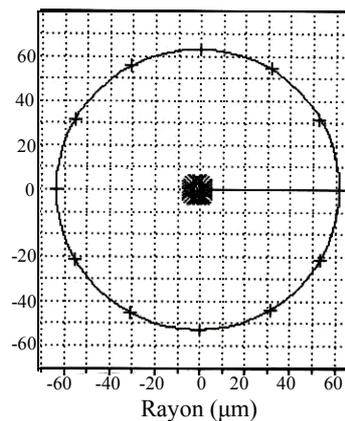


Figure IV.14. Caractéristiques de la géométrie de la gaine de la fibre utilisée, déduites à partir du profil d'indice mesuré

IV.7. Détermination de la dispersion chromatique à partir du RIP mesuré

En effet, le profil d'indice de réfraction mesuré nous a permis de déterminer le matériau de la fibre utilisée qui est de la silice dopée avec du germanium (matériau du cœur de la fibre qui est 96.6% de SiO_2 avec 3.1% de GeO_2). De plus, en utilisant les données de Fleming ou Kobayashi [33], nous pouvons déterminer les valeurs d'indice de réfraction à n'importe quelle longueur d'onde. Cela nous permet de calculer la dispersion du matériau d'une part, et d'autre part, le calcul de la constante de propagation du mode fondamental Lp_{01} à partir du profil d'indice mesuré pour une longueur d'onde donnée. La dispersion de guide est calculée, et la dispersion chromatique sera déduite à partir de la somme de ces deux types de dispersion.

Les figures (IV.15) (IV.16) représentent l'évolution du temps de groupe et de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde déterminées à partir du profil d'indice mesuré de la fibre monomode standard utilisée en télécommunication. Nous avons trouvé la longueur d'onde d'annulation de la dispersion chromatique ($\lambda_0 = 1,33\mu m$), pente de la dispersion chromatique à λ_0 [$S_0 = 0.0882$ (ps/ nm²/km)], ces résultats confirment que la fibre que nous avons utilisée durant toutes ces mesures, est une fibre standard du fait que λ_0 est proche de 1300 nm [10]. Cela met en évidence aussi la précision du profil d'indice obtenue avec la technique que nous avons proposée et appliquée pour la mesure de RIP [19].

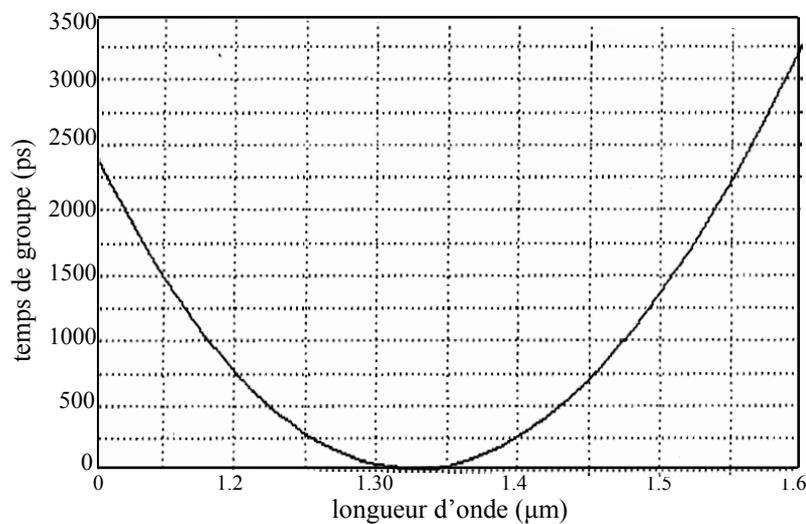


Figure IV.15. Le temps de groupe calculé en fonction de la longueur d'onde.

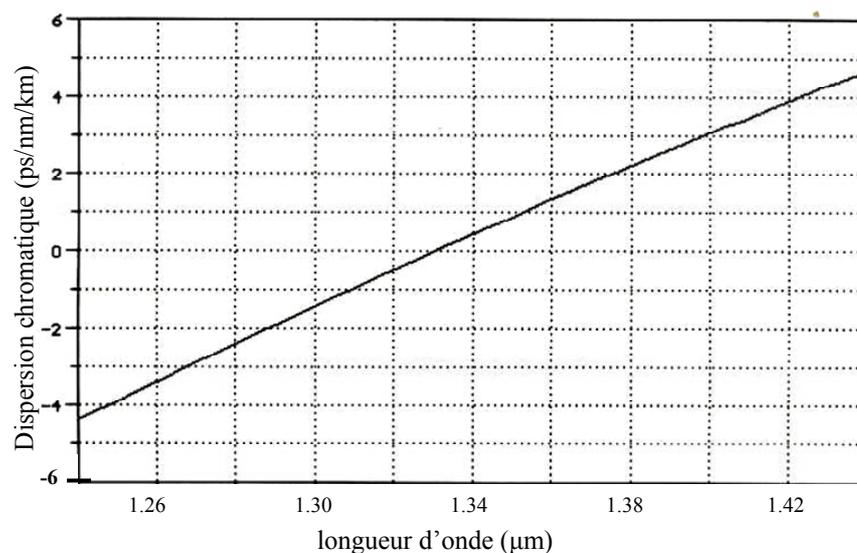


Figure IV.16. Représentation de la dispersion chromatique déduite du profil d'indice mesuré

IV.8. Conclusion

D'après le travail effectué dans cette partie de la thèse, nous avons mesuré le profil d'indice d'une fibre optique monomode avec une bonne précision à l'aide de la méthode de la mesure simultanée des deux champs proches réfractés (RNF) et transmis (TNF), qui consistait à obtenir une égalité entre les deux diamètres du mode fondamental: l'un est calculé par le profil d'indice mesuré et l'autre est mesuré par la méthode TNF. Une fois que la précision du profil d'indice mesurée est acquise, plusieurs caractéristiques peuvent être déduites à partir de ce profil d'indice mesuré: le diamètre du mode fondamental (MFD), la géométrie du cœur et de la gaine, la dispersion chromatique, le zéro de la dispersion chromatique.

Chapitre V : Mesure des caractéristiques de transmission des fibres optiques

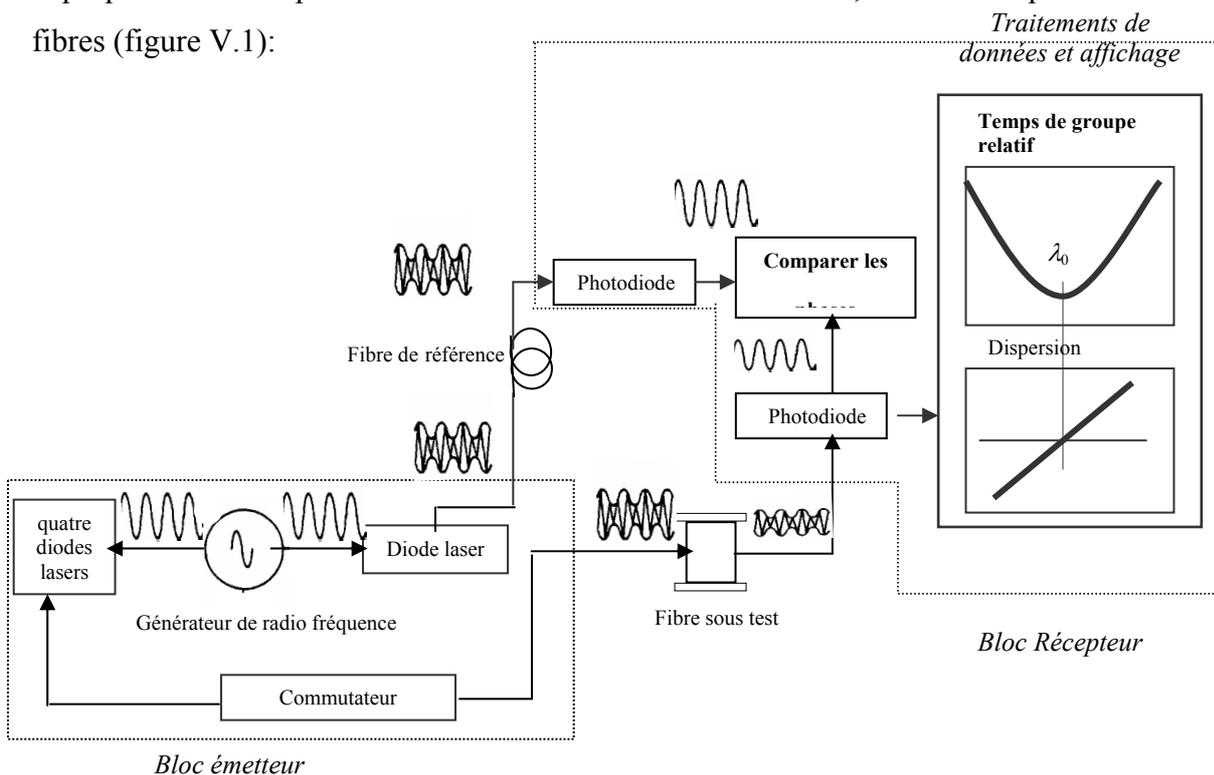
V.1. Introduction

Nous allons présenter dans ce chapitre les résultats trouvés pour la mesure de la dispersion chromatique et de la dispersion des modes de polarisation des fibres optiques utilisées en télécommunication. Nous commençons par présenter la méthode que nous avons appliquée pour la mesure de la dispersion chromatique sur la gamme de longueurs d'ondes de 1200nm à 1600 nm, et le moyen que nous avons utilisé, permettant de réduire les transitions thermiques dans l'installation expérimentale mesurant la dispersion chromatique [20]. Ensuite, nous présentons la méthode appliquée pour la mesure de la deuxième caractéristique de transmission qui est la PMD sur la gamme de longueurs d'onde de 1510 à 1615 nm.

V.2. La mesure de la dispersion chromatique

V.2.1. Présentation du banc de mesure utilisé pour la mesure de la DC

Le fonctionnement du dispositif que nous avons utilisé pour la mesure de la dispersion chromatique se base sur le principe de la méthode de la variation de phase de modulation expliqué dans le chapitre III. Il est constitué d'un bloc émetteur, un bloc récepteur et des deux fibres (figure V.1):



Bloc émetteur

Figure V.1. Dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la dispersion chromatique

Le bloc émetteur est composé des éléments suivants :

- Un générateur de radio fréquence qui permet la modulation des différentes ondes

lumineuses générées par chaque diode laser, ce qui permet de leur fournir une fréquence de modulation variant de 4 à 5 Mhz.

- Quatre diodes lasers centrées aux longueurs d'onde suivantes (1250 1300 1500 1550 nm), ayant des spectres très étroits (< 1nm).

- Un commutateur qui permet de commuter entre les quatre diodes lasers ce qui nous permet la sélection des quatre longueurs d'onde centrales de chaque diode.

Le bloc récepteur est constitué des éléments suivants :

- Deux photodiodes pour détecter les deux signaux propagés dans les deux fibres (fibre sous test et la fibre de référence).

- Un micro ordinateur pour acquérir les intensités et déduire la variation de la phase relative dans la fibre sous test par rapport à la fibre de référence, comme il permet de saisir, calculer et afficher des données.

Nous trouvons dans le dispositif expérimental deux fibres utilisées :

- La fibre de référence qui est très courte (1m) dont les délais calculés pour les différentes longueurs d'ondes centrales, sont très négligeables devant ceux qui sont calculés dans la fibre sous test. Elle est reliée à une diode laser ayant les mêmes caractéristiques que la première diode utilisée dans la série des diodes.

- La fibre sous test qui est une fibre monomode standard de télécommunication de longueur 2716 m, enroulée sur une bobine de 15 cm de diamètre.

V.2.1.1. Le principe de fonctionnement du dispositif expérimental

Le principe du dispositif utilisé repose sur la mesure en premier lieu de la phase relative détectée dans le signal transmis par chaque diode laser, par rapport à celle détectée dans la fibre de référence. Ainsi nous obtenons quatre valeurs de phase relatives donc quatre valeurs de temps de groupe en fonction des quatre longueurs d'onde utilisées. Par la suite, nous appliquons une fonction de lissage qui est un polynôme de trois termes de Sellmeier donnée par l'équation (III.38), implémentée dans le logiciel gérant le dispositif. Cela permet de tracer la courbe de variation du temps de groupe relatif en fonction des longueurs d'ondes appartenant à l'intervalle pour lequel la dispersion chromatique sera déduite, et qui est de 1200nm à 1600nm.

Comme la dispersion chromatique est le taux de changement du temps de groupe en fonction de la longueur d'onde, elle est évaluée par la dérivé de la courbe de variation du temps de groupe relatif par rapport à la longueur d'onde. La dérivé de la courbe initiale constituée des quatre points mesurés risque d'amplifier le bruit. En revanche, la longueur d'onde de zéro

dispersion λ_0 , la pente de la dispersion à cette valeur S_0 , et $D(\lambda)$ qui est la valeur de la dispersion pour chaque longueur d'onde, sont obtenues avec la courbe lissée.

V.2.1.2. Résultats et interprétation

Les mesures obtenues par ce dispositif de mesure sont représentées par les figures (V.2), (V.3), où nous avons constaté que le zéro dispersion se situe près de 1300nm, ce qui nous permet de conclure que la fibre à tester est une fibre standard à dispersion non décalée. En effet, la fiabilité de ce dispositif est vérifiée si seulement si les fibres à tester sont à dispersion non décalée (zéro dispersion à $\sim 1.3 \mu\text{m}$) ou bien à dispersion décalée (zéro de dispersion $\sim 1.55 \mu\text{m}$). Cela est dû aux deux fonctions de lissage implémentées dans le logiciel gérant le dispositif expérimental, donnés par les équations (III.38) (III.39). En effet, en utilisant une fibre de référence, nous avons pu éviter le problème qui se trouve dans le principe de la méthode variation de phase de modulation dans le cas où nous utiliserions une longueur d'onde parmi les autres longueurs d'onde, comme référence. En revanche, lorsqu'on s'éloigne de cette longueur d'onde, la phase relative peut être très grande, ce qui crée des ambiguïtés (de $360^\circ \cdot n$) sur le déphasage relatif.

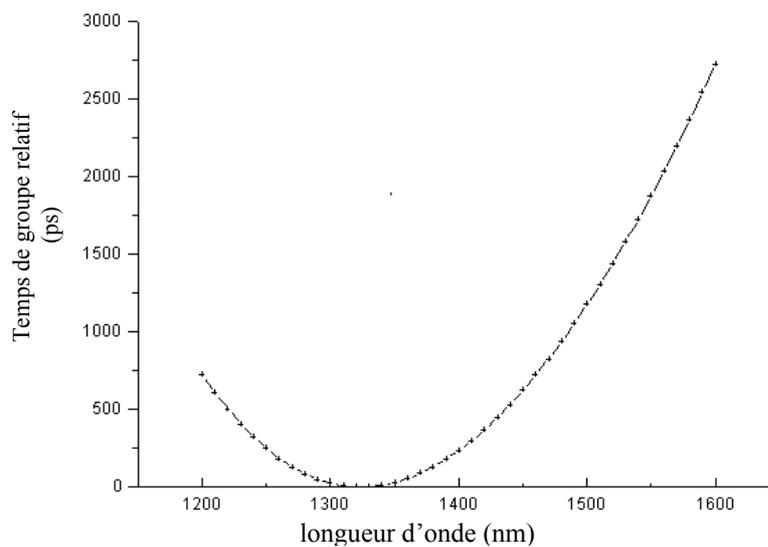


Figure V.2. Variations du temps de groupe en fonction de longueur d'onde

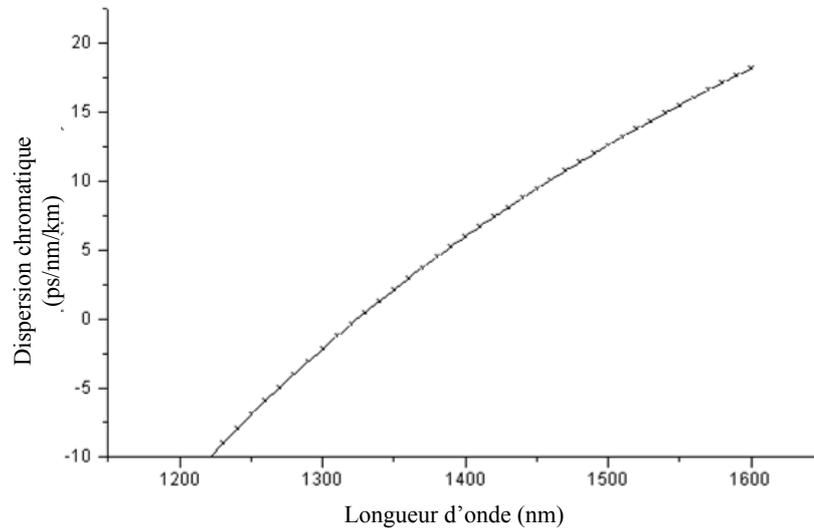


Figure V.3. La variation de la dispersion chromatique en fonction de longueur d'onde

V.2.2. L'influence de la température sur la précision des mesures

Nous avons constaté que les paramètres choisis pour le dispositif expérimental utilisé, concernant la fréquence de modulation variant de 4 à 5Mhz et le pas de longueur d'onde variant entre les différentes longueurs d'ondes centrales, nous ont permis de ne pas dépasser la gamme du détecteur ($\pm 180^\circ$), donc ce qui nous a permis de garantir une bonne stabilité des mesures obtenues. Cependant, les perturbations thermiques peuvent être une autre source d'erreurs pour les mesures faites sur la fibre sous test. En effet la bobine sur laquelle la fibre sous test est enroulée, représente un vrais thermomètre. Une variation de température entraîne un changement de longueur de fibre et par la suite la variation du temps de groupe selon la relation suivante [28]:

$$\Delta t_g = \frac{\Delta L}{L} t_g \quad (V.1)$$

Où L est la longueur de la fibre (mètres) et ΔL est la variation de longueur induite par le changement de température.

Puisque dans la méthode de la variation de la phase de la modulation, la mesure de phase dans l'intervalle des longueurs d'ondes utilisées, n'est pas instantanée, les effets causés par les transitions thermiques vont s'accumuler le long de la longueur de la fibre, et ils vont donc entraîner la distorsion au niveau des mesures finales. En plus, la longueur d'onde de zéro dispersion dans les fibres optiques monomodes est une fonction de la température, la dépendance est de $0.03nm/C$ pour les fibres à dispersion décalées et elle est de $0.025nm/C$ pour les fibres à dispersion non décalée. Cependant, la pente de dispersion au zéro de

dispersion ne change pas significativement en fonction de la température.

Afin de réduire ces influences apportées par ces changements de température, nous avons pensé à couvrir complètement la fibre sous test en la mettant dans un boîtier en bois (figure V.4). Cela va empêcher les flux des courants d'air à travers la bobine. Par conséquent, nous avons effectué des mesures sans et avec ce boîtier, pour vérifier l'apport de ce dernier, pour la précision des mesures, illustrées sur la figure (V.5).

Nous avons constaté d'après les résultats illustrés dans les figures (V.6) et (V.7) que le fait d'enlever la bobine du boîtier, les mesures initiales sont légèrement influencées surtout au niveau de zéro dispersion $\lambda_0 = 1324nm$, $S_0(\lambda_0) = 0.0858 (ps / nm^2 / Km)$. Par contre, si nous remettons la fibre dans le boîtier, nous remarquons dans les différentes mesures, que la longueur d'onde de zéro dispersion n'a pas changé et les mesures sont beaucoup moins influencées que sans le boîtier. Ainsi, nous vérifions l'efficacité de cette protection [20].

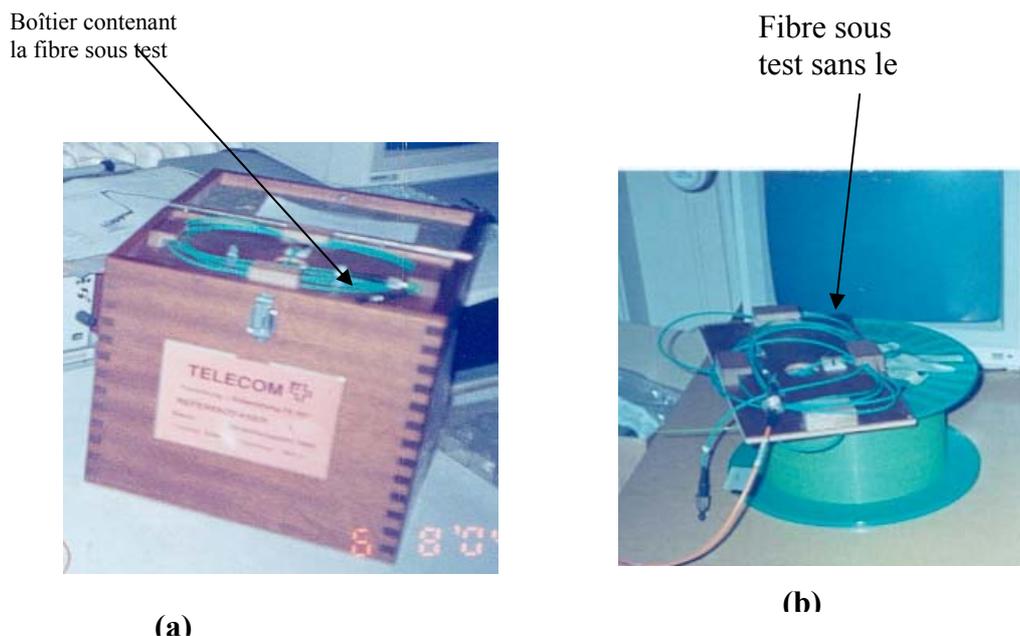


Figure V.4. La fibre utilisée dans le dispositif expérimental pour la mesure de la dispersion chromatique
a) la fibre introduite dans un boîtier
b) la fibre sans le boîtier

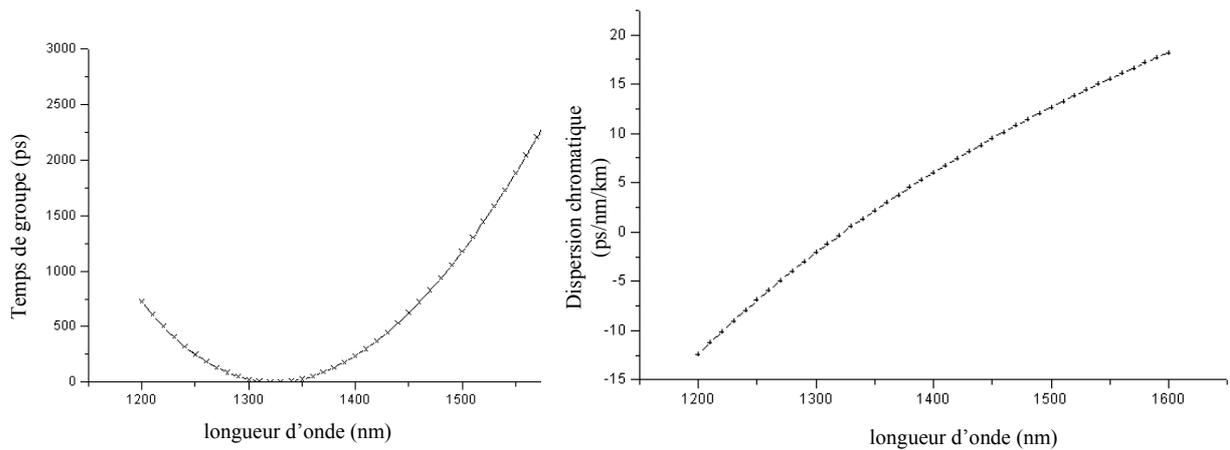


Figure V.5. Les mesures obtenues du temps de groupe relatif et la dispersion chromatique en fonction de longueur d'onde sans utiliser le boîtier couvrant la bobine portant la fibre à tester $\lambda_0 = 1324 \text{ nm}$, $\text{pente}(\lambda_0) = 0.0858 (\text{ps} / \text{nm}^2 / \text{Km})$,
 $\Delta\tau$ (1300 nm) = 25.3 ps et 1882.6 ps à 1550 nm;
 D (1250 nm) = -6.94 ps/nm/km et 12.64 (ps/nm/km) à 1500 nm

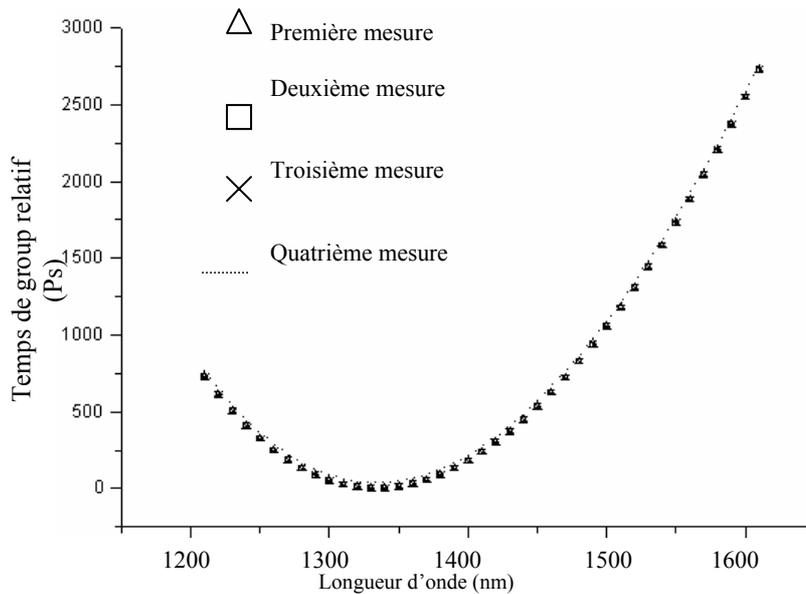


Figure V.6. Temps de group relatif en fonction de longueur d'onde pour les quatre mesures répétées sur la même fibre avec et sans le boîtier, représentées sur la même figure. $\lambda_0 = 1323.9 \text{ nm}$, $S_0(\lambda_0) = 0.0856 (\text{ps} / \text{nm}^2 / \text{km})$ dans les trois premières mesures avec le boîtier .

Première mesure : $\Delta\tau$ (1300 nm) = 25 Ps, $\Delta\tau$ (1550 nm) = 1881 Ps

Deuxième mesure: $\Delta\tau$ (1300 nm) = 24.9 Ps, $\Delta\tau$ (1550 nm) = 1882.2 Ps

Troisième mesure : $\Delta\tau$ (1300 nm) = 24.9 Ps, $\Delta\tau$ (1550 nm) = 1881.7 Ps

Quatrième mesure: temps de group relatif en fonction de longueur d'onde sans le boîtier

$\Delta\tau$ (1300 nm) = 25.3 Ps, $\Delta\tau$ (1550 nm) = 1882.6 Ps

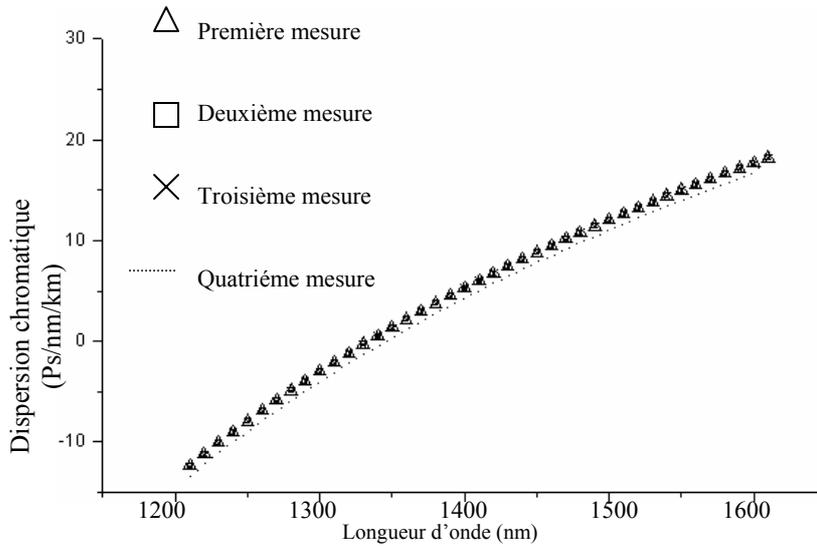


Figure V.7. Dispersion chromatique en fonction de longueur d'onde pour les quatre mesures répétées sur la même fibre avec et sans le boîtier, représentées sur la même figure. $\lambda_0 = 1323.9 \text{ nm}$, $S_0(\lambda_0) = 0.0856 (\text{ps} / \text{nm}^2 / \text{km})$ dans les trois premières mesures avec le boîtier .

$$\text{Première mesure: } D_{1250 \text{ nm}} = -6.92 \text{ Ps} / \text{nm} / \text{Km} , D_{1500 \text{ nm}} = 12.63 \text{ Ps} / \text{nm} / \text{Km}$$

$$\text{Deuxième mesure: } D_{1250 \text{ nm}} = -6.91 \text{ Ps} / \text{nm} / \text{Km} , D_{1500 \text{ nm}} = 12.63 \text{ Ps} / \text{nm} / \text{Km}$$

$$\text{Troisième mesure: } D_{1250 \text{ nm}} = -6.91 \text{ Ps} / \text{nm} / \text{Km} , D_{1500 \text{ nm}} = 12.63 \text{ Ps} / \text{nm} / \text{Km}$$

$$\text{Quatrième mesure : la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde sans le boîtier, } \lambda_0 = 1324 \text{ nm}, S_0(\lambda_0) = 0.0858 (\text{ps} / \text{nm}^2 / \text{km})$$

$$D_{1250 \text{ nm}} = -6.94 \text{ Ps} / \text{nm} / \text{Km} , D_{1500 \text{ nm}} = 12.61 \text{ Ps} / \text{nm} / \text{Km}$$

V.2.3. Comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes: la méthode RNF et la méthode de la variation de la phase de modulation

Le tableau illustré dans la figure (V.8), compare les résultats obtenus à partir des deux méthodes pour déterminer la dispersion chromatique et ses caractéristiques. En effet, la première méthode consiste à calculer la dispersion chromatique à partir du profil d'indice mesuré avec la méthode RNF. Les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus avec la méthode de la variation de la phase de modulation. Nous constatons que les résultats obtenus des deux méthodes, sont assez proches, ce qui met en évidence la précision du profil d'indice mesuré d'une part et la précision de la méthode de la variation de la phase de modulation d'une autre part.

Méthode	RNF	Méthode de la variation de la phase de modulation
Dispersion chromatique à $1.3 \mu m$	$-1.5 (ps/nm.km)$	$-1.2 (ps/nm.km)$
Temps de groupe à $1.3 \mu m$	$24,906 ps$	$25 ps$
Zéro de dispersion	$1330 nm$	$1323.9 nm$
Pente de dispersion	$0.0882 (ps/nm^2 /km)$	$0.0856 (ps/nm^2 /km)$

Figure V.8. Comparaison entre les valeurs de dispersion chromatique calculées, par le profil d'indice mesuré, et mesurées par la méthode de la variation de la phase de modulation sur la même fibre de longueur 2.7 km

V.3. La mesure de la PMD

La caractérisation des composants optiques dans les liaisons de transmission à haut débit requière des mesures très précises de la PMD, du fait que ce paramètre peut limiter la bande passante du signal transmis. Nous avons vu que la PMD peut être caractérisée par une paire des états principaux de la polarisation (PSP) et la différence des temps de groupe entre eux DGD, en fonction de la longueur d'onde.

Plusieurs techniques de mesure de PMD ont été élaborées. Parmi ces technique, nous trouvons une qui relie le DGD à la densité des maximums du spectre de transmission à travers le dispositif sous test en série avec un polariseur, cette technique fournit une mauvaise résolution pour la variation de DGD avec la longueur d'onde et n'arrive pas à identifier les PSP [8]. En effet, l'état de polarisation de sortie de la fibre, parcourt un trajet irrégulier sur la sphère de Poincaré quand la longueur d'onde change. Sur une gamme étroite de longueurs d'ondes, n'importe portion de ce parcourt peut être représentée par un arc ou un cercle. Le centre du cercle, projeté perpendiculairement sur le plan du cercle des surfaces de la sphère, localise les deux états principaux (PSP) qui sont opposés et orthogonaux, ces états principaux déterminent l'axe de la sphère autour du quel l'état de polarisation tourne quand la longueur d'onde change. En revanche, la mesure de l'arc décrit par l'état de polarisation de sortie (SOP) sur la Sphère de Poincaré sur une série de longueurs d'onde [63], ou la mesure des dérivés du vecteur de Stokes normalisé par rapport à la fréquence [53], sont difficiles à automatiser à cause des résultats erronés qui peuvent être causés quand l'état de polarisation mesuré est proche de l'état principal de polarisation. La méthode d'analyse des valeurs propres de la

matrice de Jones (JME), est une technique de mesure automatisée [41], qui ne souffre pas de ces limitations et ces inconvénients.

V.3.1. Détermination de la matrice de Jones

R.C Jones [41] donne un algorithme explicite pour déterminer expérimentalement la matrice de Jones T d'un dispositif optique inconnu, linéaire, invariant dans le temps. La condition sur la linéarité permet d'éviter le problème de génération de nouvelles fréquences optiques. Par contre, la condition sur la non variation dans le temps, implique seulement que la transformation de polarisation est causée par le dispositif et ce n'est pas lié au retard de phase optique absolue qui pourrait avoir lieu durant la mesure. En revanche, cette technique peut être utilisée pour caractériser les réseaux de fibre même si le retard de phase dans la fibre change durant la mesure. La mesure de la matrice de Jones exige une application de trois états de polarisation linéaires au dispositif ou bien à la fibre sous test (figure V.9). Les états de polarisation qui sont orientés à 0° , 45° , 90° , sont utilisés dans le formalisme de Jones, mais d'autres polarisations pourraient être utilisées. L'état de polarisation en sortie est mesuré pour chaque orientation.

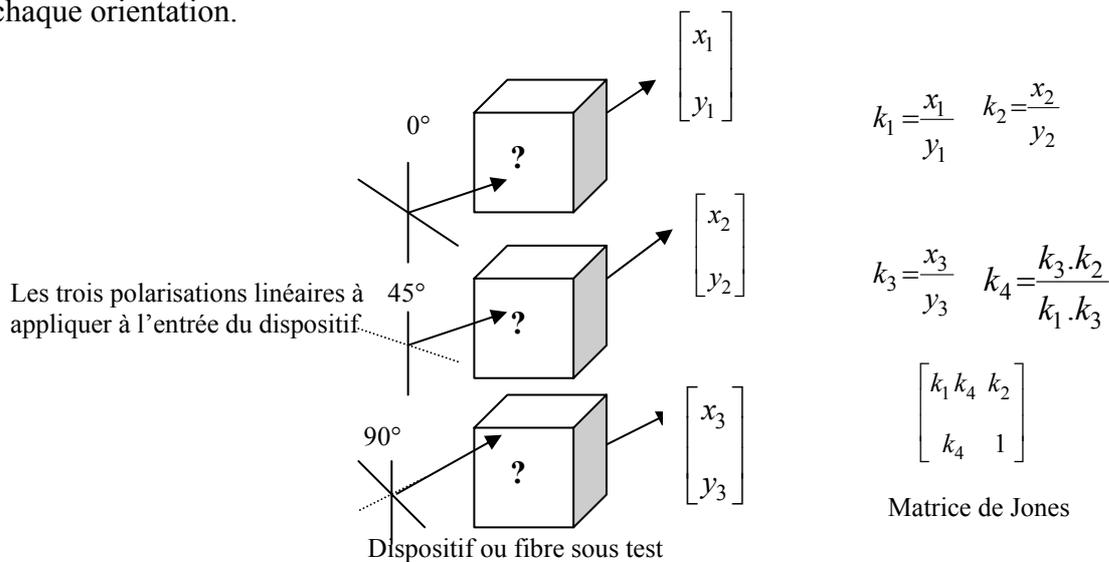


Figure V.9. La procédure de mesure d'une matrice de Jones d'un dispositif à deux ports

Chaque état de sortie peut être représenté par des composantes d'un champ électrique le long d'une paire d'axes orthogonaux. Les rapports de ces composantes fournissent les paramètres k_1 jusqu'à k_4 , qui sont les quatre éléments de la matrice de Jones. La matrice résultante décrit la transformation des caractéristiques de la polarisation d'un dispositif et donne le temps de propagation absolue. Cependant, le temps absolu n'implique pas la détermination de la différence des temps de groupe.

V.3.2. Présentation de la méthode d'analyse des valeurs propres de la matrice de Jones (JME)

La méthode JME que nous avons utilisée pour mesurer la PMD de deux fibres optiques monomodes de longueurs différentes sur une gamme des longueurs d'ondes de 1510 à 1615 nanomètres, consiste à déterminer directement la différence des temps de groupe entre les deux états principaux de la polarisation en fonction de longueur d'onde. L'analyse avec cette méthode est fondée sur la mesure de la matrice de Jones du dispositif sous test à une série de longueurs d'ondes. Cette méthode peut être appliquée aux courtes et longues fibres optiques, indifféremment du degré du couplage de mode, elle est appliquée seulement dans les dispositifs linéaires, invariants dans le temps. De plus, cette méthode est restreinte aux longueurs d'onde plus grandes ou égales à la longueur d'onde pour laquelle la fibre supporte effectivement un seul mode [28].

V.3.2.1. Le dispositif expérimental utilisé pour la mesure de la PMD

Le dispositif que nous avons utilisé pour la mesure de la PMD est constitué des éléments suivants (figure. V.10) :

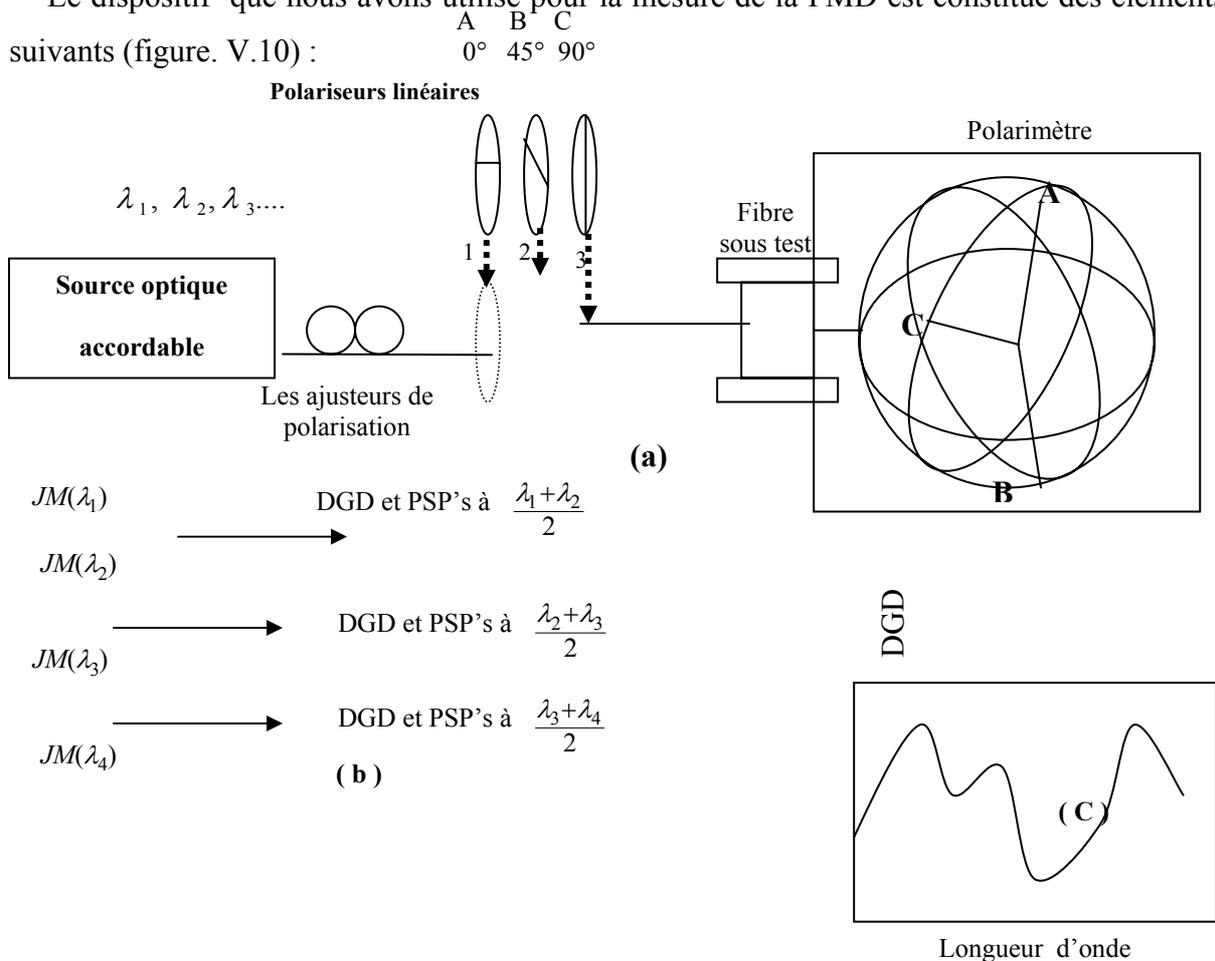


Figure V.10. La mesure de la PMD par la méthode de JME. (a) le dispositif expérimental. (b) les caractéristiques mesurées. (c) différence des temps de groupe (DGD) en fonction de longueur d'onde

A. La source optique

Nous avons utilisé un laser accordable en longueur d'onde, fournissant une gamme de longueur d'onde de 1510 à 1615 nm et ayant un degré de polarisation de 90%. La distribution spectrale du laser utilisé est assez étroite pour que la lumière dans la fibre sous test reste polarisée en présence de toute perturbation.

B. Ajusteur de polarisation

Un ajusteur de la polarisation est placé après le laser pour fournir approximativement une lumière polarisée circulairement afin de permettre la transmission de la lumière à travers chaque polariseur. L'ajustement de la polarisation consiste à mettre le laser à la longueur d'onde centrale de la gamme de longueurs d'ondes mesurées, puis insérez chacun des trois polariseurs au faisceau et exécuter les trois mesures de la puissance à la sortie des polariseurs. Ensuite, ajuster la polarisation de la source par l'ajusteur de la polarisation tel que les trois puissances chutent de 3 dB l'une par rapport à l'autre.

C. Les polariseurs

Trois polariseurs linéaires aux angles de 45 degrés sont appliqués au tour de rôle au faisceau issu du laser, pour calculer la matrice de Jones à une longueur d'onde donnée.

D. L'optique d'entrée et de sortie

Un système de lentilles optiques ou une fibre optique pigtailed peut être utilisée pour exciter la fibre sous test ou bien détecter la lumière de sortie. Dans le cas de nos mesures nous avons utilisé ce type de fibre à l'entrée de la fibre sous test. A la sortie, ce type de fibre est relié au détecteur pour détecter la lumière de sortie

E. Polarimètre

Un polarimètre est utilisé pour mesurer les trois états de polarisation de sortie correspondant à chaque polarisation d'entrée stimulée. La gamme des longueurs d'ondes du polarimètre doit inclure les longueurs d'ondes fournies par la source lumineuse.

F. Ordinateur

Il est utilisé pour commander le laser pour changer de longueur d'onde, acquérir des données issues du polarimètre, calculer les matrices de Jones, déduire les valeurs du DGD en fonction de longueur d'onde.

V.3.2.2. principe de mesure de la PMD en appliquant la méthode JME

La matrice de Jones du trajet optique, allant des polariseurs au polarimètre, est mesurée à une série de longueurs d'ondes discrètes. La valeur du DGD à n'importe quelle longueur

d'onde λ_i est calculée à partir d'une paire des matrices de Jones mesurées en deux longueurs d'ondes équidistantes par rapport à λ_i , et elles sont moyennées pour trouver la valeur moyenne de DGD $\langle \Delta \tau \rangle_\lambda$ (figure V.10). Les fibres pigtailed mises entre le polariseur et la fibre sous test et l'autre qui est mise entre la fibre sous test et le polarimètre contribuent typiquement avec un DGD de 0.005 ps à chaque mesure.

A partir des paramètres de Stokes, la matrice de Jones est calculée à chaque longueur d'onde, comme c'est montré dans la figure (V.9). Pour chaque intervalle de la longueur d'onde le produit, de la matrice de Jones $T(\omega + \Delta\omega)$ mesurée à la fréquence optique la plus haute et de la matrice inverse de Jones $T^{-1}(\omega)$ mesurée à la fréquence la plus basse, est calculé. D'après la méthode d'analyse des valeurs propres de matrice de Jones [39], le DGD pour un intervalle de longueur d'onde particulier, est déduit par l'expression suivante:

$$\Delta \tau = \left| \frac{\arg\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)}{\Delta \omega} \right| \quad (\text{V.2})$$

Où ρ_1 , ρ_2 sont les valeurs propres complexes de $[T(\omega + \Delta\omega) \cdot T^{-1}(\omega)]$. Pour des raisons d'analyse, chaque valeur DGD est déterminée au milieu de l'intervalle de longueur d'onde correspondant. L'ensemble des valeurs du DGD obtenues d'une série d'intervalles, constitue une seule mesure à partir de laquelle nous déterminons la PMD en moyennant les DGD mesurées.

V.3.2.3. La sélection de la gamme d'onde et le pas de longueur d'onde

La précision de la méthode JME est influencée par différents facteurs comme: les différentes biréfringences dans le chemin sous test, la stabilité du chemin sous test, la précision du pas de longueur d'onde de la source optique, la précision du polarimètre et la répétition des polarisations stimulées. Les grands pas de longueur d'ondes fournissent généralement une meilleure précision. Cependant, afin de mesurer avec une bonne précision les changements de polarisation induits pour le pas de longueur d'onde choisi, la rotation de l'état de sortie par rapport aux axes des états de polarisation sur la sphère de Poincaré, ne doit pas dépasser les 180° [28]. La valeur maximale de $\Delta\lambda$ (autour de λ_0) est donnée par la relation suivante:

$$\Delta\tau_{\max}\Delta\lambda \leq \frac{\lambda_0^2}{2c} \quad (\text{V.3})$$

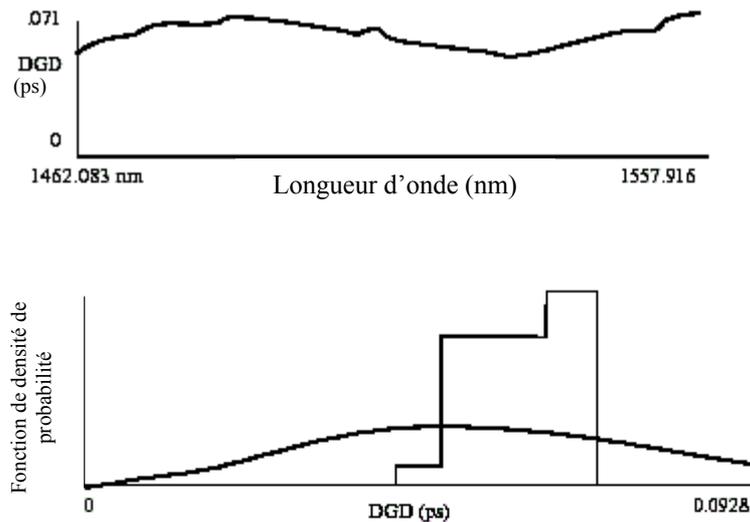
Où $\Delta\tau_{\max}$ est la valeur maximale du DGD mesurée dans la gamme de longueur d'onde utilisée dans la mesure. Par exemple, le produit du maximum de DGD et l'intervalle de la longueur d'onde doit rester moins de 4 ps.nm à 1550 nm et moins de 2.8 ps.nm à 1300 nm.

De plus, la valeur maximale du DGD que l'on peut mesurer avec un pas de 0.1nm à 1550nm, est 40 ps. Un pas de longueur d'onde plus petit, inférieur à 0.1nm ou égal à 0.01nm, peut être exigé pour mesurer des dispositifs à bande étroite ou bien des dispositifs ayant un grand coefficient de PMD et /ou une forte variation de DGD avec la longueur d'onde. Dans ces cas, il est nécessaire d'améliorer la précision de la longueur d'onde en ajoutant un monochromateur au système. La moyenne du DGD pourrait être approximativement indépendante du pas de longueur d'onde sur une large gamme de longueur d'onde. L'augmentation dans les valeurs maximales du DGD aux plus bas pas de longueur d'onde, est liée à linéarité du réglage du laser et la répétitivité des polarisations fournies par les polariseurs insérés. La sélection des longueurs d'ondes de mesures, dépend du type du dispositif à mesurer. Le DGD d'un composant à large bande comme un isolateur optique est toujours indépendant de la longueur d'onde et des pas de longueurs d'ondes variant entre 1 à 5 nm [28]. Les fibres longues, à haut couplage, requièrent une gamme de longueur d'onde plus large, à cause de la nature statistique de la PMD. Typiquement un laser accordable en longueur d'onde et un pas de longueur d'onde assez petit, suffisent à relever la variation du DGD en fonction de la longueur d'onde.

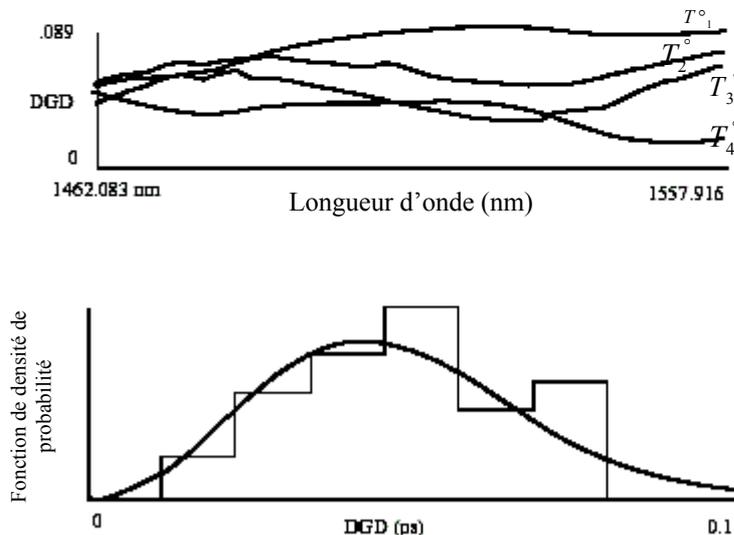
V.3.2.4. La caractérisation statistique de la PMD de la fibre appliquée à la méthode de JME

La méthode de JME convient bien pour mesurer la distribution du DGD en fonction de la longueur d'onde, de la température, ou du temps. Les valeurs du DGD obtenues pour un seul pas de longueur d'onde, dans une seule mesure (DGD (λ)), peuvent être affichées en histogramme comme c'est montré sur la figure (V.11.a). La comparaison de cette distribution à celle de Maxwell indique la région où la variation du DGD a été échantillonnée. Si la fonction de Maxwell constitue un bon lissage pour la distribution des valeurs des DGD mesurées, la fibre est alors convenablement caractérisée et la moyenne $\langle\Delta\tau\rangle$ (ou la racine des moyennes carrées (RMS) est calculée avec précision. Cependant, un mauvais lissage peut avoir lieu dans le cas d'une mesure sur une bande étroite de longueur d'onde, ou bien sur un échantillon de fibre qui ne présente pas un couplage aléatoire. Si la gamme des longueurs

d'ondes choisie pour la mesure n'est pas suffisante pour trouver une distribution qui suit celle de Maxwell, les mesures de $DGD(\lambda)$ peuvent être relevées pour différentes températures (figure V.11.b).



(a) Une seule mesure sur 24 intervalles



b) Quatre mesures sur la même fibre utilisant 24 intervalles de longueurs d'ondes aux différentes températures T_i° ,

Figure V.11. La représentation des mesures de DGD sous forme d'un histogramme pour comparaison de leur distribution avec la fonction de lissage de Maxwell [28]

V.3.3. Résultats et interprétation

La méthode de JME a été appliquée pour mesurer le coefficient de PMD, dans deux fibres monomodes ayant les mêmes caractéristiques opto-géométriques de longueurs 2716m et

4231 m, respectivement, enroulées chacune sur des bobines de 15cm de diamètre.

L'utilisation d'un laser accordable en longueur d'onde fournissant une gamme de longueur d'onde assez large de 1510 à 1615nm, et deux pas de longueur d'onde de 5nm et de 10nm, nous a permis de relever la variation des DGD en fonction de la longueur d'onde pour les deux fibres sous test. La distribution des valeurs DGD mesurées en fonction de la longueur d'onde pour le cas de la fibre de longueur 2716m, est représentée sur la figure (V.12). Nous avons remarqué que le changement de pas dans le cas de la fibre utilisée, n'influence presque pas sur la moyenne de DGD calculée (figure (V.12) et figure (V.13)).

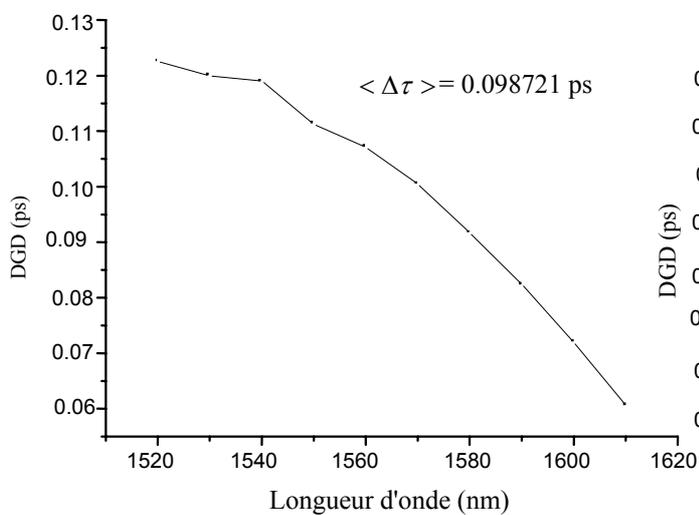


Figure V.12. La mesure des DGD en fonction de longueur d'onde dans une fibre monomode de longueur 2716m, avec un pas de longueur d'onde de 10nm

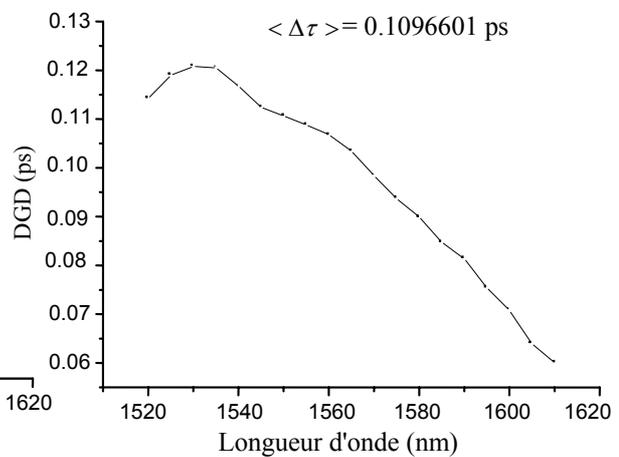


Figure V.13. La mesure des DGD en fonction de longueur d'onde dans une fibre monomode de longueur 2716m, avec un pas de longueur d'onde de 5nm

Nous avons appliqué une fonction de lissage de Maxwell pour l'histogramme des valeurs des DGD mesurées de la figure (V.12), où nous avons constaté que lissage était de mauvaise qualité malgré que les mesures aient été effectuées sur une large gamme des longueurs d'ondes (figure V.14.a).

De ce fait, le calcul de la moyenne du DGD à partir des mesures réalisées ne peut être fait avec précision. Nous avons essayé d'améliorer le lissage de l'histogramme des mesures pour calculer la moyenne des DGD et déduire le coefficient de PMD. Pour cela, nous avons refait plusieurs mesures en fonction de la température, prises le matin, l'après midi, et le soir, respectivement, pour construire l'histogramme des différentes valeurs des DGD obtenues, mais comme nous le voyons sur la figure (V.14.b), le lissage est toujours de mauvaise qualité,

ce qui confirme la raison du mauvais lissage qui est liée à la nature du couplage dans cette fibre et non pas à l'insuffisance des longueurs d'ondes utilisées dans la mesure ou bien des valeurs des DGD mesurées.

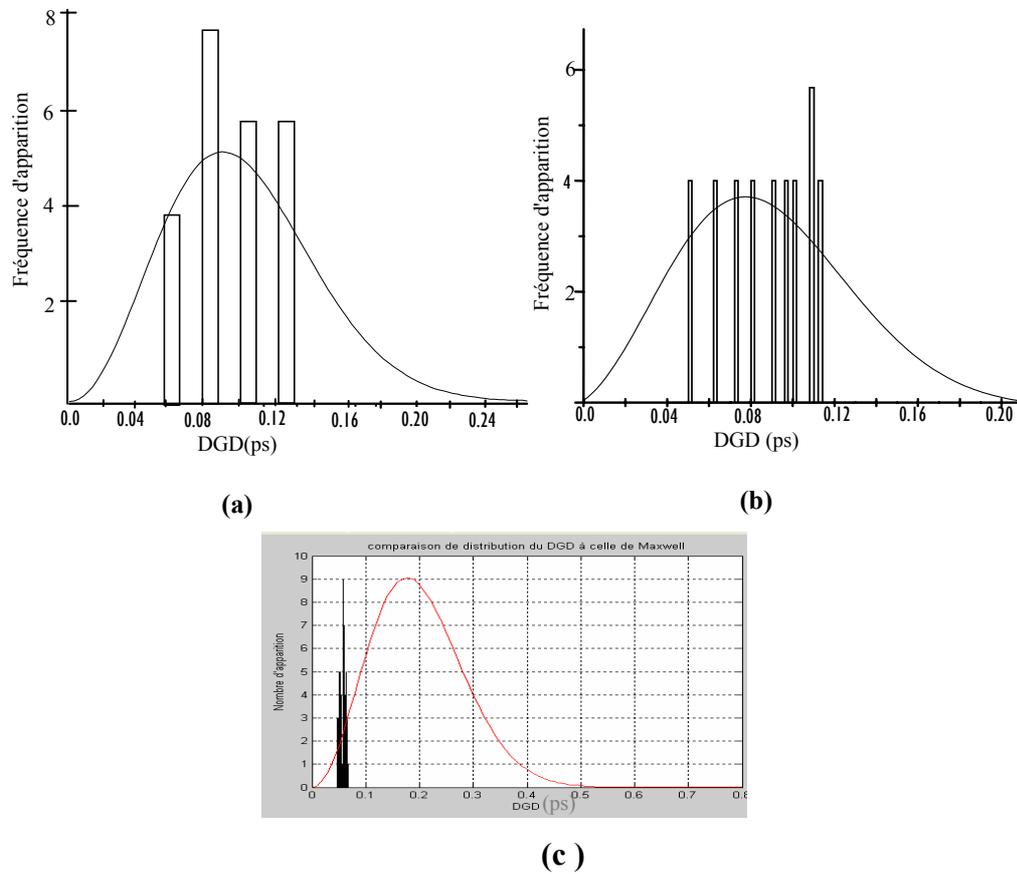


Figure V.14. Représentation de l'histogramme des valeurs du DGD avec sa fonction de lissage de Maxwell d'une fibre de longueur 2716m pour (a)une seule température (b) aux différentes températures (c) histogramme des valeurs de DGD calculées.

Nous avons appliqué les deux méthodes de modélisation pour le calcul de la PMD, étudiées dans le chapitre III, sur le même type de fibre de même longueur, et nous avons obtenu une distribution des DGD de même allure que celle mesurée (figure V.14.c). Dans ce cas, le coefficient de PMD est calculé dans les fibres dites 'fibres courtes à faible couplage' avec l'équation (III.81) avec $\langle \Delta \tau \rangle$ est la moyenne des DGD mesurées. Nous avons appliqué la méthode de JME sur la deuxième fibre de longueur de 4231 m.

La même gamme de longueurs d'onde et une des températures déjà utilisées dans la fibre précédente, ont été utilisées pour la mesure de la PMD. Nous avons trouvé les résultats montrés sur la figure (V.15), qui nous ont permis de confirmer que la fibre de 4231 m

présente un couplage aléatoire fort, et dans ce cas la fonction de maxwell est une bonne fonction de lissage pour l'histogramme des mesures obtenues (figure V.16.a).

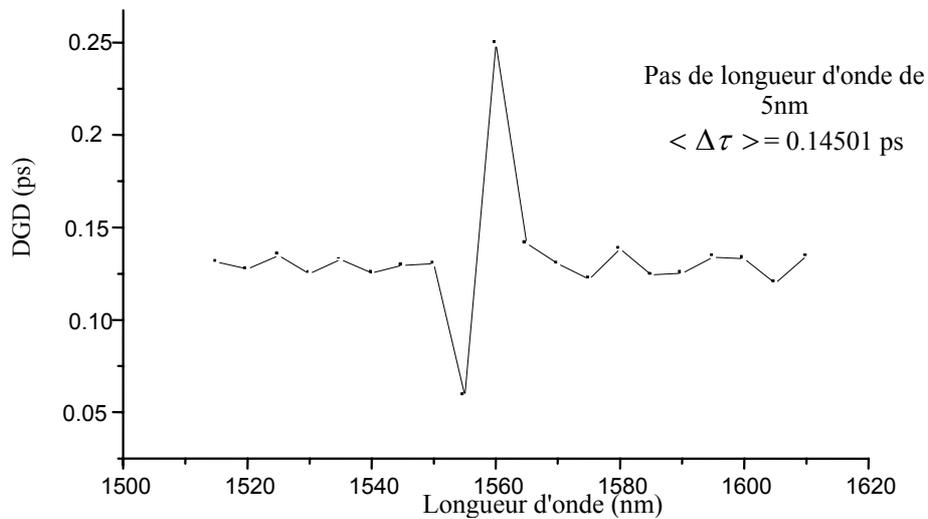
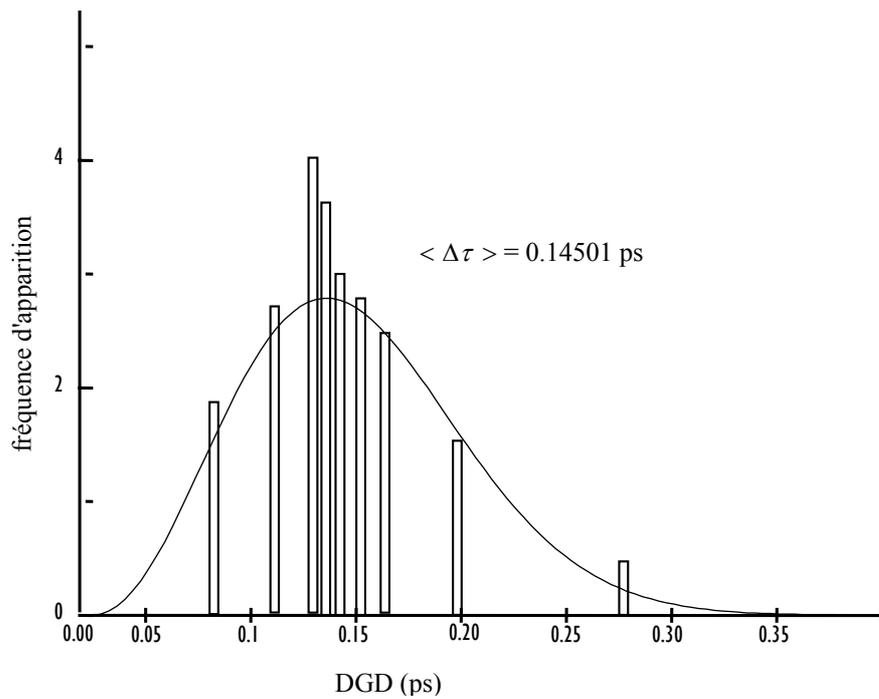
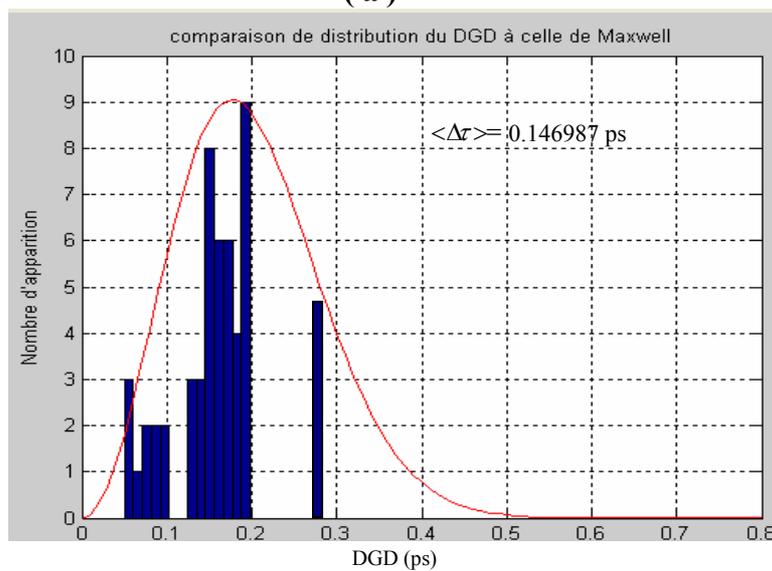


Figure V.15. Représentation des valeurs du DGD mesurées en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'une fibre présentant un couplage aléatoire fort.

Nous avons appliqué la deuxième méthode de modélisation étudiée dans le chapitre III sur la même fibre et nous avons abouti aux résultats représentés sur la figure (V.16.b), qui décrivent la distribution aléatoire des valeurs des DGD calculées qui sont assez proches de celles obtenues par mesure, ce qui valide la deuxième méthode de modélisation utilisée d'un côté, et confirme que cette longueur de fibre sur laquelle nous avons calculé et mesuré la PMD présente un couplage de modes aléatoire, d'un autre côté. En revanche, cela permet de déterminer la moyenne des DGD ' $\langle \Delta \tau \rangle$ ' à partir des mesures avec précision et déduire le coefficient de PMD dans ce cas de fibres dites (fibres longues à fort couplage), avec l'équation (III.82).



(a)



(b)

Figure V.16. Représentation de l'histogramme des valeurs du DGD mesurées (a) et calculés par la deuxième modélisation (b) avec la fonction de lissage de Maxwell d'une fibre de longueur 4231 m.

V.4. Conclusion

Dans cette partie du travail, nous avons pu mesurer deux caractéristiques de transmission importantes dans la fibre optique monomode qui sont : la dispersion chromatique et la dispersion des modes de polarisation (PMD).

Au début, nous avons appliqué le principe de base de la méthode de la variation de la phase de modulation pour la mesure de la dispersion chromatique d'une fibre monomode enroulée sur une bobine recouverte. A travers le dispositif expérimental utilisé, nous avons effectué la mesure de la variation de phase de modulation relative, par rapport à une fibre de référence, du signal transmis pour chaque longueur d'onde centrale des quatre diodes lasers dont les spectres sont très étroits et qui se recouvrent légèrement. En effet, comme le zéro de dispersion se trouve dans la gamme des longueurs d'ondes de mesure désirées, la fonction de lissage utilisée qui est le polynôme de Sellmeier à trois termes, nous a permis d'évaluer la dispersion chromatique sur toute la gamme de longueur d'onde, qui est de 1200nm à 1600nm. Nous avons aussi pu vérifier la diminution de l'influence des perturbations thermiques sur les mesures obtenues, en utilisant le boîtier protégeant la bobine portant la fibre. De plus, cette mesure nous a permis de comparer les valeurs de la dispersion chromatique et toutes ses caractéristiques obtenues, avec celles calculées par le profil d'indice mesuré dans le chapitre IV. Ainsi nous avons pu confirmer la précision obtenue des deux paramètres : le profil d'indice d'une part et de la dispersion chromatique d'autre part.

Ensuite, nous avons appliqué la méthode d'analyse des valeurs propres de la matrice de Jones pour la mesure de la PMD sur deux fibres monomodes de différentes longueurs, en choisissant les bons paramètres concernant les pas et les intervalles de longueurs d'onde. Cela nous a aidé à comparer les résultats trouvés avec ceux calculés par les deux méthodes de modélisation étudiées dans le chapitre III pour le calcul de la PMD, où nous avons constaté que la deuxième méthode de modélisation donne des distributions des DGD plus proches à celles obtenues dans les mesures [21,24].

La méthode de JME permet aussi de définir le type de la fibre sous test, fibre à faible couplage ou fibre à fort couplage et de calculer le coefficient de PMD pour n'importe quel type de fibre.

Chapitre VI : Solutions proposées pour réduire les effets dispersifs dans les fibres optiques(étude théorique et caractérisation)

VI.1. Introduction

Le contrôle de la dispersion chromatique et de la dispersion des modes de polarisation (PMD) dans les fibres optiques, destinées pour les transmissions à longue distance, exige une grande attention de la part des fabricants des fibres optiques. Ces deux effets dispersifs causent de nombreux problèmes en diminuant la capacité du système de transmission utilisant la fibre optique monomode, comme l'élargissement des impulsions émises. Toutefois il y a une grande différence entre ces deux phénomènes. La dispersion chromatique est relativement stable comparativement à la PMD qui est un phénomène aléatoire, et ce qui constitue un obstacle énorme devant l'augmentation des débits à partir de 10 Gbit/s, sur une partie des réseaux de la plupart des compagnies de télécommunication. Plusieurs solutions ont été proposées pour compenser la PMD comme: la compensation électronique après une photodétection directe. Celle-ci ne peut annihiler qu'une partie des effets de la PMD, puisque les informations sur la polarisation et la phase se perdent lors de la détection, la compensation électronique dans un récepteur cohérent avec diversité de polarisations mais malheureusement ceux-ci n'existent pas encore, et devraient être sur-échantillonnés, ce qui est difficile, et la compensation optique dans au moins une section de délai différentiel [51]. D'autres solutions sont proposées par la société Corning et qui consistent à utiliser des fibres tournantes (fibres spun) permettant de réduire efficacement la PMD, donnant des délais différentiels d'ordre de femto secondes. Nous avons consacré cette dernière partie de la thèse à présenter les solutions qui existent déjà pour l'annulation ou le décalage de la dispersion chromatique et à proposer une solution permettant d'annuler la dispersion chromatique aux longueurs d'ondes inférieures à 1.3 microns. Ensuite nous présentons la solution que nous avons proposée pour réduire et compenser la PMD dans une liaison à fibre optique et qui consiste à utiliser des fibres spéciales appelées fibres spun, ces fibres de nouvelles génération possèdent des valeurs de PMD beaucoup plus petites que celles des fibres classiques. De ce fait, nous allons donner la théorie utilisée pour l'étude de ces fibres et les méthodes de mesures que nous avons appliquées pour les caractériser et vérifier la réduction de leur PMD.

VI.2. Quelques solutions aux problèmes de la dispersion chromatique

VI.2.1. Fibre à dispersion décalée

Le décalage de la longueur d'onde de dispersion chromatique nulle λ_0 de 1.3 μm vers une autre longueur d'onde a généralement pour but de permettre de travailler avec un débit de transmission maximum à cette nouvelle longueur d'onde. Par exemple, nous cherchons à

décaler le point λ_0 à $1.55\mu\text{m}$ pour les communications optiques car à cette longueur d'onde l'atténuation est minimale. Pour décaler la longueur d'onde d'annulation de la dispersion totale, nous devons étudier la possibilité de décaler chacune des deux dispersions (du matériau et du guide) indépendamment.

VI.2.1.1 Action sur la dispersion de matériau

Les variations de la longueur d'onde d'annulation de la dispersion varient selon le dopage de la silice. Le décalage produit par ce changement de matériau dopant est très faible. La proportion de dopant reste toujours petite devant la quantité de matériau hôte qui est la silice, et c'est la dispersion de cette silice qui joue un rôle prépondérant. Nous ne pouvons pas incorporer un pourcentage important de dopant car cela diminuerait sensiblement la transparence de la fibre [70].

VI.2.1.2 Action sur la dispersion du guide

Nous avons vu que la dispersion du matériau ne peut être modifiée que dans les limites restreintes en changeant les dopages de fibre. En revanche la dispersion de guide d'onde peut être considérablement influencée en modifiant la structure du profil d'indice de réfraction. En effet, changer le profil d'indice conduit à modifier les solutions de l'équation de dispersion (équation I.60) et la forme de la courbe $b=f(V)$, de laquelle nous tirons la valeur de la dispersion. Le profil d'indice de réfraction d'une fibre monomode ordinaire est le plus souvent considéré comme un profil à saut d'indice avec une différence relative d'indices Δ . Pour ce profil simple, la dispersion chromatique totale s'annule autour de la longueur d'onde de $1.3\mu\text{m}$. Pour décaler ce point zéro de la dispersion vers d'autres longueurs d'ondes, il faut changer la dispersion de guide d'onde et par conséquent changer la structure du profil. Cela nous mène aux profils segmentés ou à multiples sauts d'indice [45]. A l'aide de ces profils, il est possible de fabriquer des fibres optiques dans lesquelles la dispersion nulle est décalée vers $1.55\mu\text{m}$ (fibres optiques à dispersion décalée) ou qui ont des valeurs de dispersion très faibles dans la gamme des longueurs d'ondes de $1.3\mu\text{m}$ à $1.55\mu\text{m}$ (fibres optiques à dispersion compensée ou aplatée). La dispersion chromatique vaut environ $\pm 0.3\text{ps.km}^{-1}.\text{nm}^{-1}$ à 1.55 microns [10]. Cependant, les effets dispersifs d'ordres élevés persistent dans la fibre d'où nous utilisons des fibres compensatrices de dispersion.

VI.2.2. Réseaux de Bragg à pas linéairement croissants ou fibres compensatrices de dispersion (DCF)

Une des solutions au problème de la dispersion est l'utilisation des réseaux de Bragg linéairement chirpés ou fibres à dispersion compensée. Un réseau *chirpé*, ou à pas variable,

présente une périodicité de modulation de l'indice du coeur qui diminue progressivement le long de la fibre (figure VI.1). Ainsi, différentes longueurs d'onde sont réfléchies par le réseau à différents endroits: les premières arrivées doivent traverser tout le réseau avant d'être réfléchies, tandis que les dernières sont directement réfléchies permettant ainsi de recomprimer l'impulsion initialement étalée. Ces fibres compensent l'effet de chirp de façon négative ou positive (selon la normalité du milieu dispersif) et permettent ainsi une propagation sans distorsion dans la fibre [69].

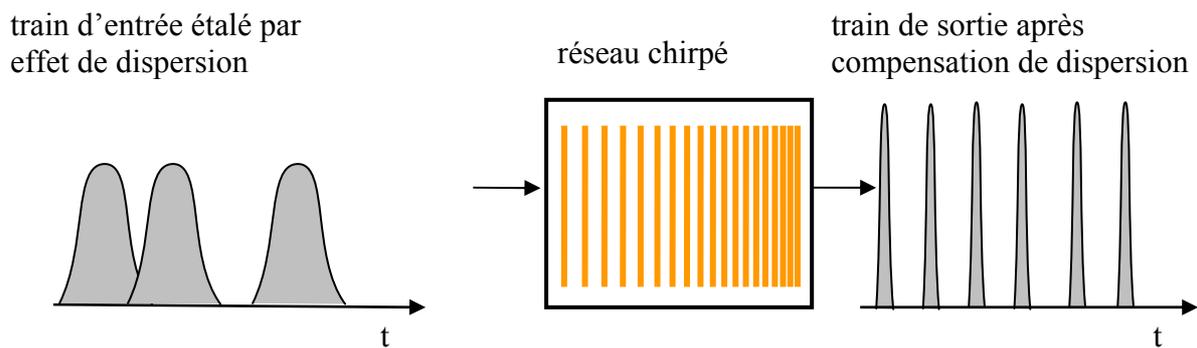


Figure VI.1. Compensation de la dispersion par un réseau linéairement chirpé

VI.2.3. Solution proposée pour l'annulation de la dispersion chromatique aux longueurs d'ondes basses

Nous avons essayé d'annuler la dispersion chromatique aux longueurs d'ondes inférieures à 1.33 microns en vue d'une application dans l'amplification paramétrique à fibre optique utilisant des pompes fonctionnant à ces longueurs d'ondes. La conception d'un amplificateur paramétrique à fibre optique qui a été effectuée [70], consiste à annuler la dispersion chromatique à la longueur d'onde de fonctionnement de la pompe de cet amplificateur et à chercher le mode d'ordre le plus bas se propageant dans la fibre constituant l'amplificateur dont la pente de sa dispersion chromatique reste aplatie sur un maximum d'intervalle de longueur d'onde, car ce dernier représente la gamme de longueur d'onde de fonctionnement de l'amplificateur conçu. Comme la dispersion chromatique est la somme de la dispersion du guide et la dispersion du matériau, la relation (III.22) qui donne la dispersion du guide, montre que Δ joue un rôle important : D_{wl} est proportionnelle à $n_1 \Delta$ et $n_1 \sqrt{\Delta}$ intervient aussi dans l'expression de V . Pour cette raison, la modification de Δ par l'intermédiaire de

celle de n_1 , influe sur la courbe de dispersion, nous rappelons aussi que la modification de n_1 et n_2 se traduit par une modification des types de matériaux qui constituent la fibre, enfin pour annuler la dispersion chromatique à des longueurs d'ondes basses il faut chercher les paramètres, (rayon du cœur ' a ') et n_1 , relatifs au type du matériau du cœur de la fibre optique où la dispersion chromatique est presque nulle à la longueur d'onde basse choisie. En tenant compte que les paramètres trouvés doivent correspondre à une fibre réalisable concrètement.

Pour calculer ces paramètres, dans notre programme nous avons suivi les étapes suivantes :

1. tout d'abord nous choisissons la longueur d'onde comprise entre $0.87\ \mu\text{m}$ et $1.26\ \mu\text{m}$ où nous souhaitons annuler la dispersion chromatique.
2. choisir le type de matériau de la gaine
3. calculer les différents indices de réfractons qui correspondent aux différents types des matériaux mentionnés dans l'annexe C à la longueur d'onde choisie.
4. ordonner les indices de réfractons calculées par ordre croissant.
5. pour chaque indice de réfraction supérieur à l'indice de réfraction de la gaine, nous faisons varier le rayon du cœur ' a ' de la fibre optique et nous calculons la dispersion chromatique pour chaque valeur de ' a ' jusqu'à ce que nous trouverons le minimum (presque nulle) de la dispersion chromatique.

Ces étapes implémentées dans le logiciel (annexe B) permettent de chercher le zéro de dispersion pour toutes les longueurs d'ondes comprises entre $0.87\ \mu\text{m}$ et $1.26\ \mu\text{m}$.

Après l'annulation de la dispersion chromatique pour la longueur d'onde de pompe ($\lambda = 1.06\ \mu\text{m}$), nous cherchons le mode qui présente une courbe de dispersion la plus aplatie possible autour de cette longueur d'onde, les résultats de calcul sont représentés par la figure (VI.2). Nous constatons d'après cette courbe, que le mode LP_{03} qui correspond à $V=8.86$ qui présente la pente de dispersion chromatique la plus faible à $\lambda = 1.06$, ainsi nous pourrions envisager de concevoir un amplificateur paramétrique utilisant une pompe fonctionnant à la longueur d'onde $\lambda = 1.06$ si l'énergie du signal injecté dans la fibre constituant l'amplificateur, sera portée par le mode LP_{03} . En aboutissant à ces résultats, nous nous sommes rendus compte de la possibilité d'annulation de la dispersion chromatique aux longueurs d'onde désirées.

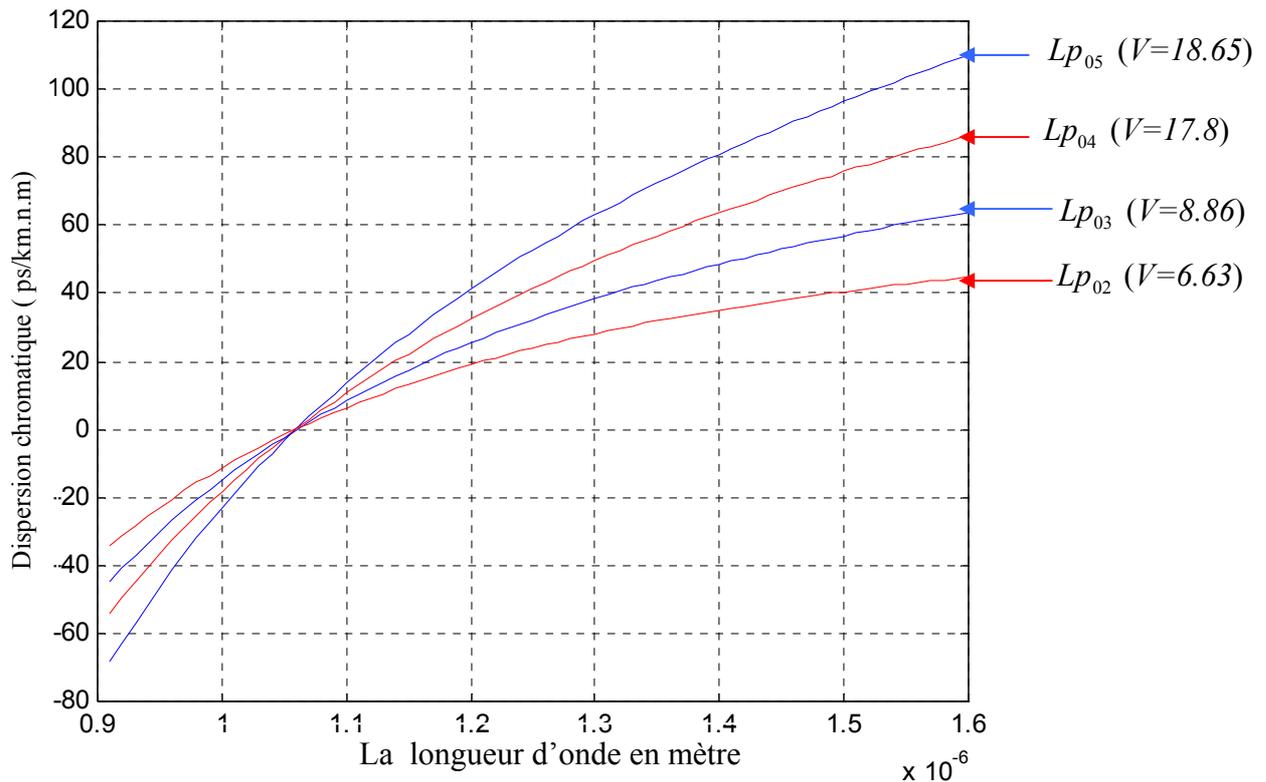


Figure VI.2. Représentation de la dispersion chromatique pour différents modes Lp_{0n}

VI.3. La solution proposée pour réduire la dispersion modale de polarisation

La tolérance typique d'un système à la PMD est approximativement 10% de la période d'un bit, ce qui donne 40 ps pour un système à 2.5 Gb/s, 10 ps pour un système à 10 Gb/s et seulement 2.5 ps pour un système à 40 Gb/s [61]. Comme le débit est sensé augmenter, l'exigence pour la PMD devient plus stricte. C'est par conséquent important d'utiliser des fibres à basse PMD dans les systèmes de transmission. Dans la décennie passée, des efforts considérables ont été faits pour comprendre les origines de la PMD et pour atténuer ses effets dans les systèmes. Il y a deux façons de réduire la PMD dans une fibre. La première est de minimiser les asymétries dans le profil de l'indice de réfraction et les contraintes [63]. Cela implique des améliorations du processus industriel pour la fabrication de la fibre afin d'assurer une meilleure géométrie de la fibre et réduire le taux de contraintes dans la fibre. La deuxième méthode est d'introduire le couplage des modes de la polarisation contrôlé en tournant la fibre (spinning) pendant sa fabrication [47]. En effet, le spinning a été utilisé dans la fabrication de fibre depuis le début des années 1990, et cela a montré que c'est une technique effective pour réduire la PMD dans la fibre. La description de la réduction de la PMD en utilisant le spinning

est développée par un formalisme mathématique basé sur la théorie de couplage de la matrice de Jones [48].

La solution que nous avons proposée consiste à commencer par localiser dans une liaison de fibre optiques déjà installée, les tronçons de fibres présentant des PMD non négligeables influençant le débit de cette liaison, cela peut être fait par les méthodes de réflectométrie comme (OTDR, OFDR). Ensuite remplacer la (les) fibre (s) par la (les) fibre(s) spun où la PMD est beaucoup plus basse que celle d'une fibre classique. Cette solution proposée nous a incité à étudier les fibres spun et à mesurer leurs PMD pour vérifier sa réduction par rapport à celle des fibres classiques. De plus, nous avons vu que l'étude des méthodes de réflectométrie de haute résolution comme (COTDR, OFDR), était nécessaire pour connaître les techniques de mesure de la biréfringence distribuée en fonction de la longueur de la liaison à fibres d'un côté et pour la caractérisation des fibres spun d'un autre côté.

VI.3.1. Les technologies des fibres spun

Il y a plus de deux décennies où le concept des fibres spun a été proposé originairement dans un article publié par Barlow [5].

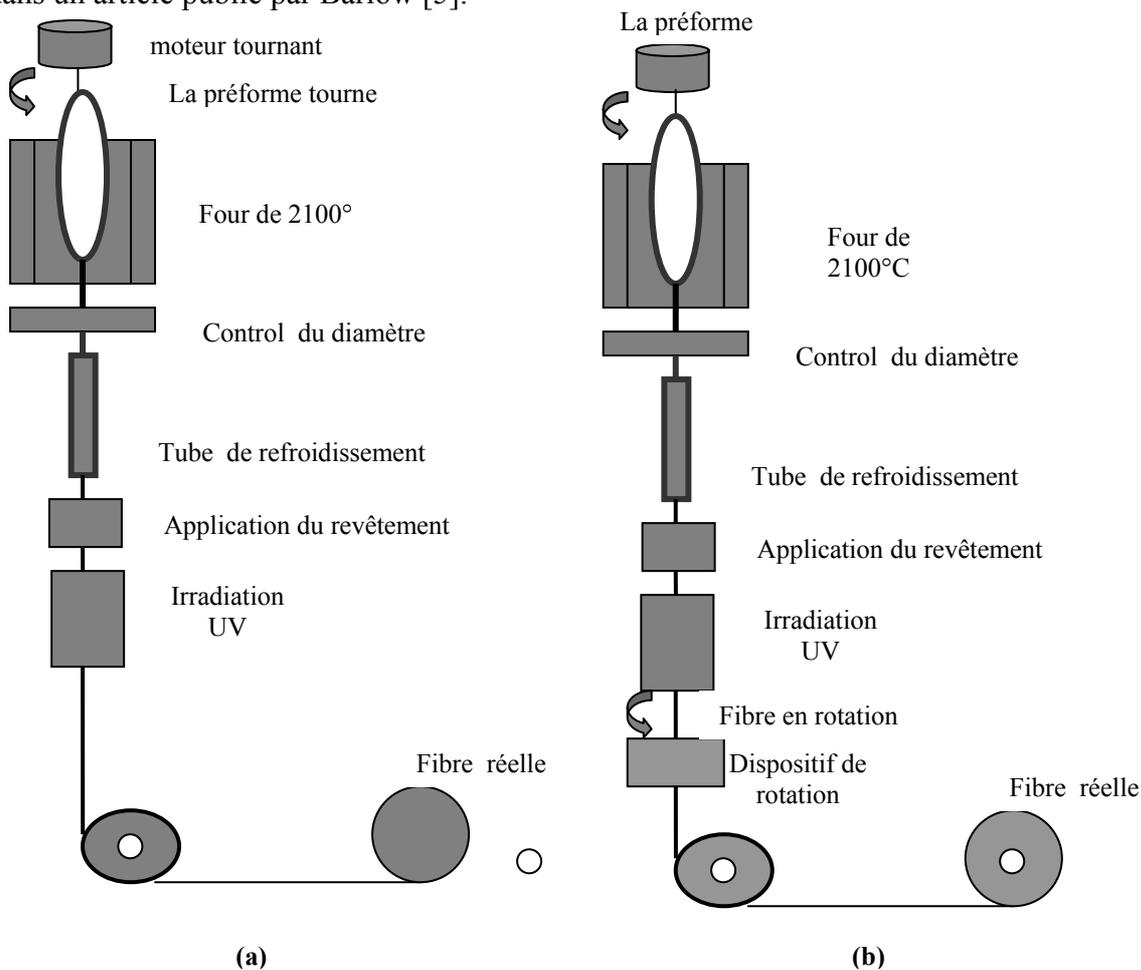


Figure VI.3. Deux approches utilisées pour présenter les fibres tournantes [47]:
 (a) tourner la préforme, (b) tourner la fibre

La fibre spun est réalisée par la rotation de la préforme pendant le tirage de la fibre (figure VI.3.a). Dans cette approche, le système de tirage de la fibre est le même que le système conventionnel des fibres standards (OVD) sauf qu'un moteur tournant est placé au sommet de la préforme. Quand le moteur est engagé avec une vitesse prédéterminée, la préforme tourne en entraînant des rotations des axes de la biréfringence. La rotation sera bloquée avec la fin de l'opération de fibrage. Cette approche est simple et convenable pour le tirage de la fibre à basse vitesse. Cependant, il n'est pas convenable pour la production de la fibre avec un tirage à haute vitesse parce que le moteur doit tourner à une très haute vitesse. Pour illustrer ceci, nous considérons un taux de rotation de la fibre de 3 tours/min, pour une vitesse de tirage 1 m/s, la vitesse de rotation de la préforme est seulement 180 tours/min.

Cependant, pour un dispositif de tirage moderne ayant une vitesse plus grande que 20m/s, la préforme doit tourner à une vitesse plus de 3600 tours/mn, ce qui n'est pas pratique; c'est la raison pour laquelle le principe des fibres spun n'a pas été utilisé dans la production de fibre jusqu'à la moitié des années 1990 quand des méthodes de spinning plus pratiques ont été proposées [48]. De plus, les systèmes de transmission au moment où ils ont été déployés à bas débit (≤ 2.5 Gb/s), la PMD n'était pas un problème majeur pour chercher des fibres qui permettent sa réduction.

Plusieurs techniques pratiques ont été proposées durant l'année 1990, par exemple, par Hart [40] afin de tourner directement la fibre au lieu de tourner la préforme. Plus tard, cette technique est devenue la technique la mieux adaptée pour la fabrication des fibres permettant la réduction de la PMD.

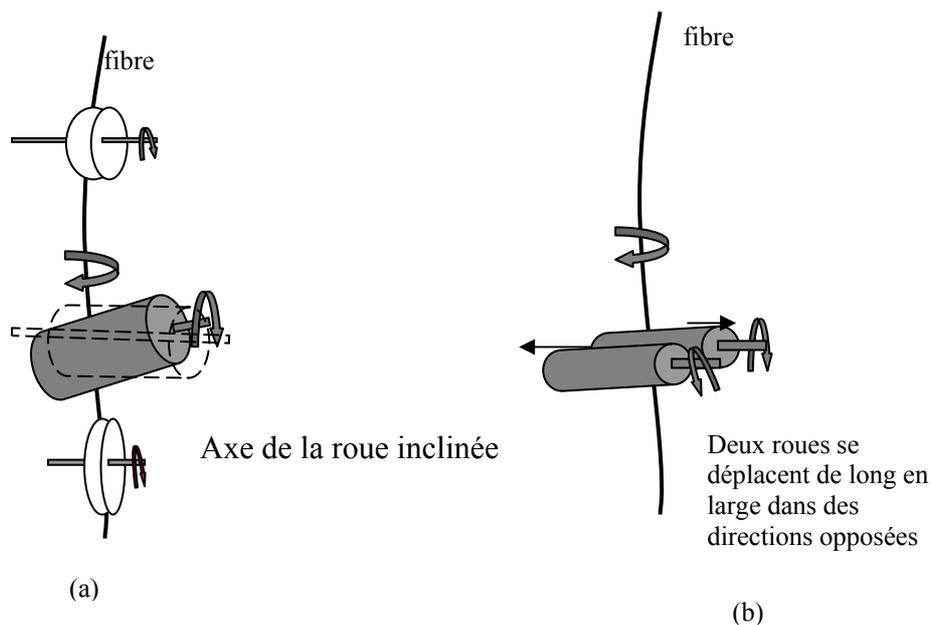


Figure VI.4. Exemples des systèmes de rotation de fibre [47] :
 (a): roue inclinée, (b) deux roues se déplaçant dans des directions opposées

Dans cette approche (figure VI.3.b), un dispositif de rotation de la fibre, est placé dans le tour de fibrage pour tourner la fibre directement. Deux exemples de ce dispositif sont illustrés par la figure VI.4. Dans le premier exemple (figure VI.4.a), une roue est en contact avec la fibre et inclinée par rapport à sa position initiale appliquant un moment de rotation pour tourner la fibre. Dans le deuxième exemple (figure VI.4.b), deux roues sont placées horizontalement et sont en contact avec la fibre [7]. Les deux roues se déplacent dans des directions opposées de long en large entraînant la fibre à tourner. Faire tourner la fibre directement évite le problème de la haute vitesse de rotation de la préforme. De plus, cette technique fournit la flexibilité de contrôler et d'implémenter des différents profils de rotation pour une meilleure réduction de la PMD.

VI.3.2. Théorie des fibres spun

Deux approches ont été proposées pour la modélisation de la réduction de la PMD dans les fibres tournantes (spun). Une des approches est basée sur l'évolution de l'état de polarisation [34, 48]. L'évolution du vecteur de la dispersion de la polarisation est gérée par l'équation dynamique qui est reliée au vecteur de la biréfringence locale. En résolvant l'équation dynamique, le vecteur de la dispersion de la polarisation est obtenu et dont le module donne le délai du groupe différentiel (DGD). Une autre approche est basée sur la théorie des modes couplés de la matrice de Jones [47]. Dans cette approche, les amplitudes complexes des deux modes de la polarisation sont décrites par les équations de couplage des modes. En résolvant ces équations, les amplitudes complexes sont obtenues et la matrice de Jones est déterminée. Le DGD peut être calculé à partir de la matrice de Jones. En principe, les deux approches donnent des résultats équivalents. Notre étude des fibres spun est fondée sur le formalisme de la matrice de Jones, où nous avons constaté que les solutions analytiques obtenues sont simples.

VI.3.2.1. Les équations du couplage des modes

Puisque la biréfringence dans les fibres monomodes utilisées dans les télécommunications est généralement petite, le formalisme basé sur la théorie de perturbation [47], peut être utilisé pour décrire les différents mécanismes de biréfringence dans les fibres monomodes, incluant la biréfringence due à la déformation du cœur, contraintes, courbure, rotation de la fibre et la torsion. Dans ce qui suit, nous présenterons la théorie des modes couplés et nous décrivons comment l'appliquer pour les différents problèmes de biréfringence. En effet, la petite biréfringence des fibres de télécommunication peut être traitée comme une perturbation

anisotrope à un matériau originalement isotrope. Sous la condition du guidage faible, le champ électrique E est décrit par l'équation d'onde suivante [27]:

$$\Delta E - \mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon E = \mu_0 p \quad (\text{VI.1})$$

Où ε_0 et μ_0 sont les constantes diélectriques et magnétiques du vide, respectivement, ε est la constante diélectrique relative de la fibre non perturbée, et p est le terme de perturbation qui est donné par la relation suivante:

$$p = \varepsilon_0 \Delta \varepsilon E \quad (\text{VI.2})$$

Où $\Delta \varepsilon$ est le tenseur électrique décrivant l'anisotropie du milieu. Sans le terme de perturbation, l'équation (VI.1) a des solutions modales de la forme suivante:

$$E_n(x, y, z) = e_n(x, y) \exp(-i\beta_0 z) \quad n = 1, 2 \quad (\text{VI.3})$$

Où $e_n(x, y)$ est la distribution du champ électrique. Pour une fibre monomode, $n = 1, 2$, représentant les deux modes de polarisation.

En l'absence de perturbation, les deux modes sont dégénérés et se propagent avec la même constante β_0 . Avec le terme de perturbation, il est supposé que le champ électrique $E(x, y, z)$ est donné par la superposition linéaire des deux modes non perturbés [47]:

$$E(x, y, z) = \sum_n A_n(z) e_n(x, y) \exp(-i\beta_0 z) \quad (\text{VI.4})$$

Où $A_n(z)$ sont les coefficients complexes décrivant les amplitudes et les phases des deux modes E_n . Remplaçons l'équation (VI.4) dans les équations (VI.1, VI.2) et utilisons la relation d'orthogonalité entre les deux modes [47]:

$$\int e_m(x, y) \cdot e_n(x, y) dx dy = \begin{cases} N_m & m = n \\ 0 & m \neq n \end{cases} \quad (\text{VI.5})$$

Sachant que N_m est une constante de normalisation qui se calcule comme suit :

$$N_m = \frac{1}{2} \int \vec{e}_m \times \vec{h}_m^* \cdot \vec{z} ds = \frac{n_{coeur}}{2} \left(\frac{\varepsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2} \int e_m^2 ds \quad (\text{VI.6})$$

Et la condition du couplage faible:

$$\frac{1}{\beta_0} \left| \frac{d^2 A_n}{dz^2} \right| \ll \left| \frac{dA_n}{dz} \right| \quad (\text{VI.7})$$

Nous obtenons les équations des modes couplés qui décrivent l'évolution des amplitudes complexes $A_n(z)$ [47]:

$$\frac{dA}{dz} = ik.A \quad (\text{VI.8})$$

Où A est le vecteur d'amplitude complexe ayant la forme suivante :

$$A = (A_1 \quad A_2)^T \quad (\text{VI.9})$$

et k est la matrice des coefficients du couplage

$$k = \begin{pmatrix} k_{11} & k_{12} \\ k_{21} & k_{22} \end{pmatrix} \quad (\text{VI.10})$$

Les coefficients de couplage sont reliés aux différents types de perturbations:

$$k_{mn} = \frac{k_0}{2n_0 N_0} \int e_n^*(x, y) \cdot \Delta \varepsilon(x, y, z) \cdot e_m(x, y) dx dy \quad (\text{VI.11})$$

Où n_0 est l'indice de réfraction effectif des deux modes non perturbés.

VI.3.2.2. La matrice de Jones et la PMD de la fibre

L'évolution de la polarisation locale le long de la fibre biréfringente, est décrite par les équations du couplage des modes. Le changement total de la polarisation d'un signal d'entrée, après avoir parcouru une certaine distance de la fibre est mieux décrit par la matrice de Jones. Supposons que les pertes dans les fibres soient négligeables, la matrice de Jones déjà prédéfinie, peut être mise sous une autre forme qui est:

$$T = \begin{bmatrix} A_1(z) & -A_2^*(z) \\ A_2(z) & A_1^*(z) \end{bmatrix} \text{ avec } |A_1|^2 + |A_2|^2 = 1 \quad (\text{VI.12})$$

Les quatre éléments complexes de la matrice de Jones peuvent être obtenus en intégrant les équations des modes couplés avec des conditions initiales appropriées. Une fois que la matrice de Jones est connue, la PMD peut être aisément calculée à partir des éléments de la matrice [13, 47]:

$$\tau = 2 \sqrt{\left| \frac{dA_1}{d\omega} \right|^2 + \left| \frac{dA_2}{d\omega} \right|^2} \quad (\text{VI.13})$$

Afin de décrire la réduction de la PMD, nous définissons un paramètre appelé facteur de réduction de PMD (PMDRF) ζ comme le rapport de DGD des fibres tournantes sur celui des fibres non tournantes.

$$\zeta = \frac{\tau}{\tau_0} \quad (\text{VI.14})$$

Où les longueurs utilisées des fibres tournantes et des fibres non tournantes sont les mêmes. Par exemple si ζ est égal à 1, la réduction de la PMD n'est pas réalisée et si ζ est égal à 0,5, un facteur de deux est obtenu dans la réduction de la PMD [47].

VI.3.2.3. Les configurations de la fibre et les coefficients de couplage

La matrice des coefficients de couplage dépend du tenseur diélectrique de la perturbation. Les valeurs de ces éléments sont déterminées par le type de perturbation, ce qui veut dire que cela dépend de la configuration de la fibre. Dans cette section, nous décrivons quelques configurations des fibres et nous donnons leurs matrices des coefficients de couplage. Il est important de noter que les matrices de couplage dans ce travail sont exprimées dans la base de la polarisation circulaire, car il est plus convenable de traiter les fibres tournantes [47].

a. La fibre linéairement biréfringente

La biréfringence linéaire est causée par les perturbations comme les déformations du cœur, l'asymétrie des contraintes latérales, courbure. Dans le cas de la biréfringence linéaire, la matrice des coefficients de couplage est donnée par [47]:

$$k = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Delta\beta e^{i2\phi} \\ \Delta\beta e^{-i2\phi} & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{VI.15})$$

Où $\Delta\beta$ est la biréfringence linéaire, et ϕ est l'orientation de la biréfringence par rapport à un axe donné.

b. fibres spun

Dans une fibre tournante, l'orientation de la biréfringence tourne par rapport à l'axe x. L'angle de rotation accumulée Φ est donc une fonction de la longueur de fibre 'z', qui est déterminée par le taux de rotation $\alpha(z)$:

$$\Phi = \int_0^z \alpha(z) dz \quad (\text{VI.16})$$

En remplaçant l'équation (VI.16) dans l'équation (VI.15), nous obtenons la matrice des coefficients de couplage des fibres tournantes, décrivant la perturbation de la biréfringence:

$$k = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & \Delta\beta e^{i2\int_0^z \alpha(z) dz} \\ \Delta\beta e^{-i2\int_0^z \alpha(z) dz} & 0 \end{bmatrix} \quad (\text{VI.17})$$

c. Fibres tortueuses (twisted fiber)

Nous trouvons dans ce type de fibres deux effets: la rotation de la biréfringence et la torsion mécanique. La rotation de biréfringence est similaire à celle de la fibre tournante. Si le taux de torsion est T , l'angle Φ est calculé par

$$\Phi = T z \quad (\text{VI.18})$$

Le taux de torsion est déterminé par les coefficients de photo-élasticité de la fibre. La contrainte de torsion produit la biréfringence circulaire qui est proportionnelle au taux de torsion.

$$\delta = g.T \quad (\text{VI.19})$$

Où g est le coefficient qui est déterminé par les coefficients de photo élasticité du verre. La valeur typique de g des fibres de la silice est 0.16. En combinant les effets de rotation et de torsion, la matrice de couplage s'écrit sous la forme suivante [47]:

$$k = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \delta & \Delta\beta e^{i2Tz} \\ \Delta\beta e^{-iTz} & -\delta \end{bmatrix} \quad (\text{VI.20})$$

VI.3.2.4. Les solutions des équations couplées pour les différentes configurations des fibres

Généralement, la matrice des coefficients de couplage est dépendante de z , et les solutions analytiques de l'équation (VI.8) n'existent pas dans la majorité des cas. L'intégration numérique est toujours utilisée pour obtenir des solutions numériques. Différentes méthodes numériques, telle que la méthode des différences finies, méthode Runge-Kutta [13], peuvent être appliquées pour résoudre l'équation des modes couplés. Cependant dans les deux cas spéciaux, nous pouvons dériver les solutions analytiques, qui vont être discutées dans cette section.

a. Taux de rotation constant (constant rate spinning)

Pour un taux de spinning constant, la fonction 'spin' (rotation) peut être écrite comme suit:

$$\alpha = \alpha_0 \quad (\text{VI.21})$$

Où α_0 est une constante. Dans ce cas, la biréfringence d'une fibre est évaluée dans une seule direction avec un taux de α_0 . C'est pourquoi le taux de spinning constant est parfois attribué à un spinning unidirectionnel. Pour une fibre spun avec un taux de spin constant, l'intégrale de la matrice de couplage de l'équation (VI.16) peut être facilement calculée, et les équations couplées deviennent [40]:

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{1}{2} i \Delta\beta e^{i2\alpha_0 z} A_2 \quad (\text{VI.22})$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{1}{2} i \Delta\beta e^{i2\alpha_0 z} A_1 \quad (\text{VI.23})$$

Avec les conditions initiales $A_1(0) = 1$, $A_2(0) = 0$. Les solutions des équations (VI.22) et (VI.23) sont:

$$A_1 = -\frac{\alpha_0 - \nu}{2\nu} e^{i(\alpha_0 + \nu)z} + \frac{\alpha_0 + \nu}{2\nu} e^{i(\alpha_0 - \nu)z} \quad (\text{VI.24})$$

$$A_2 = \frac{\Delta\beta}{4\nu} e^{i(-\alpha_0 + \nu)z} - \frac{\Delta\beta}{4\nu} e^{-i(\alpha_0 + \nu)z} \quad (\text{VI.25})$$

Où $\nu = \sqrt{\alpha_0^2 + \frac{1}{4}\Delta\beta^2}$

En utilisant les équations (VI.12) et (VI.13), nous trouvons que le DGD peut être exprimé par une formule simple pour le spinning constant:

$$\tau(z) = \frac{\gamma_\omega}{2\nu} \sqrt{(\Delta\beta)^2 z^2 + \left(\frac{4\alpha_0}{\Delta\beta} \sin\left(\frac{\Delta\beta z}{2}\right) \right)^2} \quad (\text{VI.26})$$

Avec $\gamma_\omega = \frac{d\Delta B}{d\omega} = \frac{\tau_0}{L}$ est la PMD d'une fibre biréfringente uniforme sans le couplage de modes à la position z , un paramètre que nous avons déjà vu dans le chapitre III.

Le terme sinusoïdal de l'équation (VI.26) ne joue pas un rôle important quand la fibre est suffisamment longue. En revanche, pour de longues fibres, le DGD est :

$$\tau(z) = \frac{\gamma_\omega \cdot \Delta\beta \cdot z}{2\nu} \quad (\text{VI.27})$$

L'équation (VI.27) indique que le DGD évolue linéairement avec la longueur de la fibre, et le PMDRF prend la forme suivante:

$$\zeta = \frac{\Delta\beta}{2\nu} \quad (\text{VI.28})$$

Nous remarquons que pour les fibres spun à taux constant, le PMDRF est dépendant de la longueur de battement ou de la biréfringence.

b. la fonction de spin périodique

Pour les fonctions de spin périodiques, sous certaines conditions, nous pouvons décrire des solutions analytiques en utilisant la théorie de perturbation [13] dans laquelle des fibres sont soumises à des perturbations uniformes seulement, ou bien dans le cas du régime de petites longueurs (typiquement inférieurs à 100 m), afin de simplifier leur analyse. En effet, dans cette approche, la caractéristique de la variation aléatoire de la perturbation dans un régime de grandes longueurs est ignorée. En utilisant les conditions initiales utilisées dans le paragraphe précédent, les solutions de perturbation du premier ordre de $A_1(z)$ et $A_2(z)$ sont les suivantes [13]:

$$A_1(z) = 1 \quad (\text{VI.29})$$

$$A_2(z) = (i/2)\Delta\beta \int_0^z \exp[-2i\Theta(z')] dz' \quad (\text{VI.30})$$

Où $\Theta(z) = \int_0^z \alpha(z') dz'$. Il est plus simple d'obtenir le DGD en utilisant l'équation (VI.13):

$$\tau(z) = \gamma_\omega \left| \int_0^z \exp[-2i\Theta(z')] dz' \right| \quad (\text{VI.31})$$

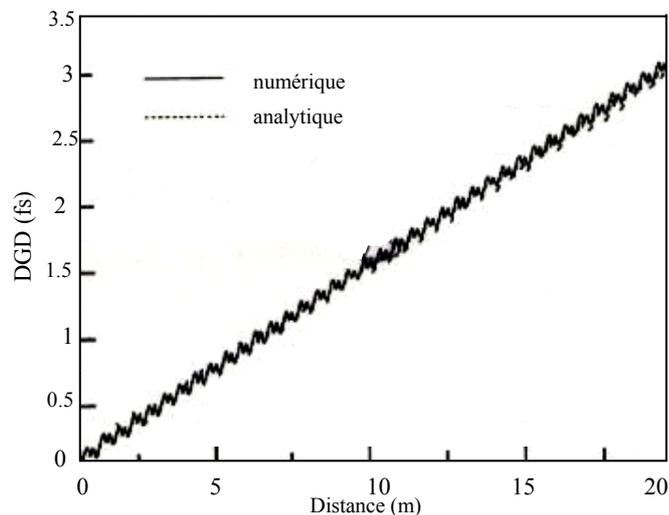
En se basant sur la théorie de perturbation, le premier ordre d'expansion de la perturbation est valide seulement quand $\Delta\beta \ll 1$. Cette condition limite l'application de l'équation (VI.31) sur des fibres qui ont la PMD basse.

La validité de cette solution a été testée dans [13]. Lorsque la longueur de battement est grande (quelques mètres), c'est à dire $\Delta\beta \approx 1$, et la période de spin est plus petite que la longueur de battement, la théorie de perturbation du premier ordre peut être toujours appliquée. Pour des profils sinusoïdaux de spin, l'expression du facteur de la réduction de la PMD peut être obtenue à partir des solutions de l'équation de perturbation. Notons que le profil de spin sinusoïdal prend la forme suivante :

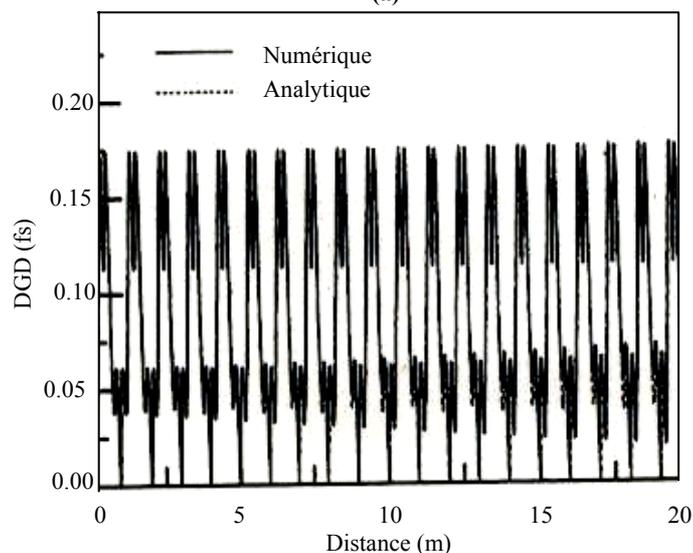
$$\alpha(z) = \alpha_0 \cos(\eta z) \quad (\text{VI.32})$$

Où α_0 est l'amplitude de spin, et η est la fréquence angulaire des modulations spatiales, qui est reliée à la période de spin Λ dans la forme $\eta = 2\pi / \Lambda$.

Avec la solution analytique de l'équation (VI.31), nous pouvons connaître quels sont les paramètres de spin qui permettent d'optimiser les performances de PMD. Avec les premières observations, nous constatons que quand la longueur de battement d'une fibre est plus grande que quelques mètres, le PMDRF est indépendant de la longueur de battement, et donc de la biréfringence intrinsèque de la fibre. Dans l'équation (VI.31), la seule contribution à la biréfringence de la fibre, provient de γ_ω , et le DGD est proportionnel à cette grandeur. Notons que γ_ω est la PMD des fibres unspun (non tournantes). En revanche, le PMDFR sera indépendant de γ_ω . Cette conclusion est aussi vérifiée par l'intégration numérique directe de l'équation (VI.8) avec k donné par l'équation (VI.17).



(a)



(b)

Figure VI.5. L'évolution du DGD le long d'une fibre spun

Quelques anciennes fibres avaient des longueurs de battement inférieures à quelques mètres; cependant, avec l'amélioration de la fabrication de la fibre récemment, la majorité des longueurs de battement de ces fibres dépassent quelques mètres. L'indépendance du PMDRF de la biréfringence intrinsèque de la fibre, offre l'avantage de la simplicité de conception, puisque il n'est pas utile d'optimiser les profils de spin pour les différentes biréfringences de la fibre. De plus, nous avons noté que le DGD évolue linéairement quand la longueur de la fibre augmente (figure VI.5), bien que nous remarquons quelques oscillations superposées sur le graphe représentant la variation du DGD(d). Nous pouvons aussi séparer les contributions réelles et imaginaires de l'intégrale (VI.31) afin de mieux analyser la variation du DGD le long de la fibre. Nous exprimons l'équation (VI.31) sous une forme alternative pour le DGD à une période spatiale T:

$$DGD(T) = \gamma_{\omega} \left| \int_0^T \cos[2\Theta(z')] dz' - i \int_0^T \sin[2\Theta(z')] dz' \right| \quad (VI.33)$$

$$DGD(T) = \gamma_{\omega} \int_0^T \cos[2\Theta(z')] dz', \quad \Theta(z) \text{ est une fonction paire}$$

$$DGD(T) = \gamma_{\omega} \int_0^T \sin[2\Theta(z')] dz', \quad \Theta(z) \text{ est une fonction impaire.}$$

Nous supposons que $\Theta(z)$ est une fonction périodique. Quand $\Phi(z)$ est une fonction paire, $\int_0^T \sin[2\Theta(z')] dz'$ vaut zéro. Quand $\Theta(z)$ est une fonction impaire, $\int_0^T \cos[2\Theta(z')] dz'$ qui vaut zéro. Avec un multiple de période T, le DGD devient $n[DGD(T)]$. Pour des valeurs entre les multiples de la période, des oscillations sont incrustées dans la variation linéaire du DGD. En revanche, cette étude basée sur [40] mène à conclure que la dépendance du DGD des fibres standards, de la racine carrée de leurs longueurs, provient de la nature statistique du couplage aléatoire des deux modes de polarisation. Alors que l'évolution linéaire du DGD en fonction de longueur de la fibre spun, est due à la périodicité du couplage introduit par le spinning, ce qui donne un couplage des modes mieux contrôlé que celui des fibres standards. Cependant, il est possible que le DGD des fibres spun suive une loi d'évolution différente dans une région où la théorie du premier ordre de perturbation n'est pas valable, par exemple, quand la biréfringence intrinsèque de la fibre est grande et /ou le taux de spin est grand.

Avec les résultats précités, il est plutôt simple de trouver les conditions d'accord de phase (phase matching conditions) pour lesquelles le maximum de la réduction de la PMD peut être obtenu. Dans ce cas, la condition est fixée pour que le PMDFR soit égal à zéro [13]:

$$\int_0^T \exp[-2i\Theta(z')] dz' = 0 \quad (\text{VI.34})$$

L'équation (VI.34) peut être écrite sous une forme alternative si nous utilisons les propriétés discutées précédemment pour les fonctions paires et impaires. Notons que lorsque les conditions d'égalité de phase sont satisfaites, l'évolution du DGD le long de la fibre spun est périodique. Le DGD ne croit plus quand la longueur de fibre augmente.

Les équations (VI.31) et (VI.34) sont valables pour une catégorie entière des profils périodiques de spin. Pour illustrer comment déterminer les conditions d'égalité de phase, nous prenons un exemple d'un profil sinusoïdal de spin. Un tel profil est défini par l'équation (VI.32). L'intégration de ce profil est $\Theta(z) = \alpha_0 \sin(\eta z) / \eta$, ensuite nous obtenons le DGD, en utilisant l'équation (VI.31):

$$DGD(z) = \gamma_\omega \left| \int_0^z \exp\left[-i \frac{2\alpha_0 \sin(\eta z')}{\eta}\right] dz' \right| \quad (\text{VI.35})$$

L'intégral peut être évalué analytiquement en utilisant l'identité suivante:

$$\exp[-ix \sin(\theta)] = J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos(2n\theta) - 2i \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(x) \sin[(2n+1)\theta] \quad (\text{VI.36})$$

Alors, nous obtenons

$$DGD(z) = \gamma_\omega \left[R^2(z) + I^2(z) \right]^{1/2} \quad (\text{VI.37})$$

Où

$$R(z) = J_0(2\alpha_0 / \eta) z + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_{2n}(2\alpha_0 / \eta)}{\eta n} \sin(2n\eta z) \quad (\text{VI.38})$$

$$I(z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{J_{2n+1}(2\alpha_0 / \eta)}{\eta(2n+1)} \cos[(2n+1)\eta z] \quad (\text{VI.39})$$

Nous constatons que quand $J_0(2\alpha_0 / \eta) \neq 0$, la contribution dominante provient du terme de l'augmentation linéaire de l'équation (VI.38). En négligeant le terme des oscillations, l'expression du DGD devient:

$$DGD(z) = \gamma_\omega J_0(2\alpha_0 / \eta) z \quad (\text{VI.40})$$

Comme dans le cas des fibres spin à un taux constant, sans les perturbations aléatoires, le DGD augmente linéairement avec la longueur de la fibre. En revanche, le PMDRF prend une forme plus simple:

$$PMDRF = J_0(2\alpha_0 / \eta) \quad (VI.41)$$

L'équation (VI.41) indique que PMDRF est indépendant de la longueur de battement dans le cas des fibres spun de profil sinusoïdal pour des longueurs de battement de quelques mètres ou plus. Quand $J_0(2\alpha_0 / \eta) = 0$, le terme d'augmentation linéaire disparaît, et les termes d'oscillation ne peuvent plus être négligés. Dans ce cas, le DGD oscille entre 0 et une valeur maximum et indépendant de la distance de propagation. La condition où le minimum de la PMD est obtenu, est appelée la condition d'égalité de phase (figure VI.6).

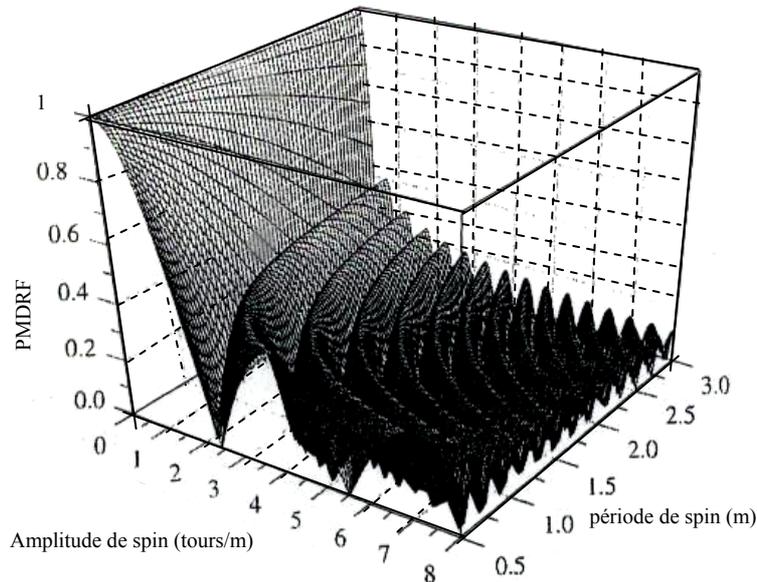


Figure VI.6. Le facteur de réduction comme fonction de l'amplitude de spin et la période de spin

La figure (V.6) illustre la présentation en trois dimensions du graphe de la réduction de PMD comme une fonction de la période de spin et l'amplitude de spin. L'égalité de phase peut être réalisée pour différents paramètres de spin permettant d'obtenir une réduction optimale de PMD, bien qu'en général, des amplitudes de spin élevées donnent une meilleure réduction de PMD [47]. La figure (V.3.a) montre l'évolution de DGD le long de la fibre avec la condition d'égalité de phase. Finalement, le maximum de réduction peut être obtenu aux points zéros de la fonction de Bessel d'ordre zéro (équation VI.41).

VI.3.2.5. Etude de la réduction de la PMD pour les différents profils de spin

a. Le taux de spin constant

En utilisant l'équation (VI.28), le PMDRF comme fonction du taux de spin, est représenté pour différentes longueurs de battement dans la figure VI.7, en utilisant un taux de spin constant. Nous constatons que la PMD est réduite quand le taux de spin augmente. Pour le même taux de spin, PMDRF dépend de la longueur de battement. Plus la longueur de battement est grande, plus la PMD est réduite. Pour une grande PMD de la fibre (longueur de battement $< 1\text{m}$), un taux de spin grand est nécessaire pour réduire la PMD en dessous de 0.1 du niveau.

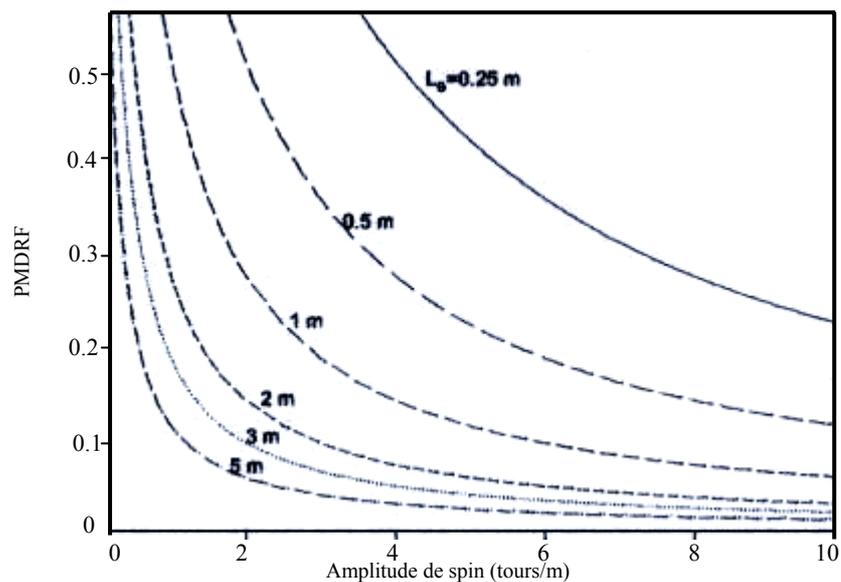


Figure VI.7. Le facteur de réduction de la PMD en fonction de l'amplitude de spin dans le cas du taux de spinning constant pour différentes longueurs de battement

b. spin sinusoïdal

Dans la figure VI.8, nous utilisons une longueur de battement de 1m comme exemple pour illustrer la réduction de la PMD par les types sinusoïdaux de spin [47].

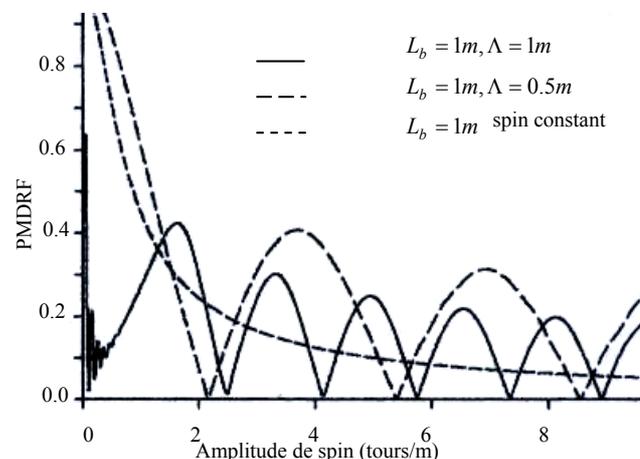


Figure VI.8. Le facteur de réduction de la PMD en fonction de l'amplitude de spin dans les profils de spin sinusoïdaux

La figure VI.8 montre que pour des types sinusoïdaux de spin, le PMDRF oscille avec l'amplitude de spin, ce qui est différent pour le spin constant. De plus, cette figure indique que pour un spin sinusoïdal, l'égalité de phase peut être obtenue afin d'aboutir à une basse PMD, par contre dans le cas de spin constant, l'égalité de phase n'existe pas. Le phénomène d'égalité de phase peut être expliqué par le mécanisme de couplage de modes. Le spin constant réduit la biréfringence de fibre, par contre il ne cause aucun couplage de modes. Pour le spin sinusoïdal, la variation dans le taux de spin entraîne les deux modes de polarisation à coupler entre eux, en aboutissant à une compensation de la PMD. Pour certains profils de spin et de biréfringence de fibre, les conditions d'égalité de phase sont satisfaites et le maximum d'échange d'énergie survient afin de fournir une meilleure réduction de PMD. Les résultats de modélisation indiquent que les conditions d'égalité de phase dépendent de la longueur de battement, de la période de spin et de l'amplitude de spin. La figure VI.9 montre les conditions d'égalité de phase entre la longueur de battement et la période de spin pour un spin sinusoïdal avec une amplitude de spin de 3 tours/m. La figure VI.10 montre les conditions d'égalité de phase entre la longueur de battement de la fibre et l'amplitude de spin avec une période de spin de 0.5m. Nous pouvons donc constater d'après les figures (VI.9) et (VI.10), que pour des longueurs de battement supérieures à 1.2 m, les conditions d'égalité de phase ne dépendent plus de la longueur de battement.. Ce qui veut dire que nous pouvons utiliser la même fonction de spin pour obtenir une petite réduction de PMD pour de grandes longueurs de battement. Cependant, pour des petites longueurs de battement; l'égalité de phase a une forte dépendance avec la longueur de battement.

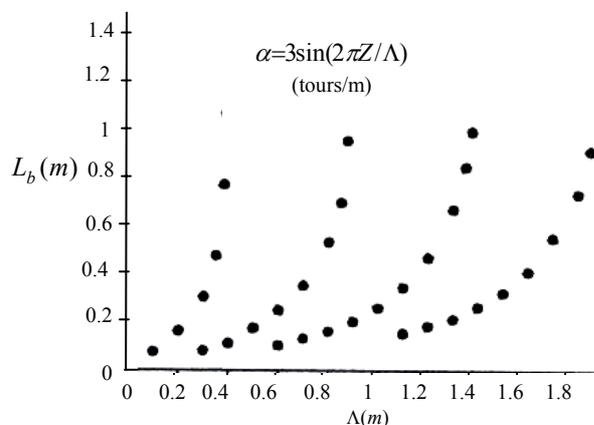


Figure VI.9. Diagramme d'égalité de phase entre la longueur de battement et la période de spin

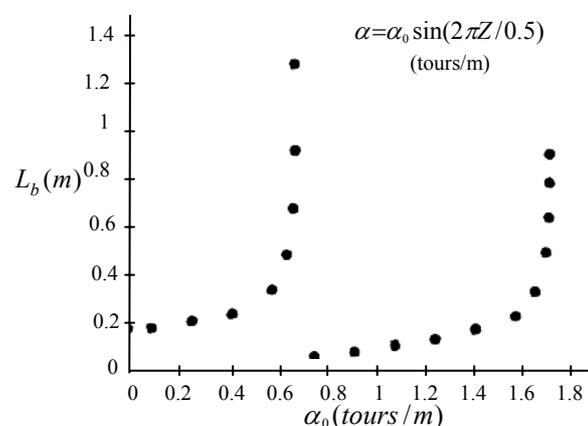


Figure VI.10. Diagramme d'égalité de phase entre la longueur de battement et l'amplitude de spin

Le fait que la biréfringence des fibres réelles n'est pas constante et change aléatoirement, il est impossible d'avoir l'égalité de phase pour toute la biréfringence en utilisant seulement un seul spin sinusoïdal. Ce problème peut être résolu en concevant des profils de spin avec plusieurs composants de Fourier. Pour avoir cela, le concept de l'utilisation des spin modulés en amplitude et en fréquence a été développé par la société Corning [47].

VI.3.3. L'évolution statistique de la PMD des fibres spun

Comme c'est mentionné dans les sections précédentes, les fibres spun suivent une loi d'évolution linéaire sans le couplage de mode aléatoire ou dans le régime de courtes longueurs. Quand le couplage de mode aléatoire est présent, il a été trouvé que les fibres spun suivent une loi d'évolution en fonction de la racine carrée similaire à celle des fibres unspun, mais avec un taux différent dépendant des paramètres de spin [14]. Le couplage de mode aléatoire peut être caractérisé par une variation aléatoire de l'axe de la biréfringence et /ou par le déphasage induit par les contraintes externes avec une fréquence de l'occurrence de $1/h$, où h est appelé la longueur de couplage des modes. En revanche, une fibre de longueur « l » peut être divisée en (l/h) segments. En utilisant ce modèle, pour une fibre spun sinusoïdalement sous des conditions non optimales (inégalité de phase), le DGD peut être exprimé sous la forme simple suivante:

$$\tau = \zeta \gamma_{\omega} \sqrt{hl} \quad (\text{VI.42})$$

Notons que le fait que le PMDRF « ζ » soit indépendant de la longueur de battement quand la longueur de battement est plus grande que quelques mètres, le DGD dans le régime de grandes longueurs, et en présence du couplage de modes aléatoire, est corrigé par un facteur ζ , qui est la réduction induite par le spinning de fibre pendant le processus de fibrage. Dans ce cas, la propriété d'évolution de la PMD est similaire à celle de la fibre ayant la biréfringence linéaire [47].

La loi d'évolution la plus simple donnée par l'équation (VI.42) a été vérifiée en utilisant une modélisation numérique [15]. La figure VI.11 montre les résultats de la simulation numérique pour une fibre spun sinusoïdalement sous les conditions non optimales. La prédiction théorique basée sur l'équation (V.49) est aussi représentée en utilisant la courbe solide. Comme c'est montré dans la figure V.11, la modélisation numérique s'accorde très bien avec la prédiction théorique.

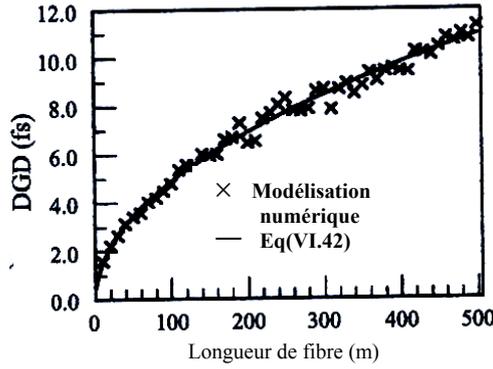


Figure VI.11. Le DGD d'une fibre spun en fonction de la longueur de fibre. L'amplitude de spin est 3.5 tour/m, la période de spin est 1m, la longueur de battement est de 10m et la longueur de couplage est de 10m

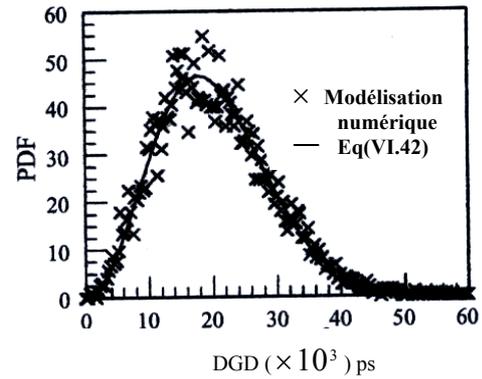


Figure VI.12. Fonction de densité de probabilité en fonction du DGD de la fibre où la condition d'égalité de phase n'est pas vérifiée. L'amplitude de spin est 3.5 tour/m, la période de spin est 1m, la longueur de fibre est de 500m et la longueur de couplage est de 10m

Dans le cas des fibres standards (fibres unspun) avec une longueur de couplage de mode aléatoire h , la distribution des DGD suit la distribution de Maxwell (chapitre III), où l'écart type σ utilisé dans l'expression de PDF peut être donné par l'expression suivante:

$$\sigma = \left(\frac{\lambda}{cL_b}\right)\sqrt{h.l} / \sqrt{3} \quad (\text{VI.43})$$

On a montré que la distribution Maxwell est valable dans le cas des fibres spun, sauf que le paramètre σ doit être corrigé par la contribution de spinning de fibre [47].

Le paramètre σ modifié est maintenant sous la forme suivante:

$$\sigma = \left[J_0(2\alpha_0 / \eta)\right] \left(\frac{\lambda}{cL_b}\right)\sqrt{h.l} / \sqrt{3} \quad (\text{VI.44})$$

Cette équation a été testée et validée dans [14]. La figure VI.12 représente la fonction de densité de probabilité 'PDF', en fonction du DGD de la fibre spun, obtenue par les calculs numériques et l'équation de la distribution de Maxwell (III.73) où nous constatons d'après les figures que les deux résultats s'accordent parfaitement.

Quand les conditions d'égalité de phase sont satisfaites, le DGD total de la fibre est une fonction périodique, et elle oscille entre zéro et une valeur maximale ε_{\max} . Pour cela, le DGD d'un seul segment d'une fibre de longueur h est relié à la moyenne de DGD à l'intérieur d'une période de spin. Par conséquent, dans le régime de grandes longueurs ($l \gg h$), le DGD total peut être écrit comme suit [47]:

$$\tau = \varepsilon' \varepsilon_q \sqrt{l/h} \quad (\text{VI.45})$$

Où ε_q est la moyenne quadrature du DGD dans une période de spin, et ε' est un coefficient qui dépend du coefficient de couplage moyen entre deux segments. Pour une condition d'égalité de phase (par exemple : $\alpha_0 = 2.76 \text{ tours/m}$ et $\eta = 2\pi \text{ m}^{-1}$), ε' est trouvé 1.194. De plus, le DGD augmente quand la longueur de couplage de mode diminue [48]. Ceci est prévisible, du fait que sous les conditions d'égalité de phase, le DGD est minimal. Toute perturbation éloigne la fibre des conditions optimales, entraînant l'augmentation de la PMD. Bien que le DGD des fibres spun optimisées, évolue avec la longueur de couplage différemment du DGD des fibres spun non optimisées, le DGD possède toujours une distribution de Maxwell (équation III.73), mais avec un paramètre modifié σ [14].

$$\sigma = (\varepsilon' \varepsilon_q \sqrt{l/h}) / \sqrt{3} \quad (\text{VI.46})$$

VI.3.4. Application de la méthode 'JME' pour la mesure de la PMD dans les fibres spun

Afin de vérifier la réduction de la PMD dans ces fibres spun, nous avons pris deux types de fibres spun : fibre spun unidirectionnel de longueur 212m, où nous avons découvert la nature des spins dans cette fibre quand nous l'avons enlevé de la bobine, nous avons vu que le sens de rotation des spins était dans un seul sens, par contre la deuxième fibre spun de longueur 290m était bidirectionnelle car la rotation des spins était dans les deux sens. Nous avons utilisé la méthode de JME. Les résultats trouvés montrent que cette méthode a une bonne résolution du fait qu'elle a permis de mesurer des DGD de l'ordre de fs (figure VI.13), comme elle a permis de vérifier que ce type de fibre présentent effectivement des DGD très petits comparativement à ceux mesurés dans des fibres standards qui sont de l'ordre de ps [21]. De plus nous avons constaté que la fibre bidirectionnelle a donné un DGD plus petit que celui de la fibre unidirectionnelle, cela indique l'efficacité des fibres spin bidirectionnelles dans la réduction de la PMD.

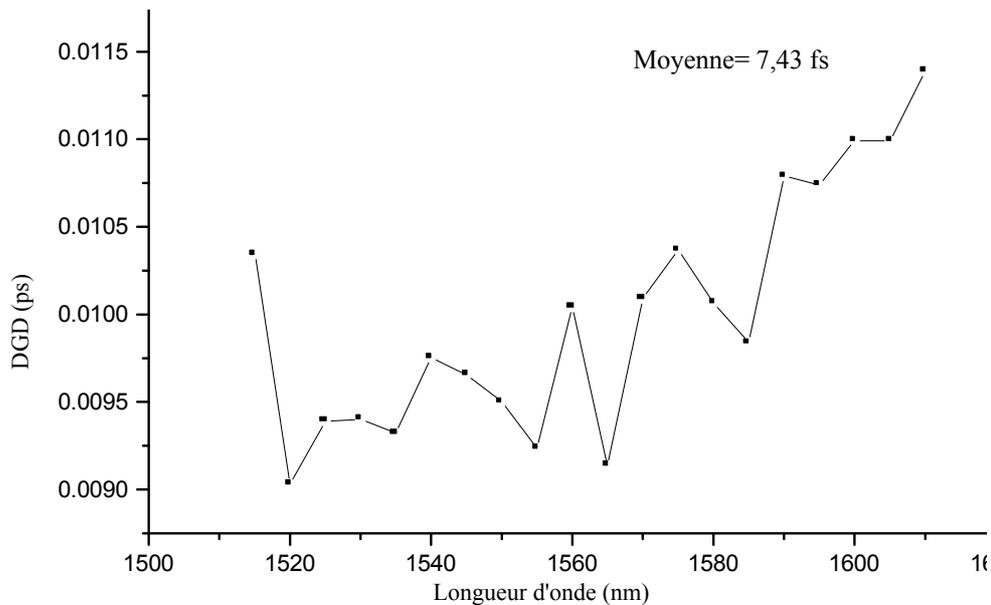
Nous avons aussi utilisé la méthode de JME pour déduire la relation qui lie la PMD totale d'une liaison constituée de plusieurs fibres spun de différentes longueurs (quelques kilomètres), à la PMD de chaque fibre. En effet, nous avons vérifié les relations suivantes :

$$PMD_{totale} = PMD_1 + PMD_2 + \dots \dots \dots PMD_n \quad (\text{VI.47})$$

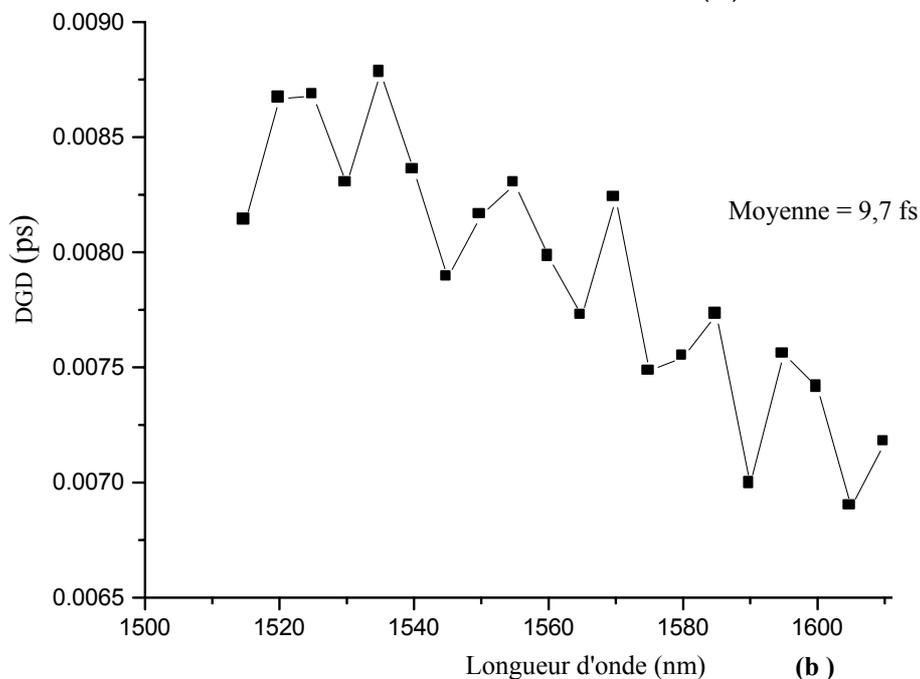
$$\text{ou} \quad PMD_{totale} = \sqrt{PMD_1^2 + PMD_2^2 + \dots \dots \dots PMD_n^2} \quad (\text{VI.48})$$

Avec n est le nombre de fibres utilisées dans la liaison.

Pour cela nous avons pris trois fibres de longueurs différentes (fibre2, fibre3, fibre4), nous avons commencé par mesurer en premier lieu, leur PMD séparément, pour une température donnée en utilisant une fibre de référence (fibre1) dont nous connaissons sa PMD à cette température (tableau de la figure VI.14), ensuite nous avons connecté les trois fibres, et mesurer de nouveau la PMD de cette liaison, que nous avons appelé 'PMD totale', à la même température. La même procédure a été appliquée pour les deux fibres (fibre3, fibre4).



(a)



(b)

Figure VI.13. Représentation des mesures des DGD des deux fibres spun de différentes longueurs en fonction de la longueur d'onde, (a) L = 290m, (b) L = 212m.

En effet, nous avons constaté d'après les mesures regroupées dans le tableau de la figure que la PMD totale d'une liaison à fibres spun est la somme des PMD de chacune des fibres la constituant [21].

	DGD (ps) mesuré à un pas (10nm)	DGD total (ps) calculé $PMD_{totale} = PMD_2 + PMD_3 + PMD_4$	DGD total calculé $PMD_{totale} = \sqrt{PMD_1^2 + PMD_2^2 + \dots + PMD_n^2}$
fibrel(1 km)	0.098721		
fibres2(212 m)	0.0048223		
fibres3 (290m)	0.0074315		
fibres4 (1 km)	0.0097399		
Fibres (2+3+4) connectées	0.0229437	0.0219937	0.013166147
fibres (3+4) connectées	0.0171985	0.0171714	0.012251238

Figure VI.14. La relation liant la PMD d'une liaison de fibres spun à celle de chacune d'elles

VI.3.5. La caractérisation des fibres spun par les méthodes de réflectométrie

VI.3.5.1. La réflectométrie optique résolue dans le temps (OTDR)

La réflectométrie dans les fibres optiques utilise le fait que des défauts microscopiques et des variations quasi-aléatoires des indices de réfraction du guide produisent des réflexions discrètes de la lumière et que les imperfections moléculaires dans la fibre agissent comme des diffuseurs à l'égard de l'impulsion optique [28,32]. Une partie de l'énergie diffusée est récapturée par la fibre et se trouve guidée dans le sens opposé à celui de la lumière incidente (lumière rétrodiffusée) (figure.VI.15). La réponse impulsionnelle en lumière réfléchi d'une fibre homogène est une exponentielle décroissante.

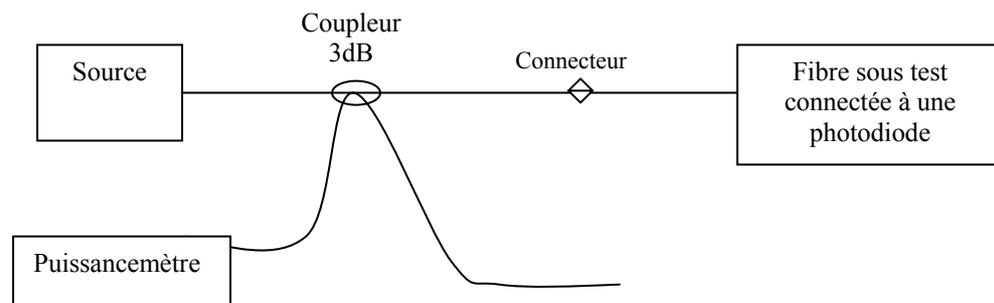


Figure VI.15. Le banc expérimental de la méthode OTDR

Dans une fibre réelle, les réflexions et les diffusions produisent de petites variations sur ce signal exponentiel, le temps écoulé entre l'injection de l'impulsion initiale et l'acquisition d'une intensité rétrodiffusée, est proportionnel à la distance du défaut provoquant ce signal rétrodiffusé. Une analyse temporelle du signal rétrodiffusé fournit donc le profil de diffusion du guide. La mesure des écarts de ce signal par rapport à la loi exponentielle théorique donne une information sur l'amplitude des défauts (figure VI.16).

Cette technique peut être aisément étendue à la mesure de la distribution, le long de la fibre, des champs environnant; en effet, les champs électriques et magnétiques, les contraintes mécaniques, la température et la pression, affectent les conditions de propagation de la lumière dans la fibre et modifient donc sa réponse impulsionnelle. La mesure de la rétrodiffusion de Rayleigh est une méthode très puissante pour la caractérisation des liaisons à fibres optiques. Des réflectomètres OTDR conventionnels, utilisent les signaux rétrodiffusés de Rayleigh pour localiser les défauts dans la fibre, les coefficients d'atténuation de la fibre, les pertes des connections et d'autres caractéristiques de la liaison.

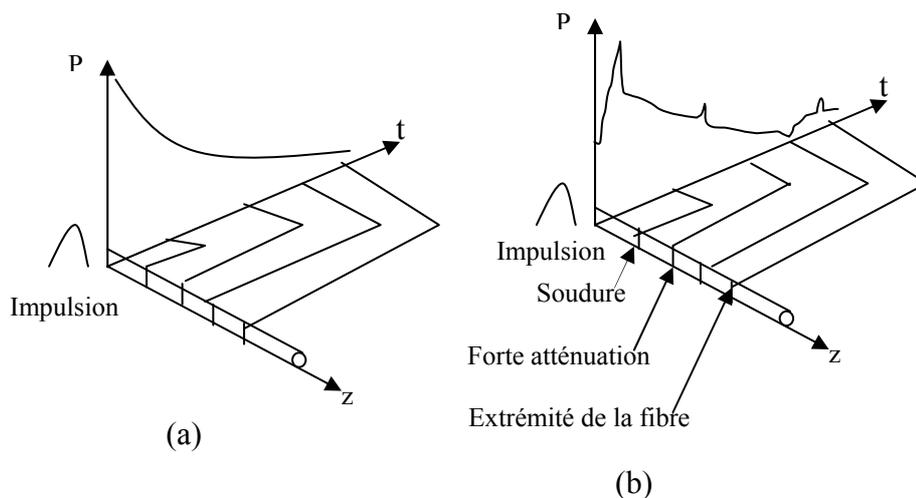


Figure VI.16. Echo temporel d'une fibre optique analysée en réflectométrie (OTDR), (a) : écho d'une fibre parfaite, (b) écho d'une fibre réelle dans les mêmes conditions

VI.3.5.2. La technique COTDR

La technique de la réflectométrie optique résolue dans le temps OTDR ayant une résolution spatiale de 1m [31], est la technique la plus utilisée pour la caractérisation des systèmes à fibres. Après les premiers exploits initiaux dans la fibre (connecteurs, coupure, etc), les gens se sont intéressés à l'obtention des informations sur la fibre entière. Cela nécessite la détection d'un signal rétrodiffusé de Rayleigh faible (typiquement -65 à -70 dBm),

exigée pour optimiser la détection de haute sensibilité. De ce fait, l'utilisation d'un détecteur de comptage de photons, ayant une meilleure sensibilité et basé sur une photodiode à avalanche (InGaAs) est nécessaire. Sa sensibilité est approximativement -110 dBm permettant de mesurer le signal rétrodiffusé de Rayleigh avec une résolution spatiale de 10 cm, qui est indépendante de la bande passante du détecteur [66]. L'avantage de C-OTDR n'est pas seulement sa plus grande gamme dynamique, mais aussi une meilleure résolution spatiale. La technique COTDR a été déjà utilisée pour caractériser des fibres standards, dans ce travail nous proposons d'utiliser cette technique pour caractériser les fibres spun pour mesurer leur biréfringence.

a. Le banc expérimental de C-OTDR utilisé

La technique C-OTDR permet de détecter les défauts (sites de réflexion, pertes) avec une résolution spatiale (~10cm). Le banc de mesures est montré sur la figure VI.17. La différence principale par rapport à l'OTDR classique réside dans l'utilisation d'un détecteur de comptage de photons (photodiode à avalanche InGaAs). Il est utilisé dans le mode appelé gated Geiger, ce qui signifie que le détecteur est seulement actif pendant une courte durée (gate). Pendant cette période, un seul photon tombe dans le détecteur et déclenche l'avalanche, qui est par la suite détectée par l'électronique discrète.

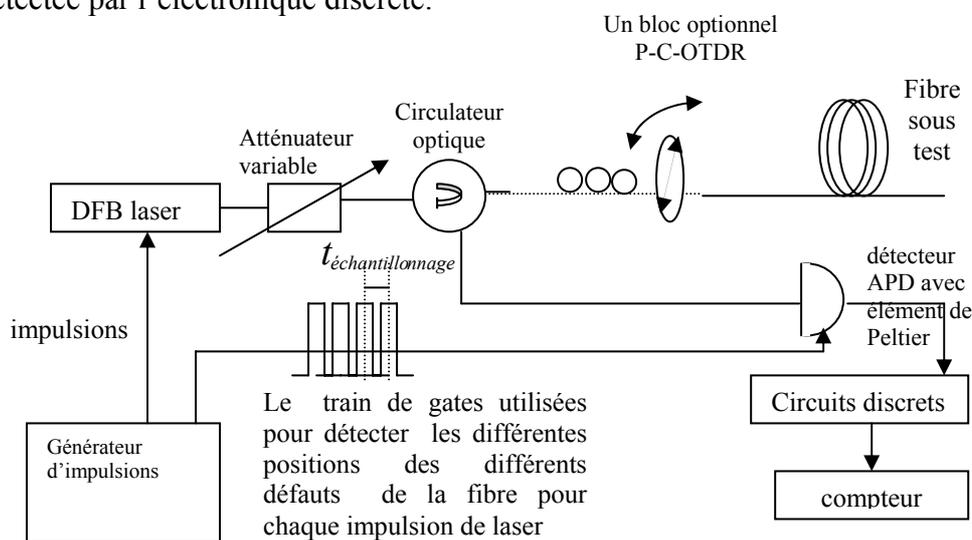


Figure VI.17. Le banc de mesure de la méthode COTDR

Contrairement à l'opération d'un détecteur classique à avalanche (APD) dans le régime linéaire, cette avalanche n'est pas longtemps proportionnelle à la puissance du signal optique d'entrée, mais indépendante d'elle. La détection est alors binaire, soit il y a effet avalanche, ou pas.

b. Principe de fonctionnement du COTDR utilisé

Afin d'évaluer la puissance optique incidente (nombre moyen de photons) dans le détecteur pendant son activation, le processus de détection (ouverture de gate) doit être répété plusieurs fois afin de déterminer la probabilité avec une bonne précision. Cette probabilité est proportionnelle à la puissance du signal optique incident, en dessous de saturation du détecteur dans une durée de gate et plus intense que le bruit thermique du détecteur (bruits détectés considérés comme des comptes noirs). Cette condition est assurée en utilisant un atténuateur variable avant d'attaquer la fibre (figure VI.17). A partir de la probabilité de détection pour une certaine position de gate, réglée par le générateur d'impulsions, la réflectivité à la position correspondante dans la fibre est aisément obtenue par la résolution spatiale déterminée par la durée de gate. Par conséquent, pour avoir des informations sur les différentes positions dans la fibre, le délai de gate doit être réglé. L'utilisateur peut spécifier l'intervalle de zoom ($L_{début}, L_{fin}$) pour lequel la réflectivité est automatiquement mesurée avec un pas (résolution d'échantillonnage δs). Une grande spécificité de notre installation est la possibilité d'utiliser un train de gates afin de réduire le temps total de mesure. L'utilisateur définit l'intervalle désiré à mesurer ($L_{début}=35Km, \Delta L=200m$), le nombre de gates ouvertes ($N=10000$), la résolution spatiale d'échantillonnage ($\delta s = 10cm$), et la fréquence de gate (2MHz). Le nombre de gates ($N_g = \Delta L / \Delta X_{gate} = \Delta L / (0.5c / n_g f)$) peut être déterminé pour chaque impulsion laser à partir de l'intervalle de la fenêtre de zoom et la fréquence de gate, sachant que n_g est l'indice de groupe de la fibre. Par conséquent, nous obtenons simultanément les différentes informations pour les différentes positions de N_g , séparées par ΔX_{gate} (50 m). Le temps total de mesure diminue par un facteur de N_g par rapport à la situation où une seule gate par impulsion de laser est utilisée. En effet, le temps total de mesure en fonction des paramètres précités, est donnée par la relation suivante [66]:

$$t_{mes} \approx N \frac{\Delta L \cdot 2 \cdot L_{tot}}{\delta s N_g c / n_g} \quad (VI.49)$$

c. Quelques considérations spécifiques à la technique C-OTDR utilisée

-Choix du détecteur et la source

Les propriétés du détecteur que l'on utilise sont très importantes (point de fonctionnement, température) pour assurer un bon compromis entre le débit de compte sombres, et la

température d'opération. L'environnement est aussi un effet à prendre en considération, car il peut y avoir des réflexions non négligeables, ce qui entraîne l'augmentation du bruit pour une distance considérable après un fort réflecteur, ainsi le signal rétrodiffusé de Rayleigh est retrouvé dans une certaine zone (appelé zone morte). Cette zone dépend du modèle du détecteur et augmente avec les basses températures. Comme ce bruit est difficile à corriger, nous sélectionnons la diode PDA (InGaAs) avec moins de substance de charge (faux comptes avant l'activation du détecteur), voltage de seuil de 51.8v et une température de (-53°C). En plus du choix du détecteur à utiliser, un autre choix concerne la source optique. Typiquement, les lasers Fabry pérot sont utilisés pour leur forte puissance de sortie et leur basse cohérence (une grande cohérence engendre un bruit intense causé par l'interférence cohérente avec d'autres sites de réflexions dans la liaison à fibre), ce qui réduit les fluctuations de Rayleigh (coherent speckle). Ici, nous optons pour une source DFB (laser à contre réaction distribuée), réglable en température (1551nm, pic de puissance de 6mW à la sortie). Cela permet d'analyser la biréfringence locale dans des sections présentant une grande PMD où la dépolarisation correspondante des sources à large spectre, pourrait inhiber la mesure.

-Le bruit (coherent speckle) dans la technique C-OTDR

Le bruit est dû à la grande cohérence employée dans la source DFB, le signal fluctue (plus de 3dB) à cause de la variation relative de phases entre les centres de diffusion (variations de l'indice de réfraction macroscopique).

Ce bruit appelé (coherent speckle) peut être réduit en moyennant les échantillons de mesures pris indépendamment aux différentes longueurs d'ondes (figure VI.18). Cela est obtenu en contrôlant la température du laser DFB, à l'aide d'un élément Peltier installé dans le même boîtier (variation de la longueur d'onde en fonction de la température).

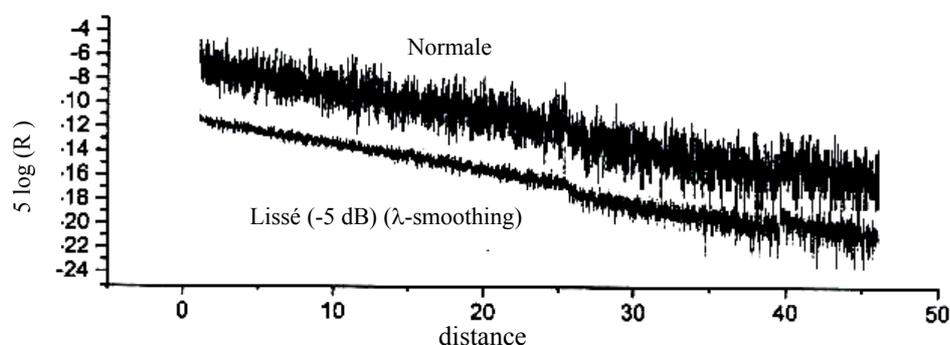


Figure VI.18. La puissance réfléchie en fonction de la distance avec et sans l'application de la moyenne des longueurs d'ondes (la courbe de lambda- lissage « lambda – smoothed » est décalée de 5 dB pour clarification)

En utilisant un balayage linéaire de température, nous obtenons une variation linéaire de la longueur d'onde sur un intervalle de 0.15 nm pour chaque mesure. Nous avons remarqué que cette méthode réduisait les fluctuations de Rayleigh relatives (de 0.5 dB à 0.15 dB).

d. Utilisation du C-OTDR pour mesurer la biréfringence dans les fibres standards

L'implémentation de la détection sensible à la polarisation dans la méthode de P.OTDR, permet d'extraire la biréfringence locale dans des liaisons à fibre [43].

Cette méthode se base sur le fait que la puissance du signal rétrodiffusé mesurée, fluctue avec une fréquence spatiale pour une quantité de biréfringence locale à cette position. Cependant, cette méthode avec une dynamique limitée à 1Km et une résolution spatiale d'un mètre n'identifie pas correctement les défauts de la PMD, d'une fibre enroulée sur une bobine, d'une façon très serrée ou une fibre soumise à une pression. En revanche, la méthode P-C-OTDR [65] peut assurer cette tâche, en utilisant un polariseur linéaire réglable à la sortie de l'installation de C-OTDR, avec un contrôleur de polarisation afin de garder la puissance d'excitation maximale (figure VI.17).

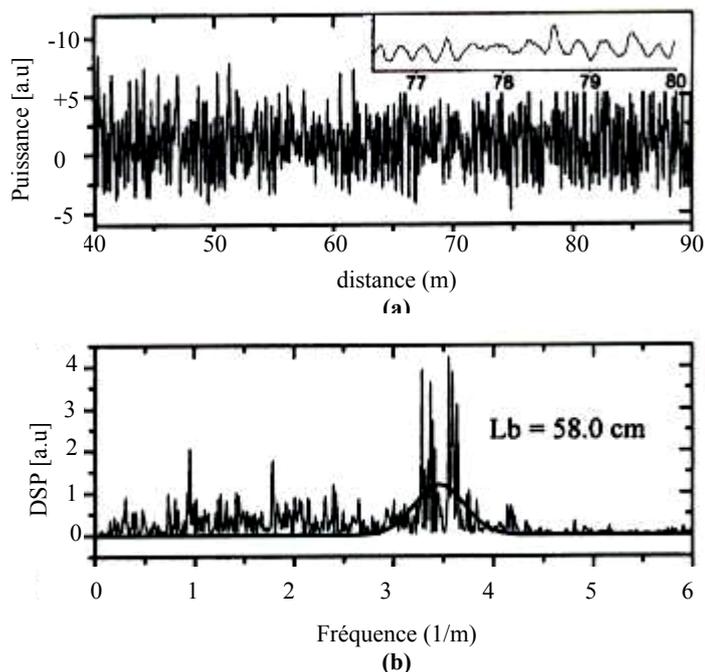


Figure VI.19. Mesures issues de la méthode P- C- OTDR pour une fibre monomode d'un cœur elliptique

- (a) puissance du signal réfléchi en fonction de la distance
- (b) la densité spectrale de la puissance correspondante, avec l'application d'une fonction de lissage gaussienne du pic de la DSP, une longueur de battement de 58 cm est obtenue

La figure VI.19 montre les résultats obtenus pour une fibre de cœur elliptique ayant une grande biréfringence avec une longueur de battement $L_b=60cm$, qui est une biréfringence maximale que nous pouvons mesurer avec une résolution spatiale de 15cm. Dans la figure (VI. 19.a), l'intensité réfléchie est donnée comme fonction de la distance. La période de battement peut être clairement déterminée. La densité spectrale de la puissance correspondante (DSP) d'un intervalle de mesure de 50m est montrée par la figure (VI. 19.b).

Pour un lissage Gaussien du pic de DSP, une longueur de battement $L_b=2/f=58cm$ est obtenue.

Nous appliquons le processus de λ -smoothing, variation de longueur d'onde en fonction de température, les pics supérieurs dans la DSP deviennent plus petits, dû à la réduction de l'amplitude des fluctuations de Rayleigh. Autre chose intéressante dans cette technique, que non seulement les pics de biréfringence qui sont donnés mais même les pics correspondant à la fréquence de la variation de longueur d'onde sont détectés (pic à $0.5m^{-1}$). Par conséquent, si nous utilisons le processus (λ -smoothing) pour la réduction du bruit de Rayleigh, la vitesse et la fréquence de mesure doivent être choisies soigneusement de telle sorte que les pics de biréfringence et l'opération (λ -smoothing) n'interfèrent pas. De plus, cette technique permet de déterminer de hautes biréfringences en choisissant de petits intervalles de mesures ($\sim 10m$). En effet, le minimum de longueur d'intervalle que l'on peut utiliser dépend de la longueur de battement et de la précision désirée pour son extraction, (la résolution d'échantillonnage de la DSP est $0.5/\Delta L$, avec ΔL est l'intervalle de mesure).

VI.3.5.3. La technique de Réflectométrie Optique dans le Domaine Fréquentiel (OFDR)

La réflectométrie cohérente dans le domaine fréquentiel est une technique potentielle et dominante du fait qu'elle fournit la meilleure résolution spatiale par rapport à toutes les techniques de réflectométrie. Elle fournit une résolution spatiale inférieure à $100\mu m$, et peut avoir une sensibilité à un seul photon réfléchi. Dans la technique OFDR cohérente (C-OFDR), l'amplitude et la phase du signal optique sont mesurées comme fonction de la fréquence du laser. Des études ont démontré une haute résolution dans la méthode C-OFDR en utilisant un laser accordable en longueur d'onde; cela permet d'avoir une résolution spatiale jusqu'à $12\mu m$ [59]. Cependant, cette technique peut être limitée par un environnement instable dans le cas de la mesure de la phase optique et donc peut influencer sur les mesures de la phase du signal rétrodiffusé. Ce problème est résolu, en utilisant une variante de la technique C-OFDR appelée " réflectométrie cohérente à modulation continue de fréquence FMCW (frequency modulated continuous wave). Cette technique utilise un laser modulé en fréquence (frequency

chirped laser), permettant d'alléger, pour un temps court de mesure, le déphasage obtenu par la variation de l'environnement pour qu'il soit moins significatif [28, 32].

a. Le principe de réflectométrie cohérente FMCW appliqué dans la méthode COFDR

Les concepts utilisés dans la réflectométrie cohérente FMCW sont initialement développés dans les systèmes des Radars RF. La figure VI.20 montre le principe de cette méthode. L'élément clé de cette technique est le laser à largeur spectrale étroite modulé en fréquence par une rampe dont la fréquence optique varie continuellement (sans les discontinuités dans le spectre). La discontinuité dans les modes spectraux limite la résolution fréquentielle et par conséquent, la dynamique (gamme des distances) qui peut être alors mesurée. La sortie de cette source est envoyée à un coupleur de 3 dB qui divise la puissance dans deux bras, le bras de test (fibre) et celui de référence où nous mettons un oscillateur local qui est un miroir fixe (réflexion de Fresnel). L'onde rétrodiffusée par la fibre ou réfléchi par un défaut (intrinsèque ou extrinsèque) retourne vers la source avec une fréquence décalée par rapport à celle de l'onde émise au même instant. Le signal optique réfléchi par le miroir de référence se mélange d'une façon cohérente avec les réflexions retardées issues du bras de test. A cause du chirp linéaire de la fréquence du laser, n'importe quelle interférence optique aura une fréquence de battement qui est proportionnelle au temps du retard entre les signaux retournés des deux bras. La mesure de la fréquence de battement correspond à celle de la distance entre la source et le défaut [28]. La représentation graphique de la réflectivité comme fonction de la distance est obtenue par la transformée de Fourier du photocourant.

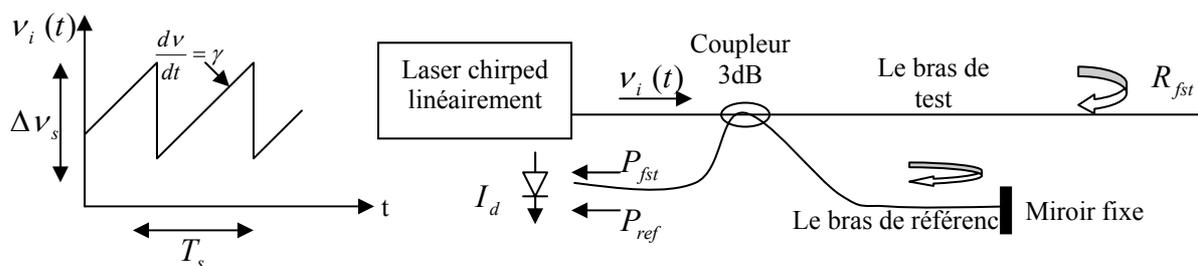


Figure VI.20. L'implémentation de la méthode C - OFDR

Comme mentionné ci-dessus, l'élément clé de cette technique est le laser chirped, la fréquence optique est linéairement modulée comme fonction du temps. Idéalement, le laser doit fournir une puissance optique constante quand sa fréquence est modulée périodiquement par une rampe, (figure VI.20). Pendant un cycle de rampe, la fréquence instantanée de la porteuse optique peut être écrite sous cette forme:

$$\nu_i(t) = \nu_0 + \gamma t \quad (\text{VI.50})$$

Où ν_0 est la fréquence optique constante et γ est le taux de variation de la fréquence.

L'interférence est contrôlée sur un temps de mesure T_s et la déviation en fréquence optique est donnée par $\Delta\nu_s$. Afin de mieux comprendre le principe de la méthode (C- OFDR), il est supposé qu'il y a seulement une seule réflexion dans le bras de test R_{fst} dont l'écho possède un temps de retard optique τ par rapport au temps du signal issu du miroir de référence. Le photocourant issu de la détection cohérente peut être écrit sous la forme suivante [26] :

$$I_d = \Re \left[P_s + P_{LO} + 2\sqrt{P_s P_{LO}} \cos \Delta\phi \right] \quad (\text{VI.51})$$

La phase optique différentielle $\Delta\phi(t)$ qui est la différence de phase optique entre le signal rétrodiffusé P_s , et celui de l'oscillateur local P_{LO} , fournit l'information qui détermine la distance de la réflexion issue du bras de test. Ce terme est calculé à partir de la fréquence instantanée donnée par l'équation (VI.50). La phase optique des deux signaux retournés, peut être déterminé, en utilisant cette relation [28]:

$$\phi(t) = 2\pi \int \nu_i(t) dt = 2\pi\nu_0 t + \pi\gamma t^2 \quad (\text{VI.52})$$

Où la seule différence entre les deux signaux issus des deux bras est le fait que le signal du bras de test soit retardé avec un temps optique τ par rapport à celui de la référence. Le terme de phase différentielle utilisé dans l'équation (VI.51) peut être maintenant calculé ainsi:

$$\Delta\phi(t) = \phi(t) - \phi(t - \tau) = 2\pi(\gamma\tau)t + 2\pi\nu_0\tau - \pi\gamma\tau^2 \quad (\text{VI.53})$$

Où les deux derniers termes de phases qui sont indépendants du temps et donc constants ne sont pas importants pour l'application de la technique.

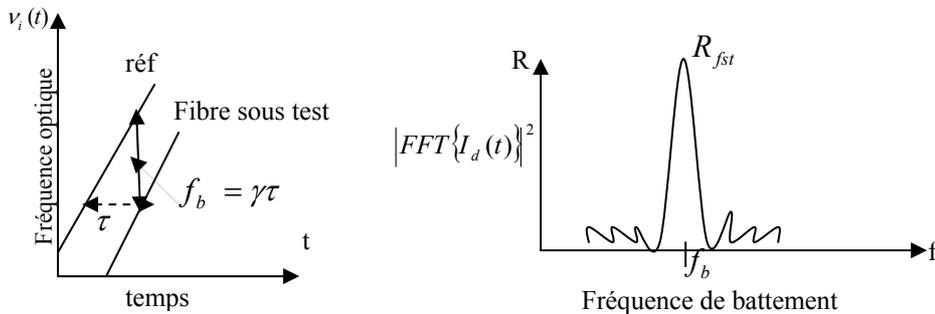


Figure VI.21. L'illustration graphique décrivant la génération des fréquences de battement dans la réflectométrie C-OFDR

Par contre, le premier terme qui dépend du temps et qui est intéressant du fait que c'est lui qui génère la fréquence de battement du photocourant qui est proportionnelle au temps du retard entre les signaux de test et de référence. A partir de l'équation (VI.53), la fréquence de battement peut être identifiée ainsi:

$$f_b = \gamma \tau \quad (\text{VI.54})$$

Le principe de la fréquence de battement est illustré par la figure VI.21 où les fréquences instantanées des deux signaux réfléchis sont représentées comme fonction du temps. Bien que les deux fréquences optiques des deux signaux rétrodiffusés changent constamment, la différence ou la fréquence de battement entre eux, reste constante pour un temps de retard optique donné. La représentation de la réflectivité comme fonction de la distance est obtenu en prenant la transformé de Fourier du photocourant et ensuite afficher le carré de son amplitude dans le domaine fréquentiel comme c'est montré dans la figure VI.21. Puisque la fréquence de battement est proportionnel au temps du retard optique, qui est relié à la distance, la fréquence peut être convertie en distance pour représenter dans ce cas le signal rétrodiffusé en fonction de la distance. La constante de proportionnalité entre l'axe des fréquences et celui de la distance est donnée par la relation suivante [28]:

$$z = \left(\frac{C}{2n_g \gamma} \right) f \quad (\text{VI.55})$$

Où 'C' est la vitesse de la lumière et n_g est l'indice de groupe vu par le signal optique de test. Ce résultat peut être utilisé pour déterminer la résolution spatiale de la mesure. Cette dernière dépend de la résolution fréquentielle de la transformée de Fourier. Supposons que si les données sont acquises pendant un temps de mesure T_s , alors la résolution fréquentielle est dans ce cas, approximativement égale à $1/T_s$. En insérant ce paramètre dans l'équation (VI.55) et en utilisant le résultat $\gamma = \Delta \nu_s / T_s$, nous obtenons la relation qui donne la résolution spatiale donnée comme suit:

$$\Delta z_r = \frac{C}{2n_g \Delta \nu_s} \quad (\text{VI.56})$$

Où Δf_s est remplacé par l'excursion de la fréquence optique $\Delta \nu_s$

b. Le modèle théorique de la méthode C-OFDR

La polarisation du champ du signal réfléchi par rapport au celui de référence influe sur l'intensité du signal d'interférence des deux signaux. Le C-OFDR est un réflectomètre

sensible à la polarisation, de ce fait il constitue un outil complémentaire du réflectomètre temporel sensible à la polarisation POTDR [43] du fait qu'il possède une meilleure résolution pour déterminer les effets de la polarisation, comme il permet aussi de caractériser des fibres de longueurs beaucoup plus petites que celles utilisées dans le POTDR. Nous présentons ici le modèle théorique du COFDR basé sur celui du POTDR et qui permet d'analyser les effets de polarisation dans le signal rétrodiffusé mesuré afin d'obtenir des informations sur la biréfringence locale le long d'une fibre donnée.

La fibre sous test est représentée par le modèle opté par [43] par une concaténation de segments i , avec \vec{b}_i comme axe de biréfringence. Nous supposons que la fibre est homogène, afin que la biréfringence de phase $\beta \equiv \Delta n / c$, où Δn est la différence d'indices de réfraction entre les deux modes propres de polarisation, soit indépendante du segment. Notons que, avec cette définition, β est mesuré en picosecondes par mètre. L'effet de la biréfringence sur la lumière polarisée peut être représenté sur la sphère de Poincaré par une rotation du vecteur de la polarisation \vec{p}_{in} autour de l'axe de biréfringence, avec un angle $\alpha = \beta \omega z$, où z est la distance de mesure de la fibre. La biréfringence locale peut être caractérisée par une période de rotation qui est la longueur de battement donnée par l'équation (III.4), et qui est exprimée en fonction de la biréfringence de phase par la relation $L_b = \lambda / \Delta n = \lambda / c\beta$. Quand β est indépendant de la longueur d'onde, qui est une bonne approximation des fibres réelles, les deux concepts de la biréfringence, la biréfringence de phase et celle de groupe (modale) sont identiques ($B \equiv \delta(\beta \omega) / \delta \omega = \beta$). Cette approximation a été testée dans [24], où une différence moins de 10% a été constatée. En revanche, dans ce qui suit, nous devons identifier $B = \beta$. Le signal de rétrodiffusion de Rayleigh est équivalent à une réflexion d'un miroir, et il est représenté sur la sphère de Poincaré par une symétrie \hat{S}_{xoy} par rapport à l'équateur. Par conséquent, si nous représentons la rotation totale induite dans la fibre jusqu'au point z , par $R_{tot}(z)$, l'état de polarisation SOP (state of polarisation) de la lumière rétrodiffusée est donné par la relation suivante [43]:

$$\vec{P}_{out} = \hat{R}_{tot}^{-1}(z) \circ \hat{S}_{xoy} \circ \hat{R}_{tot}(z) \vec{p}_{in} = P_{in} - 2(\hat{R}_{tot}^{-1}(z) \vec{e}_z \cdot \vec{p}_{in}) R_{tot}^{-1}(z) \vec{e}_z \quad (VI.57)$$

Où nous utilisons $\hat{S}_{xoy} \vec{P} = \vec{P} - 2(\vec{e}_z \cdot \vec{P}) \vec{e}_z$. L'interférence entre la lumière rétrodiffusée et l'oscillateur local \vec{P}_{Lo} (bras de référence) est donc modulée par un facteur dépendant de la polarisation donnée par [40]:

$$A_{pol} \equiv \frac{1 + \vec{P}_{out} \cdot \vec{P}_{LO}}{2} = \frac{1 + P_{in} P_{LO}}{2} - (\widehat{R}_{tot}(z) \vec{p}_{in} \vec{e}_z) (\widehat{R}_{tot}(z) P_{LO} \vec{e}_z) \quad (\text{VI.58})$$

La rotation totale $\widehat{R}_{tot}(z)$ est un produit des rotations induites dans chaque segment i . Comme la biréfringence locale est constante le long de la fibre, la périodicité de $\widehat{R}_{tot}(z)$ est aussi constante, et égale à L_b . En effet, si nous décomposons les deux vecteurs \vec{P}_{in} (signal lumineux entrant dans le bras de test) et \vec{P}_{LO} en leurs composantes orthogonales et parallèles dans le repère du dernier segment, nous observons facilement que, généralement L_b et $L_b/2$ rentrent dans l'expression de A_{pol} [43,12]. L'intensité relative dépend de la direction des vecteurs de polarisation \vec{P}_{in} et \vec{P}_{LO} par rapport à l'axe de rotation, par conséquent, elle varie le long de la fibre. Intuitivement, la valeur de $L_b/2$ pourrait apparaître par le fait que la lumière fasse un aller-retour (du rétrodiffuseur et revient). Cependant, le terme L_b peut apparaître par exemple quand un des vecteurs \vec{P}_{in} ou \vec{P}_{LO} est parallèle à l'axe de rotation. L'expression donnée par l'équation (VI.58) est complexe, elle est simplifiée dans le cas d'un seul segment. En effet, pour une biréfringence circulaire, $\widehat{R}_{tot}(z)$ est une rotation autour de \vec{e}_z , A_{pol} devient indépendant de z . D'un autre côté, pour une biréfringence purement linéaire, la périodicité de A_{pol} est $L_b/2$. Il est important de noter que même si nous utilisons des segments linéairement biréfringents, la rotation totale de plusieurs segments peut être autour de n'importe quel axe, en incluant les axes de la biréfringence circulaire. Par conséquent, la biréfringence circulaire peut être induite par la torsion, mais elle peut aussi augmenter par couplage des modes entre les segments linéairement biréfringents.

c. Les applications de la technique C-OFDR

La méthode de réflectométrie de OFDR permet la caractérisation des fibres de longueurs supérieures à 1km, elle offre une grande sensibilité, une grande dynamique, une bonne résolution spatiale et une grande immunité au bruit. L'information que nous pouvons obtenir par cette méthode sur la biréfringence locale apporte plusieurs intérêts. La connaissance de la distribution de la biréfringence le long d'une fibre, nous renseigne sur l'homogénéité de la fibre (qualité de la production de la fibre). Elle aide aussi à identifier les segments présentant de grandes valeurs de PMD dans une liaison de transmission et donc le remplacement de ces segments afin d'améliorer les performances de la liaison en question. D'un autre côté, la

connaissance de la valeur (moyenne) de la biréfringence locale, permet de séparer les contributions de la biréfringence et du couplage des modes de polarisation, à la PMD totale de la liaison. Cela est très important pour les fabricants de fibre du fait que cela leur permet de modifier leurs méthodes afin d'obtenir des fibres ayant la PMD réduite, qui se basent sur la réduction de la longueur de couplage des modes de la polarisation

d. La mesure des longueurs de battement avec la méthode P-OFDR dans les fibres optiques monomodes

La sensibilité de la polarisation de la détection cohérente utilisée dans l'OFDR peut être exploitée pour avoir l'information sur l'évolution de l'état de polarisation le long de la fibre [60], où ils ont implémenté la détection de diversité de polarisation [28] dans la technique de OFDR. Dans cette technique qui est une variante de OFDR (P-OFDR), le séparateur de faisceau utilisé dans le dispositif expérimental OFDR sert comme un analyseur fixe. Cette procédure permet d'enlever la structure indépendante de la polarisation dans le signal de Rayleigh, en soustrayant la sortie 1 de la sortie2 (sorties du cube séparateur). Ainsi, les fréquences qui ne sont pas liées à la biréfringence de la fibre sont supprimées. Nous avons montré précédemment que les fréquences qui apparaissent dans le signal rétrodiffusé sont à $1/L_b$ et $2/L_b$. Leurs amplitudes, sur une distance plus petite que la longueur de couplage des modes de polarisation (un seul segment), deviennent respectivement [67]:

$$1/L_b: -P_1 L_1 \sin^2(\phi) \cos^2(\phi) + i[0.5(P_1 L_2 + P_2 L_1) \sin(\phi) \cos^2(\phi)] \quad (\text{VI.59})$$

$$2/L_b: -0.25.P_2 L_2 \cos^2(\phi) \cos^2(\phi) + 0.25P_1 L_1 \sin^2(\phi) \cos^2(\phi) + i[(P_1 L_2 + P_2 L_1) \sin(\phi)] \quad (\text{VI.60})$$

Pour un vecteur de biréfringence $\vec{\beta} = \beta [\cos(\phi), \sin(\phi), 0]$, et une entrée linéaire qui est écrite sous forme de vecteur de stocks $\vec{p}_{in} = (P_1, P_2, 0)$ et le vecteur de stokes de l'analyseur (cube séparateur) $\vec{p}_{pol} = (L_1, L_2, 0)$, l'équation (VI.60) montre qu'un segment biréfringent linéairement ($\phi = 0$), fournit seulement les fréquences à $2/L_b$ qui vont apparaître avec une amplitude proportionnelle à $P_2 L_2$. Pour $P_2 = 0$, ou pour $L_2 = 0$, il y aura seulement un signal rétrodiffusé constant sans battements, Cela correspond à un couplage dans l'axe rapide (ou le lent) ou bien à un analyseur parallèle à l'axe de rotation, respectivement.

Pour les mesures dans le régime appelé 'régime de couplage bas' (minimum de transfert de puissance entre les deux modes de polarisation), et une biréfringence locale linéaire et

constante, la DSP du signal rétrodiffusé présente un seul pic, comme c'est montré dans la figure VI.22. Dans cet exemple figuré, la fréquence de ce pic est $35 m^{-1}$ donnant une longueur de battement de 5.7cm. La même valeur a été trouvée dans une mesure de la PMD induite comme fonction de la position où une pression a été appliquée sur la une fibre [33]. Cependant, les fibres de télécommunication standards sont typiquement dans le régime de haut couplage, avec une quantité de biréfringence locale et une variation de direction des axes sur une distance de couplage h . Le changement de la biréfringence locale peut être calculé suivant le modèle [67]:

$$\frac{d\beta_1}{dz} = -\alpha \beta_1 + g_1(z) \quad (VI.61)$$

$$\frac{d\beta_2}{dz} = -\alpha \beta_2 + g_2(z) \quad (VI.62)$$

$$\beta_3 = 0 \quad (VI.63)$$

Où $\alpha = 1/h$ et g_i est un processus de bruit blanc de moyenne nulle et d'écart type $(\sqrt{\langle \beta^2 \rangle / h}) = 4/L_b \sqrt{(\pi/h)}$.

Quand la biréfringence est supposée purement linéaire, des solutions analytiques sont possibles avec l'hypothèse que l'excursion de β_1 et β_2 sont suffisamment grandes pour atteindre la valeur asymptotique de la DSP (régime de longueurs élevées $L \gg L_b, h$), nous avons [67]:

$$\langle L_b \rangle = \frac{1}{std(DSP)} \sqrt{\frac{12}{\pi}} \quad (VI.64)$$

$$\text{Où } std^2(DSP) = \int f^2 DSP(f) df / \int DSP(f) df$$

Cette équation est valable pour les longueurs de couplage inférieures à L_b . Le modèle présenté ci-dessus est valable seulement dans le régime de grandes longueurs de fibres, et de grandes fluctuations peuvent avoir lieu pour des rapports h/L élevés. D'un autre côté, pour une fibre biréfringente linéairement, dans le régime de couplage bas ($h/L \sim 1$), entraînant une DSP avec un seul pic à $2/L_b$, l'équation (VI.64) donne une valeur très proche de L_b ; cela indique que le calcul de la longueur de battement basé sur cette équation, s'applique pour n'importe quel régime.

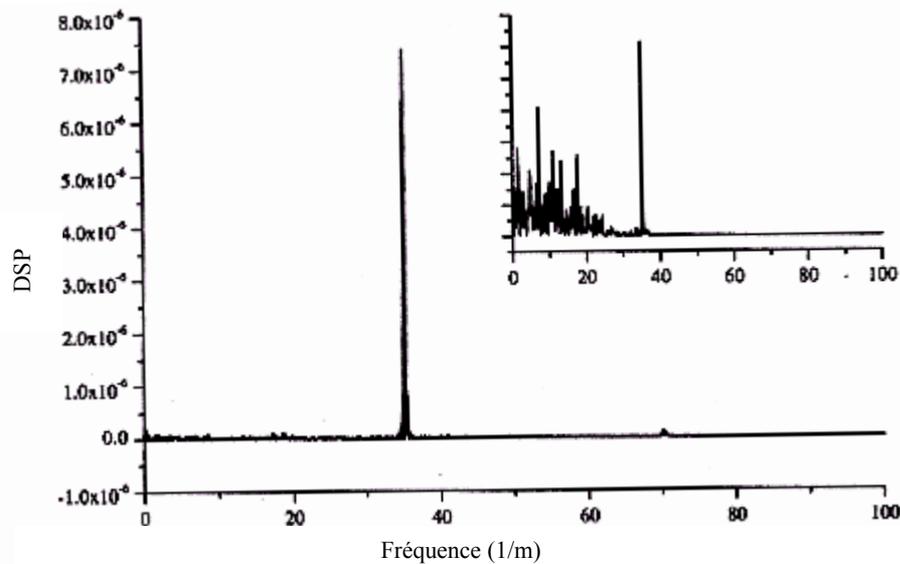


Figure VI.22. Densité spectrale d'un signal normalisé d'une fibre avec un couplage des modes faible [67]

e. L'influence du couplage sur le signal rétrodiffusé COFDR

Le mauvais choix de la résolution spatiale donne parfois une mauvaise reproductibilité de mesures, ce qui empêche de déterminer la longueur de battement avec précision, car on trouve des fluctuations dans le signal rétrodiffusé (figure VI.23).

En effet, une fibre avec un couplage des modes bas, comme celle utilisée dans la figure VI.22, nous conduit à détecter et à analyser les contributions des fréquences dues au bruit dans le signal P-OFDR afin que les fréquences réelles soient isolées. Ces contributions au bruit influençant le signal rétrodiffusé doivent être diminuées. Les valeurs maximales du bruit sont typiquement en dessous du pic de la biréfringence de 1 %. Une fonction de lissage est appliquée, comme c'est montré dans la figure VI.23 (courbe foncée), à la puissance moyenne du bruit, cela indique que le bruit diminue régulièrement jusqu'à une fréquence d'approximativement $1/\text{résolution} = 100\text{ m}^{-1}$. La DSP du bruit pourrait être similaire pour toutes sortes de mesures (même pour les fibres à fort couplage), et son influence sur les longueurs extraites peut être facilement estimée. Généralement, les altérations des longueurs de battement correspondantes sont très petites. De très grandes fréquences seront échantillonnées et par conséquent ne peuvent pas être détectées. La mesure du pic de la biréfringence sera difficile si la résolution, la longueur de l'intervalle sur le quel le signal rétrodiffusé est moyenné, n'est pas choisie convenablement. La figure VI.22 illustre ce principe en utilisant une résolution de 2.26 cm, une valeur proche de $L_b/2$. Bien qu'un pic

reste visible à $2/L_b$, les contributions des signaux échantillonnés et du bruit deviennent plus importants, ce qui empêchera la mesure de la bonne fréquence. Cela a été démontré dans [67], la limite de la résolution dans un P- OFDR pour la mesure de la longueur de battement pour une fibre à couplage de modes bas, peut être donnée par $L_b/2$. Pour de telles résolutions, la reproductibilité des mesures des longueurs de battement a été trouvée mieux que 0.5 %.

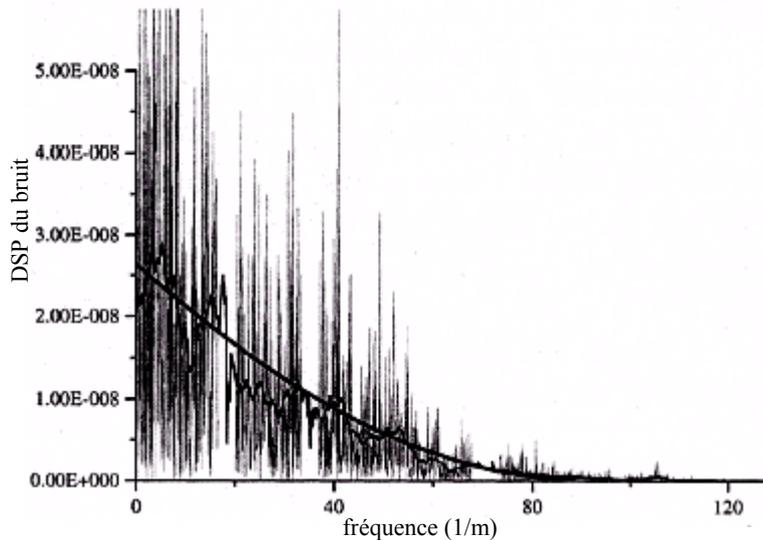


Figure VI.23. L'influence des fluctuations sur la distinction des pics pour la détermination de la longueur de battement, signal foncé: moyenne, signal clair: les données bruitées [67]

f. L'influence de la biréfringence circulaire et de la torsion sur le signal rétrodiffusé COFDR

Une torsion externe induit la biréfringence circulaire, la biréfringence locale totale devient elliptique, entraînant un pic à $1/L_b$ dans la DSP du signal P-OFDR [67]. Notons que cela est valable même dans le cas où la biréfringence circulaire est entraînée géométriquement (spin régulier). Il suffit d'avoir une petite quantité de biréfringence circulaire, pour avoir un pic significatif à $1/L_b$. Une biréfringence circulaire de 0.1 rad/m donne les deux pics à $1/L_b$ et $2/L_b$ qui peuvent prendre n'importe quelles valeurs pour les différentes variations des polarisation d'entrée et pour celles d'analyseur.

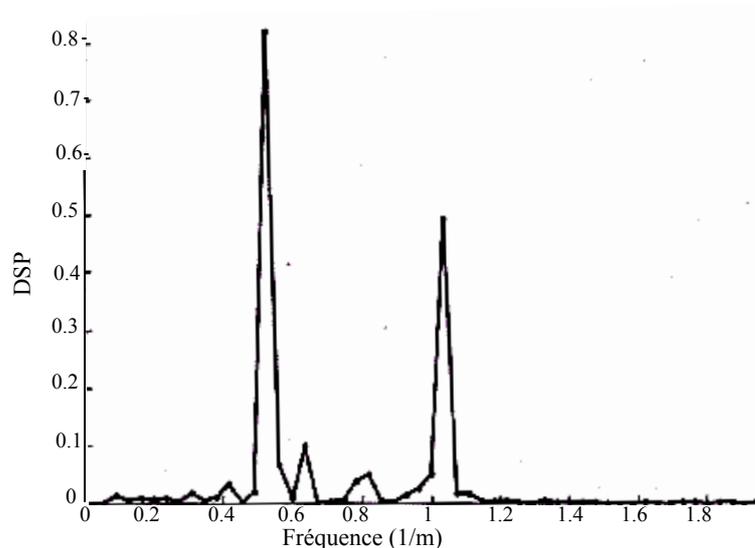


Figure VI.24. La densité spectrale du signal rétrodiffusé de Rayleigh obtenu pour une fibre enroulée sur un diamètre 6cm [67]

En effet, quand nous prenons la moyenne des signaux pour différentes polarisations d'entrée et celles de l'analyseur, nous trouvons que la probabilité d'avoir l'amplitude de $1/L_b$ plus grande que celle à $2/L_b$, est de 38 %. Des mesures expérimentales ont prouvés [67] que quand il n'y pas de torsion, un seul pic à $2/L_b$ est trouvé, une petite torsion de 1/56 tour/m est suffisante pour l'apparition d'un second pic qui est plus grand que $1/L_b$, pour les différentes variations de la polarisation de l'analyseur spécifique (cube séparateur), où le processus de torsion est produit dans l'exemple figuré (figure VI.24), en enroulant la fibre sur des bobines de petits diamètres (5, 6 cm).

VI.3.5.4. Les propriétés de l'évolution de la polarisation dans les fibres spun en utilisant des réflectomètres

Plusieurs articles récents ont étudié les propriétés des fibres spun [14,15], particulièrement à travers l'utilisation des solutions analytiques que nous avons vues précédemment, obtenues pour les profils périodiques et pour les différents régimes de courtes et longues distances. Durant ces dernières années, de grands efforts ont été consacré pour le développement des méthodes de réflectométrie telle que (POTDR) et (POFDR) pour la mesure de la distribution de la biréfringence ou de la longueur de battement et la PMD dans les fibres monomodes. En effet, nous avons vu que la longueur de battement de la fibre peut être directement mesurée par l'extraction de la période spectrale des signaux rétrodiffusés et ce qui permet d'estimer la PMD. Cependant, la méthode POFDR n'est pas encore exploitée pour une investigation bien déterminée des fibres spun surtout en ce qui concerne la détermination de ses paramètres et de

la distribution de la PMD. Dans cette section, nous allons étudier l'évolution de la polarisation le long de la fibre spun en utilisant le POTDR [43], et présenter la relation qui existe entre la période spatiale du signal rétrodiffusé mesuré par un réflectomètre POTDR ou P-OFDR, et la PMD de la fibre. Cette relation trouvée permet de déterminer la PMD des fibres spun. Nous avons exploité ces résultats dans notre travail pour caractériser des fibres spun unidirectionnelles et bidirectionnelles fournies par la société Corning, avec les deux méthodes POFDR et C-OTDR.

a. La relation existante entre la fréquence spatiale et la PMD des fibres spun

Les équations des modes couplés (équation VI.8) basées sur le formalisme de la matrice de Jones (équation VI.12) permettent de décrire complètement les propriétés de la polarisation dans les fibres spun. En effet, dans la configuration de POTDR [43], la lumière traverse la fibre dans le sens de propagation ensuite elle est rétrodiffusée. Avec la configuration d'un trajet lumineux aller-retour, la matrice de Jones effective est comme suit:

$$M(z) = T^T(z)T(z) \quad (\text{VI.65})$$

Avec T est la matrice de Jones de la fibre. De plus, un polariseur est inséré à la sortie du réflectomètre P-OTDR afin de fournir des différentes polarisations à l'impulsion d'entrée, et un autre polariseur est placé dans le trajet lumineux de retour pour être utilisé comme un analyseur de polarisation. En revanche, le champ électrique de sortie s'écrit sous la forme suivante [15]:

$$\begin{bmatrix} E_{x,out} \\ E_{y,out} \end{bmatrix} = P(\phi_2)M(z) \begin{bmatrix} \cos(\phi_1) \\ \sin(\phi_1) \end{bmatrix} \quad (\text{VI.66})$$

Où $P(\phi_2)$ est la matrice de Jones pour un polariseur avec un angle de polarisation ϕ_2 , qui a la forme suivante:

$$P(\phi_2) = \begin{bmatrix} \cos^2(\phi_2) & \sin(\phi_2)\cos(\phi_2) \\ \sin(\phi_2)\cos(\phi_2) & \sin^2(\phi_2) \end{bmatrix} \quad (\text{VI.67})$$

Il est supposé que $\phi_1 = \phi_2 = 45^\circ$

La puissance normalisée peut être obtenue avec l'équation suivante:

$$P(z) = |E_{x,out}|^2 + |E_{y,out}|^2 \quad (\text{VI.68})$$

Notons que le choix des angles ci-dessus affecte seulement l'amplitude de la puissance normalisée et n'a pas d'effet sur la période spatiale des signaux issus de POTDR, qui est une constatation très importante dans cette méthode. De plus, les effets du couplage aléatoire des modes sont négligés. Même en présence du couplage aléatoire des modes, la quasi-périodicité dans les mesures distribuées peut toujours être identifiée si la longueur de couplage des modes est significativement inférieure à la période spatiale, comme dans le cas des fibres standards. Avec l'orientation de l'axe de la biréfringence de θ , la puissance normalisée en fonction de la longueur de la fibre prend la forme suivante [15]:

$$P(z) = (1/2)[\cos^2(\phi_1 - \phi_2) + \cos^2(2\theta - \phi_1 - \phi_2)] + (1/2)[\cos^2(\phi_1 - \phi_2) - \cos^2(2\theta - \phi_1 - \phi_2)] \times \cos\left(\frac{2\pi z}{L_B/2}\right) \quad (\text{VI.69})$$

Cette équation montre que la trace POTDR ($P(z)$) est périodique avec une période spatiale de $L_B/2$, qui est illustrée dans la figure (VI.25.c).

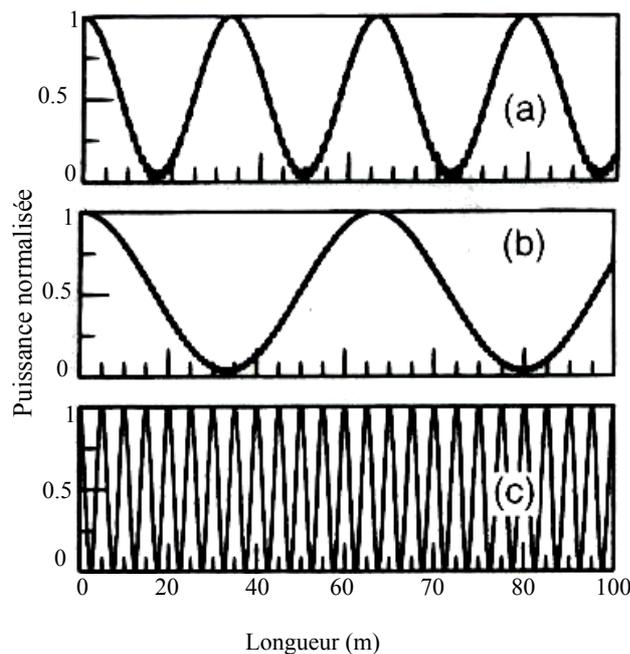


Figure VI.25. Puissance normalisée en fonction de la longueur de la fibre
a). l'amplitude de spin est 3 tours/m, période de spin est de 1 m et longueur de battement est 10m.
b). l'amplitude de spin est 3 tours/m, période de spin est de 1m et longueur de battement est 20m.
c). fibres standards, longueur de battement est 10m.

Intuitivement, il peut être difficile de croire que les caractéristiques similaires à celles des fibres biréfringentes linéairement peuvent se présenter dans les fibres spun, du fait que l'état de polarisation est rapidement modulé puisque la fibre est tournée à une période beaucoup plus petite que la longueur de battement. Les figures (VI.25.a) (VI.25.b) présentent la puissance normalisée en fonction de la longueur de la fibre pour des valeurs fixes de la longueur de battement et des paramètres de spin. Cependant, il s'est avéré que les signaux de POTDR des fibres spun ne sont pas seulement périodiques mais aussi ils ont une période spatiale plus grande que celle des fibres standards. Dans la figure VI.25, nous pouvons constater que lorsque la longueur de battement de la fibre est doublée la période spatiale est aussi doublée. Cela nous incite à vérifier la relation entre la période spatiale et la longueur de battement de la fibre. Dans la figure VI.26, nous présentons une telle forme de relation pour les différentes amplitudes de spun α_0 avec une période de spin fixe. Nous constatons que pour les deux cas, la période spatiale est linéaire avec la longueur de battement de la fibre, bien que la pente soit différente pour les différents paramètres de spin utilisés. La période spatiale est un moyen de calibrage efficace pour la détermination de la longueur de battement et la PMD, pour des paramètres de spin donnés. De plus, nous pouvons relier la pente de la linéarité de la période spatiale à la performance de réduction de la PMD obtenue par le spinning, afin de trouver la relation entre la PMD et la longueur de battement [15].

La PMD des fibres spun de profil sinusoïdal peut s'écrire sous la forme suivante:

$$PMD = \left| J_0 \left(2\alpha_0 / \eta \right) \right| \left(\frac{\lambda}{cL_B} \right) \quad (VI.70)$$

Dans la figure VI.27, la période spatiale et le PMDRF sont représentés comme fonction de l'amplitude de spin. Nous constatons que pour une valeur de longueur de battement donnée, la période spatiale diminue quand le PMDRF augmente.

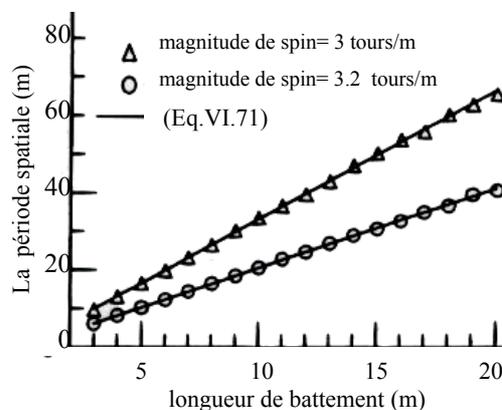


Figure VI.26. La période spatiale en fonction de la longueur de battement pour deux amplitudes de spin à une période de spin de 1m.

Cela signifie aussi que pour une longueur de battement donnée, la période spatiale peut servir comme un étalonnage pour réduire la PMD. En revanche, nous constatons que la période spatiale du signal de POTDR est reliée à la PMD de la fibre à travers la longueur de battement et les paramètres de spin. De plus, une simple relation a été trouvée, reliant la période spatiale à la longueur de battement [15]:

$$période = (L_B / 2) / |J_0(2\alpha_0 / \eta)| \quad (VI.71)$$

Cette équation est représentée sur la figure VI.26 avec la courbe solide qui confirme les simulations effectuées pour différents paramètres de spin et qui sont représentées sur la même figure. En effet, nous constatons qu'à partir des deux équations (VI.70, VI.71), nous pouvons trouver la relation entre la PMD de la fibre spun et la période spatiale, qui est sous la forme suivante:

$$PMD = (\lambda / 2c)(1 / période) \quad (VI.72)$$

Nous constatons d'après cette relation que la PMD des fibres spun est directement reliée à la période spatiale observée dans les mesures distribuées. Ainsi, la PMD des fibres spun peut être mesurée directement à travers la mesure de la période spatiale. Cela veut dire que nous appliquons le même principe utilisé pour la mesure de la PMD des fibres standards, en mesurant la période spatiale des signaux rétrodiffusés issus des réflectomètres. Si nous représentons l'équation (VI.72), nous remarquons que quand le spin est nul, la période spatiale converge vers celle des fibres standards.

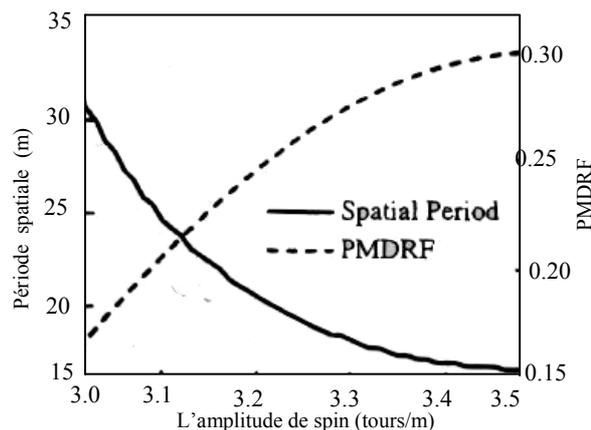


Figure VI.27. La période spatiale et le facteur PMDRF comme fonction de l'amplitude de spin pour une période d'un spin fixé

b. Modélisation de l'évolution de la polarisation dans les fibres spun appliquée à la réflectométrie

Nous avons utilisé une fibre spun de profil sinusoïdal où l'orientation de l'axe de biréfringence est décrite avec cette relation:

$$\alpha(z) = \alpha_0 \sin(L * 2\pi / \Lambda) \tag{VI.73}$$

Où α_0 est l'amplitude de spin et Λ est la période de spin.

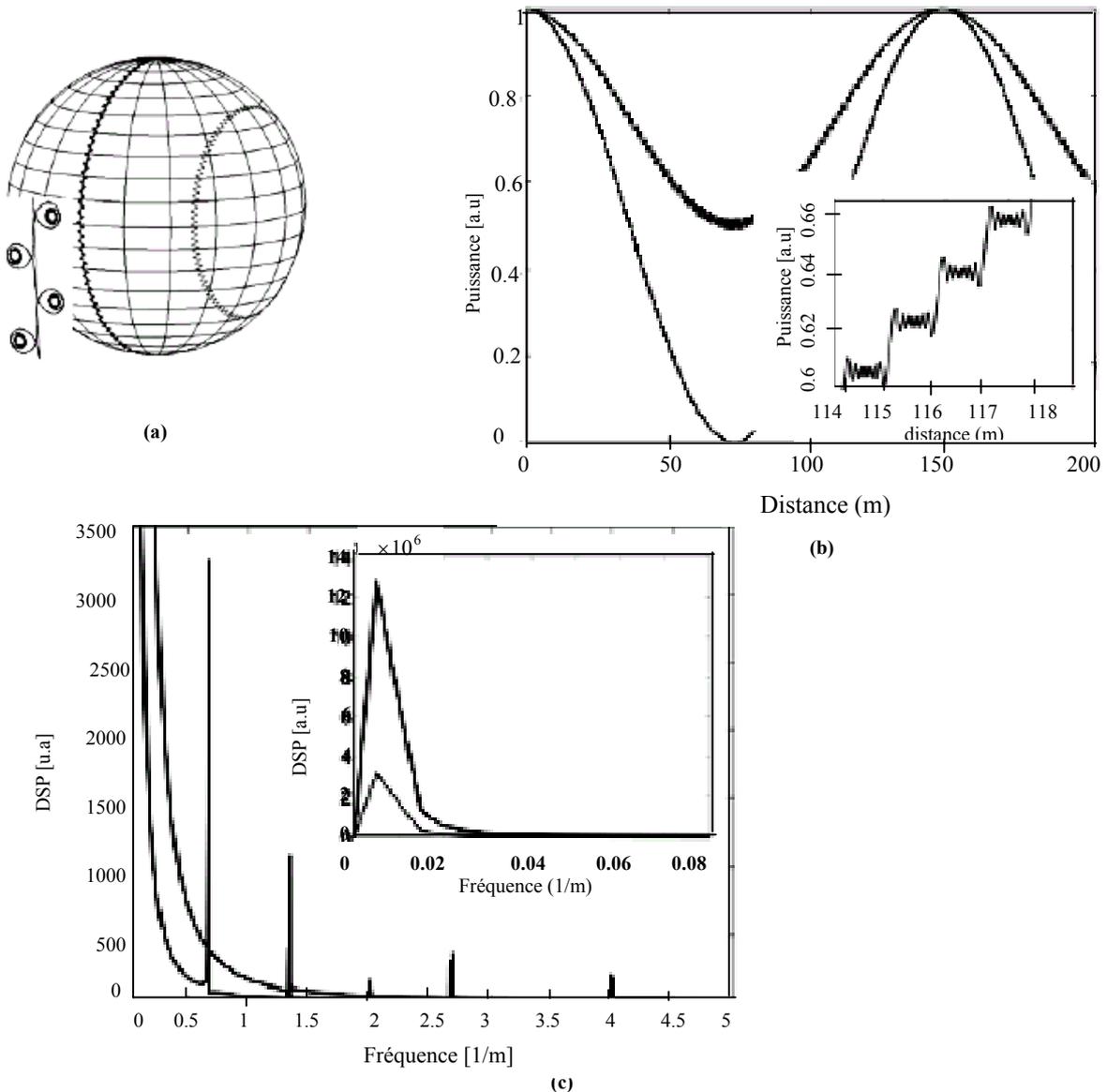


Figure VI.28. Les résultats numériques d'une fibre spun bidirectionnelle de longueur de 200 m (période de spin = 1.5 m, l'amplitude de spin = 3.5π rad, longueur de battement intrinsèque est de 35m pour des polarisation d'entrée de 45° (noir) et 22.5° (gris) par rapport à l'axe de biréfringence

- a) l'évolution de l'état de polarisation réfléchi sur la sphère de Poincaré
- b) la puissance du signal réfléchis
- c) la densité spectrale de puissance de ce signal réfléchi correspondante.

La biréfringence intrinsèque linéaire (caractérisée par la longueur de battement L_B) est supposée constante le long de la fibre et arbitrairement le couplage des modes est absent. Bien que cette supposition ne corresponde pas exactement au cas d'une fibre réelle, il serait suffisant de calculer qualitativement les résultats attendus des réflectomètres.

La figure (VI.28) donne les résultats calculés pour une fibre spun bidirectionnelle en utilisant de l'équation (VI.57). A partir de l'évolution de l'état de polarisation SOP (figure VI.28.a) représenté par les vecteurs de Stokes, nous observons sur le sommet de l'évolution circulaire du vecteur de PMD, autour de l'axe de biréfringence (la même trajectoire serait obtenue pour les fibres non spun), des petites oscillations qui apparaissent. Elles sont causées par le processus de spinning et ralentissent la vitesse moyenne le long du cercle sur la sphère de Poincaré, ainsi la biréfringence effective est réduite. Ces oscillations sont localisés quand l'axe de la biréfringence intrinsèque de la fibre tourne rapidement $(0, \Lambda/2, \Lambda, \dots)$, ce qui mène à un fort couplage des modes, bien qu'une trajectoire circulaire normale, soit trouvée aux positions où le spin est négligeable $(\Lambda/4, 3\Lambda/4, \dots)$. Les fréquences correspondantes de ces deux caractéristiques distinctes sont clairement différentes. Nous avons vu d'après l'équation (VI.71), associée à la trajectoire circulaire du vecteur de la PMD le long de la sphère de Poincaré, que la fréquence spatiale est directement liée aux paramètres de spin et de la biréfringence intrinsèque, si nous écrivons l'équation (VI.71) sous cette forme:

$$F = |J_0(2\alpha_0 / \eta)| / L_B \quad (\text{VI.74})$$

et d'après l'équation (VI.72), nous avons

$$DGD = (F\lambda / 2c) \quad (\text{VI.75})$$

En effet, la mesure de la fréquence spatiale F , du DGD, et de la biréfringence intrinsèque peut être utilisée afin de vérifier les relations (VI.74) et (VI.75) déduites à partir des simulations faites dans [15]. Une bonne concordance signifie aussi que l'influence des contraintes résiduelles [49, 50] ou du couplage des modes n'a pas d'importance. La fréquence spatiale de ces oscillations trouvées sur la figure (VI.28.c) correspond à l'inverse de la période de spin, $(1/\Lambda)$ et ses multiples. Elles n'ont pas pu être mesurées à cause de l'insuffisance de la résolution spatiale du réflectomètre utilisé. Leur détection aurait confirmé que le profil de spin agit effectivement sur l'évolution de l'état de polarisation comme elles pourraient nous renseigner sur l'homogénéité de la période de spin. De plus, dans le cas où les paramètres d'une fibre spun sont inconnus, une telle mesure nous aiderait à accéder à la période de spin très rapidement [22].

VI.3.5.5. Les résultats expérimentaux obtenus par la méthode C-OTDR pour la mesure du DGD dans les fibres spun

Nous nous sommes intéressés en premier lieu à la mesure de la fréquence spatiale F correspondant à la trajectoire circulaire, c-à-d la biréfringence effective déterminant la PMD [22]. Notons qu'il a fallu enlever la fibre de la bobine et l'enrouler autour d'une table afin d'éviter la biréfringence due à la courbure qui aurait été seulement mesurée dans ce cas ($L_B = 18 m$).

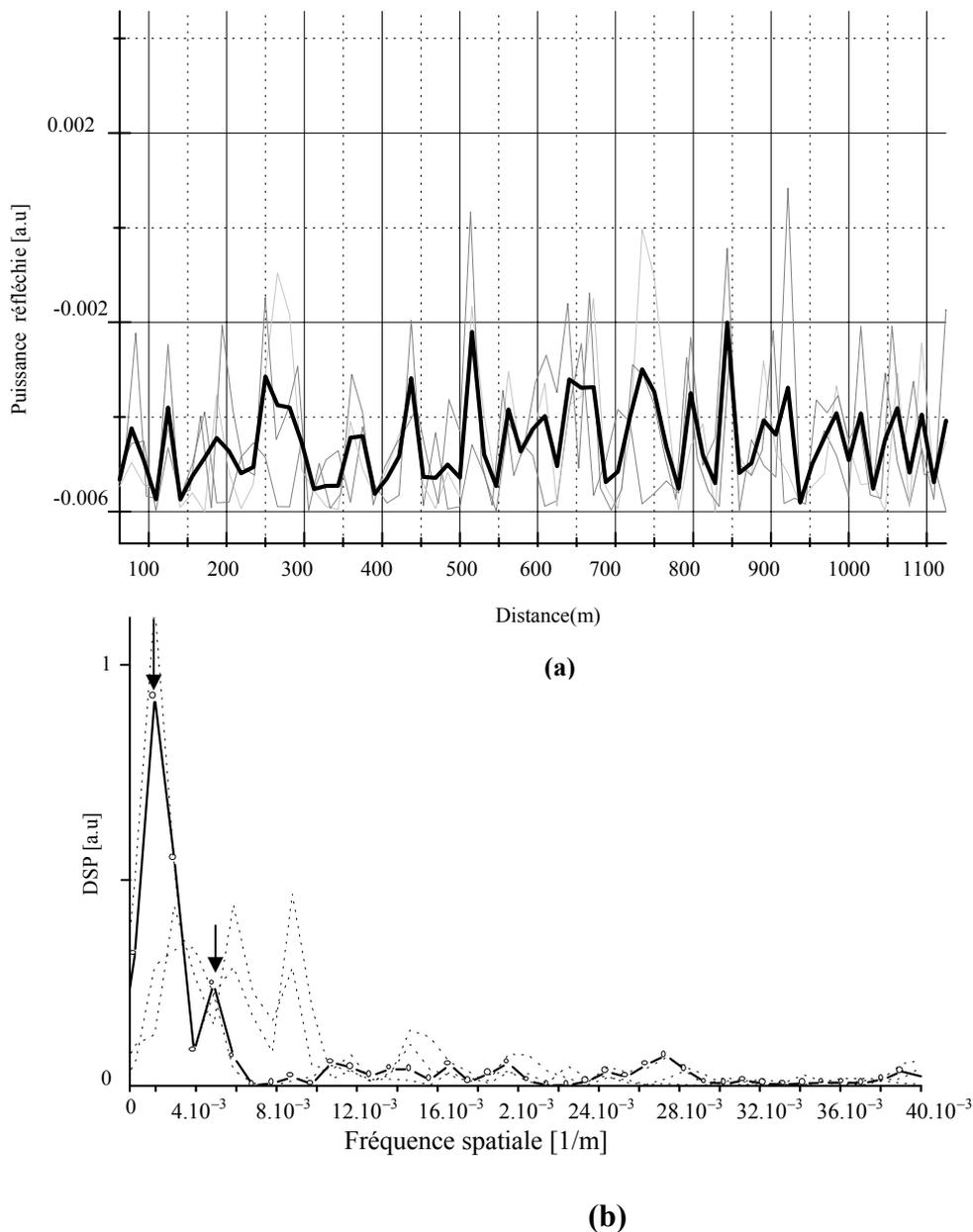


Figure VI.29. Résultats expérimentaux d'une fibre spun bidirectionnelle de 1 Km, obtenus par la méthode C-OTDR sensible à la polarisation (a) la puissance du signal réfléchis, (b) densité spectrale de la puissance moyenne correspondante.

La figure VI.29 montre les résultats expérimentaux de la puissance du signal rétro-réfléchi issu d'un réflectomètre C-OTDR et ses fréquences spatiales correspondantes pour une fibre spun bidirectionnelle de longueur de 1 Km. Comme nous constatons d'après puissance du signal rétrodiffusé, les états de polarisations restent virtuellement constants sur des intervalles assez longs (ex. 900m -1100m). Par conséquent, une fréquence spatiale très petite d'environ de $0.005 m^{-1}$ est trouvée, comme cela a été vu précédemment et dans [67], qu'ils existent généralement deux pics à F et à $F/2$. Le DGD correspondant est calculé avec la relation (VI.72), ce qui a permis de trouver une valeur de 11.4 femtosecondes. Nous avons aussi mesuré le DGD de cette fibre spun avec la méthode d'analyse des valeurs propres de la matrice de Jones JME; une valeur moyenne de 12 fs a été trouvée (l'intervalle de longueurs d'ondes de mesure 1510 -1610 nm), qui s'accorde très bien avec celle trouvée par la méthode C-OTDR. En utilisant ces paramètres de la fibre spun sous test " $\alpha_0 = 3.5\pi rad$, $\Lambda = 1.5 m$ et $L_b = 20 m$ ", nous avons trouvé $F = 0.005 m^{-1}$ avec la relation (VI.71), qui est très proche de celle mesurée à partir de la trace C-OTDR. Ce qui nous a permis de vérifier les relations trouvées (VI.74, VI.75). Notons que la fonction de Bessel d'ordre zéro change rapidement autour de ses minimums, ce qui signifie que de petites variations de α_0 ou de Λ peuvent vraiment influencer la fréquence spatiale.

VI.3.5.6. Les résultats expérimentaux obtenus par P-OFDR pour l'investigation des fibres spun

a. Les caractéristiques du réflectomètre POFDR utilisé

- La gamme (dynamique) des mesures

Puisque le signal rétrodiffusé est obtenu à partir d'une interférence des signaux issus de la fibre sous test et l'oscillateur local, la gamme est limitée par la longueur de cohérence du laser. Le laser utilisé est un laser à contre réaction DFB, qui possède une largeur spectrale d'approximativement 1MHz sur la gamme entière du réglage, ce qui donne une gamme spatiale approximativement de 80 m (selon l'intensité des réflexions). L'augmentation de la gamme est possible, mais elle nécessite un laser accordable avec une largeur spectrale plus petite

-La sensibilité

A cause de la détection cohérente, la sensibilité est très élevée, au-dessus de 100 dB. Cependant, de fortes réflexions peuvent produire un bruit important qui limite la sensibilité.

-La résolution

Le facteur limitant la résolution est le réglage du laser. Le laser que nous avons utilisé est limité par le réglage continu approximativement de 20 GHz qui donne une résolution de 9 mm environ.

b. Résultats et interprétation

Nous avons analysé trois types de fibres de longueur de 200 m: fibre spun bidirectionnelle, fibre spun unidirectionnelle et une fibre standard [22]. Elles ont été enroulées sur une table afin de minimiser les contraintes externes.

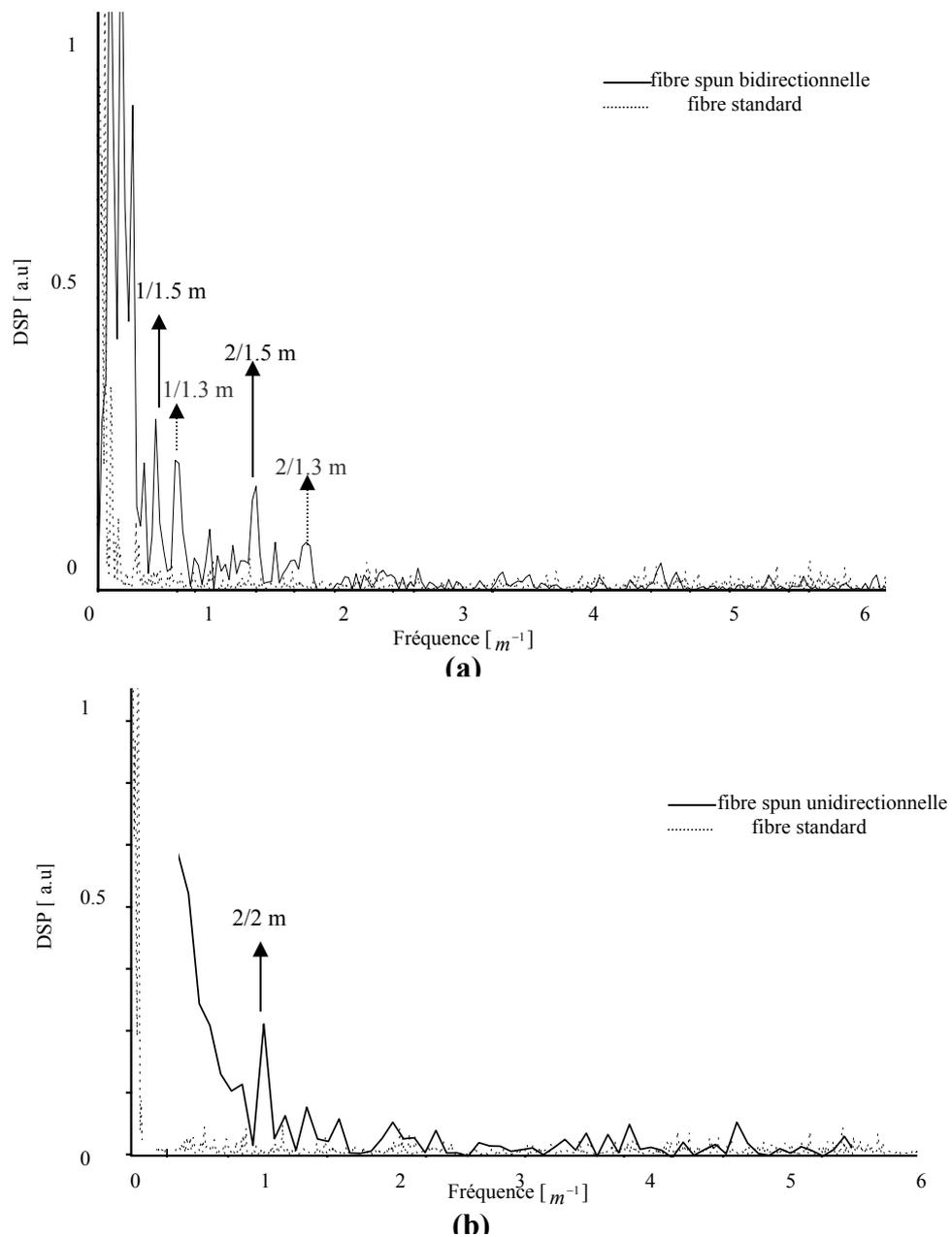


Figure VI.30. La densité spectrale de puissance moyenne des signaux rétrodiffusés du réflectomètre POFDR utilisé pour des fibres spun et standards de longueurs de 200m.

Les mesures sont effectuées avec l'OFDR sensible à la polarisation (P-OFDR), avec une résolution maximale de 9mm (un intervalle de mesure de 100m) qui nous permet de détecter facilement les oscillations dues au spin. Nous avons calculé la moyenne des différentes traces de OFDR obtenues pour les différentes résolutions. Les valeurs trouvées pour "2/F" (correspondant à L_b moyen en appliquant la relation (VI.64) sont 38 m, 150 m et 50 m pour les fibres standard, spun bidirectionnelle et spun unidirectionnelle, respectivement.

Notons que la fibre spun unidirectionnelle a montré des signes d'une torsion résiduelle du fait qu'elle avait une tendance à former des nœuds quand nous l'avons enroulée sur la table, ce qui n'a pas été observé dans les autres fibres. Par conséquent, la biréfringence intrinsèque dans cette fibre pourrait augmenter, et l'interprétation des mesures obtenues dans ce cas peut ne pas donner des résultats précis du fait que nous avons utilisé une courte longueur de cette fibre. Nous pouvons constater d'après la figure VI.30, que les fibres spun présentent des pics dans la DSP du signal détecté, qui ne sont pas décelés dans les fibres standards. Nous décelons une série de pics qui correspondent parfaitement à la période de spin appliquée, qui est de 1.5 m pour les fibres spun bidirectionnelles (figure VI.30.a). Il y a une autre série de pics, correspondant approximativement à 1/1.25 m, dont l'origine n'est pas encore claire. Pour les fibres spun unidirectionnelles, un pic à $0.97 m^{-1}$ est observé (figure VI.30.b), qui correspond au $2/\Lambda$ (un pic à $1/\Lambda$ manque), il correspond à une période de spin de 2m. Il se pourrait que la torsion résiduelle dans cette fibre entraîne un déplacement du pic de DSP correspondant aux oscillations trouvées dans la modélisation numérique [22].

VI.4. Conclusion

Dans cette dernière partie de la thèse, nous avons étudié les méthodes qui permettent la réduction des effets dispersifs principaux limitant le débit des liaisons de transmission utilisant la fibre optique. La dispersion chromatique étant un phénomène stable et donc contrôlable peut être réduit, annulé, et même compensé en jouant surtout sur un de ses constituants qui est la dispersion du guide. Nous avons présenté la méthode que nous avons utilisée pour annuler la dispersion chromatique aux longueurs d'onde inférieures à 1.3 micro mètres. Cependant, quand les effets dispersifs d'ordres élevés dans une liaison persistent dans la fibre, l'utilisation des fibres compensatrices de dispersion comme les réseaux de Bragg est nécessaire. Le deuxième effet dispersif qui est la PMD, est un phénomène plus compliqué et difficile à compenser. De ce fait, nous avons proposé un moyen pour contrôler et réduire cet effet dans une liaison de transmission subissant l'effet de la PMD, qui consistait à localiser le tronçon dans une liaison, ayant la PMD affectant son débit, en utilisant une des

méthodes de réflectométrie comme COTDR, OFDR. Une fois le mauvais tronçon est localisé, nous prévoyons son remplacement par une fibre spun présentant une PMD beaucoup plus petite. En effet, nous avons vu que le spinning des fibres est un moyen pratique et effectif pour produire des fibres à basse PMD. Nous avons vérifié la réduction de la PMD dans ces fibres en appliquant la méthode JME, et par la méthode de COTDR, qui nous ont permis de mesurer le DGD de l'ordre de femtosecondes [20]. La comparaison des DGD trouvés dans ce type de fibres de nouvelles génération avec ceux des fibres standards, nous avons confirmé que les fibres spun offrent des DGD beaucoup plus petits que ceux des fibres standards, ce qui nous a permis de conclure l'efficacité de ce type de fibres dans la réduction de la PMD.

Enfin, d'après l'utilisation des réflectomètres COTDR et POFDR, nous avons conclu que la validité de l'analyse des données issues de réflectomètres employées de nos jours pour des fibres standard, a été démontrée pour les fibres spun et plus précisément les fibres spun bidirectionnelles. Les résultats trouvés par le réflectomètre COTDR s'accordent très bien avec ceux obtenus précédemment avec la relation issue du modèle analytique et qui relie la période de battement observée, à la PMD de la fibre. De plus, la haute résolution spatiale des réflectomètres POFDR permet d'observer les fréquences spatiales directement liées à la période de spin, ainsi une caractérisation détaillée des fibres spun peut être accomplie.

Conclusion Générale

De nos jours, des débits d'informations de plus en plus élevés sont demandés aux supports de transmission et en particulier les fibres optiques. En revanche, des efforts considérables sont nécessaires à fournir pour le développement de la fibre optique permettant d'avoir le minimum de perte et de dispersion.

Le développement de la fibre optique nécessite la maîtrise de ses aspects théoriques d'un côté et des méthodes de mesures d'un autre côté. En effet, les méthodes de mesure peuvent être utilisées à la fabrication, au câblage et même à l'installation.

Comparés aux fibres optiques monomodes, les fibres multimodes présentent des problèmes de caractérisation énormes, ce qui rend leurs méthodes de mesure très coûteuses. D'un autre côté les fibres monomodes sont plus utilisées dans les télécommunication compte tenu de leurs avantages par rapport aux fibres multimodes .

Ce travail nous a permis de maîtriser les outils théoriques fondamentaux de la fibre optique, le principe de la propagation dans ce guide d'onde, le calcul du diamètre de mode du champ dans le régime monomode de la fibre, le calcul de la dispersion chromatique et de la dispersion des modes de polarisation et la théorie des équations couplées. Plusieurs méthodes de mesures ont été appliquées pour mesurer les caractéristiques géométriques et celles de transmission des fibres optiques. En premier lieu, nous avons essayé de corriger les erreurs rencontrées dans la mesure du profil d'indice de réfraction avec la méthode RNF et transmis TNF. L'utilisation du profil d'indice mesuré permet de déterminer la géométrie de la fibre utilisée et calculer la dispersion chromatique. De ce fait, nous avons constaté que la mesure du profil d'indice est très utile pour la détermination des caractéristiques géométriques de la fibre. Nous avons appliqué la méthode de variation du déphasage de modulation pour mesurer la dispersion chromatique de la fibre et comparer cette valeur avec celle calculée à partir d'indice mesuré, on relève que les deux valeurs sont très proches ce qui signifie qu'une bonne précision et une reproductibilité de la mesure du profil d'indice sont obtenues. Ensuite, nous nous sommes intéressés à la PMD qui est un problème plus compliqué que celui de la dispersion chromatique qui est stable et pour laquelle une compensation de dispersion pourrait être obtenue, contrairement à la PMD qui est difficile à compenser. L'application de la méthode d'analyse des valeurs propres de la matrice de Jones nous a permis de mesurer la PMD pour différentes fibres. Puisque la PMD est un phénomène difficile à compenser, sa réduction peut être réalisée par un des processus qui est le spinning qui provoque la rotation des axes de biréfringence incitant un couplage de mode contrôlé lors de la fabrication de la

fibre. L'utilisation de la théorie des modes couplés a permis de mettre en évidence le couplage dans ces fibres. Nous avons caractérisé ce type de fibres avec la méthode de JME pour relever la valeur de la PMD et ainsi montrer qu'elle est nettement inférieure à celle des fibres standards. La méthode de réflectométrie de haute résolution C-OTDR a été appliquée pour déterminer le DGD de ces fibres et ainsi une comparaison a été faite avec les valeurs trouvées dans la méthode de JME. Nous avons constaté que les deux méthodes nous ont donné des valeurs pratiquement identiques. Nous avons appliqué une autre méthode de réflectométrie POFDR pour déterminer un des paramètres constituant leur profil.

Les perspectives que nous prévoyons seront de tester les liaisons à fibre optiques installées dans lesquelles nous avons inséré les fibres spun pour vérifier la réduction de la PMD et ainsi améliorer le débit de ces liaisons.

Finalement, le travail effectué dans cette thèse nous a permis de donner une méthodologie de caractérisation des fibres optiques standards et des fibres spun, basée sur des moyens de calcul et des méthodes de mesures, qui aidera à maîtriser le développement de la fibre et son utilisation dans les liaisons des télécommunications afin de répondre aux exigences de l'information de ce siècle.

Annexe A: Quelques définitions des caractéristiques de la fibre optique

1. Le profile d'indice de réfraction:

Il détermine la distribution de l'indice de réfraction le long du diamètre de la fibre optique.

2. Le centre de la gaine:

En effet, pour une section droite de la fibre optique, il représente le centre du cercle calculé, le mieux adapté, pour délimiter la limite externe de la gaine.

3. Erreur de concentration gaine- cœur:

Elle représente la distance entre le centre de cœur et celui de la gaine.

4. L'intervalle de tolérance de la gaine optique:

Pour déterminer les limites du cœur et de gaine ce qui détermine la géométrie de la fibre, il convient à retrouver une fonction avec la quelle on lisse (accorder un cercle ou une ellipse) la géométrie correspondante aux points repérés sur les limites de la gaine en analysant le long des axes x et y de la fibre, en utilisant la méthode RNF.

L'intervalle de tolérance de la gaine optique représente pour une section droite d'une fibre optique, la région entre le cercle entourant la limite externe de la gaine et le cercle avec le quel on a lissé (fit) les points de scan de gaine à condition qu'il aient le même centre de celui de la gaine.

5. La non circularité de la gaine:

C'est la différence entre les diamètres des deux cercles définis par l'intervalle de tolérance de la gaine optique divisé par le diamètre nominal de la gaine.

6. mode field diameter:

Il représente le diamètre $2w_0$ est égal au diamètre pour le quel l'amplitude radiale de champ a diminué à $1/e$ ($e= 2.71828$) du maximum au près de l'axe de la fibre. Il est déterminé avec plusieurs méthodes.

7. Longueur d'onde de coupure:

Selon la longueur d'onde, un ou plusieurs modes se propagent dans une fibre optique. Il est important pour le bon fonctionnement de déterminer la longueur d'onde au dessus de laquelle la fibre optique en question guide uniquement le mode fondamental LP01. La longueur d'onde de coupure d'une fibre désigne la plus basse longueur d'onde de fonctionnement à partir de la quelle se propage uniquement le mode fondamental. Au dessus de cette longueur d'onde de coupure λ_c , le mode suivant LP11 disparaît. En

s'ajoutent pour des longueurs d'onde décroissantes. La fibre optique est donc multimodale pour des longueurs d'ondes inférieures à λ_c et monomodale pour des longueurs d'ondes supérieures à λ_c

8. Dispersion chromatique:

C'est l'élargissement de l'impulsion lumineuse par unité de largeur de spectre de la source lumineuse dans la fibre optique, qui est causé par la différence des vitesses de groupe aux différentes longueurs d'ondes composant le spectre de la source lumineuse.

La dispersion chromatique peut être dû aussi à la dispersion du guide d'onde (différence entre les indices de réfraction de cœur et la gaine)

9. Coefficient de la dispersion chromatique:

Il représente la dispersion chromatique par unité de largeur de spectre de la source lumineuse et par unité de longueur de fibre, il est exprimé en ps /nm.km

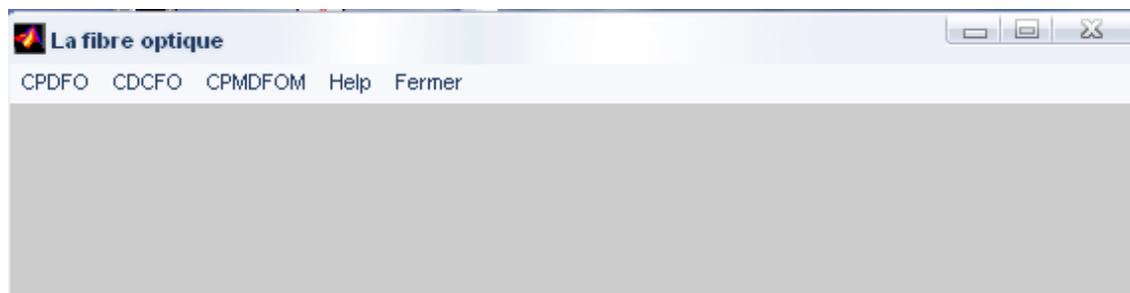
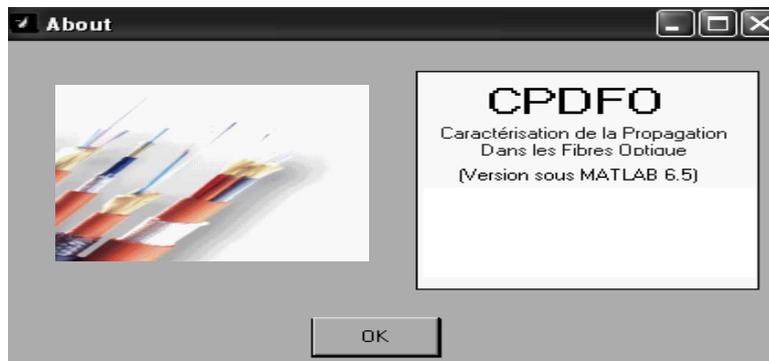
10. pente zéro - dispersion:

C'est la pente de la courbe de dispersion chromatique à la longueur d'onde où la dispersion est nulle.

11. Longueur d'onde de zéro-dispersion :

C'est la longueur d'onde pour laquelle le DGD (difference group delay) est maximum, ce qui veut dire que la dispersion est nulle

Annexe B: Les options du logiciel réalisé

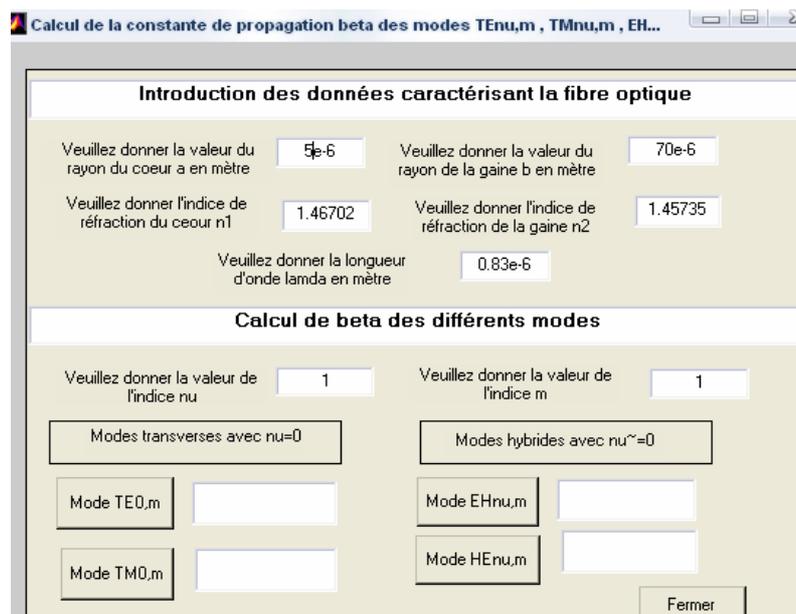
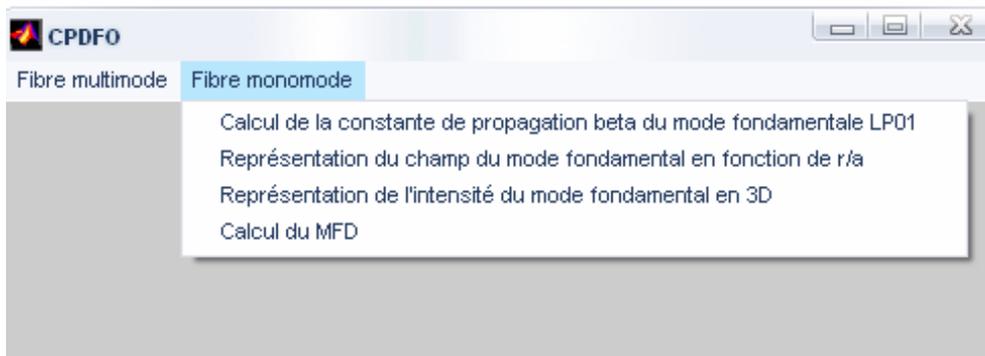
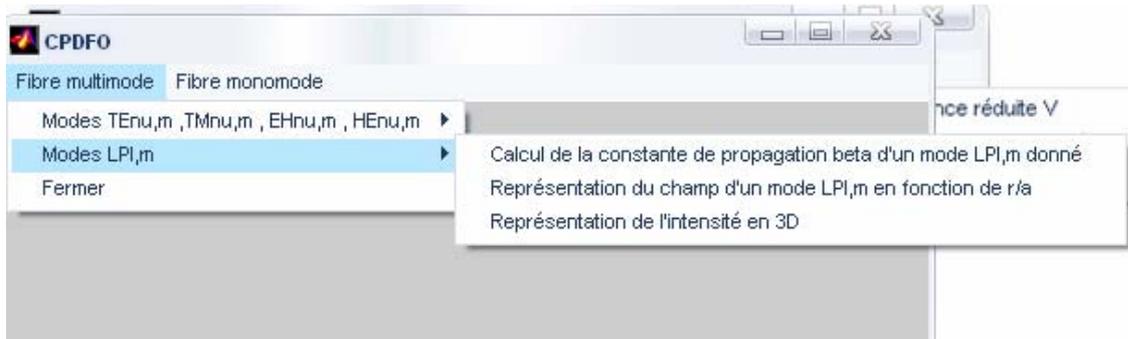
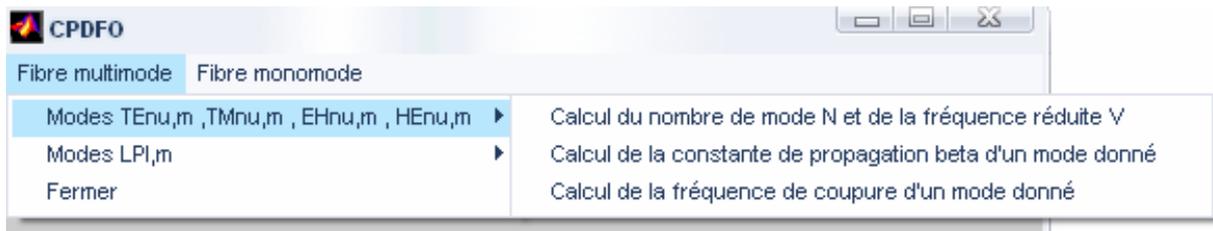


B.1: L'interface du logiciel réalisé

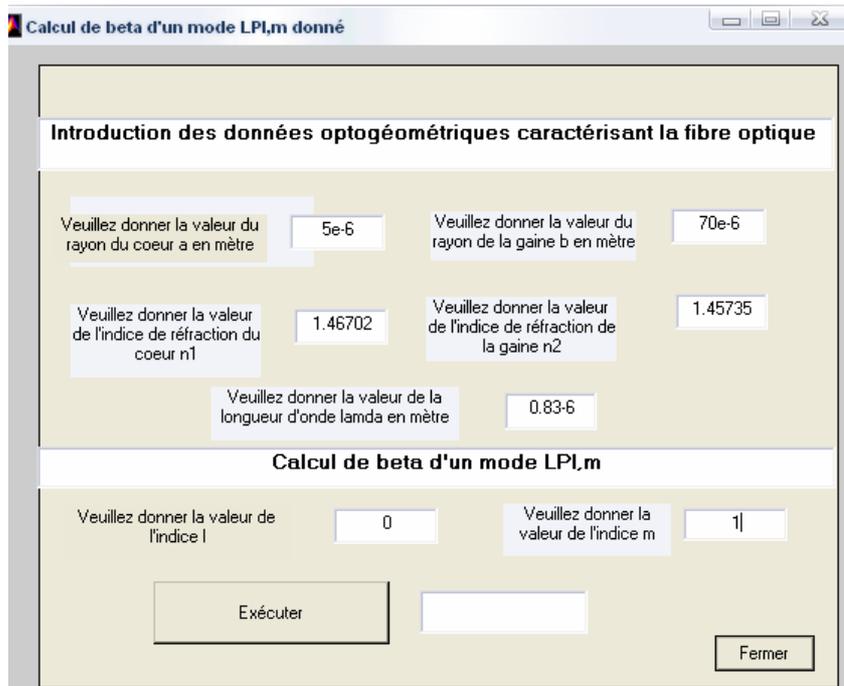
Les options du logiciel réalisé

1. Calculs des champs dans la fibre optique multimode et monomode

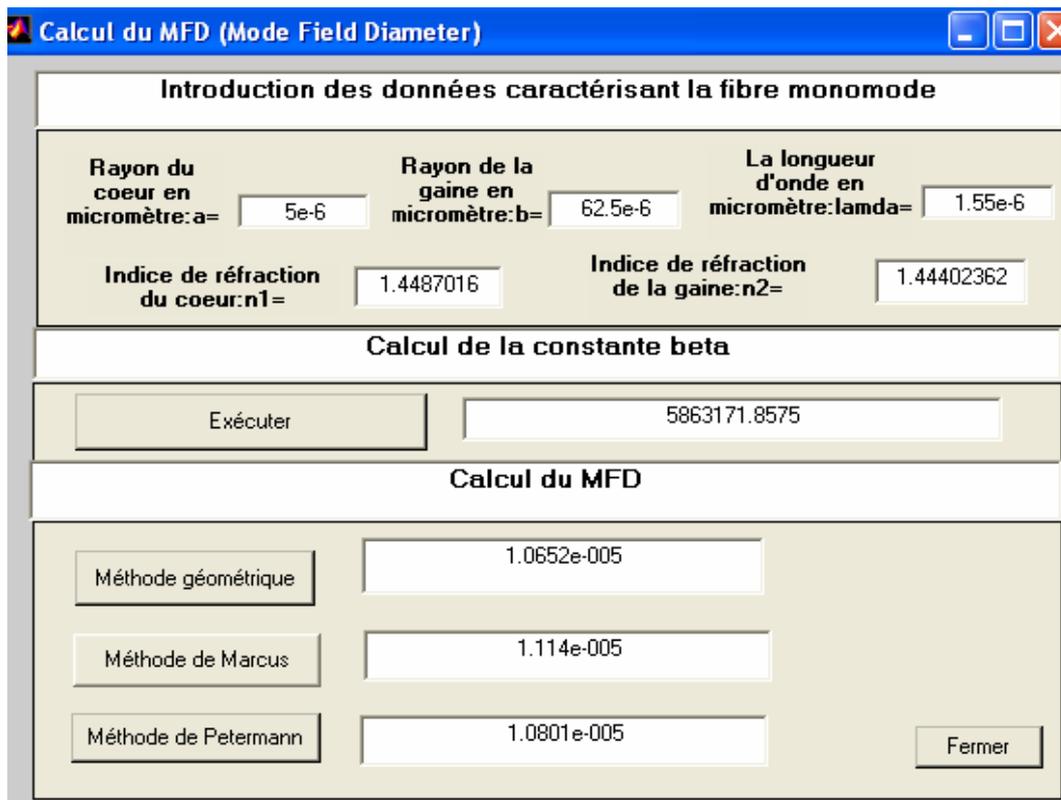




B.2. Fenêtre de dialogue pour le calcul de la constante β des modes TE, TM, HE et EH

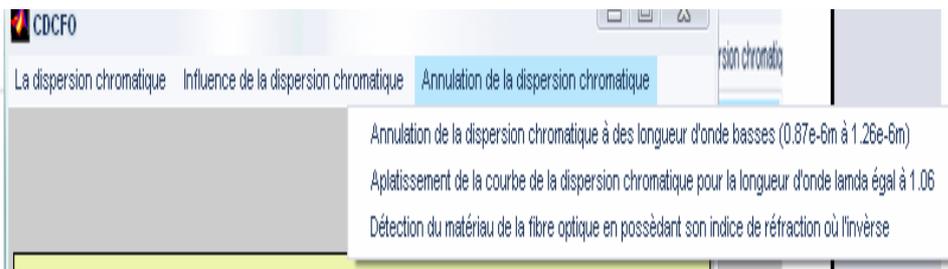
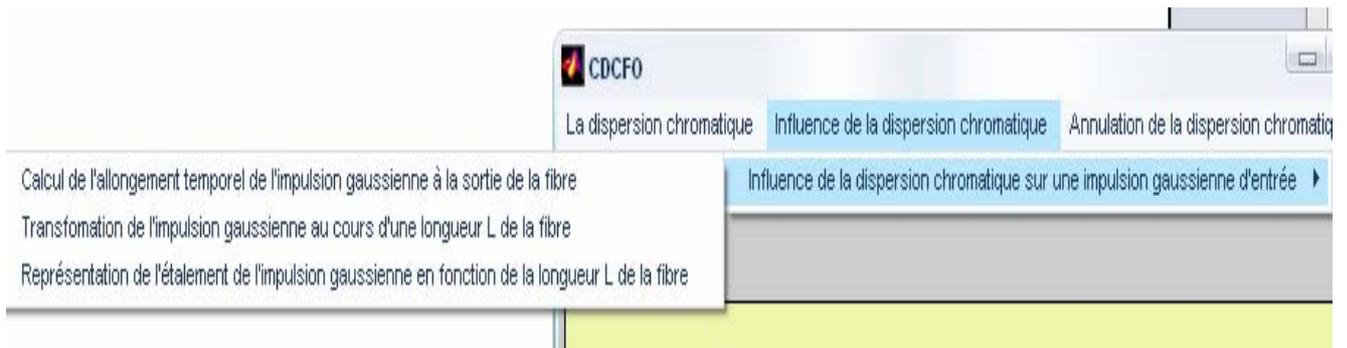
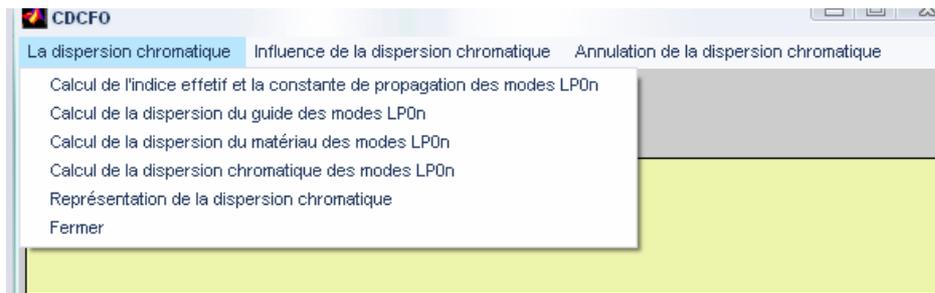


B.3. Fenêtre de dialogue pour le calcul de la constante β des modes LP

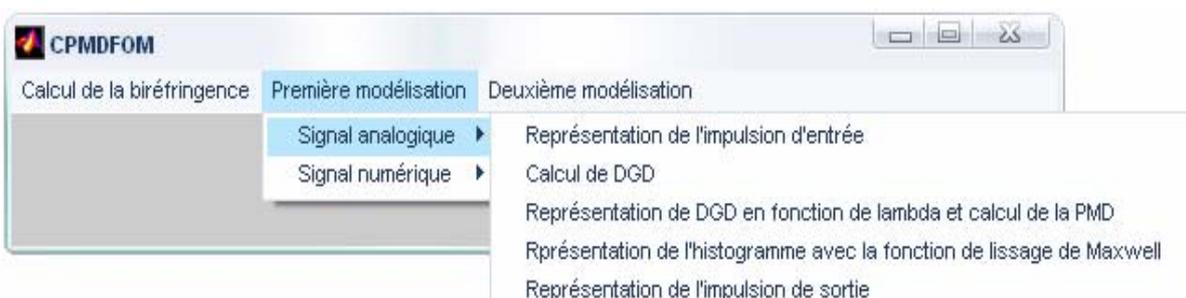
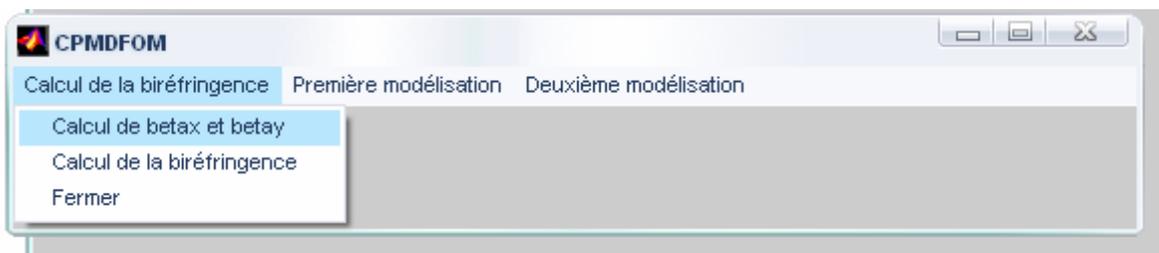


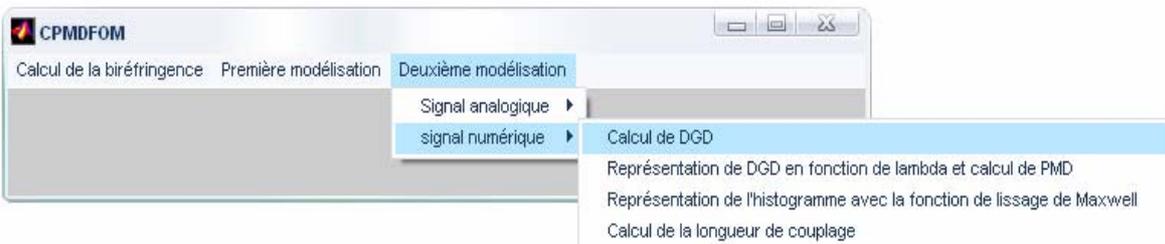
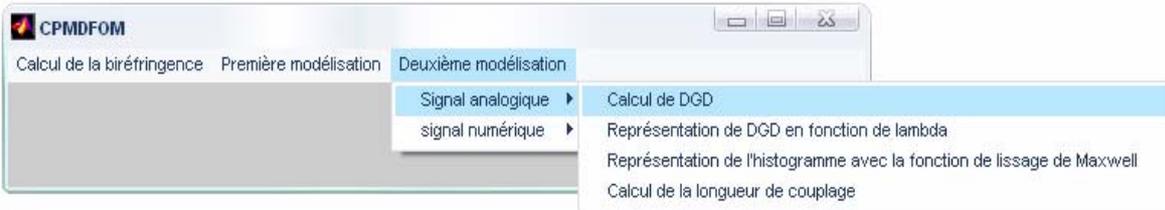
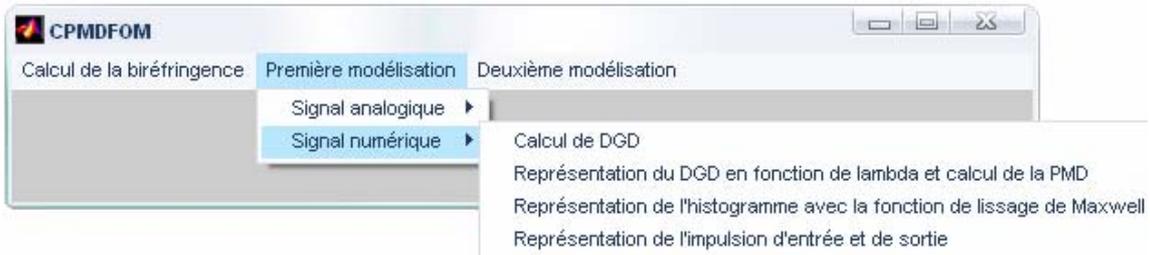
B.4. Calcul du MFD avec trois méthodes

2. Calcul de la dispersion chromatique et son influence sur la propagation



3. Calcul de la dispersion des modes de polarisation et son influence sur la propagation





Annexe C: Les paramètres de l'équation de Sellmeier pour les différents composants de la silice

Composition	A1	A2	A3
SiO ₂	0.6961663	0.4079426	0.8974794
13.5% GeO ₂ , 86.5% SiO ₂	0.73454395	0.42710828	0.82103399
7.0 % GeO ₂ , 93.0 % SiO ₂	0.6869829	0.44479505	0.79073512
4.1% GeO ₂ , 95.9% SiO ₂	0.68671749	0.43481505	0.89656582
9.1% GeO ₂ , 7.7% B ₂ O ₃ , 83.2% SiO ₂	0.72393884	0.41129541	0.79292034
4.03% GeO ₂ , 9.7 % B ₂ O ₃ , 86.27 % SiO ₂	0.7042042	0.41289413	0.95238253
0.1 % Geo ₂ , 5.4% B ₂ O ₃ , 94.5 % SiO ₂	0.69681388	0.40865177	0.89374039
13.5 % B ₂ O ₃ , 86.5% SiO ₂	0.70724622	0.39412616	0.63301929
13.5% B ₂ O ₃ , 86.5 SiO ₂ (chilled)	0.67626834	0.42213113	0.5833977
3.1 % GeO ₂ , 96.9 % SiO ₂	0.7028554	0.4146307	0.897454
3.5 % GeO ₂ , 96.5% SiO ₂	0.7042038	0.4160032	0.9074049
5.8 % GeO ₂ , 94.2 % Si O ₂	0.7088876	0.4206803	0.8956551
7.9 % GeO ₂ , 92.1 % SiO ₂	0.7136824	0.4254807	0.8964226
3.0 % B ₂ O ₃ , 97.0% SiO ₂	0.6935408	0.4052977	0.9111432
3.5 % B ₂ O ₃ , 96.5 % SiO ₂	0.6929642	0.40447468	0.9154064
3.3% GeO ₂ , 9.2 % B ₂ O ₃ , 87.5 % SiO ₂	0.6958807	0.4076588	0.9401093
2.2% GeO ₂ , 3.3 %B ₂ O ₃ , 94.5 % SiO ₂	0.699339	0.4111269	0.9035275
Quenched SiO ₂	0.69675	0.408218	0.890815
13.5 % GeO ₂ , 86.5% SiO ₂	0.71104	0.451885	0.704048
9.1% P ₂ O ₅ , 90,9 % SiO ₂	0.69579	0.452497	0.712513
13.3% B ₂ O ₃ , 86.7% SiO ₂	0.690618	0.401996	0.898817
1% F, 99% SiO ₂	0.691116	0.399166	0.890423
16.9 %Na ₂ O	0.796468	0.497614	0.358924

Tableau1. Valeurs des paramètres A_i ($i=1 - 3$) dans l'équation de Sellmeier

$\lambda_1(\mu m)$	$\lambda_2(\mu m)$	$\lambda_3(\mu m)$	Référence
0.0684043	0.1162414	9.896161	Mallitson (1965)
0.8697693	0.11195191	10.84654	Fleming (1976)
0.78087582	0.1155184	10.436628	"
0.072675189	0.11514351	10.002398	"
0.085826532	0.1070526	9.3772959	"
0.067974973	0.12147738	9.6436219	"
0.070555513	0.1176566	9.8754801	"
0.080478054	0.10925792	7.8908063	"
0.076053015	0.11329618	7.8486094	"
0.0727723	0.1143085	9.896161	Kobayashi (1978)
0.0514415	0.12916	9.896156	"
0.0609053	0.1254514	9.896162	"
0.0617167	0.1270814	9.896161	"
0.0717021	0.1256396	9.896154	"
0.0604843	0.1239609	9.896152	"
0.0665654	0.1211422	9.89614	"
0.0617482	0.1242404	9.896158	"
0.069066	0.115662	9.900559	Fleming (1978)
0.06427	0.129428	9.425478	"
0.061568	0.119921	8.656641	"
0.0619	0.123662	9.09896	"
0.068227	0.11646	9.993707	"
0.094359	0.093386	5.999652	"

Tableau 2. Valeurs des paramètres λ_i ($i= 1- 3$) dans l'équation de Sellmeier

Annexe D: Rappel sur la technologie de fabrication des fibres optiques ‘Outside Vapor Deposition (OVD)’

Il existe plusieurs méthodes de fabrication de la fibre optique, parmi ces méthodes on trouve la méthode OVD [48], qui est aussi utilisée pour la fabrication des fibres tournantes. Cette méthode a été développée, brevetée, et employée par la société américaine Corning, elle est constituée de trois phases: dépôt, consolidation et fibrage

1. Dépôt

La préforme (comme son nom l’indique) possède la même structure interne que la fibre en final, mais elle possède un diamètre de 15 à 100 mm et une longueur de 1 à 1,5 m. Elle est réalisée sur un tour de verrier à partir d’un tube de silice de haute pureté (concentration en OH). A l’intérieur de ce tube sont déposées par couches successives, les différentes structures de la future fibre: le cœur et la gaine optique isolant ce cœur du tube de qualité optique insuffisante pour le transport des télécommunications sur des grandes distances. Il faudra entre 12 et 32 couches pour la gaine et 4 à 10 pour le cœur. Les dépôts sont le résultat de l’oxydation de chlorures de silicium, de germanium, de phosphore ou de fréon. La réaction d’oxydation est contrôlée précisément par un ensemble de débitmètres massiques maîtrisant les concentrations, la température du chalumeau (entre 1 700 et 1 900 °C) et la pression. La réaction s’effectue en trois étapes : la formation des suies lors du passage des gaz dans le chalumeau, le dépôt des suies en avant du chalumeau et la vitrification des suies quand le chalumeau se déplace. Le processus d'OVD est distingué par la méthode de déposer les particules. Elles sont déposées sur la surface d'une tige tournante.

2. Consolidation

Quand le dépôt est complet, la tige est enlevée du centre de la préforme poreuse et la préforme est placée dans un four de consolidation. Pendant le processus de consolidation, la vapeur d'eau est éliminée de la préforme. Cette étape permet d’avoir une préforme transparente de verre plein. Le trou causé par le retrait de la tige est extrêmement fusionné à hautes températures dans le four pendant l’opération de fibrage.

3. Le Fibrage

La fibre optique est obtenue par étirement de la préforme à haute température. La fibre passe par un moniteur en ligne précis de diamètre pour assurer le diamètre extérieur indiqué. Après, des protections sont appliquées et traitées, à l'aide des lampes ultra-violettes. A la fin de fibrage, la fibre est enroulée sur des bobines.

Annexe E: L'algorithme de calcul de la constante de propagation d'un mode LP_{0n} par la méthode de dichotomie [52].

Nous commençons en premier lieu par donner l'algorithme qui calcule l'indice effectif (n_e). Pour déterminer l'indice effectif (n_e) et la constante de propagation (β), nous appliquons les deux étapes suivantes :

-Dans la première étape on détermine en premier lieu un intervalle $[n_{22}, n_{11}]$ contenant seulement la $n^{\text{ième}}$ solution de l'équation (III.24). Pour faire cela :

- On fixe $n_{11} = n_1 - \varepsilon$ (ε très petit).
 - On calcule $y(n_{11})$
 - On fixe $n_{22} = n_1 - 2\varepsilon$
 - On calcule $y(n_{22})$
 - On compare le signe de $y(n_{11}) * y(n_{22})$
 - Si le signe change, on incrémente N qui est égal initialement à zéro
 - Si $N=n$, n (l'ordre du mode), l'intervalle recherché est $[n_{22}, n_{11}]$ si non on continue jusqu'à trouver $n_{11} = n_1 - i\varepsilon$ et $n_{22} = n_1 - i\varepsilon$ qui vérifient $N = n$
 - On travaille donc dans l'intervalle $[n_{22}, n_{11}]$, c'est le même que $[m_2, m_1]$.
- La deuxième étape consiste à trouver la valeur $n_e \in [m_2, m_1]$ par la méthode de dichotomie, qui est indiquée dans la deuxième partie de l'organigramme.

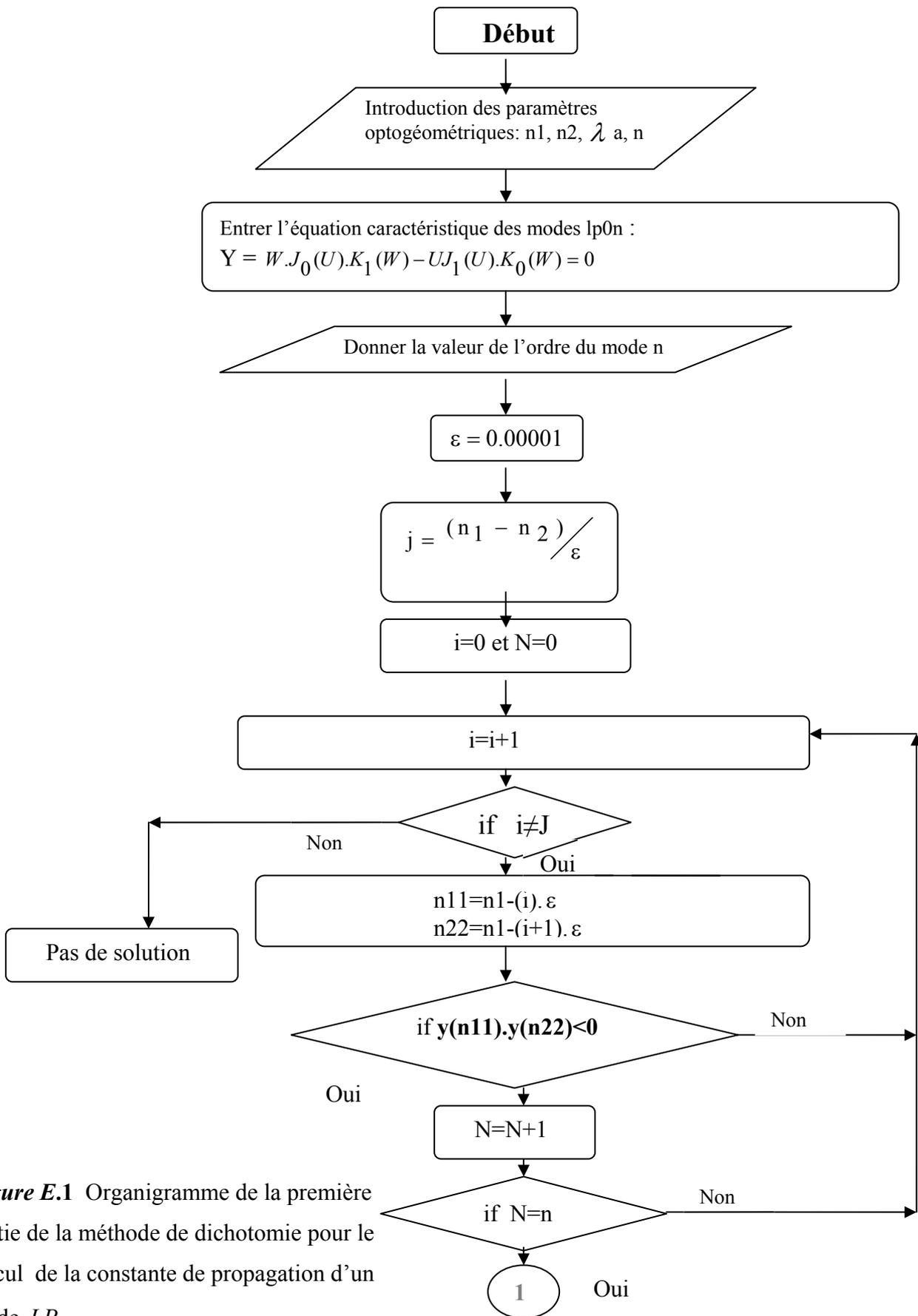


Figure E.1 Organigramme de la première partie de la méthode de dichotomie pour le calcul de la constante de propagation d'un mode LP_{0n}

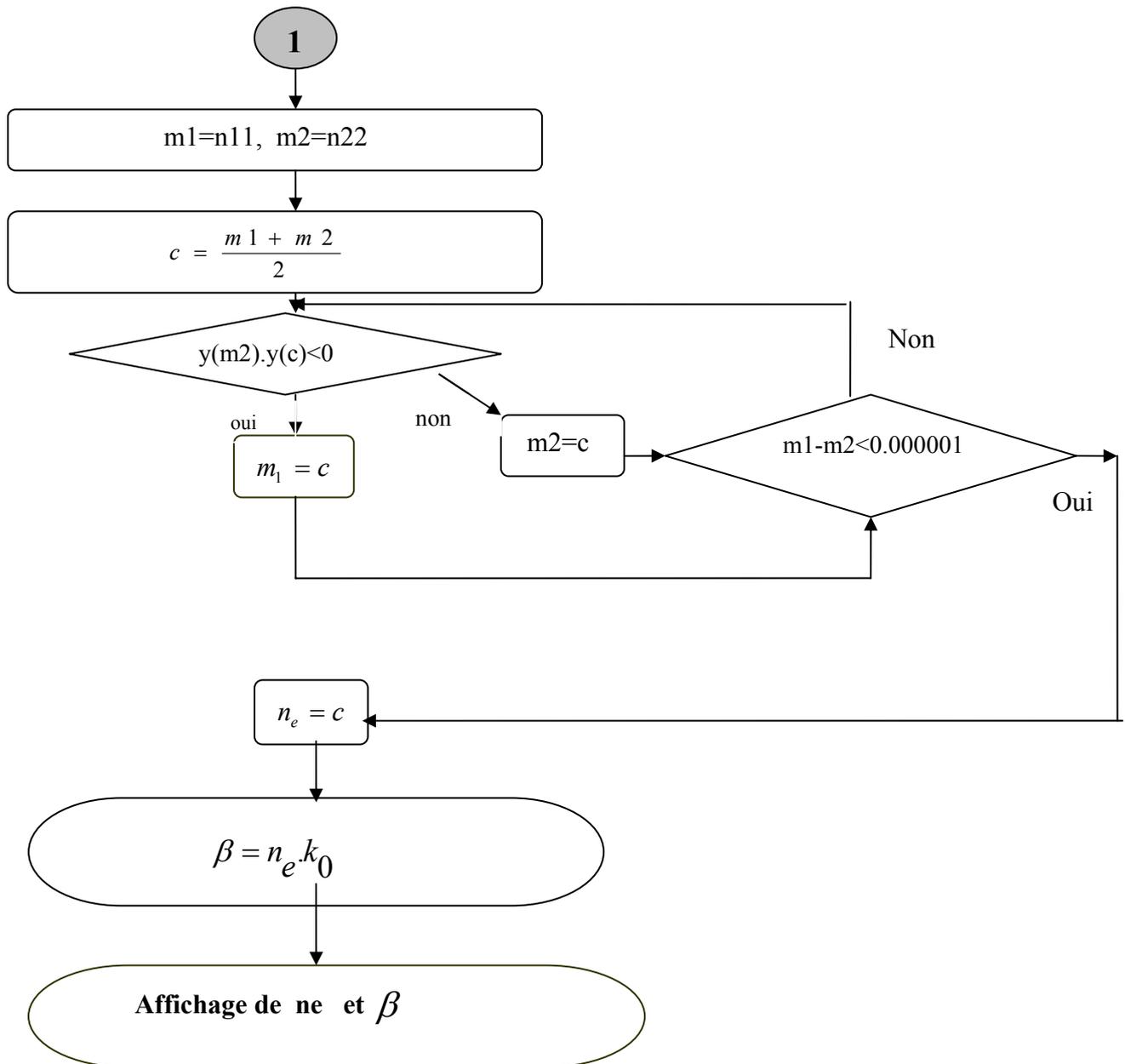


Figure E.2. La suite de l'organigramme du calcul de la constante de propagation du mode LP_{0n}

Bibliographie

- [1] Adams.M.,Payne. D.N and Sladen. F, 'length dependent effects due to leaky modes on multimode graded index optical fibers, optical Communication, vol17, pp. 204, 1976.
- [2] Adams.M, Payne D.N, and Sladen.F " Index profile determination in Graded index fibers, in proceedings, first conference on optical fiber communication, IEE conf .Publ.London pp.132, vol.43, 1978.
- [3] Allan. Snyder " Waveguide Theory , Kluwer Academic publishers, 1998.
- [4] Argilia. M, Coppa. G, "Mode field measurement in single mode optical fibers", journal of lightwave technology 7,pp 1139 - 1152, August 1989.
- [5] Barlow. A.J, Ramskov-Hansen, and .Payne .D.N, "birefringence and polarization mode dispersion in spun single mode fibers", applied optics, vol.20, pp 2963, 1981.
- [6] Biondini. Gino, William L. Kath, Importance Sampling for Polarization-Mode Dispersion:Techniques and Applications, journal of lightwave technology, vol 22, n°4, April 2004.
- [7] Blaszyk. P.E, Christoffand. W.R, " method and apparatus for introducing controlled spin in optical fibers", U.S patent 63224872 B1, December 4, 2001.
- [8] Brinkmeyer. E, "Forward-backward transmission in birefringent single-mode fibres: interpretation of polarisation-sensitive measurements", Opt. Letts, vol N°6, pp. 575-577, 1995.
- [9] Buck Jhon. A, « Fundamentals of optical Fibers », Wiley Interscience Publication, 1994.
- [10] CCITT G653”, "characteristics of single – mode optical fiber cable," 1993.
- [11] Champagne. G « Mesure expérimentale de la dispersion chromatique des fibres optiques par interférométrie en lumière blanche », mémoire pour l’obtention de Licence en Sciences Physiques, université de Bruxelles, 2002.
- [12] Chause. E, Gisin. N, et Perny. B, "polarization mode dispersion analyzes with polarization OTDRS" Fiber optic Communication and networks, Ins, comm. Net, pp 185- 199, 1995.
- [13] Chen. X, Ming. J. Li et. Nolan. D. A « Polarization mode dispersion of spun fibers : an analytical solution », optics Letters, vol.27, 294 –296, 2002.
- [14] Chen. X “ Scaling properties of polarization mode dispersion of spun fibers in the presence of random mode coupling “, optics letters, vol. 27,pp 1595, 2002.
- [15] Chen,X "properties of polarization evolution in spun fibers , optics letters, vol 28, pp 2028, November, 2003.

- [16] Cherbi. L, "conception et réalisation d'un banc automatisé pour tester un capteur angulaire à fibre optique", Mémoire de Magister, Octobre 2001.
- [17] Cherbi.L, Mehenni.M, Begorre.H, « attenuation of the luminous intensity in the multimode curved optical fiber », ICT'2003 conference proceeding IEEE, vol 1, pp 655- 660,Tahiti, France, February 2003.
- [18] Cherbi.L, Mehenni.M, Aksas. R, “ conception and Realization of un angular optical sensor” Microwave and Optical Technology letters (MOT), vol 40, pp 500-503, March 2004.
- [19] Cherbi.L, Mehenni.M,Wegmuller. M, “characterization of a monomode optical fiber by the measure of the refracted and transmitted near fields”, conférence internationale optique hertzienne et diélectriques OHD'2005, pp 241- 244, Tunisie, septembre 2005
- [20] Cherbi.L, Mehenni.M, Aksas. R, « Experimental investigation of the modulation phase shift method for the measure of the Chromatic dispersion in a single mode fiber coiled on a covered spool, Microwave and Optical Technology letters (MOT), vol 48, pp 174-178, January 2006.
- [21] Cherbi.L, Mehenni.M,Wegmuller. M, « mesure de la dispersion des modes de la polarisation dans les fibres optiques spun par la méthode d'analyse des valeurs propres de la matrice de Jones », 25 ièmes Journées Nationales d'Optique Guidées JNOG, pp 176-178, Metz, France, Novembre 2006.
- [22] Cherbi.L, Wegmuller. M, N. Gisin, “investigation of spun fibers using high resolution reflectometry“, optical fiber conference OFC proceeding IEEE, America 2005.
- [23] Cherbi.L, Mehenni, “ conception et réalisation d'un banc de tests automatisé utilisant un capteur angulaire à fibre optique“ fourth international conference applied mathematics and engineering sciences (CIMAZI 2002), pp 223, Morocco 2002.
- [24] Cherbi.L, Mehenni, « modélisation de la dispersion modale de polarisation dans les fibres optiques », 19^{ième} colloque international Optique Hertzienne et Diélectriques (OHD 2007), pp 166, Valence, France 2007.
- [25] Cost 217 Group, "interlaboratory measurement campaign on single mode fibers", IEE PROC, vol.136, pp 307-314, 1989.
- [26] CURTI, DAINO. F ‘Statistical treatment of the evolution of the principal states of polarization in single-mode fibers’, *J. Lightwave Technol.*, vol N °8, pp. 1162–1166, 1990.

- [27] Dandliker. R, “ rotational effects of polarization in optical fibers”, in anisotropic and nonlinear optical waveguides, edited by C, G. Someda, Elsevier, New york,, pp 39 – 76, 1992.
- [28] Derickson. D, “fiber optic, test and measurement”, Hp professionals books, Prentice hall, 1998.
- [29] Drapela. T.J, Franzen. D.L., "A comparison of field methods for determining mode field diameter of single mode fibers using both Gaussian and Peterman definition", journal of lightwave technology 7, pp 1153- 1157, august 1989.
- [30] Elbers. J.-P, Glingener. C, Düser. M, Modeling of polarization mode dispersion in single mode fibers, vol 33, n°. 22, Electronic letters, October 1997.
- [31] Ellison. G et A. S. Siddiqui, " a fully polarimetric optical time domain reflectometer", IEEE Photonics technology letters, vol .10, pp 246 -248, 1998.
- [32] Ferdinand. P, capteurs à fibres optiques et réseaux associés, édition technique et documentation – Lavoisier, 1992.
- [33] Fleming. J, material and mode dispersion in GeO₂, B₂O₃, SiO₂ glasses, journal of America ceramic society 59, pp 503-507, 1976.
- [34] Galtarossa. A, Palmieri. L, Pizzinat. a, “optimized spinning design for low PMD fibers: an analytical approach”, Journal of lightwave technology, vol N°19, pp 1502, 2001.
- [35] Galtarossa. A, Palmieri. L, Schiano. M & Tambosso, optics letters, vol N°25, pp 384, 2000.
- [36] Gisin.N, Pass. R & perny. B, "Optical fiber characterization by simultaneous measurement of the transmitted and refracted near field, journal of lightwave technology Vol N°11, pp 1875-1883, 1993.
- [37] Gisin. N, Von derweid. P, " Polarization mode dispersion of short and long single mode fibers", J. lightwave technology, vol.9, pp 821 -827, 1991.
- [38] Gordon. J, Kogelnik. H, PMD fundamentals: Polarization mode dispersion in optical fibers, PNAS, vol. 97, n°9, pp 4541– 4550, February 2, 2000.
- [39] Groupe de physique appliquée, Brochure de l'analyseur NR9000, université de Genève, 1998.
- [40] Hart. A, GHuff . R and Walker, " method of making a fiber having low polarization mode dispersion due to a permanent spin", U.S patent 5, Vol. 47, pp 298, March 29, 1994.

- [41] Heffner.B, "Automated measurement of polarization mode dispersion using Jones matrix eigenanalysis, " IEEE Photonics technology Letters, vol4, n°9, pp.1066, September 1992.
- [42] Huttner. B, Reecht. J, Gisin. N, "local Birefringence Measurements in single mode fibers with coherent optical Frequency domain reflectometry", IEEE photonic technology letters, vol. 10, pp 1458, October 1998.
- [43] Huttner. B, Gisin. B, et Gisin. N « distributed PMD measurement with a polarization OTDR in optical fibers, « journal of lightwave technology, vol. 17, pp 1843 –1848, 1999.
- [44] Hyodo. M, Sarwar. K and Noriaki Onodera. Measurement of the chromatic dispersion of an optical fiber by use of a Sagnac interferometer employing asymmetric modulation. Optics Letters, 25(5), March 2000.
- [45] Lecoy . P, télécommunications optiques, Editions Hermes, 1992.
- [46] Leonard G. Cohen, ". Comparison of single-mode fiber dispersion measurement techniques", Journal of Lightwave Technology, LT-3 (5), pp :958-966, October 1985.
- [47] Ming-Jun li, Chen. X and Nolas. A " fiber spinning for reducing Polarization mode dispersion in single mode fibers: theory and applications, science and technology division, Corning Incorporated, Sp – AR 02-2, Corning NY14831.
- [48] Ming-Jun. Li et Nolan. D « fiber spin profile designs for producing fibers with low polarization mode dispersion», optics letters, vol. 23, pp 1659 – 1661, 1998.
- [49] Ming-Jun . Li, Chen. X et Nolan. D, « effects of residual torsional stress on PMD of spun fibers », ECOC 2003.
- [50] Ming-Jun. Li et Nolan. D, « effects of lateral load and external twist on polarization mode dispersion of spun and unspun fibers”, optics letters, vol. 24, p 1325, 1999.
- [51] Noé et al, Polarization mode dispersion compensation at 10, 20, and 40 Gb/s with various optical equalizers, IEEE journal of lightwave Technology , vol 17, pp 1602 – 1610, 1999.
- [52] Paniello. J, Pelayo. J and Villuendas. F. Chromatic dispersion characterization in short single-mode fibers by spectral scanning of phase difference in a Michelson interferometer. Journal of Lightwave Technology, 6(12), pp:1861-1865, December 1988.

- [53] Passy. P, Gisin. N et Stamp. P, "simultaneous measurement of beat length and polarization mode dispersion with the interferometric technique", in proceeding, optical fiber measurement conference, New York, UK, pp 85 – 88, 1991.
- [54] Pierre Bélanger, les fibres optiques, Supplément d'électromagnétisme appliqué, Université Laval, Canada
- [55] Piskounov.N, "calcul différentiel et intégral", 7^{ième} édition, Mir, Moscou, 1978.
- [56] Schuh. R.A, Shan. X, Siddiqui. A, " Polarization mode dispersion in spun fibers with different linear birefringence and spinning parameters", Journal of lightwave technology, vol .16, pp 1583, 1998.
- [58] Semenov A.V. Belov. A.S, Chicolini. A. "The measurement of chromatic dispersion in single-mode fibers by interferometric loop", Journal of Lightwave Technology, 7(5) , pp:863-868, May 1989.
- [59] Simohamed L. "cours sur fibres optiques "
- [60] Stewart. W, "a new technique for measuring the refractive index profiles of graded optical fibers", Technical Digest, pp 395-398, IOOC (IECE, Tokyo), 1977.
- [61] Sunnerud. H, Polarization-Mode Dispersion in Optical Fibers: Characterization, Transmission Impairments, and Compensation, technical report n°399, Department of Microelectronics, Photonics Laboratory Chalmers University of Technology SE-412 96 Goteborg, Sweden Goteborg, PHD, March 2001.
- [62] Ungar. S , " fibres optiques, théorie et application ", édition Dunod 1989.
- [63] Vengsarkar.A.M, Gohen.W, « theoretical analysis of light elliptical core fibers with arbitrary refractive index profile » , optics letters, vol 17, pp 1658-1660, 1992.
- [64] Von der Weid. P, Mussi. G et Gisin. N " On the characterization of optical fiber Network components with optical frequency domain reflectometry, journal of technology, vol 15, No 7, July 1997.
- [65] Wagner R.E, Poole. C. D, Bergano. N, "Polarization dispersion and principal states in a 147 Km undersea lightwave cable " journal of lightwave technology, vol.6, no .7, July 1988.
- [66] Wegmuller. M, Scholder. F et Gisin. N, Photon counting OTDR for local birefringence and fault analysis in the metro environment, journal of lightwave technology, vol. 22, No. 2, February 2004.

- [67] Wegmuller. M, Legré. M et Gisin. N, "Distributed Beatlength Measurement in single mode fibers with optical frequency domain reflectometry, journal of light wave technology, vol 20, No 5, pp 829, May 2002.
- [68] Young. M, "optical fiber index profiles by the refracted-ray method", applied optics 20, pp 3415 -3421, Oct 1981.
- [69] Zagnila Apithy. M, Contribution à l'étude de la propagation dans les composants passifs à fibre optiques, DEUA, département de Génie Electrique, faculté d'Ingénierie, université de Moncton, Août 2004.
- [70] Zegrand Anne, étude des amplificateurs paramétriques à fibre optique pour leur utilisation dans les systèmes de transmission optique à haut débit multiplexés d'onde, thèse de doctorat, université de Limoges 2005.

الملخص:

هذا العمل يقدم مختلف الطرق المستعملة لحساب و قياس الخواص الهندسية و خواص الإرسال للألياف البصرية اللازمة لدراسة تطوير وسائل الاتصالات التي تستعمل الألياف البصرية كما تناول هذا العمل دراسة نوع جديد من الألياف التي تسمى (الألياف الحلزونية) وكذلك دراسة طرق القياس المستعملة لدراسة خواصها ؛ هذا النوع من الألياف الذي يسمح بانخفاض التبعثر في حالة الاستقطاب ؛ احد المواضيع التي تشغل أذهان الباحثين في السنوات الأخيرة الذين يعملون على الألياف البصرية المستعملة في الاتصالات على المسافات الطويلة .

الكلمات الرئيسية : الألياف البصرية ؛ الانتشار ؛ معامل الانكسار ؛ قطر الحقل الكهربائي ؛ التبعثر الضوئي ؛ التبعثر في الاستقطاب ؛ الألياف البصرية الحلزونية .

Résumé :

Ce travail met en œuvre des méthodes de calculs et de mesures permettant de déterminer les caractéristiques géométriques et celles de transmission des fibres optiques, indispensables dans la conception, l'analyse et l'optimisation de la performance des systèmes de communications utilisant les fibres optiques. De plus, ce travail présente un nouveau type de fibre optique appelé « fibre spun », et les méthodes de mesure utilisées pour leurs caractérisation, ces fibres qui permettent la réduction de la dispersion des modes de polarisation PMD, un des sujets préoccupant, ces dernières années, les chercheurs et les fabricants des fibres optiques destinées pour les transmissions à grande distance.

Mots clés : fibre optique, propagation, profil d'indice de réfraction, diamètre du mode du champ, dispersion chromatique, dispersion des modes de polarisation, fibres spun

Abstract:

This work introduce the methods of calculations and measures permitting to determine the geometric features and those of transmission of the optical fibers, indispensable in the conception, the analysis and the optimization of the performance of the systems of communications using the optical fibers. Also, this work presents a new type of optical fibers called " spun fibers ", and the methods of measure used for their characterization, these fibers that permit the reduction of the dispersion mode polarization 'PMD', one of the topics preoccupying, these last years, the researchers and the manufacturers of the optical fibers destined for the long distance transmissions.

Key words: optical fiber, propagation, refracted index profile, mode field diameter, chromatic dispersion, polarisation mode dispersion, spun fibers