

École Nationale Supérieure des Télécommunications
École Doctorale d'Informatique, Télécommunications et Électronique de Paris

THÈSE

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'École Nationale Supérieure des Télécommunications
Spécialité : Électronique et Communications

Présentée par

Philippe Hamel

Réflectométrie optique faiblement cohérente sensible à la phase : principe et application à l'étude de composants optiques innovants

Soutenue le 06 Mars 2009 devant le jury

Rapporteurs

Prof. Henri Benisty

Institut d'Optique Graduate School, France

Prof. Marc Douay

Université des Sciences et Technologies de Lille, France

Examineurs

Dr. Fetah Benabid

University of Bath, Angleterre

Dr. Alfredo De Rossi

Thales Research and Technology, France

Dr. Siddarth Ramachandran

OFS Laboratories, États-Unis

Directeurs de thèse

Dr. Renaud Gabet

TELECOM ParisTech, France

Prof. Yves Jaouën

TELECOM ParisTech, France

Remerciements

Je tiens à remercier l'ensemble des personnes qui m'ont aidé directement ou indirectement dans la réalisation de mon travail de thèse.

Tout d'abord, je remercie l'école doctorale et le département Comelec de m'avoir offert un cadre de travail accueillant et agréable. Plus spécialement, les membres du groupe Opto au sein duquel il a été facile d'évoluer, d'apprendre et de discuter avec d'autres chercheurs. Merci à Cédric, Didier, Guy et aux autres membres du groupe. Je remercie chaleureusement mes deux directeurs de thèse, Yves et Renaud, pour leur disponibilité, leur simplicité et leur convivialité. Je leur dois beaucoup. Merci à Yves de m'avoir offert autant d'opportunités de rencontres et de sujets intéressants et de m'avoir guidé avec clairvoyance et bonne humeur. Merci à Renaud pour son aide quotidienne précieuse, sa générosité, l'ambiance très chaleureuse qu'il a su installer et l'aide professionnelle qu'il m'a apportée bien au-delà de ma thèse.

Merci aussi à tous les stagiaires, thésards et post-docs de mon entourage avec lesquels j'ai passé d'excellents moments. Ces trois ans et demi ont été l'occasion de nouer des liens profonds, et que j'espère inaltérables, avec certains d'entre eux. A Vincent pour les longues discussions, les rigolades et les bonnes bières partagées ; A David pour son intelligence, sa force de caractère et son dynamisme contagieux ; A Fausto pour sa nature chaleureuse et son ouverture d'esprit ; A Shifeng pour sa sagacité et sa grande curiosité ; A Malek pour sa bonhomie et son enthousiasme communicatif ; A Sami pour son anticonformisme et son éclectisme stimulant ; A Mireille pour sa gentillesse et son inépuisable générosité ; A Maya pour sa candeur et sa spontanéité euphorisante. Merci à tous les autres, Bruno, Sébastien, Qing, Charlotte, Manu, Steevy, Damien, Fabrice, Eric, Abderrahman, Hajar, Michael, Raquel, Ali, Michel et ceux que j'oublie et qui ont participé à tous les bons souvenirs associés à ces années de thèse.

Merci à ma famille pour son soutien indéfectible et essentiel et merci enfin à Émilie dont la présence à mes côtés, tout au long de cette thèse, a été la clé de mon équilibre professionnel et de mon épanouissement personnel.

Résumé

L'objet de cette thèse est l'utilisation de la méthode de réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR) sensible à la phase dans le but de caractériser et d'étudier un ensemble de composants photoniques innovants. Photoniques car il s'agit de guides d'onde optiques tels que des fibres optiques micro-structurées, des fibres amplificatrices dopées Erbium, des fibres multimodes ou encore des guides semi-conducteur micro-structurés. Innovants dans le sens que leur conception et leurs propriétés font à l'heure actuelle l'objet de recherches pour améliorer la compréhension de phénomènes physiques inhérents à leurs particularités ou pour offrir de nouvelles performances utiles dans leurs domaines d'application. Il s'agit de montrer comment l'OLCR sensible à la phase apporte un grand nombre de réponses qui aident à mieux appréhender le fonctionnement de ces composants ou les principes théoriques qui régissent ce fonctionnement.

Pour commencer, nous définirons un cadre à cette étude par le biais d'une présentation des grandeurs physiques utiles à sa compréhension mais aussi par un état de l'art non exhaustif des méthodes de caractérisation optique existantes. L'idée est de mieux cerner le rôle et les spécificités de la méthode OLCR. Ensuite, nous détaillerons l'OLCR, c'est à dire, son principe théorique, ses diverses applications ainsi que ses limites théoriques et pratiques de performances. Enfin, nous présenterons un ensemble de résultats concernant les différents composants étudiés au cours de cette thèse. Nous traiterons, dans un premier temps, des mesures concernant les fibres optiques avec notamment la mesure du lien indice/amplification dans une fibre dopée Erbium, l'analyse de l'évolution spatiale des paramètres d'une fibre micro-structurée ou encore la caractérisation complète des valeurs de dispersion des modes d'une fibre multimode. Dans un second temps, nous aborderons la caractérisation de guides membranaires à cristaux photoniques et, en particulier, l'étude du ralentissement de la lumière et des phénomènes de diffusion dans ces guides. Nous essaierons, pour chacun des cas présentés, d'établir clairement les enjeux et objectifs de l'étude avant de conclure l'ensemble par un récapitulatif des travaux effectués et une mise en perspective de cette thèse.

Table des matières

Introduction	8
1 Méthodes de caractérisation de composants optiques	13
1.1 Grandeurs physiques utiles	14
1.1.1 Atténuation	14
1.1.2 Indice matériau, indice effectif et indice de groupe	14
1.1.3 Temps de groupe et dispersion	16
1.1.4 Biréfringence	18
1.1.5 Longueur de cohérence	20
1.2 Méthodes réflectométriques	21
1.2.1 OTDR	21
1.2.2 OFDR	24
1.2.3 OLCR	26
1.3 Autres méthodes	29
1.3.1 Temps de Vol	29
1.3.2 Modulation de la phase	30
1.3.3 Interférométrie en lumière blanche (WLI)	32
2 OLCR sensible à la phase : principe et performances	37
2.1 Théorie de la réflectométrie optique à faible cohérence	37
2.2 Le dispositif expérimental	41
2.2.1 Interféromètre faiblement cohérent	43
2.2.2 Interféromètre cohérent	44
2.2.3 Acquisition	44
2.3 Performances du banc OLCR	44
2.3.1 Spectrométrie à Transformée de Fourier	45
2.3.2 Résolution spatiale	46
2.3.3 Résolution spectrale	49
2.3.4 Mesure du paramètre de dispersion d'une fibre SMF28	50
2.3.5 Mesure de la biréfringence	55
2.3.6 Sensibilité du dispositif expérimental	58

3	Étude de fibres optiques spéciales	65
3.1	Lien indice/amplification dans une fibre dopée Erbium	66
3.1.1	Principes théoriques	66
3.1.2	Mesures	71
3.2	Évolution longitudinale des propriétés d'une fibre à cristaux photoniques à cœur plein	77
3.2.1	Introduction et contexte	77
3.2.2	Mesures et résultats	78
3.3	Dispersion des modes de fibres optiques faiblement multimodes	83
3.3.1	Introduction et contexte	83
3.3.2	Principe du guidage multimodale	84
3.3.3	Modes LP	86
3.3.4	Caractérisation des modes : phase, temps de groupe et dispersion	89
3.3.5	Caractérisation des modes : cartographie temps/longueur d'onde des réflexions	100
4	Étude de guides membranaires à cristaux photoniques	107
4.1	Introduction	107
4.2	Principes théoriques	108
4.2.1	Cristaux Photoniques	108
4.2.2	Zone de Brillouin	111
4.2.3	Cône de lumière et pertes du guide	114
4.3	Caractéristiques des guides et intérêt de l'étude	116
4.4	Mesures	119
4.4.1	Traitement "classique"	119
4.4.2	Cartographies temps/longueur d'onde	123
4.4.3	Cavités et temps de vie des photons	127
	Conclusion	130
	Bibliographie	143

Introduction

Le domaine des télécommunications optiques demeure aujourd'hui au cœur de nombreuses recherches, ceci, notamment, dans le but de concevoir de nouveaux guides d'ondes optiques, passifs ou actifs, offrant des propriétés innovantes et utiles aux réseaux pour en améliorer les performances. Des avancées technologiques récentes, telles que l'utilisation des cristaux photoniques [1] dans les fibres optiques [2] ou dans les guides à semi-conducteur [3], ont ouvert la voie vers la création de nouvelles applications ou vers l'amélioration d'applications existantes. La conception de sources supercontinuum fibrées, de fibres infiniment monomodes, de systèmes intégrables de compensation de dispersion ou encore de lignes à retard optique progresse à l'heure actuelle par l'intermédiaire de ces avancées. Par ailleurs, des technologies existantes ont été réexploitées différemment pour en élargir les champs d'application. Le cas des fibres optiques multimodes utilisées aujourd'hui aussi bien pour des applications de compensation de dispersion dynamique dans un réseau optique qu'à des fins d'applications dans le secteur biomédical en est le plus parfait exemple.

Tous les composants optiques tels les fibres optiques, les guides semi-conducteur ou encore les guides polymères font ainsi l'objet d'évolutions qui suscitent un besoin évident en terme d'outils théoriques mais aussi en terme de mesure et de caractérisation. En effet, d'un point de vue pratique, il est essentiel de pouvoir utiliser des techniques d'analyse suffisamment précises pour comprendre en détail l'impact des processus de fabrications sur les caractéristiques et propriétés des composants photoniques. Dans certains cas, cette analyse peut même aboutir à une rétroaction visant à redéfinir et/ou améliorer les processus de fabrication. D'un point de vue plus fondamental, il est aussi indispensable de pouvoir comprendre et assimiler tous les mécanismes physiques et théoriques qui régissent le fonctionnement de ces composants. Bien souvent situées au niveau d'état de l'art, les propriétés de ces composants et la maîtrise de celles-ci font l'objet d'un questionnement auquel l'apport d'un outil de mesure performant fournit des réponses ou des voies d'explication.

Il est fondamental de pouvoir faire appel à des techniques de mesures capables d'extraire toutes les propriétés d'un composant photonique afin de maîtriser les processus de fabrication et les caractéristiques physiques du composant. En ce sens, la réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR) sensible à la phase offre une étendue très vaste de possibilités et une très grande capacité d'adaptation à la plupart des composants photoniques. Cette méthode est non destructive, rapide, polyvalente et offre de bonnes résolutions dans

les domaines temporels et spectraux. Cela en fait l'une des plus adaptée à l'étude de composants photoniques innovants.

L'objectif de cette thèse est de présenter aussi bien les études menées que les résultats obtenus, par le biais de l'utilisation d'un dispositif OLCR sensible à la phase exclusif, sur un ensemble de guides d'ondes issus de recherches actuelles dans le domaine photonique. Il s'agit à la fois d'une approche visant à mieux comprendre des phénomènes physiques connus dans certains composants et d'une approche ayant pour but de découvrir des mécanismes et des propriétés physiques inhérents à des composants en cours de développement.

Ce travail se compose de quatre chapitres. Le premier chapitre définit un cadre à cette thèse en introduisant toutes les grandeurs physiques utiles à la compréhension de ce travail et en présentant un ensemble (non exhaustif) de techniques de mesures des composants optiques pour mieux y situer l'OLCR. Le second chapitre décrit plus précisément la technique OLCR, ses particularités, ses capacités ainsi que les procédés de mesure et les limites propres au dispositif mis en œuvre au cours de cette thèse. Le troisième chapitre montre un ensemble de résultats de caractérisations réalisées sur différentes familles de fibres optiques spéciales. Le quatrième et dernier chapitre s'attarde sur des résultats obtenus cette fois sur d'autres types de composants photoniques pour lesquels l'OLCR a été un outil puissant d'investigation.

Lors du premier chapitre nous définissons des paramètres clés tels que, notamment, le temps de groupe, la dispersion, la cohérence... Il s'agit à chaque fois d'une description simple qui vise à permettre de mieux comprendre l'intérêt de la mesure et la connaissance de ces paramètres dans des composants optiques. La présentation des différentes techniques de mesure inclut des techniques dites réflectométriques, comme l'OLCR. Les points communs de ces techniques sont de n'utiliser qu'un seul accès du composant et de permettre une mesure des défauts localisés. Les autres techniques font appel à des principes de mesure plus variés. Nous verrons enfin qu'un des avantages majeurs de l'OLCR est justement de concilier la plupart des possibilités de mesure de toutes ces autres techniques.

Au cours du second chapitre, nous approfondissons les principes théoriques qui fondent la technique OLCR, c'est à dire, le cheminement de l'interférométrie à la réflectométrie à faible cohérence. Nous établissons les limites des performances du système en terme de précision sur les différentes mesures (biréfringence, dispersion), de résolution (spatiale et spectrale), de dynamique ou encore de sensibilité. Cette approche permet, de plus, de présenter le déroulement standard de certaines mesures telles que celle du temps de groupe et de la biréfringence pour lesquelles nous expliquons chaque étape, qu'elle soit pratique ou théorique.

Le troisième chapitre est l'occasion de présenter l'ensemble des résultats obtenus sur des fibres optiques. Différentes thématiques y sont abordées comme l'évolution spatiale des propriétés d'une fibre micro-structurée (biréfringence et dispersion), la mesure de l'indice de groupe et de la dispersion dans une fibre dopée Erbium en fonction de la puissance du

signal de pompe ou encore l'étude complète des dispersions des différents modes de fibres légèrement multimodes. Dans chaque cas, nous montrons en quoi la technique OLCR se révèle être un outil performant et bien adapté à la mesure en question.

Le quatrième chapitre porte sur l'étude d'autres types de guide. Il s'agit principalement de guides à cristaux photoniques membranaires. Nous voyons comment l'OLCR permet d'extraire avec une grande précision des paramètres fondamentaux de ces guides mais aussi d'observer des phénomènes encore relativement mal expliqués pour lesquels la mesure devrait amener à une meilleure compréhension et, par suite, à l'établissement de modèles théoriques mieux appropriés. Là encore, les spécificités de la technique OLCR, notamment pour la mesure de temps de groupe très élevés conjointement à l'observation d'effets de diffusion dans des guides de quelques millimètres de long, s'avèrent adéquates et utiles.

Pour terminer, nous établissons un bilan des recherches effectuées et des différents résultats obtenus en essayant d'inclure ce travail dans une perspective à plus long terme d'utilisation de la méthode OLCR dans la recherche sur les composants optiques.

Chapitre 1

Méthodes de caractérisation de composants optiques

Ce chapitre a pour objectif d'introduire le travail de cette thèse. Nous présentons, ici, un ensemble de techniques de caractérisation de composants optiques afin de mieux situer l'OLCR au sein des autres méthodes en terme de grandeurs physiques mesurables et de performances. Il ne s'agit pas d'une revue exhaustive des méthodes existantes, celle-ci serait pratiquement sans limite, mais d'une aide à la définition des spécificités de l'OLCR dans un contexte riche de techniques de caractérisation.

Dans un premier temps, il est nécessaire de définir quelques unes des grandeurs physiques utiles à la compréhension de cette thèse. C'est l'objet de la première section au cours de laquelle nous définissons des notions telles que : l'atténuation, les indices, le temps de groupe, la dispersion, la biréfringence et la longueur de cohérence.

Les deux sections suivantes présentent les méthodes de caractérisation suivant deux catégories :

- Tout d'abord, les méthodes dites réflectométriques, dont le cheminement historique permet de mieux comprendre comment et pourquoi l'OLCR est apparu. Nous présentons donc l'OTDR et l'OFDR et aussi, très succinctement, la technique OLCR qui sera abordée plus en profondeur, dans le chapitre 2.
- Ensuite, d'autres méthodes diverses de caractérisation de composants optiques telles que : la Phase-shift, l'interférométrie en lumière blanche ou le temps de vol. Ces méthodes sont complémentaires des méthodes réflectométriques dans le sens qu'elles offrent des performances différentes ou permettent la caractérisation d'autres propriétés.

Pour chacune des méthodes présentées, nous décrivons simplement son principe théorique et expérimental avant d'établir quelques unes de ses limites techniques. Et pour terminer ce chapitre, un tableau récapitulatif permet de situer l'OLCR dans une vue d'ensemble.

1.1 Grandeurs physiques utiles

Cette section présente quelques unes des grandeurs physiques essentielles à la compréhension de cette thèse.

1.1.1 Atténuation

La notion d'atténuation présentée ici décrit la décroissance de l'intensité d'un signal optique au cours de sa propagation dans un guide d'onde. Ses origines sont multiples, les principales étant les suivantes :

- La diffusion Rayleigh due aux imperfections dans la structure du guide ou aux variations microscopiques de densité dans le matériau guidant. Il a été établi une dépendance de ses pertes à la longueur d'onde en λ^{-4} .
- L'absorption par le matériau. L'énergie du signal est absorbée par la vibration des liaisons atomiques du matériau (absorption intrinsèque).
- L'absorption par les ions OH^- . Principalement présents dans les fibres optiques, les ions hydroxyles peuvent, en fonction de leur concentration, créer une absorption supplémentaire significative autour de la longueur d'onde de $1,38\mu m$.
- Les pertes par rayonnement. Dans certains guides, une partie de l'énergie du mode de propagation peut être "mal confinée" et fuir vers l'extérieur ajoutant une contribution aux pertes du guide. Les imperfections dans la géométrie du guide, les courbures ou micro-courbures influent considérablement sur ces pertes.

Toutes ces sources d'atténuation entraînent une décroissance exponentielle de la puissance du signal lors de sa propagation dans le guide de la forme :

$$P_s = P_e e^{-\alpha L} \quad (1.1)$$

où P_s est la puissance de sortie, P_e la puissance d'entrée, L la longueur du guide et α le coefficient d'atténuation exprimé en cm^{-1} . Dans une fibre optique nous utilisons couramment l'atténuation linéique exprimée en $dB.km^{-1}$, coefficient dont la dépendance à la longueur d'onde peut être forte.

1.1.2 Indice matériau, indice effectif et indice de groupe

Indice matériau

L'indice matériau n décrit une propriété physique intrinsèque du matériau liée à sa structure atomique. D'un point de vue théorique, nous utilisons souvent cet indice, dans le cas (abstrait) d'une onde plane parfaitement monochromatique, pour décrire les lois de l'optique géométrique (par exemple : la loi de Snell-Descartes). Il s'agit, dans ce cas, d'un indice de phase, i.e. un indice qui détermine la vitesse de la phase comme étant c/n . Cette vitesse est en fait la vitesse des crêtes lors de la propagation d'un train d'onde infini comme nous pouvons le voir sur la figure 1.1.

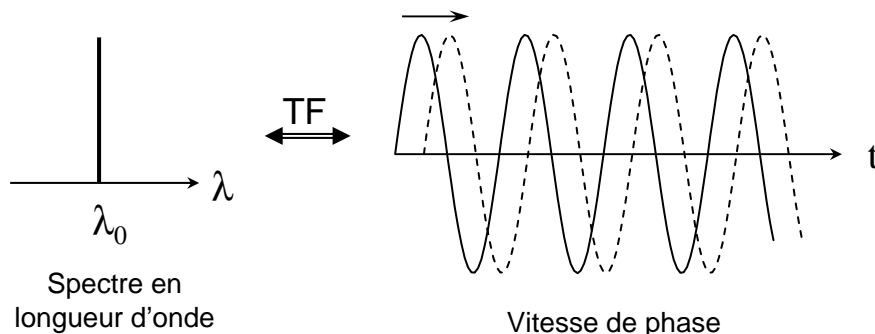


FIGURE 1.1 – Description schématique de la vitesse de phase dans un guide d'onde
TF : Transformée de Fourier

Par ailleurs, dès lors que nous quittons cette approche monochromatique, il faut prendre en compte sa dépendance à la longueur d'onde. Cette dépendance est propre à chaque matériau et peut être, dans certains cas, décrite par une loi mathématique. C'est le cas notamment de la silice pour laquelle la loi de Sellmeier établit la dépendance de l'indice matériau à la longueur d'onde sous la forme :

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - l_i^2} \quad (1.2)$$

où les A_i sont des constantes relatives à la force d'oscillation du matériau et les l_i sont les longueurs d'onde de résonance du matériau. Précisons que ces coefficients sont dépendants du niveau de dopage de la silice i.e. ils évoluent avec la fraction de Germanium, Aluminium ou autres dopants présents dans la silice. A titre d'exemple, une détermination précise pour la silice pure établie en 1965 par I.H Malitson [4] donne les coefficients :

$$\begin{aligned} A_1 &= 0.6961663 \\ A_2 &= 0.4079426 \\ A_3 &= 0.8974794 \end{aligned} \quad (1.3)$$

et

$$\begin{aligned} l_1 &= 0.0684043 \\ l_2 &= 0.1162414 \\ l_3 &= 9.8961610 \end{aligned} \quad (1.4)$$

La formule 1.2 est couramment utilisée puisque la silice est le composant le plus répandu, à l'heure actuelle, dans la fabrication des fibres optiques.

Indice effectif

L'indice effectif décrit l'indice "vu" par le mode qui se propage à l'intérieur d'un guide d'onde. Il dépend donc de chacun des indices matériaux des milieux qui composent le guide. Par exemple, pour une fibre à saut d'indice, il est borné comme suit :

$$n_{gaine} < n_{eff} \leq n_{coeur} \quad (1.5)$$

où n_{gaine} et n_{coeur} sont respectivement les indices de la gaine et du cœur de la fibre optique. Cet indice dépend donc, lui aussi, d'une manière complexe, de la longueur d'onde. En effet, la répartition du champ dans le guide est fonction de la longueur d'onde et l'indice vu par le mode évolue différemment suivant la géométrie du guide i.e. son profil d'indice.

Indice de groupe

L'indice de groupe est relié à l'indice effectif par la relation :

$$n_g = n_{eff} + \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda} \quad (1.6)$$

Cet indice, par opposition à un indice de phase, caractérise la vitesse de groupe c/n_g i.e. la vitesse à laquelle se propage l'énergie d'une impulsion dans le guide comme nous le voyons sur la figure 1.2 décrivant la propagation d'une impulsion dans un guide. C'est donc cet indice qui est le plus souvent observé expérimentalement et mesuré à partir d'une détermination du temps de propagation dans le guide dit temps de groupe.

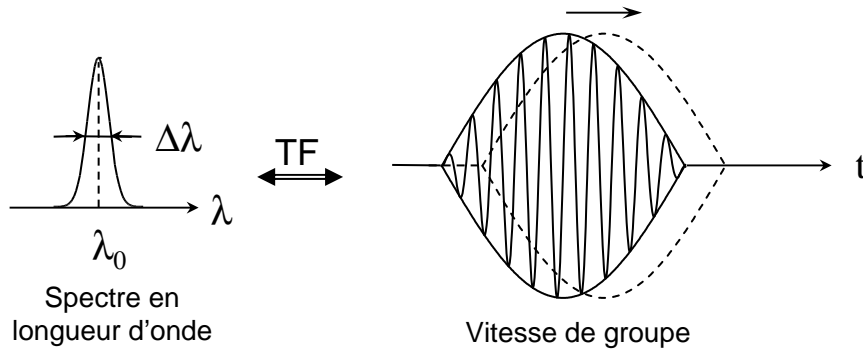


FIGURE 1.2 – Description schématique de la vitesse de groupe dans un guide d'onde

1.1.3 Temps de groupe et dispersion

Temps de groupe

Le temps de groupe est le temps que met une onde à parcourir l'ensemble d'un guide. Connaissant l'indice de groupe n_g d'un guide, nous pouvons déterminer simplement le

temps de groupe τ_g par la relation :

$$\tau_g = \frac{L n_g}{c} \quad (1.7)$$

où L est la longueur du guide et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Dispersion

La dispersion chromatique est le phénomène provoqué par le fait que chaque longueur d'onde se propage à une vitesse différente dans un guide d'onde engendrant l'élargissement temporel d'une impulsion. La figure 1.3 présente les différents effets de la dispersion en fonction de sa valeur.

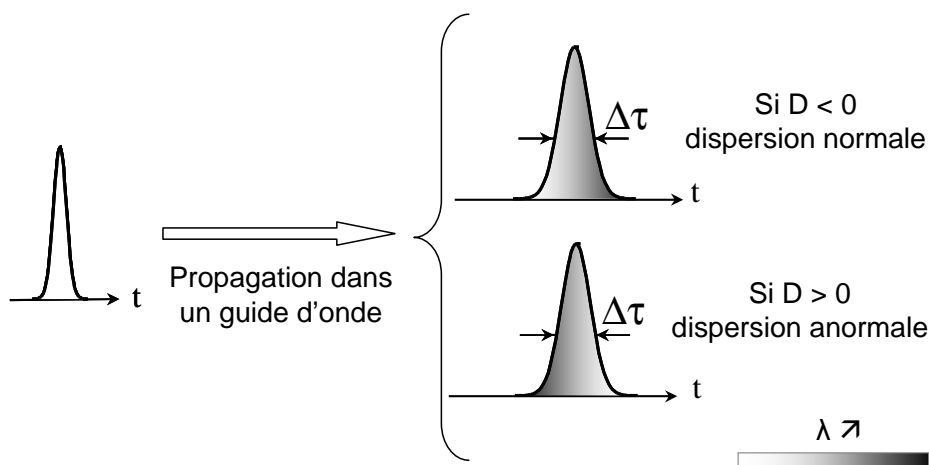


FIGURE 1.3 – Description schématique de l'effet de la dispersion dans un guide d'onde

Cette dispersion s'explique puisque, comme nous l'avons vu précédemment, l'indice de groupe n_g est toujours fonction de la longueur d'onde et que, par conséquent, le temps de groupe l'est aussi [5, 6].

La dispersion chromatique engendre une dépendance de la constante de propagation à la fréquence. Cette constante peut être développée en série de Taylor autour de la pulsation centrale ω_0 du mode de propagation dans le guide et s'écrire :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (1.8)$$

où :

$$\beta_n = \left[\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (1.9)$$

Les paramètres β_n sont reliés à l'indice de groupe par les relations suivantes :

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left[n_{eff} + \omega \frac{dn_{eff}}{d\omega} \right] = \frac{n_g}{c} \quad (1.10)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left[2 \frac{dn_{eff}}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n_{eff}}{d\omega^2} \right] \simeq \frac{\omega}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\omega^2} \quad (1.11)$$

β_1 correspond au temps de groupe normalisé par la longueur du guide et β_2 correspond à la dispersion exprimée en $ps^2.km^{-1}$. Nous utilisons cependant plus couramment (en particulier pour les fibres optiques) la dispersion chromatique sous la forme D en $ps.nm^{-1}.km^{-1}$ où :

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = \frac{1}{L} \frac{d\tau_g}{d\lambda} \quad (1.12)$$

où L est la longueur du guide exprimée en km , λ la longueur d'onde exprimée en nm et τ_g le temps de groupe exprimé en ps .

D et β_2 sont deux façons différentes d'exprimer la dispersion avec :

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.13)$$

Finalement, l'impact de la dispersion sur l'élargissement temporelle d'une impulsion $\Delta\tau$ se traduit par la relation :

$$\Delta\tau = L D \Delta\lambda \quad (1.14)$$

où $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale de cette impulsion (cf 1.3).

1.1.4 Biréfringence

L'approche scalaire est, la plupart du temps, envisagée pour décrire les phénomènes relatifs au fonctionnement des composants étudiés. Cependant, la réalité du champ est vectorielle et il faut en tenir compte pour expliquer ce qu'est la biréfringence et comment elle peut être mesurée.

Il faut donc considérer, dans un premier temps, que le champ peut être polarisé linéairement ou elliptiquement et, dans un second temps, que dans n'importe quel guide non parfaitement isotrope, le champ qui se propage subit les effets de l'anisotropie du guide. Pour mieux comprendre ces effets, il faut décomposer le champ, lors de sa propagation,

suivant deux polarisations linéaires, correspondant aux axes propres du guide. Nous considérons alors que, suivant ces deux axes, deux "modes" de polarisation se propagent avec deux indices effectifs n_{eff} différents. Cet effet induit donc, tout comme la dispersion, une déformation temporelle du signal qui se propage.

La biréfringence de phase B_{ph} (souvent simplement appelée biréfringence) est le facteur qui rend compte de la différence entre les deux indices effectifs correspondant aux deux axes propres. Elle est donc donnée par :

$$B_{ph} = |n_{eff}^y - n_{eff}^x| \quad (1.15)$$

où n_{eff}^x et n_{eff}^y sont les indices effectifs suivant les deux axes propres de polarisation du guide.

Dans la pratique, la grandeur mesurée (au moins dans le cas de l'OLCR) est plus souvent la biréfringence de groupe définie par :

$$B_g = |n_g^y - n_g^x| \quad (1.16)$$

Celle ci est, en effet, directement mesurable au travers de la différence de temps de groupe entre les deux modes (*DGD*). Cela étant, la biréfringence de groupe, peut être, dans la plupart des cas, assimilée à la biréfringence de phase [7]. Précisons aussi qu'une autre grandeur utile dans le cadre de l'étude de la biréfringence est celle de la longueur de battement L_B définie par :

$$L_B = \frac{\bar{\lambda}}{B_{ph}} \quad (1.17)$$

où $\bar{\lambda}$ est la longueur d'onde centrale de la source et B_{ph} la biréfringence.

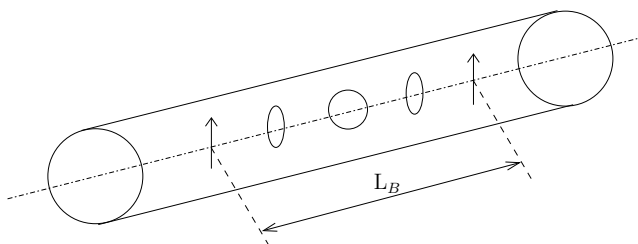


FIGURE 1.4 – Illustration de la longueur de battement dans une fibre optique pour une polarisation initiale linéaire

Cette longueur de battement est une manifestation directe de la biréfringence puisqu'il s'agit de la distance que parcourt une onde polarisée quelconque dans le guide lorsqu'elle passe par tous les états de polarisation avant de revenir à l'état initial. Cette longueur

est d'autant plus courte que la biréfringence est grande. La figure 1.4 en présente une description simplifiée dans une fibre optique et pour un état de polarisation initial linéaire.

1.1.5 Longueur de cohérence

Le premier point important est le fait que, dans n'importe quel système interférométrique, deux signaux provenant d'une même source ne pourront interférer que dans les limites d'une zone de cohérence appelée longueur de cohérence de la source. Pour une différence de chemin optique au delà de la longueur de cohérence, les deux signaux s'additionnent simplement alors que dans les limites de la longueur de cohérence apparaissent des franges d'interférence dont le contraste est déterminé par la fonction de cohérence de la source :

$$\Gamma(\tau) \equiv \langle E(t + \tau)E(t) \rangle_T \quad (1.18)$$

où E est le champ défini sur un intervalle de temps T .

Cette fonction n'est autre qu'une fonction d'auto-corrélation dont il est connu, d'après le théorème de Wiener-Khintchine, qu'elle est directement reliée à la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance S par la relation :

$$S(\nu) = TF[\Gamma(t)] \quad (1.19)$$

Cette relation est toujours valable pour une source d'énergie finie et est à la base du principe de l'OLCR comme nous le verrons ultérieurement. Elle amène au second point important qui est que la longueur de cohérence d'une source est toujours inversement proportionnelle à la largeur spectrale de celle-ci.

Phase et amplitude du champ complexe sont corrélées à deux positions différentes z_1 et z_2 ou à deux instants différents t_1 et t_2 si la fonction d'auto-corrélation est non nulle, c'est à dire si nous nous situons dans le domaine de cohérence de la source. Cela s'explique par le fait qu'une source réelle peut être décomposée en une somme continue de chacune de ces composantes de Fourier dont la superposition entraîne des fluctuations irrégulières de la phase et de l'amplitude du champ. La rapidité de ces fluctuations dépend de la largeur spectrale $\Delta\nu$ de la source.

Nous considérons que l'amplitude complexe du champ reste substantiellement constante pendant un intervalle de temps Δt_c dit temps de cohérence où les changements de phase entre chaque composante de Fourier de la source restent nettement inférieurs à 2π . C'est dans cet intervalle de temps caractéristique que la phase et l'amplitude de deux parties du champs ayant été émis par la même source puis séparés peuvent être dites corrélées. Il est lié à la largeur spectrale par la relation :

$$\Delta t_c \sim 1/\Delta\nu \quad (1.20)$$

Nous parlons plutôt de longueur de cohérence car nous pouvons relier ce temps de cohérence à une longueur, au sein de laquelle, la source séparée puis recombinaison produit des interférences. Elle est définie par la relation :

$$L_c = c\Delta t_c \propto \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta\lambda} \quad (1.21)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, $\bar{\lambda}$ est la longueur d'onde moyenne de la source et $\Delta\lambda$ sa largeur spectrale.

1.2 Méthodes réflectométriques

Nous avons vu, au cours de la section précédente, les grandeurs physiques qui définissent les principales propriétés de composants optiques. Voyons, à présent, quelques unes des méthodes qui permettent la mesure et l'analyse de ces propriétés.

Les méthodes dites réflectométriques ont pour caractéristique et avantage d'être non destructive et de ne faire appel qu'à une extrémité du composant sous test ("single end"). Elles sont par conséquent très utilisées dans des situations de test de réseaux optiques existants en plus de leur utilisation dans le domaine de la recherche.

1.2.1 OTDR

Origines et principe de la méthode

La réflectométrie temporelle dite Optical Time Domain Reflectometry (OTDR) a été proposée dans les années 1980 [8, 9, 10] comme méthode de mesure et de localisation des pertes et défauts dans les fibres optiques. Variante de la technique dite de "pulse echo" utilisée pour déterminer les coupures dans les câbles coaxiaux, c'est une des premières méthodes de caractérisation de ce type qui est encore aujourd'hui largement employée.

Le principe de la mesure [11, 12] repose sur l'utilisation d'impulsions très courtes injectées dans le Composant Sous Test (CST) pour ensuite analyser l'intensité du signal réfléchi par ce composant en fonction du temps.

Il est connu que toute structure guidante réelle diffuse nécessairement une partie de la lumière qui s'y propage et, ce, majoritairement du fait de la diffusion Rayleigh. Une partie de cette lumière diffusée peut se trouver à son tour guidée par la structure dans le sens de propagation opposé, nous parlons de rétro-diffusion. Si nous considérons la diffusion du guide homogène sur toute sa longueur, alors, l'intensité de celle-ci décroît en fonction de la position suivant une loi exponentielle établie lors de la section précédente 1.1. Nous

pouvons donc mesurer les pertes du guide par le biais de la mesure de la puissance rétro-diffusée de la lumière injectée.

En effet, l'énergie du signal optique à la distance z de l'entrée de la fibre peut être exprimée :

$$E(z) = E(z_0)e^{-\int_0^z \alpha(l)dl} \quad (1.22)$$

où E_0 représente l'énergie de l'impulsion à l'entrée du guide, $\alpha(l)$ représente les pertes locales du guide en l . Sur un intervalle dz une partie de l'énergie est diffusée. Une partie de cette énergie dE_d , proportionnelle aux pertes par diffusion $\alpha_d(z)$, est rétro-diffusée et s'exprime :

$$dE_d = \alpha_d(z)E(z_0)e^{-\int_0^z \alpha(l)dl} dz \quad (1.23)$$

Seule une partie, incluse dans la fraction $S(z)$ et déterminée par l'angle solide d'acceptance (définissant une cône dans lequel les rayons vont être guidés en sens inverse) se propage vers l'entrée du guide sous la forme :

$$dE_p = S(z)\alpha_d(z)E(z_0)e^{-\int_0^z \alpha(l)dl} dz \quad (1.24)$$

Au final, nous mesurons la puissance optique rétro-diffusée le long du guide sous la forme précédemment exprimée 1.1. Cette formule peut être exprimée en fonction du temps sachant que la vitesse de propagation dans le guide est c/n_g :

$$P(t) = P(0)e^{-\alpha_{total}t} \quad (1.25)$$

En plus de cette rétro-diffusion, chaque défaut ponctuel, face clivée ou connecteur introduit une réflexion localisée (réflexion de Fresnel...), visible dans le signal OTDR dès lors que la dynamique de mesure est suffisante. Ces réflexions peuvent ensuite être localisées précisément en mesurant le temps qui les sépare de la réflexion sur la face d'entrée du guide optique testé.

Dispositif expérimental et valeurs clés

La figure 1.5 présente une version simplifiée du dispositif expérimental utilisé pour une mesure OTDR. Un laser impulsif ou modulé en amplitude émet des impulsions qui passent par un dispositif de couplage avant d'être injectées dans le CST. Le signal rétro-diffusé et/ou réfléchi traverse à nouveau le coupleur pour être mesuré par un photo-détecteur rapide. Le signal électrique issu du photo-détecteur est ensuite analysé à l'oscilloscope dont

la synchronisation est donnée par la fréquence de répétition des impulsions laser. Nous observons donc, sur l'oscilloscope, l'évolution de l'intensité du signal réfléchi en fonction du temps.

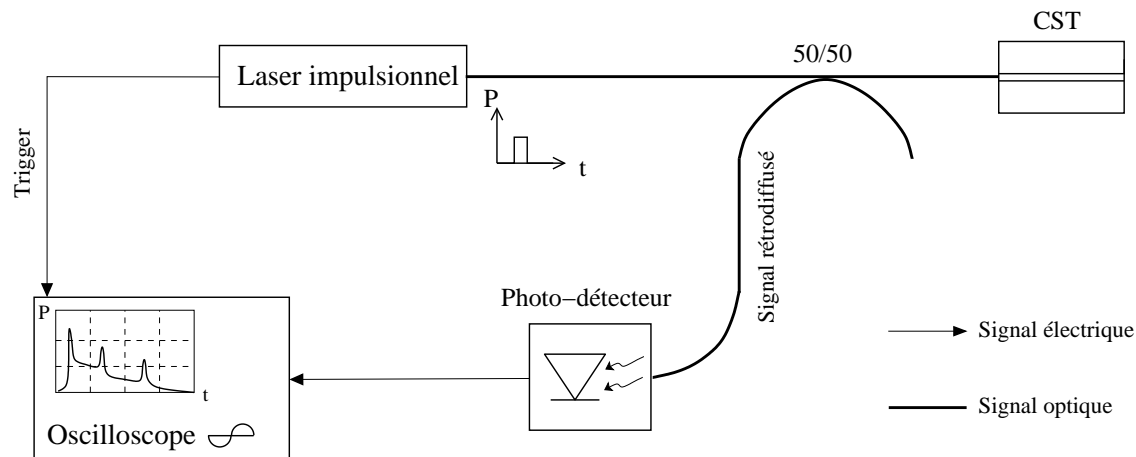


FIGURE 1.5 – Schéma de principe d'un dispositif expérimental de mesure OTDR

La durée des impulsions joue un rôle primordial dans la détermination de la résolution spatiale du dispositif. En effet la résolution spatiale est donnée par :

$$\Delta z = \Delta t \times c/2n_g \quad (1.26)$$

où Δt est la durée de l'impulsion, c la vitesse de la lumière et n_g l'indice de groupe du CST. Nous considérons ici que le sensibilité et la rapidité du détecteur n'interviennent pas dans ces propriétés bien que les limites de performances en dépendent aussi. Il faut aussi considérer que plus nous augmentons la bande passante du système de détection, plus le niveau de bruit de la détection augmente. De plus, l'énergie rétro-diffusée diminue avec la durée des impulsions et la longueur maximum du CST est fixée par le taux de répétition des impulsions et par leur puissance. Pour toutes ces raisons, le dispositif OTDR est le fruit d'un équilibre entre ces différents paramètres conduisant à un compromis résolution spatiale/dynamique [13].

Les systèmes OTDR récents utilisent des photodiodes à avalanche de bande passante de l'ordre de 1 à 5GHz qui mesurent le signal optique produit par des trains d'impulsions de quelques ns de durée à la longueur d'onde 1,3μm ou 1,5μm et rétrodiffusé par le CST. Ils peuvent atteindre des résolutions spatiales de quelques cm pour une dynamique de mesure de l'ordre de 50dB [14, 13]. Les OTDR sont aussi utilisés couramment dans des solutions commerciales (Agilent, Anritsu, JDSU...) de maintenance de réseaux avec des dispositifs compacts aux résolutions spatiales de l'ordre du mètre.

Pour finir, il est à noter certaines évolutions apportées au dispositif OTDR, dans le but d'améliorer sa résolution spatiale, ont en fait conduit à développer une forme d'OLCR tel que nous l'étudierons ultérieurement [15, 16, 17].

1.2.2 OFDR

Origines et principe de la méthode

L'Optical Frequency Domain Reflectometry (OFDR) a aussi été introduite dans les années 1980 [18, 19] pour mesurer et localiser les pertes dans les fibres optiques. Sa résolution spatiale est meilleure que celle de l'OTDR mais son dispositif expérimental est plus complexe et plus sensible au bruit du fait du système interférentiel.

Le principe de la mesure [19] consiste, dans un premier temps, à séparer en deux un signal optique cohérent et continu modulé en fréquence. Une des deux parties de ce signal est injectée dans le CST dans ce que nous appelons le bras de mesure. Le signal réfléchi et/ou rétrodiffusé est alors mélangé avec le signal optique transmis directement dans l'autre bras du système (le bras de référence).

Le mélange entre les deux signaux produit un battement dont la fréquence permet de déterminer la position dans le CST alors que son amplitude permet de déterminer l'amplitude de la réflexion ou de suivre la décroissance du signal dans le CST et donc de connaître les pertes. Le signal de battement est, la plupart du temps, enregistré dans le domaine spectral par un analyseur de spectre électrique puis, converti au domaine temporel par transformation de Fourier. L'information obtenue est finalement l'intensité du signal rétrodiffusé le long du guide en fonction du temps (i.e de la position dans le guide).

Considérons l'amplitude complexe du champs émis par la source pendant un temps T [20], modulé en fréquence par un signal rampe, sous la forme :

$$A_0(t) = |A_0| \exp(j2\pi[\nu_0 + (\gamma/2)t]t) \quad (1.27)$$

où A_0 est une amplitude constante, $\gamma = \Delta f/T$ la pente de la rampe de fréquence appliquée au signal optique et Δf l'intervalle de fréquence couvert par la modulation. La fréquence instantanée du signal est donc $\nu_0 + \gamma t$. Chaque réflexion dans le guide engendre un signal retour similaire à $A_0(t)$ mais retardé d'un temps correspondant à l'aller-retour dans le CST depuis l'entrée du guide jusqu'à l'origine de cette réflexion.

Nous faisons donc interférer une somme de signaux retardés d'un temps τ_m avec le signal transmis directement pour produire un signal d'interférence du type :

$$I(t) \sim \sum_{m=1}^M [|r_m|^2 + 2|r_m| \cos(2\pi\gamma\tau_m t - \Phi_m)] \quad (1.28)$$

où r_m , τ_m et Φ_m sont respectivement l'amplitude, le retard et le déphasage générés par la m -ième réflexion. Chaque réflexion laisse donc une trace dans le spectre à la fréquence $f_m = \gamma\tau_m$ correspondant à son retard i.e. à sa position dans le CST. La position et l'amplitude relative à chaque réflexion sont alors obtenues après traitement numérique par transformée de Fourier.

Dispositif expérimental et valeurs clés

La résolution spatiale Δz , définie comme la distance minimale séparant deux réflexions pouvant être résolues, est ici déterminée principalement par l'intervalle de fréquences $\Delta f \sim c\Delta\lambda/\lambda^2$ couvert par la source lors d'un balayage à travers la relation :

$$\Delta z \simeq \frac{c}{2n_g\Delta f} \quad (1.29)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide et n_g l'indice de groupe du CST.

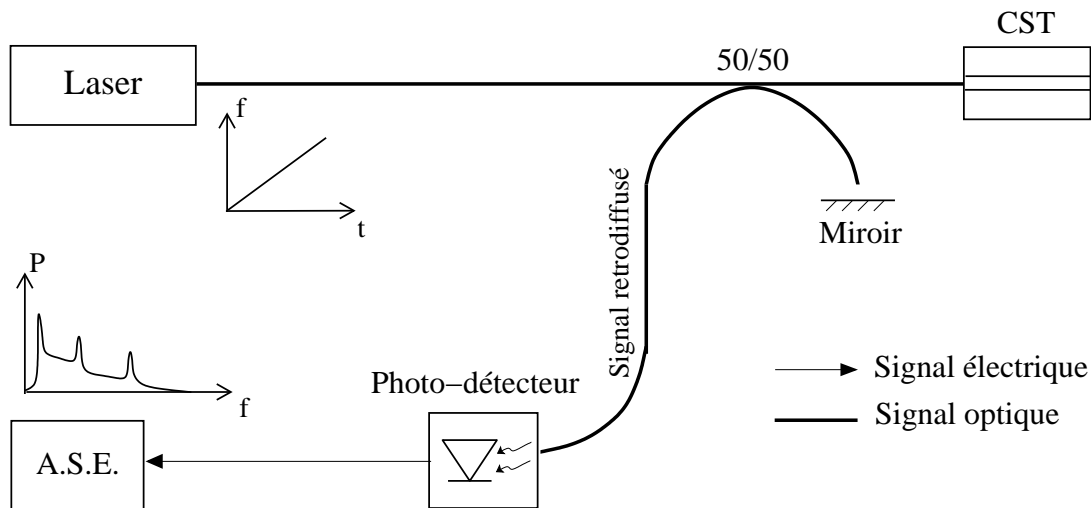


FIGURE 1.6 – Schéma de principe d'un dispositif expérimental de mesure OFDR
A.S.E : Analyseur de Spectre Electrique

La figure 1.6 présente un schéma de principe du dispositif expérimental de mesure OFDR. Le laser modulé en fréquence par un signal de rampe est divisé en deux (ici par un coupleur optique) puis réfléchi par un miroir dans le bras de référence et par les défauts potentiels du CST dans le bras de mesure. Les deux parties se recombinent dans le coupleur et les interférences sont enregistrées dans le domaine spectral par un Analyseur de Spectre Électrique (ASE). Le traitement numérique du signal (moyennes, filtrage, transformation de Fourier) effectué par ordinateur conduit à l'obtention d'une intensité réfléchie en fonction de la position dans le CST.

Pour améliorer le rapport signal/bruit, les dispositifs les plus performants utilisent une détection équilibrée (dont nous verrons l'utilité dans la section 1.2.3) où encore un système de détection synchrone [21]. L'excursion de mesure est restreinte en comparaison avec l'OTDR. Elle est liée principalement à la résolution sur la fréquence optique (dégradée par le bruit sur la rampe). L'état de l'art des dispositifs OFDR récents [22, 23], qui font appel à des lasers accordables sur un intervalle en longueur d'onde de l'ordre de $40nm$, montre des dynamiques de mesure d'environ $60dB$ pour une résolution spatiale de quelques dizaines de μm sur des fibres allant jusqu'à la cinquantaine de mètres.

1.2.3 OLCR

Origines et principe de la méthode

La technique dite de réflectométrie optique à faible cohérence (OLCR) est apparue à la fin des années 1980 [24]. Offrant de multiples possibilités de caractérisation de guides optiques dès son origine [25], elle s'est encore diversifiée par la suite comme nous le verrons ultérieurement.

Elle a tout d'abord été conçue, à l'instar de l'OTDR ou l'OFDR, comme technique de mesure des pertes et défauts le long d'un guide d'onde optique. Puis, grâce à des dispositifs expérimentaux capable d'extraire l'information sur la phase, de nouvelles possibilités en terme d'étude et de mesure de composants optiques sont apparues.

La différence entre un OLCR "conventionnel" et un OLCR sensible à la phase provient, comme son nom l'indique, de la capacité ou non à extraire la phase du réflectogramme. La plupart des systèmes se limitent, en effet, à une mesure de l'enveloppe de ce réflectogramme et peuvent donc déterminer les pertes, les défauts localisés et les inhomogénéités d'indice là où l'OLCR sensible à la phase est capable de déterminer précisément temps de groupe et dispersion du guide en plus des paramètres précédents.

La méthode permet donc, aujourd'hui, d'extraire un ensemble de propriétés des composants optiques et a pu être déjà appliquée à de nombreuses caractérisations telles que, la modulation d'indice dans un réseau de Bragg [26], les variations d'indice complexe dans un laser DFB [27], le coefficient de couplage d'une cavité en anneau [28] ou encore aussi la dispersion chromatique et la biréfringence d'une fibre micro-structurée [29].

Le principe de base [30] repose sur l'utilisation d'un interféromètre à deux ondes (le plus souvent de Michelson) où le CST fait office d'élément réfléchissant dans l'un des deux bras. La particularité de cet interféromètre est l'utilisation d'une source large bande dite "faiblement cohérente" dans le but d'obtenir une très bonne résolution spatiale.

Une partie de la source est réfléchi sur un miroir mobile dans le bras que nous appelons bras de référence alors que l'autre partie est réfléchi par les réflexions sur ou dans le CST, dans le bras dit de mesure. Le miroir du bras de référence est translaté de façon à faire

coïncider le chemin optique provenant de la réflexion sur le miroir avec le chemin optique provenant d'une réflexion dans le CST. A chaque coïncidence entre deux chemins optiques, un système de franges d'interférences est produit. La coïncidence dont nous parlons ici est délimitée par la longueur de cohérence de la source, d'où l'utilisation d'une source faiblement cohérente (cf subsection 1.1.5).

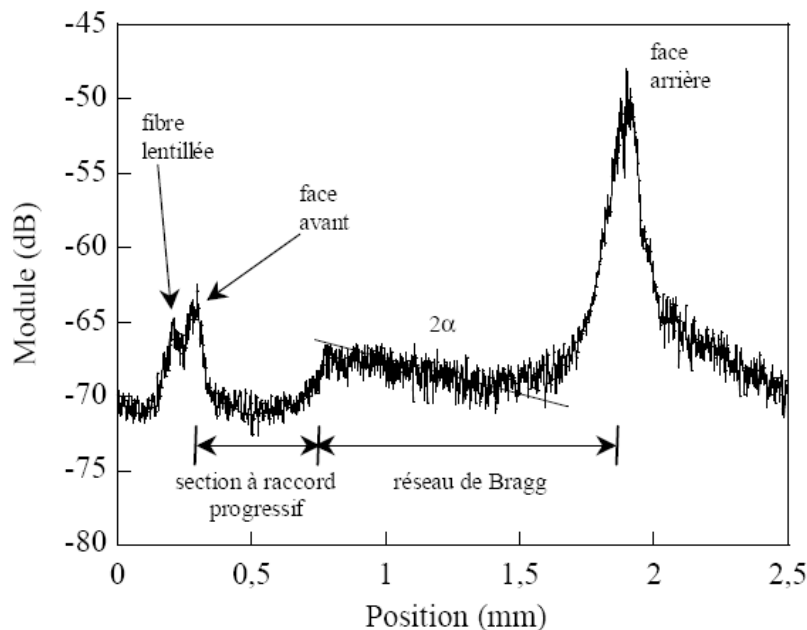


FIGURE 1.7 – Exemple de réflectogramme en amplitude obtenu lors d'une caractérisation OLCR d'un laser DFB

Dans le cas général, pour caractériser un composant à l'OLCR, nous enregistrons l'intensité du signal d'interférence en fonction de la position du miroir comme nous pouvons le voir sur l'exemple de caractérisation présenté sur la figure 1.7. Cet enregistrement est appelé interférogramme ou réflectogramme. Cet interférogramme (ici en module) a été enregistré lors de la caractérisation d'un laser DFB et présente toutes les sources de réflexions et de pertes dans celui-ci ainsi que leur localisation respective dans le composant.

Dans le cas d'un OLCR sensible à la phase, la dispersion du guide responsable de l'élargissement des réflexions pendant la propagation est extraite des franges d'interférence dans le réflectogramme.

En effet, l'intensité mesurée lors d'un enregistrement OLCR peut s'écrire :

$$R(\delta) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} S(\sigma) \tilde{r}(\sigma) e^{i2\pi\sigma\delta} d\sigma \quad (1.30)$$

où $R(\delta)$ est l'intensité du réflectogramme fonction de la différence de marche entre les deux

bras δ , $\sigma = 1/\lambda$ est le nombre d'onde et $\tilde{r}(\sigma)$ est la réflectivité complexe du CST.

Cette formule relie directement le réflectogramme mesuré et la réflectivité complexe à travers une transformée de Fourier avec :

$$\tilde{r}(\sigma) = |\tilde{r}(\sigma)| e^{i\phi(\sigma)} \sim TF[R(\delta)] \quad (1.31)$$

Le module $|\tilde{r}(\sigma)|$ de la réflectivité complexe du CST permet donc de localiser ses défauts et de déterminer ses pertes linéiques.

La phase permet, quant à elle, de déterminer le temps de groupe à travers la relation :

$$\tau_g = \frac{d\Delta\phi}{d\sigma} \quad (1.32)$$

où $\Delta\phi$ est la différence de phase entre l'entrée et la sortie du CST et L sa longueur.

La biréfringence est déterminée à partir de la différence de temps de groupe entre les deux réflexions générées par les deux modes de polarisation du CST. Il suffit, pour cela d'insérer, en amont du CST, un élément polarisant que nous ferons varier suivant les mesures. Afin de mieux comprendre cette expérience, plusieurs mesures types seront décrites, à titre d'exemple, dans le chapitre 2.

Dispositif expérimental et valeurs clés

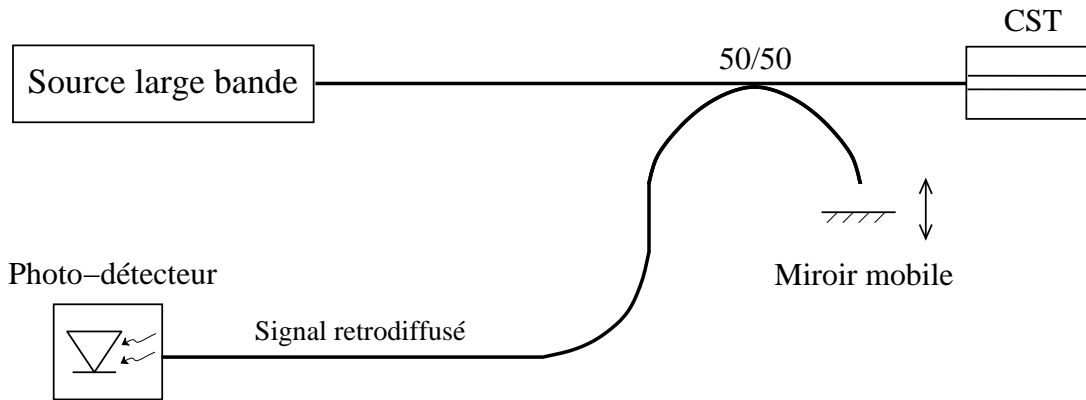


FIGURE 1.8 – Schéma de principe d'un dispositif expérimental de mesure OLCR standard

Le figure 1.8 présente le schéma de principe d'un dispositif expérimental OLCR. Le faisceau issue de la source optique large bande est, dans un premier temps, séparé en deux. L'un des faisceaux va se réfléchir sur les faces du guide et sur ses défauts. L'autre se réfléchit sur le miroir mobile. Les deux faisceaux se recombinent sur un photo-détecteur qui, pour un traitement numérique éventuel, peut transmettre l'information à un ordinateur faisant l'acquisition simultanée de la position du miroir et de l'intensité réfléchie.

Comme dans le cas de l'OFDR, pour gagner en sensibilité et en dynamique, les systèmes OLCR récents utilisent la détection synchrone pour améliorer le rapport signal/bruit et une détection équilibrée pour s'affranchir du signal continu (cf principe de la détection équilibrée en annexe). Les dynamiques de mesure de systèmes OLCR performants se situent autour de 100 *dB* alors qu'ils peuvent atteindre des résolutions de l'ordre de la dizaine de μm . Ceci étant, le déplacement du miroir est limité pour des raisons pratiques et la longueur du guide mesuré est souvent restreinte autour du mètre à l'exception de quelques méthodes spécifiques qui peuvent améliorer cette excursion. Ceci étant, cette amélioration se fait souvent au détriment de la sensibilité ou de la résolution spatiale de la mesure [31].

1.3 Autres méthodes

1.3.1 Temps de Vol

Origines et principe de la méthode

Il s'agit d'une méthode directe et rapide de mesure du temps de groupe de composants optiques. Son principe consiste à injecter dans le CST une impulsion, autour d'une longueur d'onde donnée, dont le temps de propagation dans le composant est mesuré à l'oscilloscope. Cette opération est répétée pour toutes les longueurs d'ondes où nous souhaitons déterminer la dispersion du CST. La méthode étant rapide et relativement peu coûteuse en équipements, elle est souvent employée pour une caractérisation simple du paramètre de dispersion d'un guide. Nous allons voir cependant qu'elle est plus rapidement limitée en terme de résolution que les précédentes méthodes du fait de son principe.

Dispositif expérimental et valeurs clés

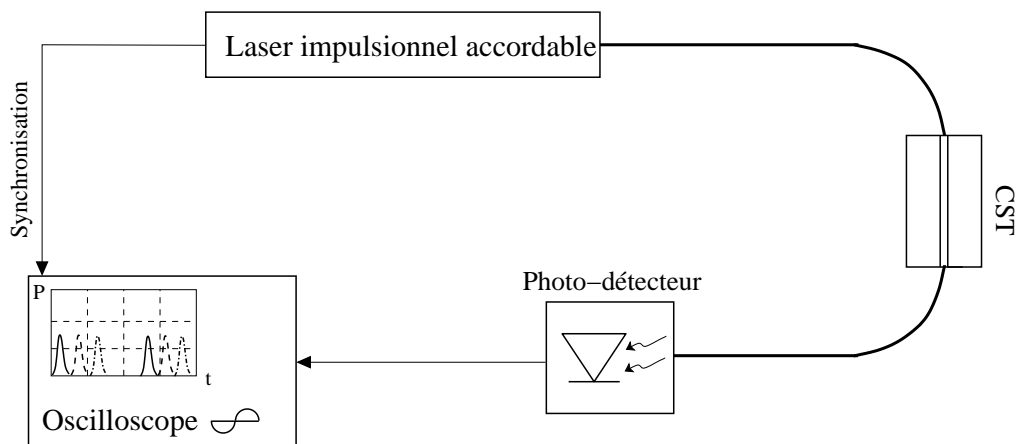


FIGURE 1.9 – Schéma de principe d'un dispositif expérimental de mesure du temps de vol

La figure 1.9 présente un schéma de principe de dispositif expérimental utilisé pour la mesure de temps de vol. Les impulsions sont émises par un laser accordable avant

d'être injectées dans le CST. La puissance optique, après la traversée du composant, est ensuite mesurée par une photodiode. Cette photodiode convertit le signal optique en signal électrique et le délivre à l'oscilloscope dont la synchronisation est donnée par le laser accordable. De cette façon, il est possible d'observer le décalage temporel de l'impulsion en fonction de sa longueur d'onde.

Cette méthode est principalement limitée par les mêmes paramètres que ceux qui fixent les performances de l'OTDR i.e. la bande passante de la photodiode et la durée minimale des impulsions pouvant être émises. La synchronisation entre le laser accordable et l'oscilloscope influe aussi puisqu'une dérive temporelle des impulsions ("jitter") induit une perte de précision importante sur la mesure du temps de groupe. Les valeurs optimales de bande passante du détecteur sont situées autour de quelques GHz jusqu'à la dizaine de GHz . Quoiqu'il en soit, cette méthode est mieux adaptée à des composants longs (au delà du km) ou aux très fortes valeurs de dispersion pour pouvoir détecter un écart significatif de temps de groupe entre deux longueurs d'onde avec des écarts minimums de temps de groupe mesurés de l'ordre de la centaine de ps pour les meilleurs dispositifs.

1.3.2 Modulation de la phase

Origines et principe de la méthode

La méthode de caractérisation par la modulation de la phase, dite de la "phase-shift", est une méthode issue des techniques appliquées au domaine des radio-fréquences (RF) dont les premières applications au domaine des télécommunications optiques remontent aux années 1980 [32, 33]. Elle est proposée pour la mesure de la dispersion chromatique ou du DGD (Differential Group Delay) dans une fibre optique.

Le principe de la mesure [34] consiste à injecter dans le CST un signal continu et quasi-monochromatique, modulé en intensité par un signal RF référence. Nous mesurons ensuite la différence de phase entre le signal de modulation référence et le signal transmis dans le CST à l'aide d'un voltmètre vectoriel. Cette opération est répétée pour plusieurs longueurs d'onde de façon à établir une dépendance de cette différence de phase à la longueur d'onde. Cette dépendance permet à son tour de déterminer l'évolution du temps de groupe avec la longueur d'onde et donc la valeur de la dispersion.

En effet, la différence de phase en fonction de la longueur d'onde peut être exprimée comme suit :

$$\Delta\phi(\lambda) = \frac{2\pi f_0 L n_g(\lambda)}{c} = 2\pi f_0 \tau_g(\lambda) \quad (1.33)$$

où f_0 représente la fréquence du signal de modulation, τ_g le temps de groupe ou temps de propagation dans le CST en fonction de la longueur d'onde, L la longueur du guide et n_g l'indice de groupe du guide.

Connaissant la longueur du guide, nous pouvons donc en déduire, à travers la pente de cette différence de phase $\varphi(\lambda)$, le temps de groupe en fonction de λ . La dispersion D peut

alors être déterminée facilement sachant qu'elle est reliée à τ_g par la relation 1.12, d'où l'extraction du paramètre de dispersion à partir d'une mesure de la phase.

Pour mesurer le DGD, il suffit de réaliser la même mesure en y ajoutant un dispositif de contrôle de l'état de polarisation du signal injecté dans le CST.

Dispositif expérimental et valeurs clés

Le dispositif type utilisé se présente comme sur la figure 1.10. Un signal optique émis, par une diode laser, autour de la longueur d'onde à laquelle nous souhaitons caractériser le CST, par exemple $1,3 \mu m$ ou $1,55 \mu m$, est modulé en amplitude autour d'une fréquence f_0 , dont la stabilité est essentielle. Ce signal est injecté dans le CST puis, après détection du signal optique par un photo-détecteur, le signal électrique est envoyé sur un voltmètre vectoriel pour comparer sa phase avec celle provenant directement du signal électrique de modulation.

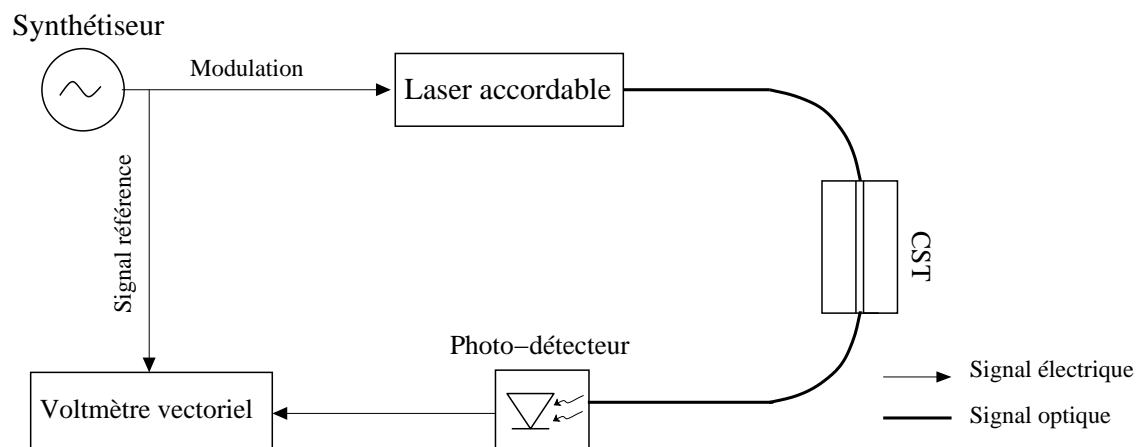


FIGURE 1.10 – Schéma de principe d'un dispositif expérimental de mesure Phase-shift

La précision sur la valeur de dispersion est déterminée principalement par la précision sur la longueur d'onde de la source accordable ($\pm 5 pm$ pour les plus précis) et par la fréquence de modulation qui, plus elle est élevée, plus elle permet une bonne précision (par exemple au delà du GHz).

Les valeurs maximales de dispersion mesurables sont, quant à elles, déterminées par le fait de ne pas franchir un saut de phase de 2π lorsque nous mesurons la différence de phase entre deux incréments en longueur d'onde. C'est donc le fruit d'un compromis entre longueur du CST, précision du voltmètre vectoriel et incréments de la source accordable. Les valeurs minimales de dispersion mesurables sont déterminées par la sensibilité du voltmètre vectoriel et l'intervalle de longueur d'onde maximale couvert par la source accordable. Par exemple, pour une excursion spectrale de la source de $50 nm$, une fréquence de modulation de $1 GHz$, une longueur de fibre de $1 km$ et une résolution en phase du voltmètre vectoriel

de 0.1° nous pouvons attendre une précision sur la valeur de dispersion de l'ordre de $0.005 \text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$.

1.3.3 Interférométrie en lumière blanche (WLI)

Origines et principe de la méthode

La technique d'interférométrie en lumière blanche, comme son nom l'indique, est très proche de la technique OLCR. Des différences existent tout de même et sont liées à plusieurs points particuliers. Tout d'abord, il ne s'agit pas d'une technique réflectométrique mais d'une technique en transmission. Ensuite la mesure s'effectue pour une position fixe du miroir dans le bras de référence de l'interféromètre. Enfin le signal interférométrique est mesuré dans le domaine spectral.

La technique fait donc appel, tout comme l'OLCR, à une source large bande. Le principe [35, 36] consiste à introduire le CST dans l'un des deux bras d'un interféromètre en transmission de type Mach-Zender. La position du miroir dans l'autre bras étant ajustée de manière à maximiser les interférences produites, nous enregistrons finalement un signal interférométrique dans le domaine spectral dont la forme va permettre d'extraire l'évolution de la phase liée au CST et donc le temps de groupe et la dispersion en fonction de la longueur d'onde.

L'intensité du signal enregistrée en fonction de la longueur d'onde s'exprime :

$$\langle I(\lambda) \rangle = \langle |E(\lambda)|^2 \rangle + a^2 \langle |E(\lambda)|^2 \rangle + 2a \langle |E(\lambda)|^2 \rangle \cos(\Phi(\lambda)) \quad (1.34)$$

L'évolution relative de la phase est uniquement liée à l'influence du guide puisque, en dehors du CST, les deux bras de l'interféromètre sont parfaitement identiques en terme d'éléments dispersifs (ils se compensent donc). En effet, comme nous allons le voir ultérieurement, du fait du montage, l'égalisation des chemins optiques s'effectue par une partie du montage en espace libre dont nous pouvons considérer l'influence sur la phase comme nulle.

La phase en fonction de la fréquence s'exprime :

$$\Phi(f) = \beta(f)L - 2\pi\tau_0 f \quad (1.35)$$

où $\tau_0 \approx L_0/c$ est le délai constant associé à la propagation dans le bras de référence avec L_0 la longueur de ce bras.

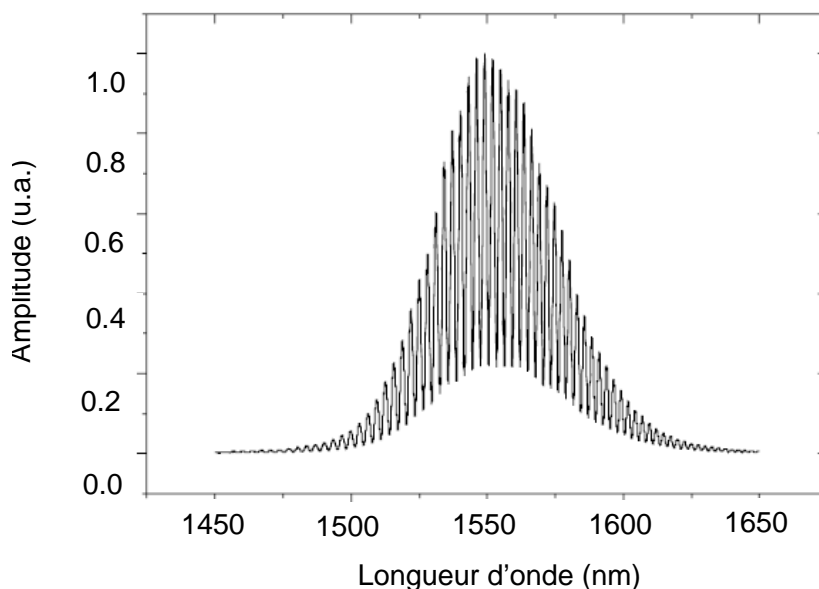


FIGURE 1.11 – Exemple de résultat obtenu pour une mesure par interférométrie en lumière blanche [35]

Le signal d'interférence se présente comme sur la figure 1.11 pour lequel chaque maximum correspond à un multiple de 2π pour la valeur de Φ . L'idée est donc d'extraire phase et longueur d'onde pour chacun de ces maximums de façon à obtenir une information discrète $\Phi(\lambda)$. Une fois celle-ci convertie en $\Phi(f)$, elle est ajustée suivant le développement en série de Taylor de la phase qui donne :

$$\Phi(f) \simeq 2\pi\left[\Phi_0 + \Phi_1 f + \frac{\Phi_2 f^2}{2} + \frac{\Phi_3 f^3}{6}\right] \quad (1.36)$$

De cette façon, l'information sur la phase est récupérée sur toute la bande de la source avant d'être dérivée une première fois de façon à obtenir le temps de groupe relatif (relatif puisque τ_0 n'est pas connu) puis dérivée une seconde fois pour obtenir la dispersion chromatique du CST.

Il faut noter qu'une variante de cette méthode consiste à déterminer la valeur de longueur d'onde au maximum des franges d'interférences pour différentes positions du miroir de façon à suivre l'évolution de cette valeur et à déterminer le paramètre de dispersion à partir de cette évolution.

Dispositif expérimental et valeurs clés

Un dispositif expérimental utilisé pour la mesure d'interférométrie en lumière blanche est décrit sur la figure 1.12. Une diode émet le signal large bande, séparé en deux par un coupleur, transmis directement dans le bras de référence et transmis à travers le CST dans le bras de mesure. Avant d'effectuer l'acquisition, la longueur du bras de référence est ajustée, par l'intermédiaire du miroir mobile, de façon à égaliser les chemins optiques, pour maximiser le contraste des franges. L'acquisition est réalisée par un analyseur de spectre optique et traitée numériquement, par ordinateur, de façon à extraire la phase.

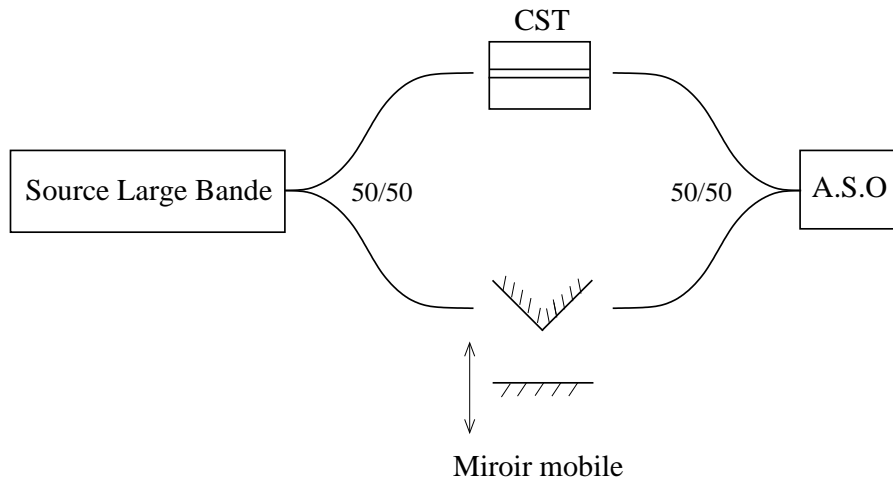


FIGURE 1.12 – Schéma de principe d'un dispositif expérimental de mesure par interférométrie en lumière blanche

A l'heure actuelle, ce type de mesure peut être exécutée en environ 500 ms et avec une très bonne sensibilité ($\simeq 80\text{ dB}$). Tout comme pour l'OLCR, les échantillons mesurables sont donc aussi limités en taille autour du mètre. Résolution et sensibilité pour la mesure de dispersion sont fixées principalement par les capacités de l'analyseur de spectre optique et en particulier sa résolution spectrale.

Conclusion

Le tableau 1.1 nous montre, tout d'abord, la polyvalence de la technique OLCR puisque elle permet la mesure de l'ensemble des propriétés physiques pouvant être mesurées par les autres techniques. De plus, comme nous le verrons ultérieurement, sa capacité à étudier simplement des composants multimodes ou encore à fournir un outil d'analyse précieux des phénomènes de diffusion dans les composants en font une méthode adaptable à de nombreuses études.

Méthode	Paramètres mesurés	Avantages	Inconvénients
OTDR	Défauts localisés Atténuation	Une seule extrémité	Résolution spatiale limitée
OFDR	Défauts localisés Atténuation	Bonne résolution spatiale Une seule extrémité	Excursion limitée
OLCR	Défauts localisés Atténuation Dispersion Biréfringence	Composants courts Rapide (qqes s) Une seule extrémité	Excursion limitée Dispositif complexe
Phase-Shift	Dispersion Biréfringence	Composants longs	Dispositif complexe Pas de composants courts
Temps de vol	Dispersion Biréfringence	Méthode simple	Résolution spatiale limitée Pas de composants courts
WLI	Dispersion Biréfringence	Très rapide (500ms) Composants courts	Pas de mesure des défauts

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif des spécificités des différentes techniques de caractérisation des composants optiques présentées

Nous avons donc, au cours de cette thèse, utilisé cette technique comme un outil de mesure, d'analyse et de compréhension des propriétés physiques qui régissent le fonctionnement de composants optiques innovants. Pour les fibres optiques, les guides semi-conducteurs ou les guides polymères nous verrons comment l'OLCR, et plus particulièrement l'OLCR sensible à la phase, nous a permis d'obtenir des résultats concluants et d'apporter une contribution à la compréhension de leurs propriétés fondamentales.

Chapitre 2

OLCR sensible à la phase : principe et performances

Après avoir établi un cadre à ce travail de thèse au cours du chapitre 1, nous abordons à présent, plus en profondeur, les principes théoriques de l'OLCR, le dispositif expérimental mis en œuvre et les valeurs caractéristiques qui le définissent.

Dans un premier temps, nous décrivons le principe de l'OLCR, c'est à dire la théorie de l'interférométrie appliquée à la caractérisation de composants optiques. Nous présentons les origines théoriques d'une figure d'interférence avant d'expliquer comment, dans le cas de l'OLCR, elle peut être utilisée pour extraire les propriétés d'un composant optique.

Dans un deuxième temps, nous effectuons une description complète du dispositif expérimental mis en œuvre au cours de ce travail de thèse. Les différents éléments qui le composent ainsi que leur fonction sont présentés au cours de cette section.

Enfin, nous présentons quelques mesures et études qui permettent d'établir les capacités et les limites techniques du dispositif expérimental OLCR développé à l'ENST. Les techniques d'extraction de la phase, du temps de groupe, de la biréfringence ou encore de la dispersion font l'objet de descriptions plus approfondies et nous étudions, au cours de cette section, un ensemble de propriétés clés de la mesure (sensibilité, résolution...) pour mieux connaître ses performances.

2.1 Théorie de la réflectométrie optique à faible cohérence

Nous avons vu, au cours du chapitre 1, que c'est à travers l'extraction de la réflectivité complexe du composant que l'OLCR peut mesurer des paramètres tels la dispersion, les pertes ou encore la biréfringence. En particulier, les équations 1.30 et 1.31 permettent cette extraction. Nous allons donc expliquer comment, à partir du principe de l'interférométrie, ces deux équations peuvent être obtenues.

Dans un système interférométrique quelconque, nous pouvons considérer le champ émis par la source comme une somme continue de toutes ses composantes fréquentielles. L'onde émise par la source peut donc être exprimée sous la forme analytique :

$$E(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(\nu)} e^{i(2\pi\nu t + \varphi(\nu))} d\nu \quad (2.1)$$

où $S(\nu)$ représente la densité spectrale de puissance de la source directement reliée à l'expression temporelle du champ par une transformée de Fourier.

Notons que $S(\nu)$ peut aussi être exprimée sous la forme :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) d\nu = 1/2 \langle E(t)E^*(t) \rangle = \langle E_{reel}^2(t) \rangle \quad (2.2)$$

Et rappelons qu'une moyenne temporelle s'exprime :

$$\langle F(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} F_T(t) dt \quad (2.3)$$

où T fixe les limites réelles de l'intervalle de temps dans lequel la fonction est définie et F_T est la fonction F existante entre $-T$ et $+T$ et nulle ailleurs.

De plus il faut considérer que seule l'intensité est mesurable par un détecteur quadratique c'est à dire, la moyenne temporelle du module au carré du champ. Donc, en un point P quelconque, nous mesurons :

$$I(P) = 2 \langle E_{reel}^2(P, t) \rangle = \langle E(t)E^*(t) \rangle \quad (2.4)$$

Dans le cas d'un interféromètre, le champ est émis en un point quelconque puis séparé en deux. Les deux parties s'additionnent sur le détecteur après avoir parcouru deux chemins optiques différents correspondant aux deux bras de l'interféromètre et subit une réflexion dans chaque bras. Il s'exprime comme :

$$E(t) = \tilde{r}_1 E_1(t - t_1) + \tilde{r}_2 E_2(t - t_2) \quad (2.5)$$

où E_1 et E_2 sont les champs au niveau des deux éléments réfléchissants et t_1 et t_2 sont les temps de propagation de la lumière de l'élément réfléchissant jusqu'au point d'observation des interférences. Avec

$$t_1 = \frac{d_1 n_{g1}}{c} \quad (2.6)$$

$$t_2 = \frac{d_2 n_{g2}}{c} \quad (2.7)$$

où d_1 et d_2 sont les distances physiques parcourues de l'élément réfléchissant jusqu'au point d'observation des interférences pour chaque bras, c la vitesse de la lumière, n_{g1} et n_{g2} les indices de groupe de chacun des milieux traversés et \tilde{r}_1 et \tilde{r}_2 les réflectivités complexes des éléments réfléchissants de chaque bras. Dans le cas le plus simple de l'interféromètre de Michelson idéal, elles sont égales à 1 pour toutes les longueurs d'onde de la source mais dans la plupart des cas, elles introduisent une variation d'amplitude et de phase dépendant de la longueur d'onde.

Comme nous l'avons vu, seule l'intensité est observée et le signal mesuré est donc le module au carré de 2.5 sous la forme :

$$\begin{aligned} I = & \tilde{r}_1 \tilde{r}_1^* \langle E_1(t - t_1) E_1^*(t - t_1) \rangle + \\ & \tilde{r}_2 \tilde{r}_2^* \langle E_2(t - t_2) E_2^*(t - t_2) \rangle + \\ & \tilde{r}_1 \tilde{r}_2^* \langle E_1(t - t_1) E_2^*(t - t_2) \rangle + \\ & \tilde{r}_2 \tilde{r}_1^* \langle E_2(t - t_2) E_1^*(t - t_1) \rangle \end{aligned} \quad (2.8)$$

Dans l'équation 2.8, les deux premiers termes correspondent aux intensités telles que nous pourrions les mesurer avant la recombinaison des deux signaux. Celles-ci sont affectées par les réflectivités en amplitude des deux éléments réfléchissants. Les troisièmes et quatrièmes termes sont des termes croisés correspondant aux battements entre les deux signaux c'est à dire aux interférences.

A partir des équations 2.2, 2.3 et 2.8 nous pouvons exprimer l'intensité mesurée sous la forme :

$$I \propto I_0 + 2\Re \langle E_1(t + \tau) E_2^*(t) \rangle \quad (2.9)$$

où I_0 représente le fond continu dans l'intensité mesurée lié aux deux premiers termes de l'équation précédente, \Re représente la partie réelle et $\tau = t_2 - t_1$ la différence de temps de propagation entre les deux bras.

Finalement, pour plus de commodité, nous exprimons l'intensité mesurée en fonction du nombre d'onde σ et dans le cas où l'une des deux réflectivité complexe est égale à 1 (réflectivité d'un miroir parfait) sous la forme :

$$I \propto I_0 + \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{r}(\sigma) S(\sigma) e^{(i2\pi\sigma\delta)} d\sigma \quad (2.10)$$

C'est cette dernière équation qui est à la base du principe de mesure de l'OLCR comme nous l'avons vu sous la forme 1.30 lors de la section 1.2.3 du chapitre 1.

Dans le cas d'un interféromètre de Michelson où $\tilde{r}_1 = 1$ et $\tilde{r}_2 = 1$, le terme d'interférence permet de déterminer directement la densité spectrale de puissance de la source par une transformation de Fourier du terme de battement mesuré. Il s'agit alors d'un système de caractérisation de la source par spectroscopie à transformée de Fourier [37].

Dans le cas du système de mesure OLCR, une seule des réflectivités vaut 1 et c'est donc la réflectivité complexe du composant sous test que nous pourrions déterminer. En réalité, ce terme d'interférence apparaît pour chacune des réflexions à l'interface ou dans le CST. En s'affranchissant du fond continu généré par les deux premiers termes de l'équation 2.9, grâce notamment à une détection équilibrée, il est possible d'accéder à toutes les réflectivités complexes correspondant à chacune des réflexions.

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la plupart des dispositifs OLCR expérimentaux ne permettent pas de déterminer l'information sur la phase issue de la réflectivité mesurée du composant sous test. En effet, ceux-ci n'ont accès qu'à l'enveloppe de ce signal pour des raisons de stabilité mécanique et de rapidité qui limitent la précision de l'échantillonnage du signal mesuré.

Certains dispositifs [38, 39, 40], apparus dans les années 1990 permettent, par le biais de systèmes capables d'extraire la position du miroir très précisément et d'échantillonner le signal suffisamment rapidement, de déterminer l'information sur la phase. Cette information, à son tour, conduit à déterminer temps de groupe, biréfringence et dispersion [41].

A partir de l'équation 2.10, le signal d'interférence (le réflectogramme) mesuré en fonction de la différence de marche s'exprime :

$$R(\delta) \sim |\tilde{r}_n(\sigma)| \int_{-\infty}^{+\infty} S(\sigma) e^{-i(\beta(\sigma)\delta - \phi_n)} e^{i(2\pi\sigma\delta)} d\sigma \quad (2.11)$$

où β la constante de propagation dans le guide dépendante de la longueur d'onde et ϕ_n et l'influence sur la phase de l'élément réfléchissant. L'ensemble est ici exprimé en fonction de σ pour plus de commodité vis à vis de l'emploi de la transformée de Fourier. En effet, σ est la variable duale de la variable différence de marche δ .

La réflectivité complexe correspondant à la n -ième réflexion dans le guide et intégrant l'influence de la dispersion du guide est donc donnée par :

$$\tilde{r}_n(\sigma) = |\tilde{r}_n(\sigma)| e^{i\phi_n} e^{-i(\beta(\sigma)\delta)} \quad (2.12)$$

Les dispositifs OLCR dit sensibles à la phase doivent respecter le critère de Shannon soit l'acquisition d'au moins deux points par période du signal d'interférence. De ce fait, l'information sur la phase peut être recomposée et il est possible d'appliquer une transformée de Fourier au réflectogramme $R(\delta)$ pour obtenir un signal complexe $\tilde{R}(\sigma)$. Nous pouvons alors déterminer l'amplitude et la phase par les relations :

$$A(\lambda) = \sqrt{\tilde{R}_r^2 + \tilde{R}_i^2} \quad (2.13)$$

$$\Phi(\lambda) = \tan^{-1} \left(\frac{\tilde{R}_i}{\tilde{R}_r} \right) \quad (2.14)$$

Ces deux paramètres permettent de calculer l'évolution de τ_g avec λ ainsi que la dépendance éventuelle des pertes à la longueur d'onde puisque :

$$A(\lambda) \simeq |\tilde{\tau}_n(\lambda)| S(\lambda) \quad (2.15)$$

$$\Phi(\lambda) \simeq \beta(\lambda) - \phi_n \quad (2.16)$$

Connaissant $S(\lambda)$, il est possible de déterminer les pertes en fonction de la longueur d'onde par le module de la réflectivité complexe. De plus, d'après les équations 1.9 et 1.10, $\tau_g = d\beta/d\lambda$ et nous pouvons donc déterminer aussi son évolution par la phase de la réflectivité complexe.

2.2 Le dispositif expérimental

Nous décrivons ici le dispositif expérimental utilisé pour l'ensemble des travaux de cette thèse et représenté schématiquement par la figure 2.1.

Deux interféromètres sont en fait imbriqués l'un dans l'autre puisqu'ils utilisent le même miroir mobile dans leurs bras de références respectifs. L'interféromètre dit à faible cohérence sert à la mesure proprement dite alors que l'interféromètre cohérent sert d'horloge à l'acquisition de la mesure.

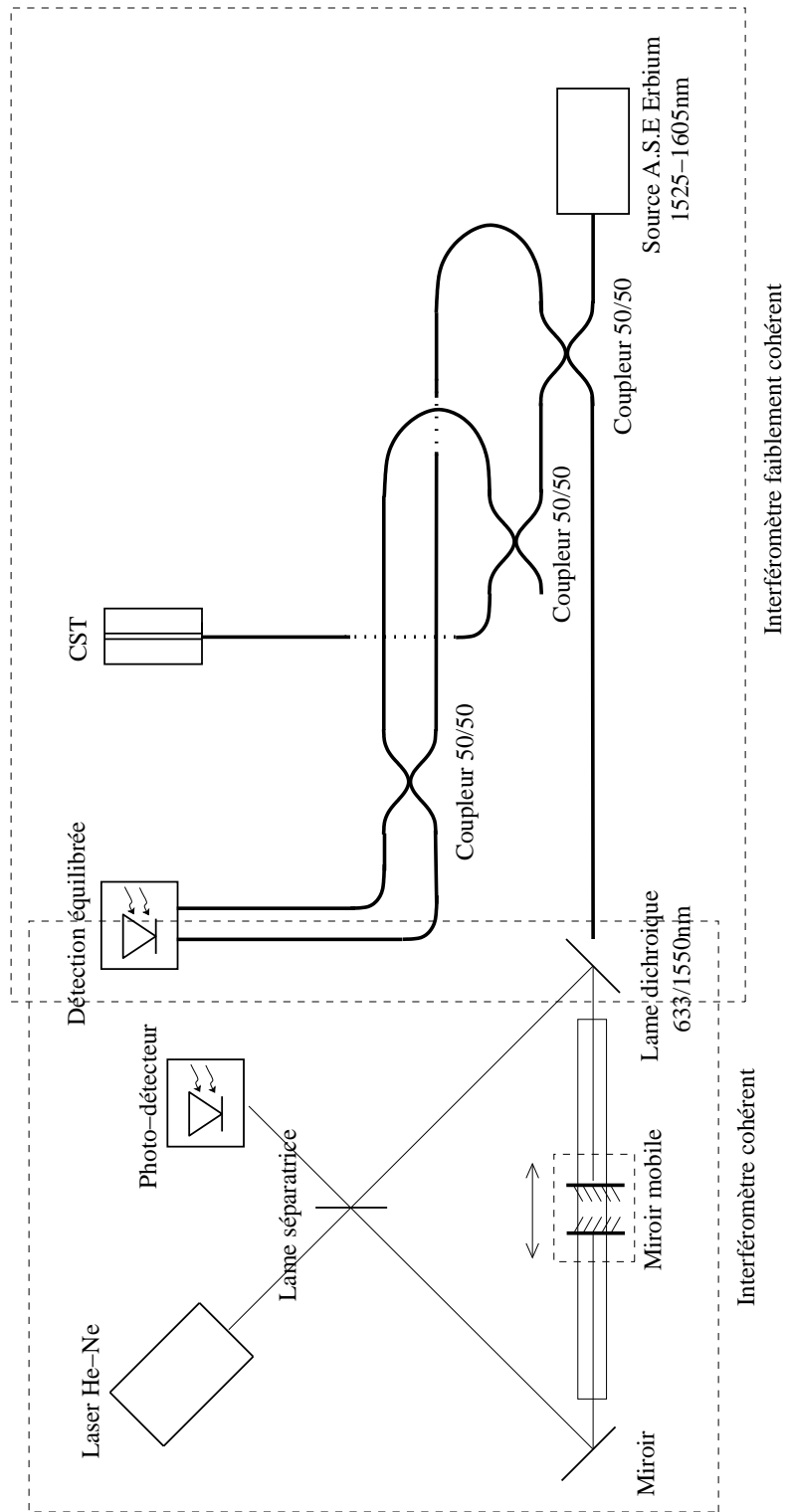


FIGURE 2.1 – Schéma du montage OLCR ENST

2.2.1 Interféromètre faiblement cohérent

La source utilisée pour la mesure est une source Erbium à Émission Spontanée Amplifiée dont le spectre s'étend de 1525 nm à 1605 nm soit l'ensemble des bandes C et L du domaine des télécommunications optiques. La figure 2.2 présente une mesure de cette densité spectrale effectuée à l'analyseur de spectre optique (ASO) pour une résolution en longueur d'onde de 0.1 nm . Celle-ci est plate sur l'ensemble de son domaine spectral avec des variations du niveau maximum inférieures à 3 dB .

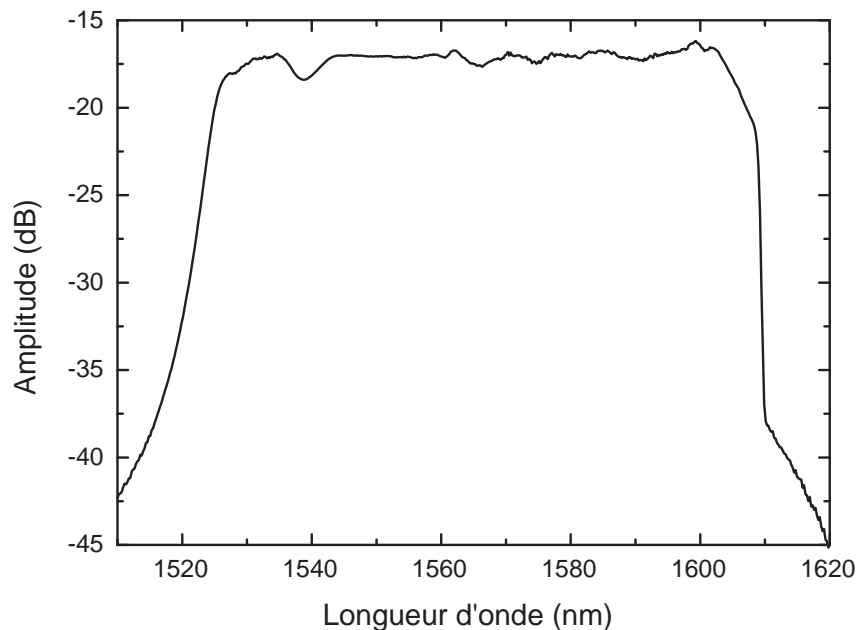


FIGURE 2.2 – Densité spectrale de la source Erbium à Émission Spontanée Amplifiée

La quasi-totalité du montage est fibrée, et ce, avec de la fibre monomode standard SSMF, à l'exception de la partie du bras de référence dans laquelle se trouve le miroir mobile. Celui-ci est installé sur coussin d'air afin de minimiser les saccades et vibrations lors de son déplacement. Dans cette partie, la lumière se propage en espace libre sous la forme d'un faisceau parallèle sortant et entrant dans la fibre via un collimateur fibré.

Plusieurs coupleurs optiques 50 : 50 divisent le signal entre les deux bras. Le miroir en translation sur coussin d'air est monté sur un banc dont la longueur est de 125 cm . Sa vitesse de translation est comprise entre 0.5 mm.s^{-1} à 4 mm.s^{-1} lors des acquisitions. Des études préliminaires ayant démontré que la vitesse la plus adéquate à une bonne mesure (la moins bruitée) était de 1 mm.s^{-1} pour le cas de ce banc de mesure, cette vitesse a donc été utilisée pour l'ensemble de ces travaux.

L'autre partie de la source se propageant dans le bras de mesure est injectée dans le CST via un couplage direct de la fibre amorce vers le CST. Ce couplage est réalisé à l'aide un banc d'alignement tridimensionnel nanométrique. Dans le cas de composants spécifiques au diamètre de mode très petit (quelques μm), nous avons utilisé une fibre SMF avec terminaison micro-lentillée dont le rayon de ceinture (waist) de sortie d'environ $2 \mu m$ permet d'optimiser le couplage vers le composant.

Les signaux réfléchis dans les bras de mesure et bras de référence sont recombinaés au niveau du dernier coupleur au sein duquel ont lieu les interférences. Les deux parties du signal d'interférences sont directement reliées à une détection optique équilibrée de bande passante $125 kHz$.

2.2.2 Interféromètre cohérent

La source utilisée pour l'interféromètre cohérent est un laser Helium-Néon stabilisé en fréquence donc la longueur d'onde est donnée à $\lambda = 632.9918 nm$ avec une longueur de cohérence supérieure à $150 cm$ qui couvre donc la totalité de l'excursion du miroir mobile. Les franges d'interférences qui défilent avec les déplacements du miroir sont projetées sur un photodétecteur qui délivre un signal dont la période est :

$$T_0 = \lambda_{He-Ne}/4 \quad (2.17)$$

Ce signal, après passage dans une boucle à verrouillage de phase électrique (PLL), peut être sur-échantillonné pour donner une période d'acquisition de $\lambda_{He-Ne}/8$, $\lambda_{He-Ne}/16$ ou $\lambda_{He-Ne}/32$ le cas échéant. Il y donc acquisition d'un point du réflectogramme faiblement cohérent environ tous les $180nm$.

2.2.3 Acquisition

Le signal issu de l'interféromètre faiblement cohérent est enregistré par une carte d'acquisition (quantifiée sur 12bits) synchronisée par le signal issu de l'interféromètre cohérent. Les données recueillies par la carte sont finalement transférées à un ordinateur pour pouvoir procéder au traitement des données nécessaires à l'extraction des propriétés du CST.

2.3 Performances du banc OLCR

Cette section a pour but de définir quelques uns des procédés de mesure (dispersion, biréfringence) et d'établir les capacités du dispositif expérimental et ses limites en termes de sensibilité, répétabilité ou résolution.

2.3.1 Spectrométrie à Transformée de Fourier

Nous présentons ici, brièvement, une comparaison du spectre de la source Erbium observé à l'analyseur de spectre optique et de celui obtenu pour la mesure OLCR d'une réflexion sur une face clivée droite de fibre optique. La figure 2.3 nous montre leur bonne concordance en considérant que les deux mesures ont été ramenées à zéro pour faciliter la comparaison. Nous observons donc des spectres relatifs dont la différence dans le rapport signal à bruit provient du fait que nous avons mesuré la densité spectrale directement à la sortie de la source avec l'ASO, dans un cas, alors que, dans l'autre cas, l'atténuation due au dispositif et au niveau de réflexion en intensité de la face clivée de la fibre a détérioré ce rapport. Ceci étant, la différence maximum, entre les deux mesures, dans les fluctuations du spectre est inférieure à $1dB$ sur l'ensemble bande C+L. Par ailleurs, lors des mesures de pertes, nous nous affranchirons de ces différences en référant les mesures par rapport au spectre obtenu à partir de la réflexion sur la face d'entrée du composant.

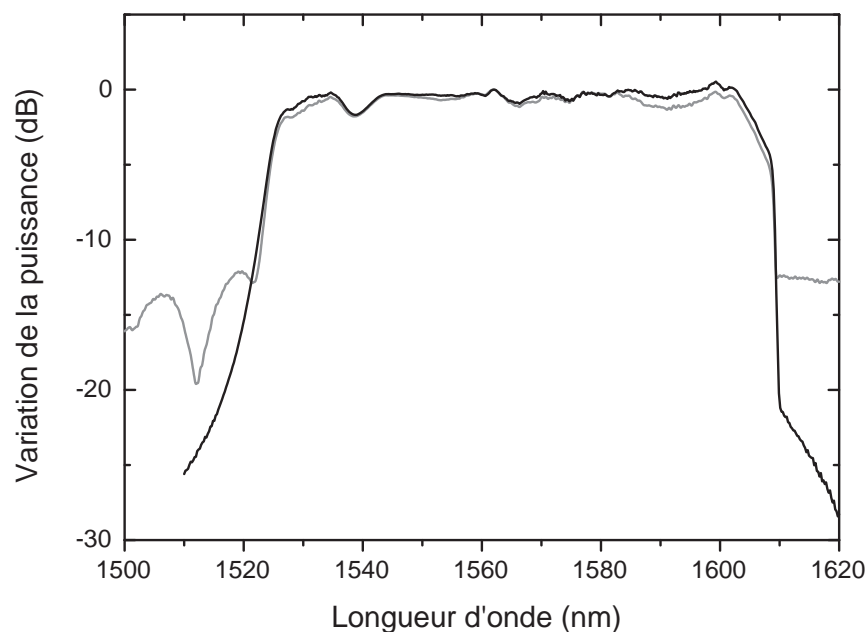


FIGURE 2.3 – Comparaison des mesures de la densité spectrale de puissance de la source ASE en bande C+L

Noir : par ASO ; Gris : par spectrométrie à TF

2.3.2 Résolution spatiale

Nous avons vu dans le chapitre 1 que la résolution spatiale du dispositif était déterminée principalement par la largeur spectrale de la source, c'est à dire, par sa longueur de cohérence. La figure 2.4 présente un réflectogramme simulé, à partir de la vraie forme du spectre de la source, c'est à dire tel qu'il devrait être observé sur la face d'entrée du CST en cas d'équilibrage strict des dispersions dans les deux bras du dispositif. Il s'agit alors d'un réflectogramme uniquement limité par la transformée de Fourier ("Fourier Transform Limited").

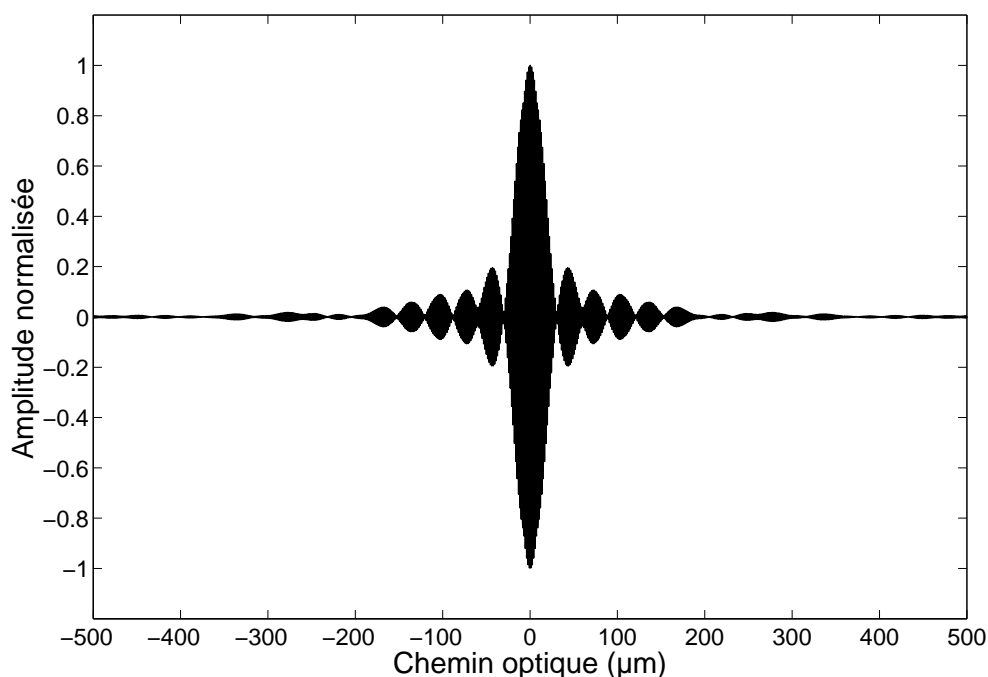


FIGURE 2.4 – Résolution spatiale théorique du dispositif OLCR

En utilisant le critère de Rayleigh (première extinction du signal) pour déterminer la résolution spatiale, à partir de la source ASE en bande C+L, nous obtenons une valeur théorique dans l'air de :

$$\delta_x \text{ theorique} \sim 40\mu m. \quad (2.18)$$

Cependant, dans notre cas précis, la mesure OLCR est affectée par la dispersion résiduelle du dispositif. En effet, dans le montage utilisé, la dispersion cumulée n'est pas la même dans chaque bras. De part le principe même du dispositif et l'existence d'un chemin optique en espace libre uniquement dans l'un des deux bras, lorsque les chemins optiques sont

équilibrés, les dispersions ne le sont pas nécessairement. Un déséquilibre lié à la différence de longueur de fibre utilisée entre les deux bras est créé. Donc, dans la pratique, le réflectogramme correspondant à la face de sortie de la fibre amorcée (c'est à dire la référence) est élargi.

La figure 2.5 présente le signal interférométrique enregistré sur la face de sortie du dispositif d'injection (une fibre clivée). Il donne une résolution spatiale réelle du dispositif à :

$$\delta_{x \text{ reel}} \simeq 100 \mu\text{m}. \quad (2.19)$$

Cette valeur n'est valable qu'à l'entrée du CST puisque, là encore, la dispersion va, suivant son signe, étaler ou comprimer spatialement la réflexion au fur et à mesure de la propagation dans le guide. Quoiqu'il en soit, au delà d'une certaine distance de propagation, le signal réfléchi sera élargi par la dispersion du CST et la résolution spatiale dégradée d'autant.

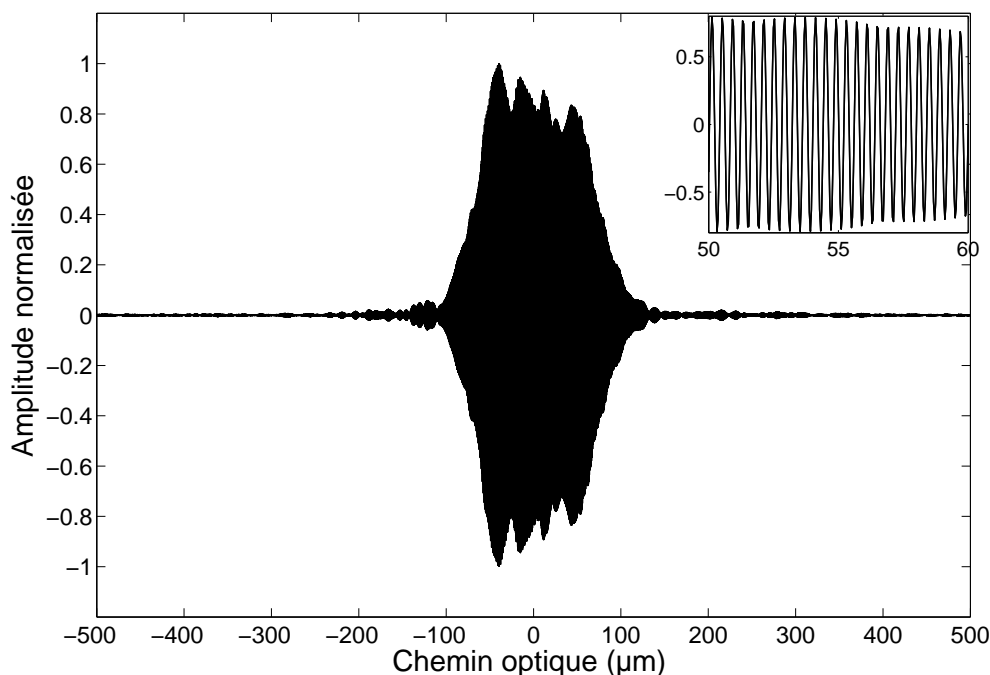


FIGURE 2.5 – Résolution spatiale expérimentale du dispositif OLCR

L'élargissement relativement à la figure 2.4 apparaît clairement. L'encart présente un zoom sur une partie du réflectogramme dans laquelle nous observons les franges d'interférences. Du fait du déséquilibre de fibre optique entre les deux bras et de la dispersion

résiduelle qu'il génère, la période de ces franges varie en fonction de la position. Chaque longueur d'onde est réfléchiée à une position différente [42]. Dans notre cas, la présence d'un excès de fibre SMF (dont la valeur de dispersion théorique est donnée par le constructeur à $\simeq 17ps.nm^{-1}.km^{-1}$) dans le bras de mesure par rapport au bras de référence, engendre une trace de dispersion anormale (de signe positif). Par ailleurs, bien que nous les ayons négligés dans les relations 1.8 à 1.11, les ordres supérieurs de la dispersion ont un impact observable sur le signal de la figure 2.5. En particulier, la pente de la dispersion β_3 qui signifie une valeur de la dispersion variant avec la longueur d'onde (cf figure 2.10) a pour effet de disymétriser le signal.

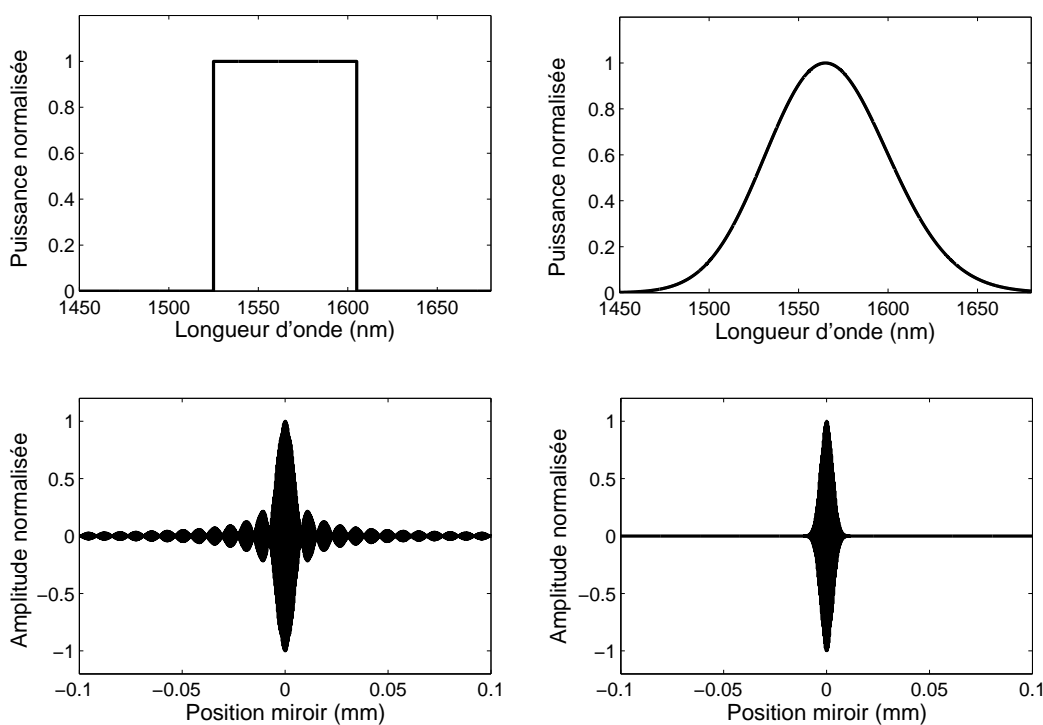


FIGURE 2.6 – Comparaison des réflectogrammes obtenus en fonction de la forme de la densité spectrale de la source
à gauche : source rectangulaire ; à droite : source gaussienne

Pour finir, la figure 2.6 présente une comparaison théorique des différents réflectogrammes obtenus en fonction du type de source utilisée. Il apparaît donc qu'une source gaussienne permet une meilleure résolution spatiale puisqu'elle évite les rebonds dans le réflectogramme. En revanche, la source carrée offre un meilleur rapport signal/bruit sur l'ensemble de la bande et est donc plus appropriée pour la mesure du temps de groupe. Quoiqu'il en soit, une source carrée permet tout de même, comme nous venons de le voir, une très bonne résolution spatiale tout en permettant un accès précis à l'information sur

le temps de groupe comme nous le verrons ultérieurement.

2.3.3 Résolution spectrale

Le spectre de la source large bande est discrétisé numériquement dans le domaine temporel, ce qui engendre une discrétisation dans le domaine de Fourier correspondant : celui des fréquences ou plutôt des longueurs d'ondes. Celle-ci peut être quantifiée en considérant les différents paramètres du dispositif.

Nous avons vu que le signal réflectométrique est échantillonné dans l'espace par un multiple de la longueur d'onde du laser Hélium-Néon stabilisé. Le calcul de la phase et du module de la réflectivité complexe s'opère donc de manière numérique par l'algorithme de FFT en utilisant les relations 2.13 et 2.14.

En pratique le nombre de points enregistrés lors de l'acquisition est donné par la relation :

$$N = \frac{L}{\Delta_x} \quad (2.20)$$

où L est l'excursion du miroir mobile et $\Delta_x = \lambda_{He-Ne}/8$ la distance entre deux points de mesure. Par exemple, dans le cas d'une excursion de $1mm$, le nombre total de point N enregistré sera d'environ 13000 points.

Si nous considérons l'indice de l'air équivalent à 1 pour la longueur d'onde centrale de la source Erbium ainsi que pour celle du laser Hélium-Néon, la transformée de Fourier discrète fixe l'espace entre deux points dans le domaine spectral comme étant :

$$\Delta_\sigma = \frac{1}{\Delta_x 4 N} \quad (2.21)$$

où le facteur 4 provient des spécificités du montage interférométrique cohérent qui conduit à cet échantillonnage et où Δ_σ est la résolution en nombre d'onde.

Les équations 2.20 et 2.21 conduisent alors à une résolution de type :

$$\Delta_\sigma = \frac{1}{4 L} \quad (2.22)$$

où nous constatons que la résolution dans le domaine spectral est déterminée par l'excursion du miroir. Finalement, la résolution spectrale, considérant la longueur d'onde moyenne $\bar{\lambda} \gg \Delta_\lambda$, est donnée par :

$$\delta_\lambda = \frac{\bar{\lambda}^2}{4 L} \quad (2.23)$$

L'excursion de mesure est, dans la pratique, limitée par la capacité de traitement numérique de l'ordinateur utilisé. En effet le nombre de points d'une acquisition étant déterminé par la relation 2.20, le fichier de mesure peut rapidement atteindre la taille limite de traitement accessible à l'ordinateur. De ce fait, il est nécessaire, dans le cas de guide dont la longueur excède environ 10 cm, de faire l'acquisition de plusieurs réflectogrammes pour chacune des zones utiles. Au final, avec une longueur d'onde moyenne $\bar{\lambda} = 1565nm$ et une excursion limitée à environ 10 cm, la résolution spectrale du dispositif est donnée à :

$$\delta\lambda \simeq 10pm \quad (2.24)$$

2.3.4 Mesure du paramètre de dispersion d'une fibre SMF28

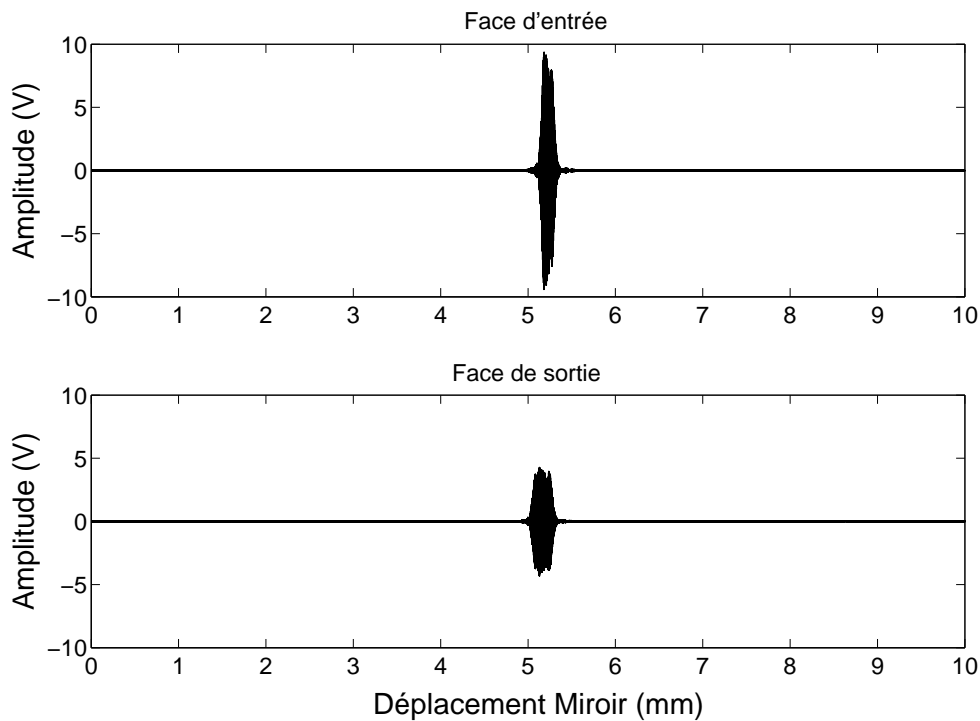


FIGURE 2.7 – Réflectogrammes d'entrée et de sortie d'une fibre SMF28

Afin de pouvoir calibrer la mesure de dispersion pour notre dispositif expérimental OLCR, nous avons mesuré les paramètres de dispersion d'une fibre SMF28 du fabricant Corning. Ces paramètres étant connus et donnés par le constructeur [43] comme :

Longueur d'onde au zéro de dispersion :

$$1302nm \leq \lambda_0 \leq 1322nm \quad (2.25)$$

Pente de la dispersion au zéro de dispersion :

$$S_0 \leq 0.092 \text{ps.nm}^{-2}.\text{km}^{-1} \quad (2.26)$$

Dispersion chromatique dans le domaine 1200 – 1600nm :

$$D(\lambda) \approx \frac{S_0}{4} \left[\lambda - \frac{\lambda_0^4}{\lambda^3} \right] \text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1} \quad (2.27)$$

Après acquisition de deux réflectogrammes correspondant aux faces d'entrée et de sortie de la fibre tels que nous les voyons sur la figure 2.7, nous pouvons extraire l'évolution de la phase avec la longueur d'onde, comme nous l'avons vu au cours de la section 2.1. Il suffit alors de soustraire la phase obtenue pour la face d'entrée à celle obtenue pour la face de sortie pour obtenir l'influence propre à la fibre.

Extraction de la phase

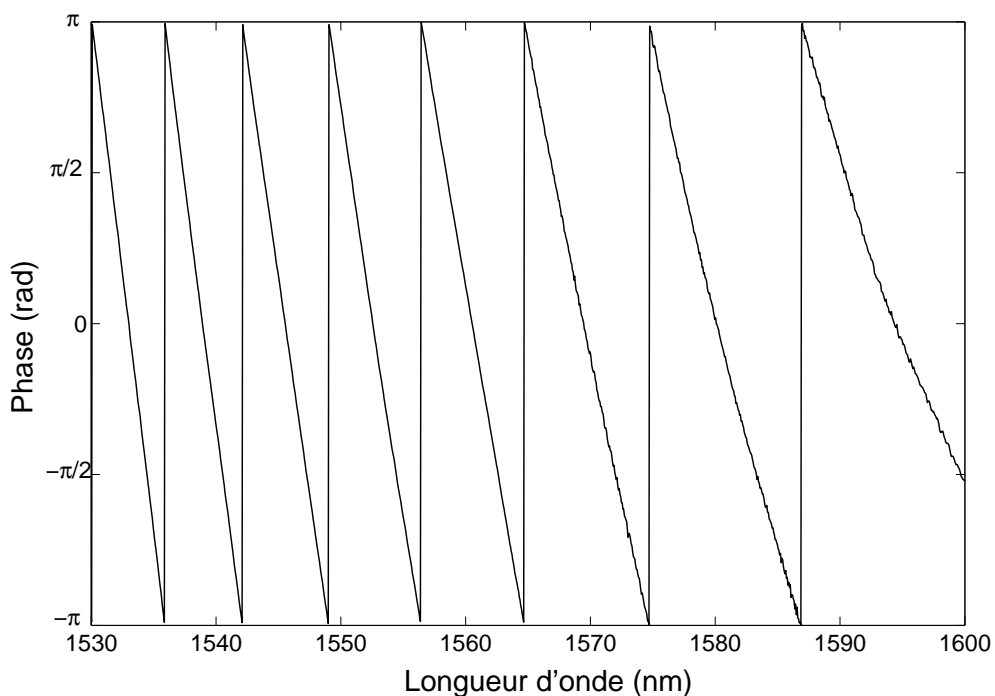


FIGURE 2.8 – Évolution de la différence phase mesurée à l'OLCR pour une fibre SMF28

La figure 2.8 présente l'évolution de la phase mesurée dans la fibre SMF28. Cette phase est toujours mesurée à $n \times 2\pi$ près et évolue donc entre $-\pi$ et $+\pi$ avec des sauts de phase

de 2π . Ces sauts de phase génèrent des discontinuités dans l'évolution du temps de groupe extrait de la dérivée. Il est impératif de s'en affranchir. Nous présentons la méthode utilisée pour obtenir le temps de groupe à partir de la phase mesurée.

Deux approches ont été envisagées, au cours de ce travail, pour extraire l'information sur la phase à partir du réflectogramme :

- Une première méthode est basée sur l'utilisation de la fonction "Unwrapp" de lissage de la phase par Matlab. Celle-ci est simple et directe et a été utilisée dans la plupart des cas de mesure. Cependant, il est apparu que, dans certains cas d'évolution très rapide de la phase ou de niveau de bruit important, cette fonction était dans l'impossibilité de lisser la phase correctement. Une autre méthode a donc du lui être substituée.
- Une seconde méthode, proposée dans le cadre d'une thèse réalisée à l'université de Nantes [44], permet de passer directement de la phase mesurée à la dispersion sans subir les désagréments liés à la fonction de lissage de la phase.

En effet, celle-ci consiste à utiliser l'équation 2.14 que nous dérivons dans un premier temps pour obtenir :

$$\frac{d}{d\sigma}(\tan\Phi) = \frac{d\Phi}{d\sigma}[1 + \tan^2\Phi] = \frac{d\Phi}{d\sigma}\left[1 + \frac{\tilde{R}_i^2}{\tilde{R}_r^2}\right] \quad (2.28)$$

Cette dérivée peut aussi être exprimée sous la forme :

$$\frac{d}{d\sigma}(\tan\Phi) = \frac{d\Phi}{d\sigma}\left[\frac{\tilde{R}_i}{\tilde{R}_r}\right] = \frac{\tilde{R}_i'\tilde{R}_r - \tilde{R}_i\tilde{R}_r'}{\tilde{R}_r^2} \quad (2.29)$$

La combinaison des deux équations précédentes conduit à une expression de la dérivée de la phase sous la forme :

$$\frac{d\Phi}{d\sigma} = \frac{\tilde{R}_i'\tilde{R}_r - \tilde{R}_i\tilde{R}_r'}{\tilde{R}_r^2 + \tilde{R}_i^2} \quad (2.30)$$

où les termes \tilde{R}_r' et \tilde{R}_i' sont obtenus par la propriété suivante de la transformée de Fourier :

$$TF[x\tilde{R}(x)] = \frac{i}{2\pi}R'(\sigma) = \frac{i}{2\pi}[\tilde{R}_r' + i\tilde{R}_i'] \quad (2.31)$$

De cette façon, nous pouvons donc calculer le temps de groupe à partir de la phase en étant insensible aux discontinuités et sans faire appel à une fonction de lissage de la phase.

Du temps de groupe à la dispersion

La figure 2.9 présente (en gris) le temps de groupe relatif mesuré dans la fibre SMF28 à partir de la mesure de phase. La partie correspondant à la bande L de la source Erbium est plus bruitée. Cependant la majorité de ce bruit est supprimée par filtrage numérique.

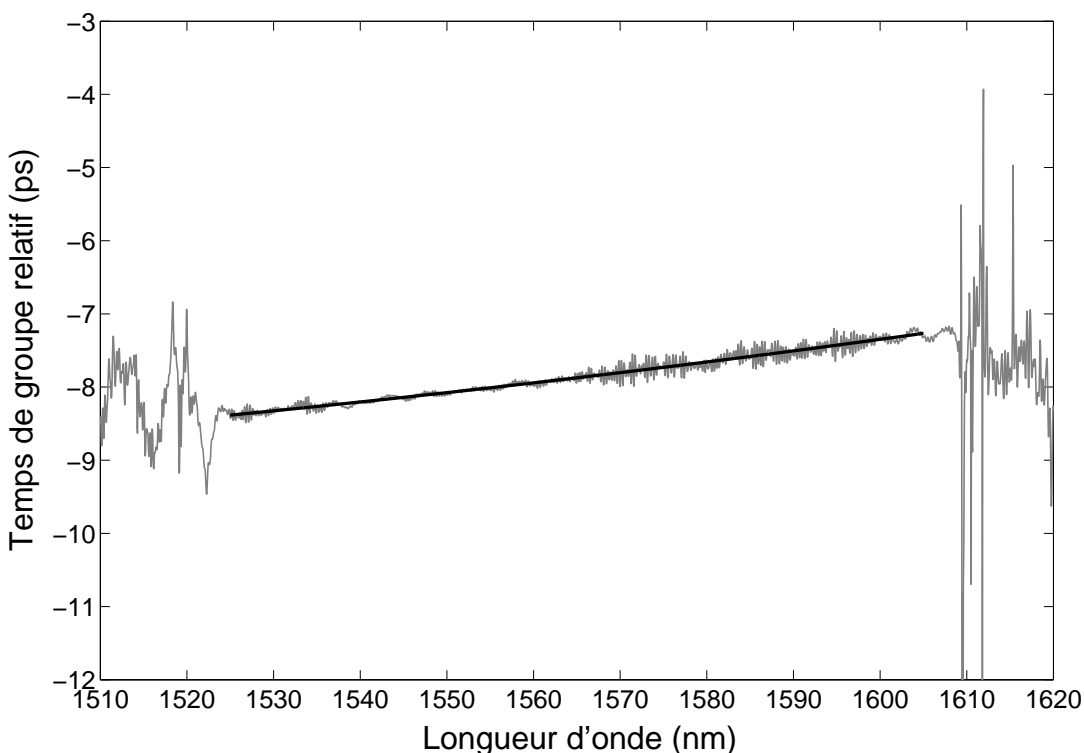


FIGURE 2.9 – Évolution du temps de groupe relatif mesuré dans une fibre SMF28
Gris : mesure ; Noir : ajustement numérique

Comme nous l'avons vu précédemment, nous parlons de temps de groupe relatif puisque deux réflectogrammes distincts ont dû être enregistrés pour les faces d'entrée et de sortie de la fibre du fait d'une excursion trop importante pour être couverte par un seul réflectogramme. Ceci ne permet donc pas de garder une trace absolue de la position du miroir sur toute la longueur de la fibre testée (390mm).

Par conséquent la pente de la phase est donnée à une constante près, ce qui entraîne une mesure relative du temps de groupe. Nous verrons cependant ultérieurement que, dans le cas de guide plus petit, le temps de groupe est mesuré de manière absolue.

Le temps de groupe relatif obtenu est moyenné sur plusieurs acquisitions (ici 20) pour diminuer le niveau de bruit puis ajusté numériquement par une loi déterminée au préalable. La courbe noire de la figure 2.9 présente un ajustement numérique de la mesure du temps

de groupe.

Eu égard aux origines de la dispersion chromatique, deux approches sont possibles pour réaliser un ajustement du temps de groupe.

- Tout d’abord, nous savons qu’autour de la fréquence centrale, la phase peut être développée en série de Taylor au troisième ordre de sorte que :

$$\Phi(\omega) = \Phi_0 + \Phi_1\omega + \frac{\Phi_2\omega^2}{2} + \frac{\Phi_3\omega^3}{6} \quad (2.32)$$

De ce fait le temps de groupe peut être ajusté par une loi polynomiale du second ordre du type :

$$\tau_g(\omega) = \tau_0 + \Phi_1 + \Phi_2\omega + \frac{\Phi_3\omega^2}{2} \quad (2.33)$$

- Par ailleurs, nous avons vu que l’indice matériau peut être décrit par la loi de Sellmeier 1.2 présentée au chapitre 1. Basé sur cette équation, le temps de groupe peut alors être ajusté avec une loi du type :

$$\tau_g(\lambda) = A + B\lambda^2 + C\lambda^{-2} + D\lambda^4 + E\lambda^{-4} \quad (2.34)$$

La discrimination entre les deux méthodes d’ajustement s’opère au cas par cas suivant les origines de la dispersion attribuées au CST. En effet, nous avons vu lors de la section 1.1 du chapitre 1, que la dépendance de l’indice effectif à la longueur d’onde avait pour cause à la fois la dépendance en longueur d’onde des indices matériaux et la géométrie du guide. Ceci entraîne que la dispersion chromatique possède deux contributions essentielles et distinctes que sont :

- La dispersion guide liée à la structure d’indice du guide et à la répartition du champ dans ce guide.
- La dispersion matériau dont les origines sont intrinsèques au matériau.

La réalité est généralement une combinaison de ces deux contributions mais le design propre à chaque guide entraîne une prépondérance de l’une ou l’autre de ces dispersions. La loi utilisée pour ajuster le temps de groupe sera alors, dans le premier cas, une loi de type série de Taylor et, dans le second cas, une loi de type Sellmeier.

L’ajustement présenté sur la figure 2.9 correspond donc à une loi de Sellmeier à l’ordre 2 (noir). Même si, dans le cas présent, la différence n’est pas significative avec un ajustement polynomial, celle-ci peut être plus importante dans le cas d’une fibre au profil d’indice plus complexe. Ces ajustements sont particulièrement importants car ce sont eux qui sont

dérivés afin d'obtenir la dispersion chromatique de la fibre en fonction de la longueur d'onde.

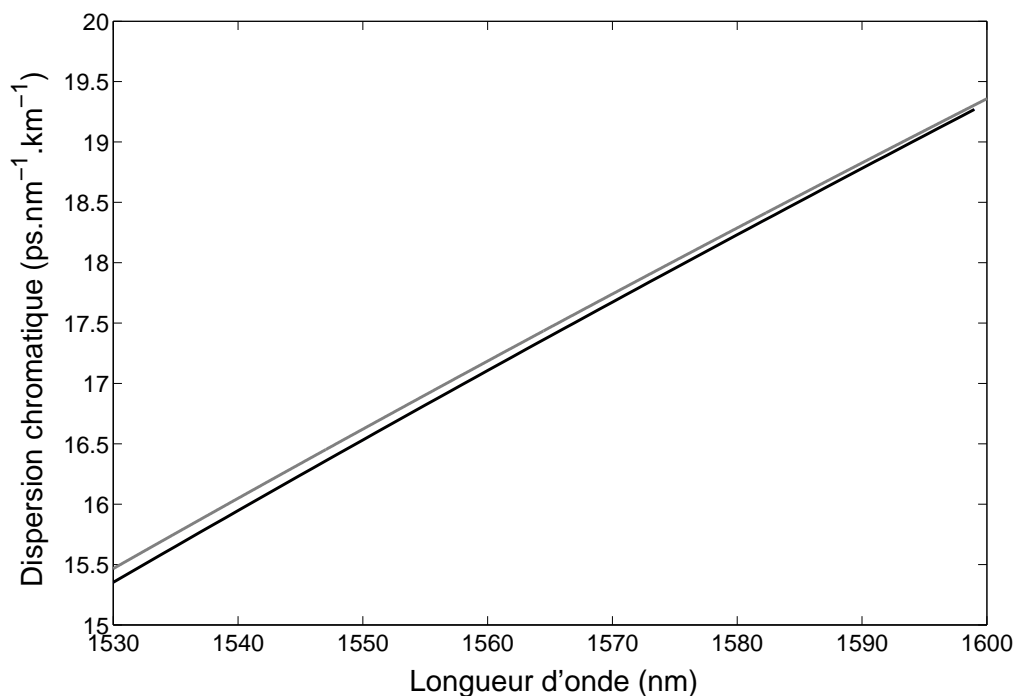


FIGURE 2.10 – Évolution de la dispersion chromatique en fonction de la longueur d'onde mesurée dans une fibre SMF28

Gris : Mesure OLCR ; Noir : Simulation

La figure 2.10 présente une comparaison des valeurs mesurées (en gris) et simulées (en noir) de la dispersion chromatique dans un fibre SMF28. La simulation a été réalisée à partir de la relation 2.27 où la valeur du coefficient S_0 à été fixée à $0.090 ps.nm^{-2}.km^{-1}$ et la valeur du coefficient λ_0 à $1320 nm$. La courbe de dispersion chromatique mesurée a été obtenue à partir d'une approximation du temps de groupe suivant une loi de Sellmeier.

Nous notons un très bon accord des valeurs de la dispersion simulées et mesurées avec un écart maximum $\leq 2\%$ sur l'ensemble de la bande C+L. Par ailleurs cette précision est valable tant au niveau de la valeur de la dispersion chromatique elle-même qu'au niveau de la pente de celle-ci.

2.3.5 Mesure de la biréfringence

A partir de l'acquisition de différents réflectogrammes, correspondant à un même guide mais pour différents états de polarisation à l'injection dans le guide, il est possible de déterminer sa biréfringence par la mesure OLCR. Comme nous allons le voir, deux approches

sont envisageables.

Dans un premier cas, la biréfringence peut être mesurée par l'écart spatial séparant, au sein du réflectogramme, les deux réflexions successives correspondant aux propagations suivant les deux axes propres de biréfringence. Cette méthode est tout de même limitée puisqu'il faut pouvoir discriminer suffisamment précisément les maxima des différentes réflexions. Par ailleurs, dès lors que les deux réflexions sont trop proches l'une de l'autre, elles deviennent impossible à discriminer à cause du recouvrement. Pour ces raisons, cette méthode convient mieux aux cas de biréfringence élevée dans lesquels aucune superposition de réflexion n'entrave la mesure et où l'erreur relative sur la position des maxima est négligeable devant la valeur de la biréfringence.

Une autre approche plus précise et applicable aux cas de réflexions superposées est celle qui consiste à exploiter les battements produits par ce recouvrement pour mesurer la biréfringence.

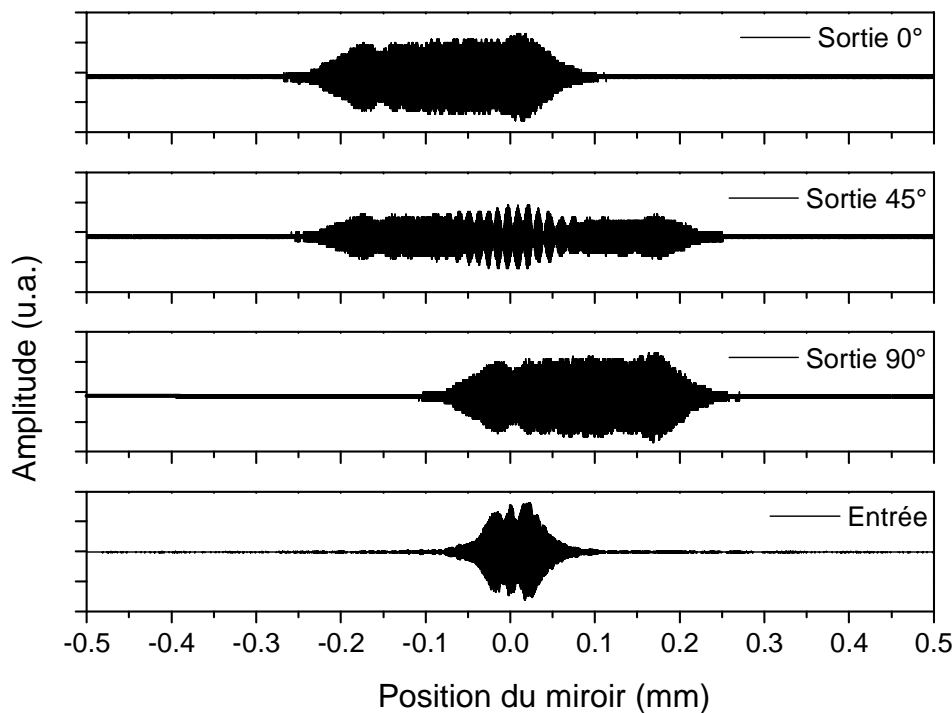


FIGURE 2.11 – Réflectogrammes enregistrés pour une fibre biréfringente en fonction de l'angle du polariseur d'entrée

Pour illustrer la première méthode de mesure, la figure 2.11 présente plusieurs réflectogrammes enregistrés pour une même fibre, fortement biréfringente, en fonction de l'orientation du polariseur d'entrée. Ici, puisque la biréfringence est élevée ($\simeq 4.10^{-4}$), les deux réflexions, correspondant aux deux états de polarisations orthogonaux, sont suffisamment

séparées pour que la biréfringence ait pu être mesurée à partir de l'écart spatial les séparant.

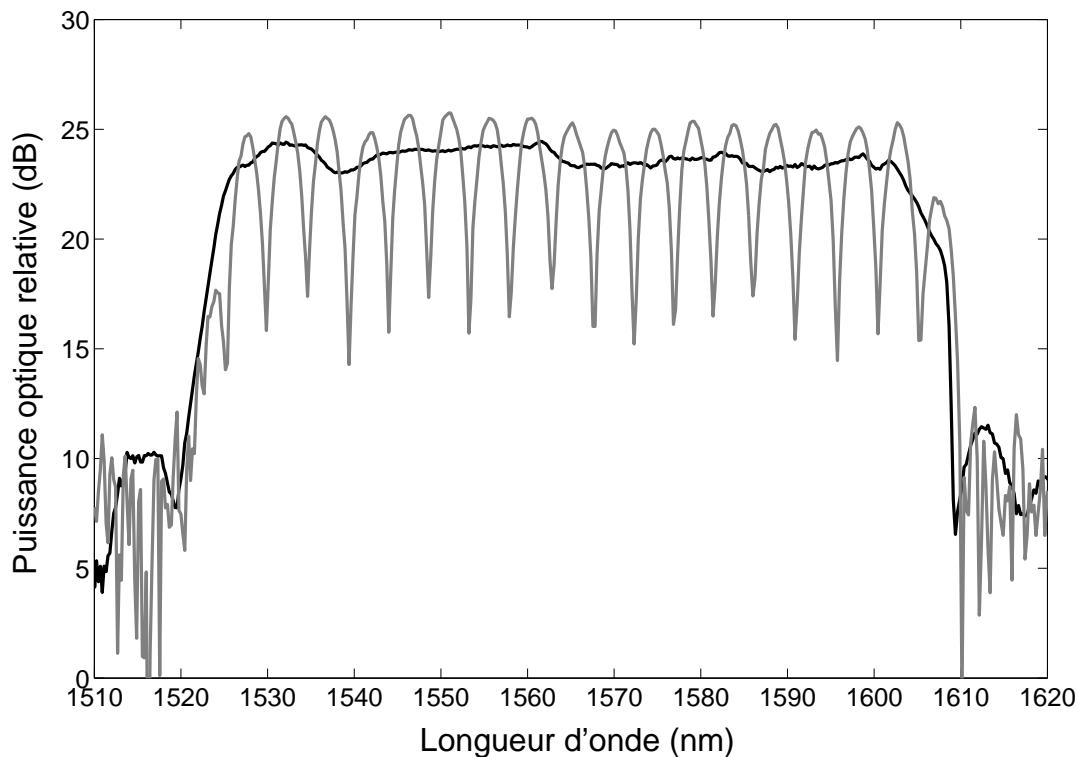


FIGURE 2.12 – Illustration des battements créés par la biréfringence dans le domaine spectral pour la mesure OLCR d'une fibre biréfringente
Noir : polariseur orienté à 0 degré ; Gris : polariseur orienté à 45 degrés

Dans le cas de la seconde approche, la figure 2.12 présente les battements générés par la biréfringence dans le domaine spectral. Nous avons établi, de façon arbitraire, comme 0° et 90° , les deux axes propres de biréfringence de la fibre en plaçant le polariseur, situé en entrée du guide, de façon à minimiser (éteindre) les battements. La mesure de biréfringence est ensuite réalisée pour une orientation à 45° de ce même polariseur de sorte que les battements soient maximisés (précisons que ce cas est équivalent à celui dans lequel aucun polariseur n'est inséré dans le dispositif). La figure présente les résultats obtenus pour une mesure réalisée suivant les orientations à 0° (en noir) et à 45° (en gris) du polariseur d'entrée. Ainsi nous pouvons observer l'absence totale de battement pour l'orientation à 0° du polariseur alors que ceux ci sont maximums dans le cas de l'orientation à 45° . Les niveaux absolus de deux spectres ont été ajustés empiriquement de manière à mieux pouvoir les comparer.

En connaissant la période du battement dans le domaine spectral et en utilisant l'équa-

tion 1.17, nous pouvons déterminer directement la biréfringence de groupe du CST comme étant :

$$B_g = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda 2L} \quad (2.35)$$

où L est la longueur du CST. Dans le cas présenté sur la figure 2.12, $\Delta\lambda$ est mesuré comme étant l'intervalle entre deux minima dans le spectre gris. La valeur de biréfringence obtenue est alors d'environ 3.10^{-3} .

Aucune limite réelle n'existe pour la détermination de la biréfringence en ce qui concerne les valeurs maximales puisque, comme nous la vu sur la figure 2.11, la mesure peut reposer, dans ce cas, sur l'écart spatial entre les deux modes de polarisation dans le réflectogramme. Or l'écart mesurable dans la pratique va bien au delà des valeurs de biréfringence réalisable dans un guide.

En revanche la valeur minimale de biréfringence mesurable est limitée par la période de battement mesurable la plus importante et, par conséquent, par la largeur spectrale de la source utilisée. Donc, considérant cette période à 40 nm (soit la demi largeur de la source) dans notre cas, la biréfringence minimum mesurable par ce dispositif expérimental est limitée à :

$$B_{min} \simeq 5.10^{-5} \quad (2.36)$$

2.3.6 Sensibilité du dispositif expérimental

La carte d'acquisition échantillonnée sur 12 bits permet une dynamique théorique sur la mesure de réflectivité en intensité d'environ 72 dB ¹. Le signal délivré par la détection équilibré est compris entre -0.5 et $+0.5$ Volt crête au plus petit calibre de la carte et -10 et $+10$ au plus grand calibre de la carte.

Le niveau de bruit dans l'acquisition du signal de mesure, d'origine multiple (bruit optique de la source, bruit électrique de la détection équilibrée, bruit de phase sur l'acquisition de l'horloge,...), se situe autour de ± 0.001 Volt. La dynamique de mesure réelle du dispositif est donc d'environ 60 dB .

Au delà de la dynamique de mesure, les parties qui suivent ont pour objectif d'établir les sensibilités de mesure en terme d'intensité comme en terme de précision sur la dispersion mesurée.

1. 12 bits signifie un échantillonnage sur $2^{12} = 4096$ valeurs lors de l'enregistrement du réflectogramme en amplitude. Il faut ensuite considérer $20 \log(4096) = 72.2472$ pour déterminer la dynamique théorique du système sur la mesure de réflectivité en intensité.

Sensibilité en intensité

Afin d'établir plus précisément les critères de sensibilité du banc de mesure nous avons comparé des mesures réalisées pour deux éléments réfléchissants connus que sont les connecteurs FC/PC et FC/APC. L'objectif est donc d'aider à mieux quantifier le niveau minimum de signal réfléchi détectable et, par ailleurs, de déterminer l'impact de ce niveau sur la précision de la mesure.

La différence entre les deux connecteurs vient de l'angle appliqué au clivage. En effet, la réflexion de Fresnel sur le connecteur peut être plus ou moins réinjectée dans la fibre suivant l'angle de la face réfléchissante du connecteur. Les connecteurs FC/PC sont clivés droit avec un niveau de réflexion de $-14dB$ alors que les connecteurs FC/APC, dont l'angle de clivage est de 8° , sont conçus pour minimiser le signal rétro-guidé avec un niveau de signal retour $\leq -60dB$.

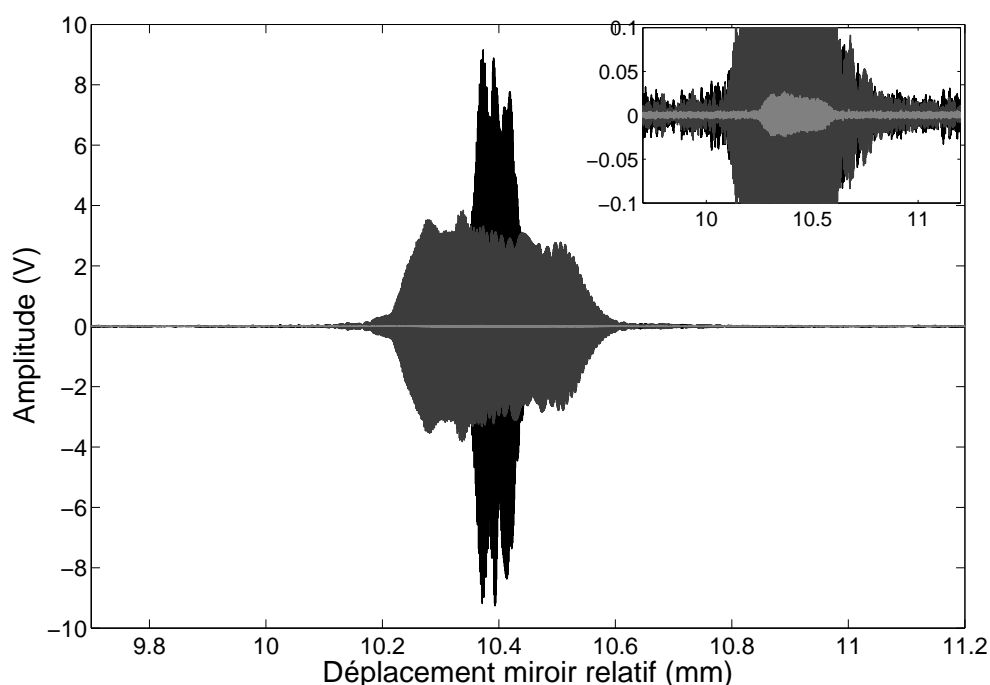


FIGURE 2.13 – Réflectogrammes enregistrés à l'OLCR pour des réflexions sur des connecteurs FC/PC et FC/APC à l'extrémité d'une fibre SMF
 Noir : sortie PC de la fibre amorcée ; Gris foncé : sortie PC de la fibre sous test ; Gris clair : sortie APC de la fibre sous test

La figure 2.13 présente une comparaison de réflectogrammes obtenus à l'OLCR pour différentes réflexions sur des connecteurs FC/PC et FC/APC à l'extrémité de fibres SMF. En noir, nous observons la réflexion sur le connecteur FC/PC de la fibre amorcée. En gris foncé, nous observons la réflexion sur le connecteur FC/PC d'une fibre SMF testée. Pour

finir, en gris clair, nous observons la réflexion sur le connecteur FC/APC d'une autre fibre SMF testée. Les deux fibres testées ont exactement la même longueur (210cm) et la même dispersion ($17\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$), ce qui signifie que les différences d'amplitude dans les réflectogrammes sont uniquement dues au niveau de réflexion sur le connecteur. La différence entre les réflectogrammes noir et gris foncé est, quant à elle, uniquement liée à l'étalement spatial généré par la dispersion de la fibre.

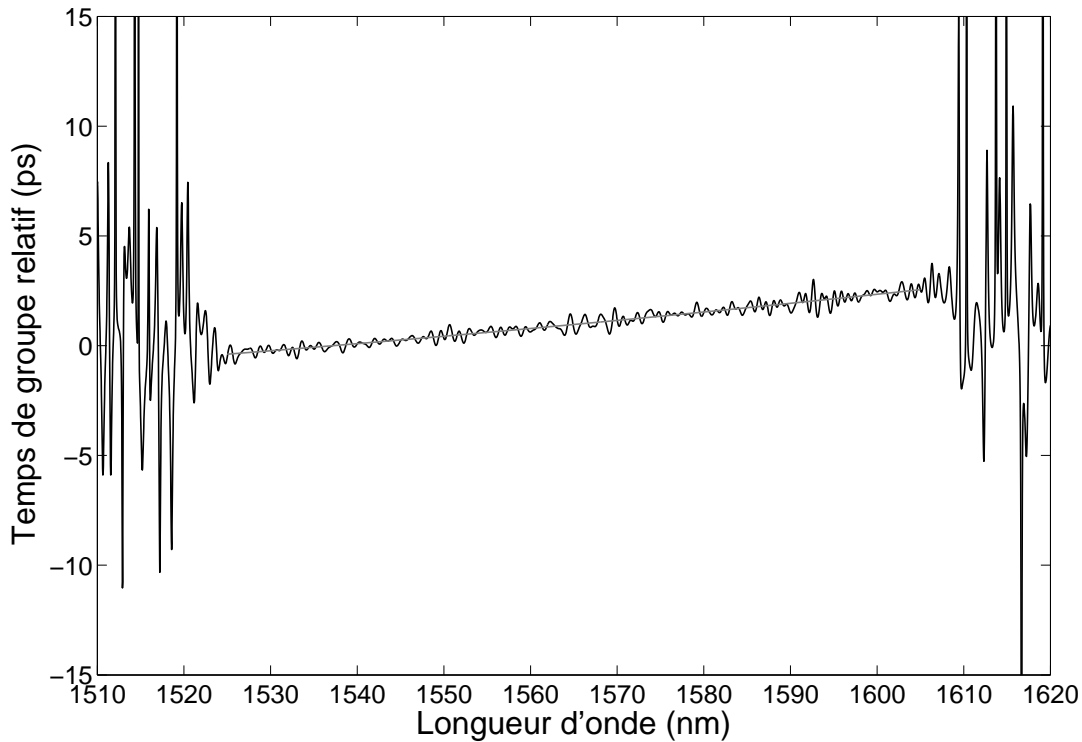


FIGURE 2.14 – Temps de groupe relatif mesuré à l'OLCR à partir de la réflexion sur un connecteur FC/APC (réflexion $< -60\text{dB}$)
Noir : mesure OLCR ; Gris : ajustement numérique

Bien qu'étant faiblement au dessus du niveau de bruit, le signal correspondant au connecteur FC/APC (gris clair) apparaît clairement dans l'encart qui présente un zoom sur le réflectogramme. Il nous permet, de plus, de mesurer avec une bonne précision la dispersion de cette fibre sur l'ensemble de la bande C+L. La figure 2.14 nous présente d'ailleurs le temps de groupe relatif mesuré pour la fibre SMF à partir de la réflexion sur un connecteur FC/APC (en noir) et l'ajustement numérique, réalisé sur cette mesure (en gris), à partir duquel la dispersion a pu être obtenue. Nous observons donc un évolution du temps de groupe d'environ 3 ps sur la bande spectrale de la source.

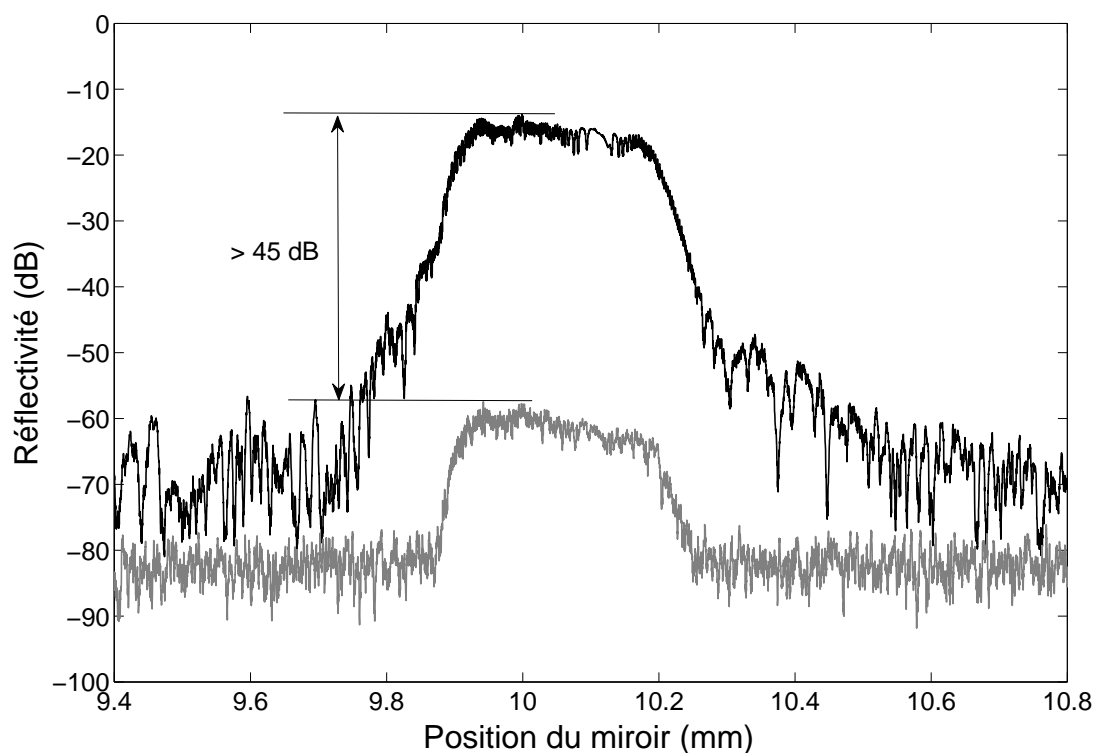


FIGURE 2.15 – Réflectogrammes en dB obtenus pour des réflexions sur des connecteurs FC/PC et FC/APC
Noir : connecteur FC/PC ; Gris : connecteur FC/APC

La figure 2.15 présente, à nouveau, la comparaison entre deux réflectogrammes obtenus pour les deux types de connecteurs (FC/PC et FC/APC) mais, cette fois, en puissance optique. Sachant que la puissance optique à la sortie de la fibre (dans les deux cas) a été mesurée à 0 dBm , nous avons pu constater la capacité de la méthode à détecter un signal de réflexion d'intensité absolue de l'ordre de -60 dBm . Par ailleurs, l'écart attendu d'environ 45 dB entre les niveaux de réflexion sur les deux types de connecteurs apparaît clairement lors de cette mesure.

Sensibilité de la mesure de dispersion

Nous avons calibré la mesure de dispersion par le dispositif OLCR par l'intermédiaire d'une caractérisation de fibre SMF28. Les résultats ont démontré une très bonne concordance des valeurs théoriques et expérimentales. Il peut être utile néanmoins d'établir une limite de la valeur de dispersion chromatique pouvant être mesurée. En pratique, nous pourrions plutôt déterminer la précision relative de la mesure en fonction du niveau de dispersion cumulée.

Pour cela nous avons donc réalisé une série de mesures impliquant des tronçons de fibre SMF28 de différentes tailles. Chacun de ces tronçons a été testé plusieurs fois pour pouvoir établir une moyenne de la valeur de dispersion cumulée de la fibre ainsi qu'un écart sur cette moyenne qui servira à fixer la précision de la mesure.

Rappelons que nous appelons la dispersion cumulée la valeur de dispersion propre au CST et non normalisée par rapport à la distance. Celle-ci est donc exprimée en $ps.nm^{-1}$ alors que la dispersion chromatique est classiquement exprimée en $ps.nm^{-1}.km^{-1}$.

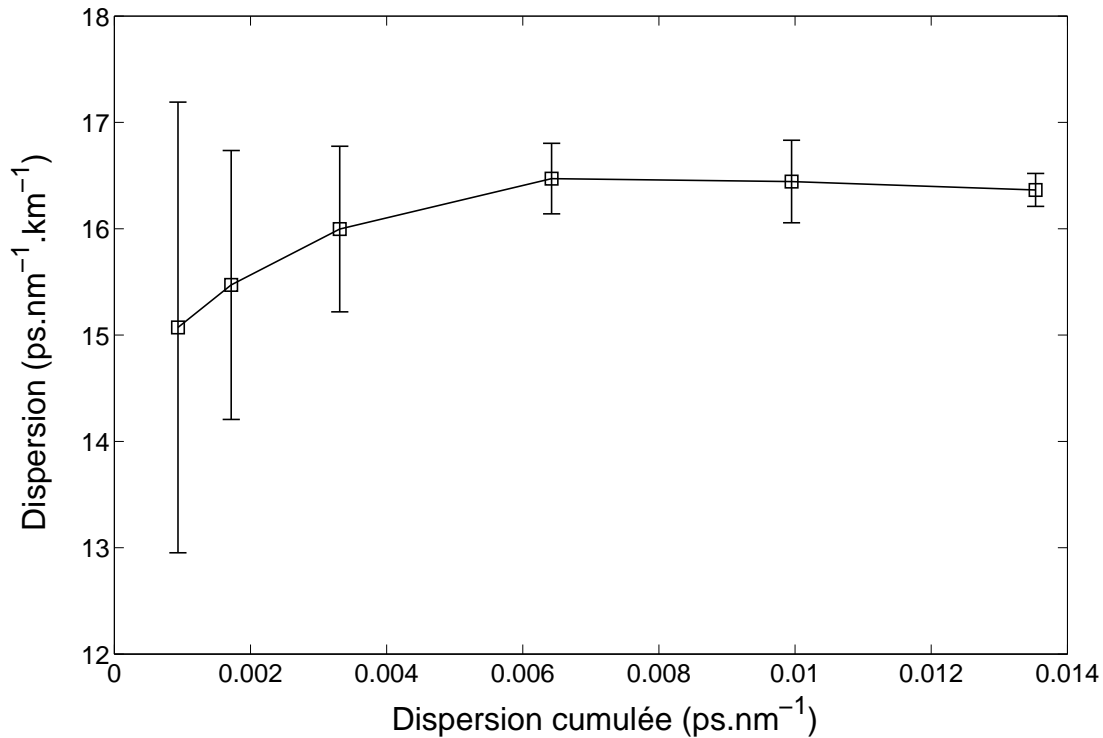


FIGURE 2.16 – Précision sur la mesure OLCR de dispersion en fonction de la dispersion cumulée du CST

La figure 2.16 présente une évolution de la précision sur la mesure de dispersion en fonction du niveau de dispersion cumulée. Nous pouvons donc constater qu'au delà de $\simeq 0.05ps.nm^{-1}$, la valeur de dispersion chromatique est donnée avec une erreur $\leq 1.5\%$. Ceci détermine donc le seuil de sensibilité de la mesure de dispersion.

Conclusion

Nous avons montré au cours de ce chapitre, tout d'abord, sur quel principe théorique est basé la réflectométrie optique à faible cohérence. Ensuite, nous avons expliqué comment ce principe est appliqué avec notre dispositif expérimental, à la mesure de propriétés

physiques de composants optiques. Enfin, nous avons présenté les capacités spécifiques et les limites inhérentes à ce dispositif.

La rapidité des acquisitions (quelques secondes), la diversité des paramètres pouvant être caractérisés (biréfringence, dispersion, pertes...), la très bonne résolution spatiale (environ $100 \mu m$), la dynamique (environ $60 dB$) et la grande précision des mesures en terme de biréfringence ($B_{min} \simeq 5.10^{-5}$) ou en terme de dispersion ($0.05 ps.nm^{-1}$) nous ont permis, comme nous allons le voir lors des chapitres suivants, de caractériser de nombreux composants optiques et d'apporter une aide essentielle à la compréhension des phénomènes physiques liés à leur fonctionnement.

Chapitre 3

Étude de fibres optiques spéciales

Nous présentons, au cours de ce chapitre, un ensemble de résultats obtenus pour des mesures effectuées sur des fibres optiques. Qu'il s'agisse de fibres dopées Erbium, de fibres micro-structurées ou encore de fibres légèrement multimodes nous verrons comment la méthode OLCR permet une analyse en profondeur de certaines de leurs propriétés fondamentales.

La mesure de l'évolution de l'indice et de la dispersion, dans une fibre dopée Erbium, en fonction de l'intensité du signal de pompe est décrite lors de la première section. Il s'agit de montrer comment l'OLCR permet une approche et une caractérisation simple et complète des effets liés à la relation de Kramers-Kronig entre ces différents paramètres.

Nous présentons ensuite la mesure de l'évolution spatiale (longitudinale) des paramètres d'une fibre micro-structurée. L'aptitude de la technique OLCR à mesurer des tronçons de fibre optique très courts est ici primordiale. Elle permet une étude de l'impact du processus de fabrication de la fibre sur ses propriétés optiques.

Enfin, c'est l'analyse complète des propriétés de dispersion de l'ensemble des modes de fibres légèrement multimodes qui sera présentée. Ces fibres, principalement conçues pour des applications de gestion de la dispersion, guident quelques modes (typiquement entre 2 et 5) dont les valeurs d'indices de groupes et de dispersions couvrent une très large étendue. L'OLCR apparaît alors comme une méthode simple, rapide et exhaustive pour ce type de caractérisation.

3.1 Lien indice/amplification dans une fibre dopée Erbium

Depuis la fin des années 1980 [45, 46], les fibres dopées aux ions Erbium (Er^{3+}) ont apporté une contribution décisive au développement des réseaux de télécommunications optiques. En effet, leur capacité à amplifier fortement le signal, et particulièrement dans une partie du domaine spectral des télécommunications optiques (autour de 1550 nm), a permis une extension considérable de la portée de ces réseaux.

Par la suite, leur champ d'application s'est grandement élargi et elles sont aujourd'hui utilisées pour de nombreuses autres applications. Par exemple, la conception de d'interrupteurs optiques non linéaires [47] ou encore, la fabrication de lasers [48].

3.1.1 Principes théoriques

Contexte de l'étude

Il est connu que les caractéristiques des niveaux d'énergie des ions terres rares (Erbium, Ytterbium...) en font de très bons candidats à l'amplification et, notamment, dans le domaine spectral des télécommunications optiques.

Les propriétés des fibres dopées Erbium sont dues à l'exploitation des différentes transitions entre les niveaux d'énergie de l'ion Er^{3+} . En effet, dans un modèle théorique qui permet de décrire l'amplification Erbium, et qui correspond à la majorité des configurations utilisant le dopage Erbium [49] ces transitions peuvent être présentées comme sur la figure 3.1.

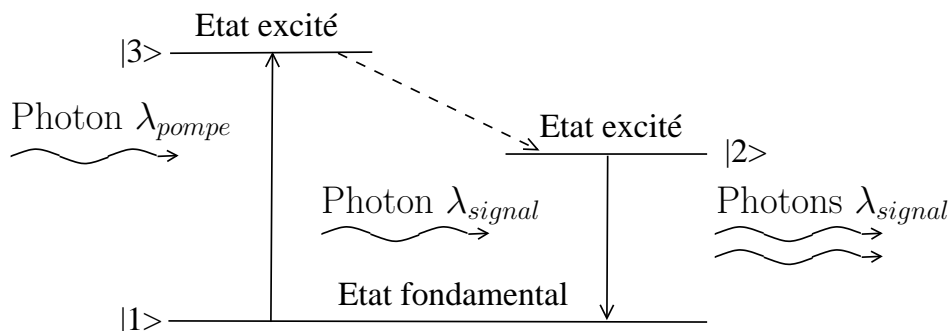


FIGURE 3.1 – Diagramme simplifié à 3 niveaux des transitions entre niveaux d'énergie dans l'ion Erbium

Le signal et la pompe sont tous les deux introduits dans le milieu amplificateur. L'énergie de la pompe est absorbée par la transition de l'électron du niveau fondamental $|1\rangle$ vers le niveau excité $|3\rangle$ où l'énergie, pour passer d'un niveau à l'autre, est liée à la longueur d'onde de la pompe par la quantification $E = h\nu_{pompe}$. Il se produit ensuite une désexcitation non radiative (phonons ou autre) du niveau d'énergie excité $|3\rangle$ vers le niveau d'énergie métastable $|2\rangle$. Enfin, l'électron retourne à l'état fondamental en perdant

de l'énergie via l'émission d'un photon dont la longueur d'onde correspond, cette fois, à celle du signal. Le signal est donc amplifié puisqu'il y a transfert de l'énergie de la pompe vers celle du signal.

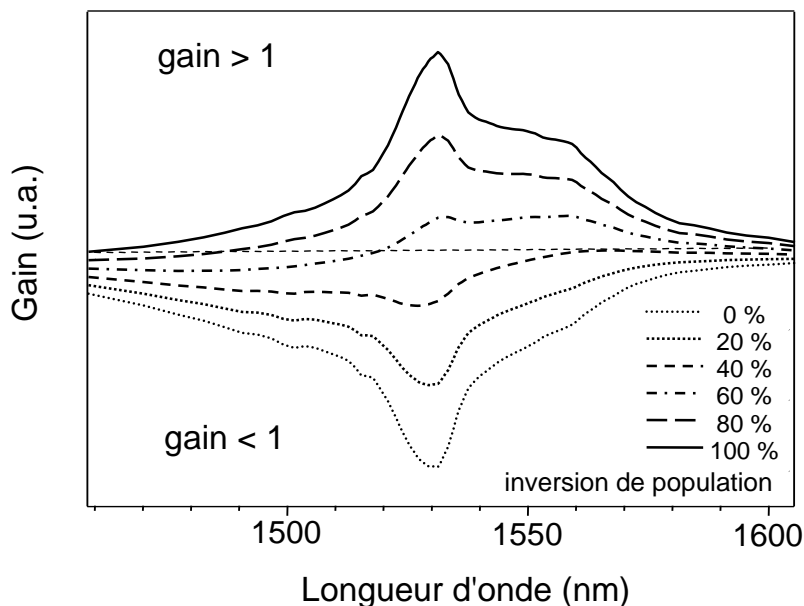


FIGURE 3.2 – Gain en fonction de la longueur d'onde pour différentes fractions d'inversion de population

Usuellement, l'évolution du gain dans une fibre dopée Erbium est décrite par la relation :

$$G = \sigma_e N_2 - \sigma_a N_1 \quad (3.1)$$

où N_2 et N_1 représentent les taux de population pour les niveaux d'énergie 1 et 2 et σ_e et σ_a les sections efficaces d'émission et d'absorption. Ces deux dernières grandeurs décrivent la probabilité d'émission ou d'absorption d'un photon par le milieu alors que N_2 et N_1 décrivent la quantité d'électrons dans l'un ou l'autre des niveaux d'énergie.

La figure 3.2 présente la forme type du gain dans une fibre dopée Erbium en fonction de la fraction d'inversion de population, c'est à dire, de la répartition des ions par état d'énergie. Évidemment, il ne s'agit pas de gain mais d'absorption en dessous du seuil de niveau de pompe à partir duquel la fibre commence vraiment à amplifier le signal. Par ailleurs, la forme de ce gain dépend fortement de l'inversion de population donc du niveau de pompe. Plus uniforme, pour les inversions de population les plus faibles (50%), il devient beaucoup plus important, autour de la longueur d'onde de 1530 nm, pour les inversions de population les plus fortes (autour de 100%).

L'une des particularités de cette capacité à amplifier est le lien entre l'amplification et l'indice du milieu par l'intermédiaire de la susceptibilité atomique [49]. Nous verrons comment la relation de Kramers-Kronig 3.10 relie les deux de manière significative.

Si, dans la majorité des cas des réseaux de transmission optique, cette propriété est sans impact sur les performances, elle est d'importance dans certaines applications à forte puissance (LIDAR...) où cet effet ne peut être négligé comme le montreront les mesures.

Pour les raisons précédentes, le lien entre l'indice de réfraction et le gain [50, 51, 52, 53] ou encore celui entre la puissance du signal et l'indice de réfraction [54] ont déjà été le fruit d'investigations théoriques et expérimentales par le passé. Cependant, à l'exception de [55], aucune de ces études ne repose sur une méthode interférométrique. L'objet de ce travail est donc de démontrer l'aptitude de la réflectométrie faiblement cohérente à analyser en profondeur et simultanément les effets du pompage sur le gain et l'indice de la fibre. Par une simple acquisition, nous montrerons ces évolutions ainsi que celle de la dispersion chromatique de la fibre en fonction de la puissance de pompe donc, de l'inversion de population.

Susceptibilité imaginaire et réelle

Pour comprendre le lien entre gain et indice dans une fibre dopée Erbium, il faut d'abord décrire la réponse d'un milieu diélectrique à un champ électromagnétique [56]. Usuellement, nous utilisons le modèle de Lorentz qui décrit la réponse de l'électron au champ sous la forme d'un oscillateur. Le mouvement de l'électron, pour lequel nous pouvons faire une analogie avec un système masse-ressort soumis à une excitation, est alors donné par :

$$m_e \frac{d^2x}{dt^2} + m_e \Gamma \frac{dx}{dt} + kx = e E(t) \quad (3.2)$$

où m_e est la masse de l'électron, Γ est le coefficient d'amortissement, kx est la force de rappel, assimilable à celle d'un ressort, e la charge de l'électron et $E(t)$ le champ électromagnétique.

La solution de l'équation 3.2 s'écrit :

$$x(t) = \frac{e}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} E(t) \quad (3.3)$$

où $\omega_0 = \sqrt{k/m_e}$ est la pulsation à la résonance.

Par ailleurs, la polarisation macroscopique, traduisant la réponse du milieu, s'écrit :

$$P(t) = \rho e x(t) \quad (3.4)$$

où ρ est la densité atomique.

Mais P s'écrit aussi :

$$P(t) = \epsilon E(t) = \epsilon_0 n^2 E(t) = \epsilon_0 [1 + \chi(\omega)] E(t) \quad (3.5)$$

Le point important est que l'ensemble des équations précédentes permet de définir l'indice de réfraction complexe n , la susceptibilité électrique du milieu χ mais aussi, comme nous allons le voir, d'établir le lien entre les deux ainsi que le lien entre partie imaginaire et réelle de chacun d'entre eux.

En effet, l'indice complexe peut s'écrire :

$$n^2(\omega) = 1 + \chi(\omega) \quad (3.6)$$

La relation précédente est valable dans le cas d'un milieu passif comme c'est le cas d'une fibre en silice classique. Elle est d'ailleurs à l'origine de la loi de Sellmeier décrivant cet indice [57].

A cela, il faut ajouter, dans le cas du milieu dopé Erbium, le fait que cette susceptibilité est complexe et s'écrit :

$$\chi = \chi' - i\chi'' \quad (3.7)$$

C'est ce fait qui conditionne le lien entre effet d'amplification et variation de l'indice effectif dans une fibre dopée Erbium.

En effet, il a été montré [56] que la variation d'indice effectif induite par le gain pouvait être reliée à la partie réelle de la susceptibilité par la relation :

$$\delta n(\omega) = \Gamma_s \frac{1}{2nL} \int_0^L \chi'(\omega, z) dz \quad (3.8)$$

où Γ_s est le facteur de recouvrement du mode de propagation avec le cœur dopé de la fibre et L la longueur de la fibre.

Le gain en puissance est, quant à lui, relié à la partie imaginaire de cette même susceptibilité par la relation :

$$G(\omega) = \exp\left[-\Gamma_s \frac{\omega}{nc} \int_0^L \chi''(\omega, z) dz\right] \quad (3.9)$$

Finalement, c'est l'une des propriétés de la transformée de Hilbert qui lie les parties imaginaire et réelle de la susceptibilité. Il s'agit de la relation de Kramers-Kronig dont le rôle est primordial dans l'étude que nous présentons. Celle-ci s'exprime sous la forme :

$$\chi'(\omega) = \frac{1}{\pi} P.V. \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\chi''(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' \quad (3.10)$$

où $P.V.$ dénote la valeur de Cauchy principale de l'intégrale.

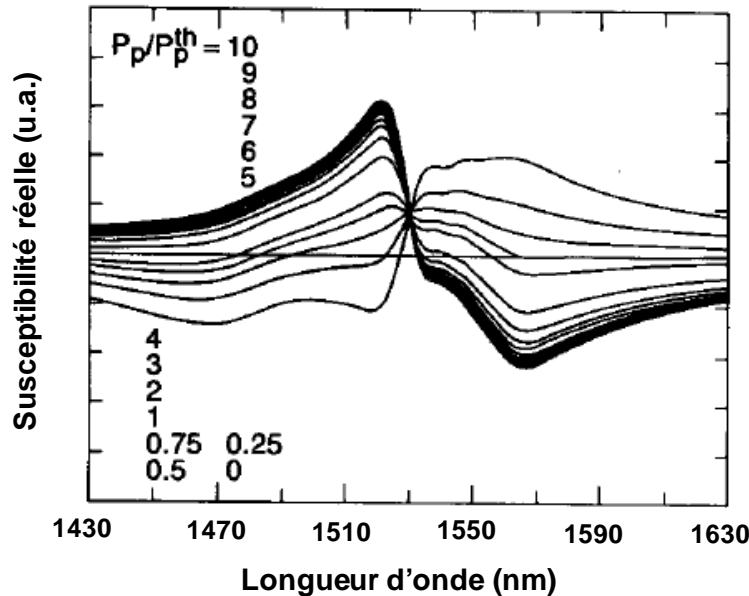


FIGURE 3.3 – Susceptibilité réelle en fonction de la longueur d'onde pour différentes puissance de pompe (Puissance de pompe/Puissance de pompe seuil) [49]

La figure 3.3 présente l'évolution théorique de la susceptibilité réelle en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs puissances de pompe (normalisées par rapport à une puissance seuil). Nous verrons que cette figure est tout à fait similaire à l'évolution théorique de l'indice effectif avec la puissance de pompe.

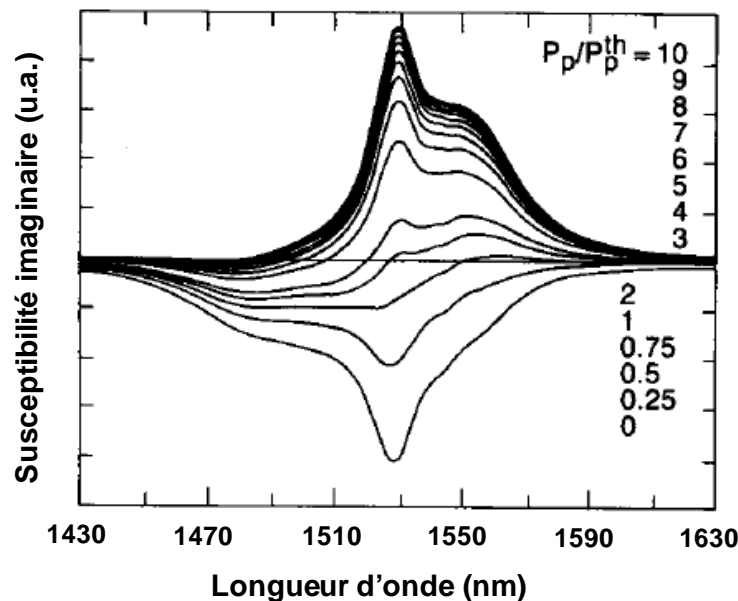


FIGURE 3.4 – Susceptibilité imaginaire en fonction de la longueur d’onde pour différentes puissances de pompe (Puissance de pompe/Puissance de pompe seuil) [49]

La figure 3.4 présente, quant à elle, l’évolution théorique de la susceptibilité imaginaire en fonction de la longueur d’onde pour plusieurs puissances de pompe. Nous pouvons constater la similarité (à un facteur près) entre cette figure et la figure 3.2 décrivant l’évolution du gain en fonction de la longueur d’onde dans une fibre dopée Erbium.

Finalement ce sont donc le gain et l’indice effectif qui sont directement reliés par la transformée de Hilbert. La variation du niveau de pompe induira une variation du gain qui elle même induira une variation de l’indice effectif donc de l’indice de groupe et de la dispersion chromatique de la fibre.

3.1.2 Mesures

Nous avons caractérisé une fibre dopée Erbium, du constructeur Coractive® (référéncée Er-25-05-01), de 573 *mm* de long, dont l’absorption théorique au cœur, donnée à la longueur d’onde de 1529 *nm*, est de 27.5 *dB/m*. Il est essentiel, pour des valeurs d’absorption aussi importantes, de pouvoir effectuer des mesures sur des tronçons de fibres très courts. De ce point de vue, l’OLCR se montre adaptée à la caractérisation de ces fibres aussi bien en régime passif qu’en régime actif.

La mesure a été réalisée avec le dispositif présenté sur la figure 2.1 auquel nous avons ajouté un multiplexeur 980*nm*/1550*nm* pour injecter simultanément la pompe et le signal dans la fibre sous test. La fibre est donc pompée de manière co-propagative par une pompe

centrée autour de la longueur d'onde de 980 nm et dont la puissance varie entre 0 mW et 80 mW .

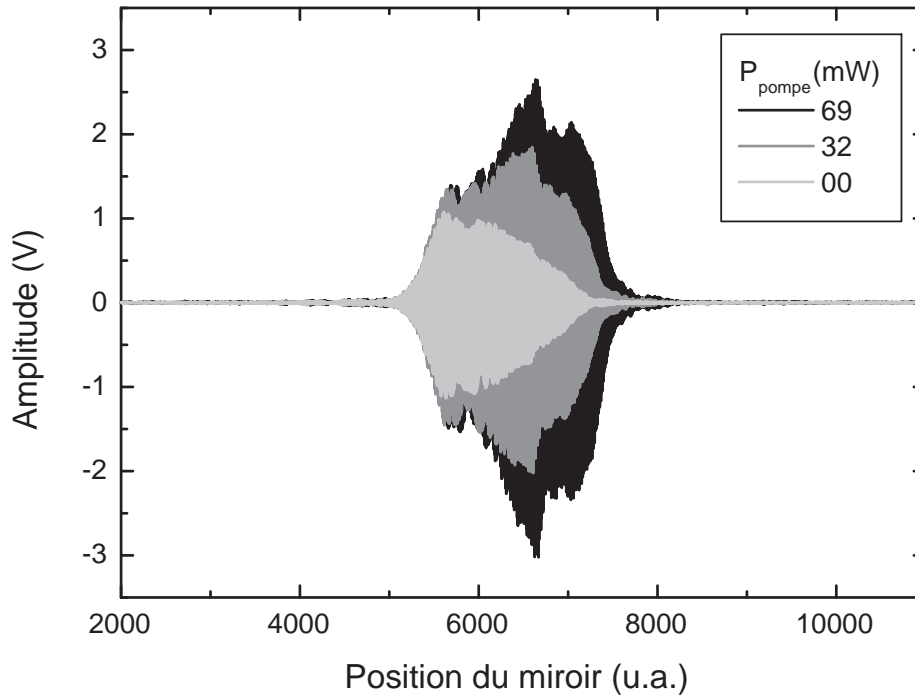


FIGURE 3.5 – Réflectogrammes de la face de sortie de la fibre dopée Erbium en fonction de la puissance de pompe

La figure 3.5 présente l'impact de l'amplification/absorption en fonction de la puissance de pompe sur les réflectogrammes mesurés sur la face de sortie de la fibre. Trois puissances de pompe sont représentées avec 0 mW en gris clair, 32 mW en gris et 69 mW en noir. Celles-ci nous permettent de constater l'impact plus grand de l'amplification sur certaines longueurs d'onde. En effet, les longueurs d'onde sont séparées dans le réflectogramme du fait de la dispersion non nulle de la fibre. Il apparaît clairement que la partie droite du réflectogramme (correspondant aux basses longueurs d'onde) est nettement plus amplifiée. Nous notons une valeur mesurée de l'amplitude allant de $\pm 0,5 \text{ V}$ à $\pm 2,5 \text{ V}$ pour les valeurs de puissance de pompe de 0 mW et 69 mW au maximum de variation du signal. Cette partie du signal réfléchi passe d'une forte absorption à une forte amplification. A l'inverse, la partie gauche (correspondant aux hautes longueurs d'onde) ne subit pratiquement aucune variation en fonction du niveau de pompe.

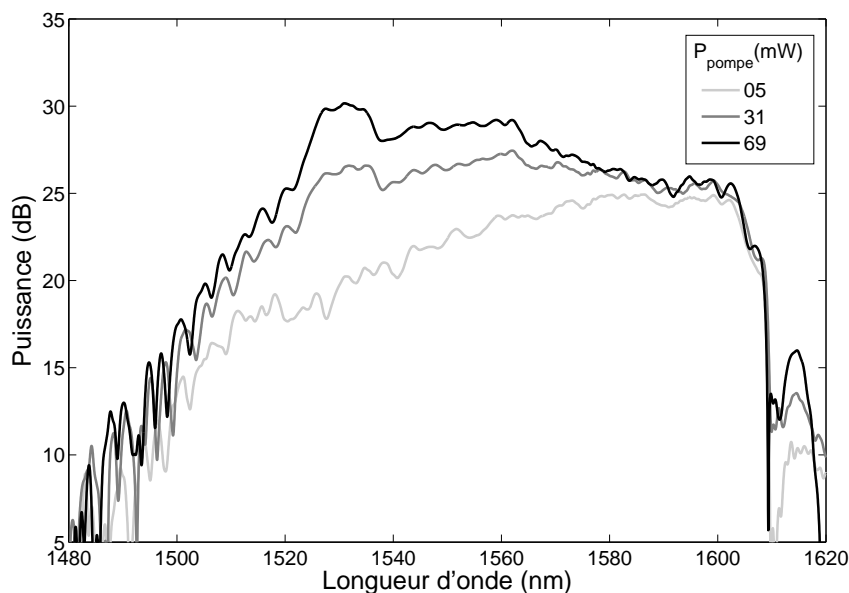


FIGURE 3.6 – Spectres obtenus par TF des réflectogrammes de la face de sortie de la fibre dopée Erbium en fonction de la puissance de pompe

La figure 3.6 présente l'impact de l'amplification/absorption en fonction de la puissance de pompe sur le module de la transformée de Fourier des réflectogrammes. Rappelons que ce module correspond à la densité spectrale de puissance de la source multipliée par le module de la réflectivité complexe de la fibre. Comme dans le cas de la figure 3.5, les spectres sont présentés pour trois puissances de pompe différentes avec 0 mW en gris clair, 32 mW en gris et 69 mW en noir. Cette figure confirme l'explication de la figure précédente suivant laquelle l'absorption/amplification est beaucoup plus importante aux basses longueurs d'onde. En effet, à la longueur d'onde de 1530 nm , la puissance réfléchie subit une variation d'environ 13 dB pour une puissance de pompe allant de 05 mW à 69 mW . A l'inverse, à la longueur d'onde de 1590 nm la variation maximale est pratiquement nulle. Notons que, pour certaines des courbes présentées ici, une "surmodulation" apparaît sur la courbe du fait de la formation d'une cavité Pérot-Fabry entre la face de sortie de la fibre d'injection et la face d'entrée de la fibre sous test. En effet, avec un espacement d'environ $500\text{ }\mu\text{m}$ entre les deux fibres, l'intervalle spectrale libre de cette cavité est de quelque nm , ce qui correspond à la "surmodulation" observée.

Finalement ce module permet une comparaison directe des absorptions/amplifications. En effet, bien que les pertes liées à l'injection ne soient pas déterminées exactement, celles-ci sont identiques pour chaque mesure et n'apparaissent pas dans la comparaison. Par ailleurs, le niveau de réflexion de Fresnel, d'environ -14 dB , n'intervient pas non plus dans le gain mesuré en fonction de la puissance de pompe puisque il est, là encore, le même pour chaque mesure.

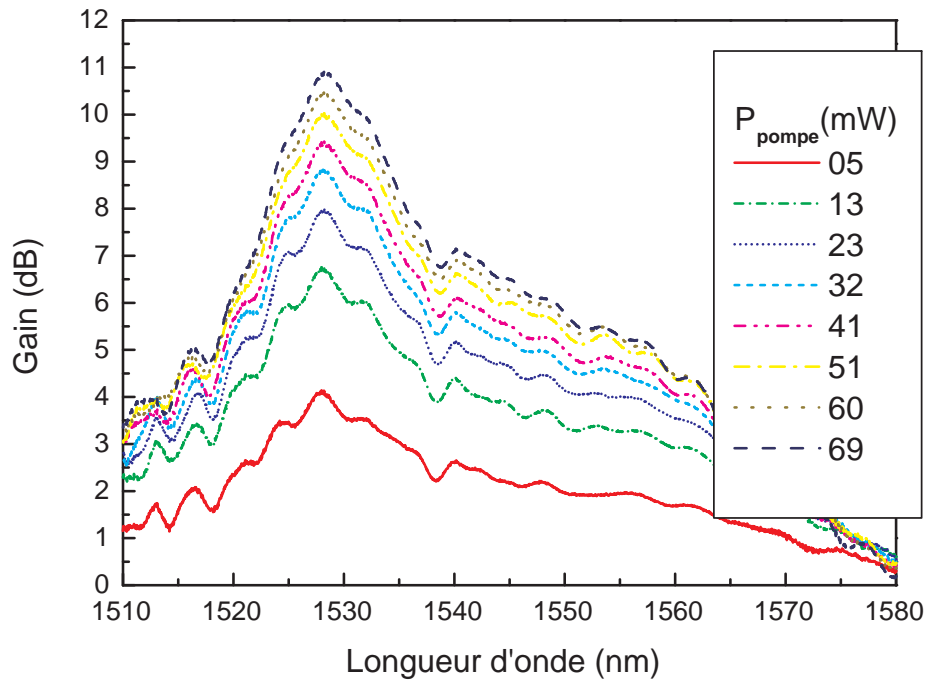


FIGURE 3.7 – Gains mesurés dans le fibre dopée Erbium en fonction de la longueur d'onde pour différentes puissances de pompe

La figure 3.7 présente le gain en dB en fonction de la longueur d'onde pour différentes puissances de pompe, c'est à dire, la différence entre le module de la transformée de Fourier du réflectogramme pour une puissance de pompe nulle (cf figure 3.6) et ce même module pour la puissance de pompe indiquée. Tous les gains présentés ont été rapportés au signal mesuré sans pompe ce qui explique un gain exclusivement positif sur la figure. Nous retrouvons une forme d'évolution mesurée similaire à celle de l'évolution théorique 3.2 avec un maximum d'amplification à la longueur d'onde de 1530 nm. A cette longueur d'onde, le gain évolue d'environ 8 dB pour une différence de puissance de pompe de 60 dB.

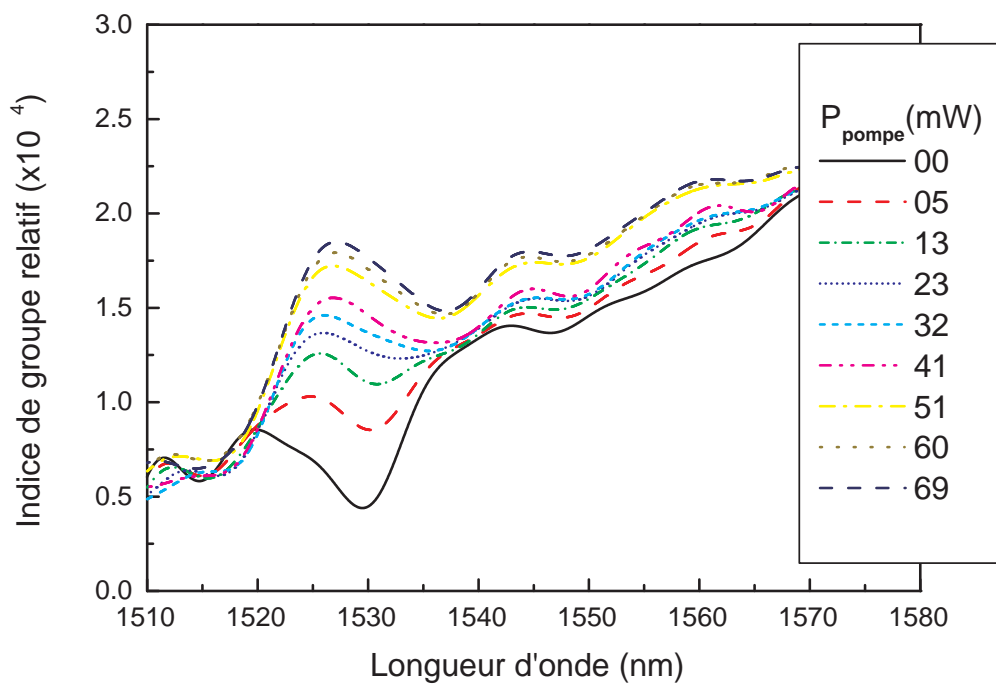


FIGURE 3.8 – Indices de groupes relatifs mesurés en fonction de la puissance de pompe

La figure 3.8 présente, quant à elle, l'évolution de l'indice de groupe avec la puissance de pompe. Nous notons une évolution de l'indice de groupe d'environ $1,8 \cdot 10^{-4}$ à la longueur d'onde d'amplification maximale, c'est à dire, autour de 1530 nm . Ceci implique une variation du temps de groupe, pour un fibre de 50 cm , d'environ 0.3 ps . Bien que réalisé pour un dopage différent et avec une puissance de pompe différente, les résultats présentés ici sont en bonne concordance avec les résultats établis dans la littérature par d'autres méthodes de mesure [52, 58].

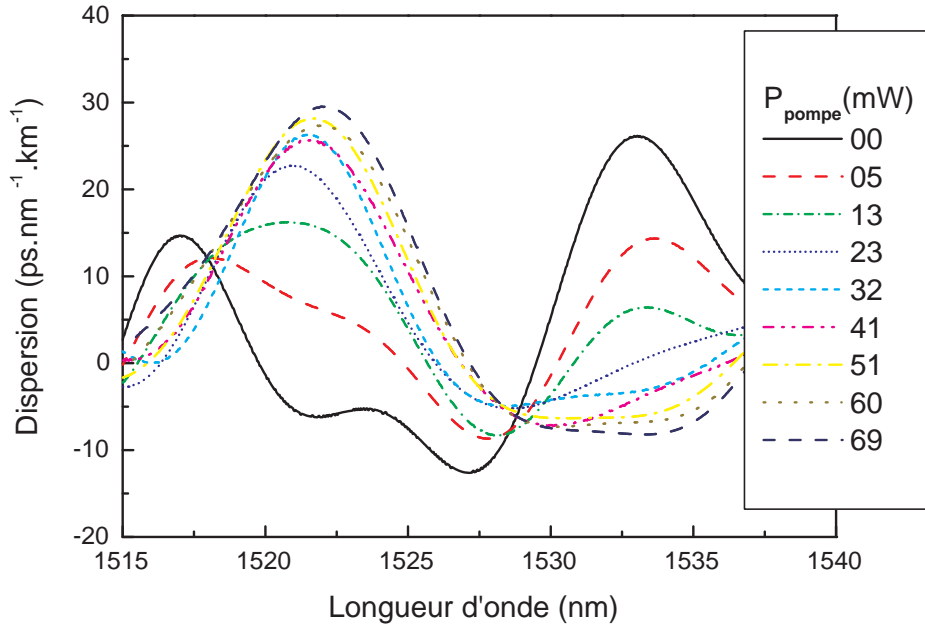


FIGURE 3.9 – Évolution de la dispersion chromatique avec la puissance de pompe

Enfin, la figure 3.9 présente l'impact de l'évolution de l'indice sur la dispersion. Les variations de dispersion engendrées peuvent être importantes étant donné la relation de dérivation qui lie indice de groupe (temps de groupe) et dispersion chromatique comme nous l'avons vu avec 1.12. Dans le cas présent, nous observons une variation allant d'environ $-10 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ sans pompage à $30 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ pour la puissance de pompe maximale à la longueur d'onde de 1530 nm . Cet effet est significatif dans le cas de l'amplification d'impulsions de longue durée et de forte puissance. La déplétion du gain entraîne une distorsion de l'impulsion en sortie. Il en résulte également une variation de l'indice du milieu et donc, par effet Doppler, une variation de la fréquence optique sur la durée de l'impulsion. C'est notamment le cas des applications LIDAR cohérent pour lesquelles l'effet ne peut être négligé.

Nous avons donc démontré l'aptitude de l'OLCR sensible à la phase à étudier l'impact de la relation de Kramers-Kronig, qui lie l'amplification et l'indice dans une fibre dopée Erbium sur les systèmes utilisant ce type de fibre. La méthode est rapide (durée d'acquisition de l'ordre de la dizaine de secondes pour chaque niveau de pompe) et complète dans le sens qu'elle fournit une observation simultanée de l'amplification, de l'indice et de la dispersion pour toutes les longueurs d'onde de la source large bande. De plus, elle permet une bonne précision sur la mesure de l'évolution du paramètre de dispersion ($< 1 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$) pour des tronçons de fibre courts (environ 50 cm).

3.2 Évolution longitudinale des propriétés d'une fibre à cristaux photoniques à cœur plein

3.2.1 Introduction et contexte

L'une des étapes importantes du développement des fibres optiques, après la description du concept de cristaux photoniques et de ses potentialités par Yablonovitch dans les années 1990 [59], fut l'application de ce concept à la fabrication de fibres optiques d'un nouveau genre. Ces fibres optiques, dites fibres à cristaux photoniques (FCP), apparues dans les années 2000 [2], ont ouvert la voie vers un grand nombre de possibilités pour les fibres optiques et, par conséquent, vers de nouvelles applications. La conception de supercontinuum, de fibres infiniment monomodes ou encore le transport de fortes puissances dans une fibre à cœur creux sont quelques unes des nombreuses applications pour lesquelles le développement de FCP a permis ou devrait permettre des avancées considérables.

Nous pouvons distinguer, au sein de ce type de fibre, deux catégories particulières :

- Les FCP à confinement par réflexion totale interne (RTI) modifiée (on parle parfois de fibres "à trous") dont le guidage s'effectue de la même façon que dans une fibre à saut d'indice traditionnel. En effet, l'indice moyen y est plus fort au cœur de la fibre par contraste avec l'indice de la gaine plus faible. Cette différence d'indice induit une réflexion totale du signal injecté dans le cœur à l'interface cœur/gaine.
- Les FCP à confinement par bande photonique interdite (BIP) dont le guidage provient du fait que la structure du cristal photonique interdit la propagation, à travers le cristal, à certaines ondes, en fonction de leur constante de propagation (nous verrons plus en détail le principe théorique des cristaux photoniques au cours du chapitre 4). Nous trouvons aussi bien, dans ce modèle, des fibres à cœur plein (le plus souvent en silice) que des fibres à cœur creux (trou d'air ou de gaz).

Même si, dans le premier cas, c'est le contraste d'indices moyens qui crée le guidage, dans les deux cas, les fibres utilisent des structures à cristaux photoniques, c'est à dire, un arrangement périodique de milieux d'indices différents [59] au sein de leur structure. Arrangement périodique qui, dans le cas des fibres optiques, se fait par l'introduction, sur toute la longueur de la fibre de tubes creux ou de plots d'indices différents. Ceux ci sont donc disposés périodiquement, suivant une géométrie pré-établie (le plus souvent une maille hexagonale), afin de créer un cristal photonique 2D.

La relative nouveauté de ces fibres fait que, pour leur conception, pour leur fabrication et pour la maîtrise de leurs propriétés, il est indispensable de faire appel à des méthodes de caractérisations performantes. L'OLCR peut apporter une aide déterminante dans chacun de ces domaines du fait de son adaptabilité mais aussi de sa capacité à étudier des échantillons de fibre de quelques dizaines de centimètres de longueur seulement [29].

3.2.2 Mesures et résultats

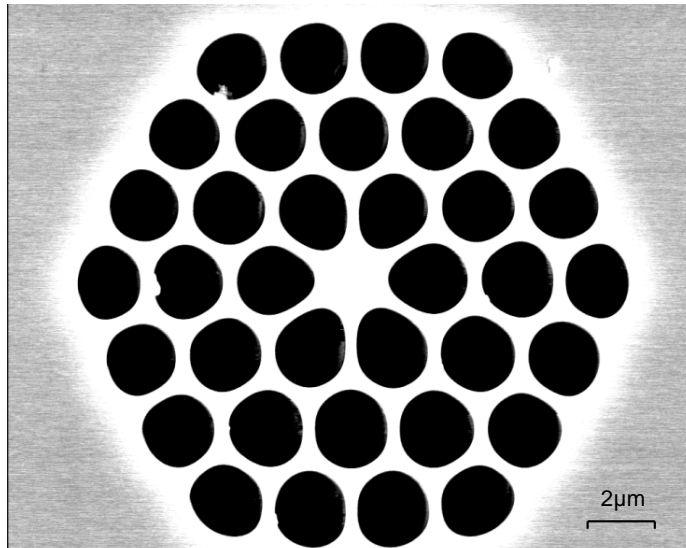


FIGURE 3.10 – Photo MEB du profil de la fibre PCF Alcatel étudiée

La figure 3.10 présente le profil transverse obtenu par Microscope Électronique à Balayage (MEB) de la fibre testée au cours de cette étude. Le diamètre des trous mesurés est de $2,1 \mu\text{m}$ et l'espacement entre les centres des trous de $2,5 \mu\text{m}$. Il est cependant apparent que la forme des trous et l'espacement entre eux ne correspondent pas parfaitement au profil théorique. En effet, pendant le processus de tirage, ceux-ci perdent en partie leur profil circulaire et peuvent dévier légèrement de leur position initiale. Il faut alors prendre en compte le fait que cette déformation évolue longitudinalement dans la fibre et entraîne une variation de ses paramètres. La biréfringence, la dispersion ou encore les pertes sont modifiées par cette déformation. L'évolution longitudinale des paramètres est donc directement liée aux conditions de fibrage. Il est, par conséquent, très intéressant de pouvoir mesurer ces paramètres à différentes positions dans la fibre.

Dans un premier temps, la figure 3.11 présente le réflectogramme de mesure obtenu pour la face de sortie de la fibre à cristaux photoniques étudiée. L'encart présente un zoom au sein duquel chaque mode apparaît d'un niveau de gris différent. Il s'agit d'une mesure effectuée sur un tronçon de fibre de 33 cm de long d'une FCP conçue et fabriquée par Alcatel. Son profil est présenté sur la photo MEB de la figure 3.10. Nous distinguons sur le réflectogramme une première réflexion importante correspondant au mode fondamental puis un ensemble de réflexions moins intenses correspondant aux modes d'ordre supérieur de cette fibre. Les modes ont pu être classifiés, suivant leur indice effectif croissant, via une simulation réalisée à partir de la photo MEB et d'une méthode des éléments finis (FEM).

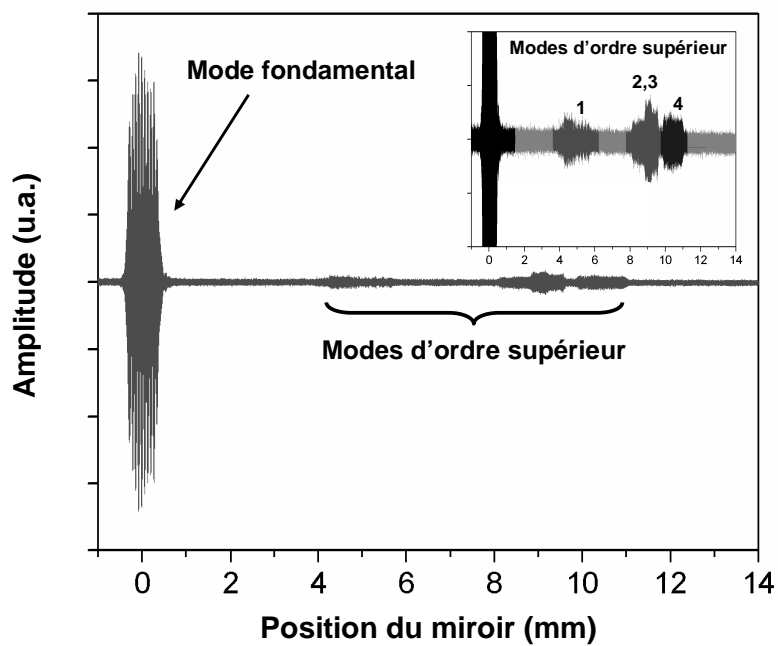


FIGURE 3.11 – Réflectogramme mesuré de la face de sortie de la fibre PCF Alcatel

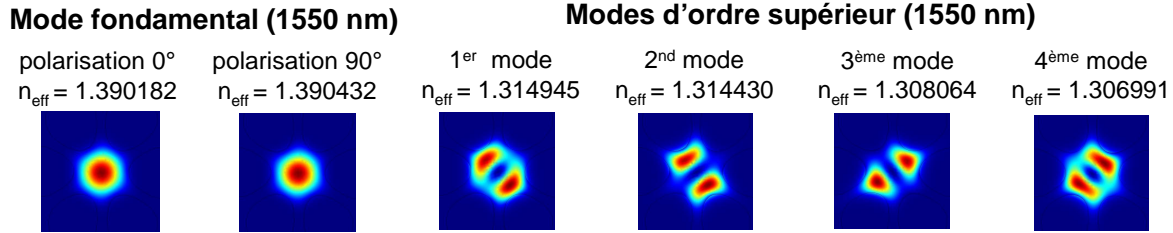


FIGURE 3.12 – Distributions d'intensité et indices effectifs des modes obtenus par simulation FEM

La figure 3.12 présente les profils en intensité obtenus pour quelques uns de ces modes ainsi que les valeurs d'indices effectifs correspondantes. Cependant, l'emplacement de chaque mode au sein du réflectogramme est déterminé par son indice de groupe facilement déduit des indices effectifs simulés.

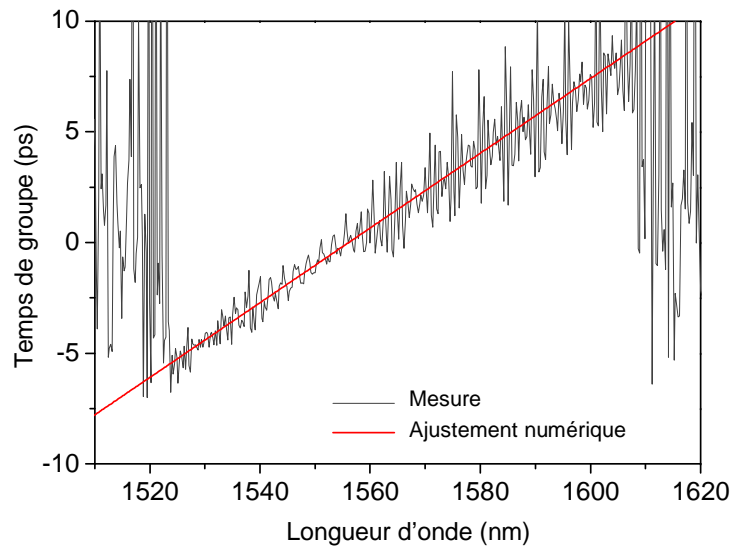


FIGURE 3.13 – Temps de groupe mesuré à l'OLCR du 4^{ème} mode d'ordre supérieur de la fibre PCF Alcatel

La figure 3.13 présente le temps de groupe mesuré (noir) et l'ajustement numérique (gris) du 4^{ème} mode d'ordre supérieur de la fibre. En dépit du bruit important du fait de la faible intensité des réflexions des modes d'ordre supérieur nous avons pu extraire le paramètre de dispersion de chacun des modes sur l'ensemble de la bande spectrale de la source. Ainsi, à la longueur d'onde de 1550 nm nous avons obtenu des valeurs de dispersion de 238 $ps.nm^{-1}.km^{-1}$, 141 $ps.nm^{-1}.km^{-1}$, 141 $ps.nm^{-1}.km^{-1}$ et 256 $ps.nm^{-1}.km^{-1}$ respectivement pour les 1^{er}, 2^{ème}, 3^{ème} et 4^{ème} modes d'ordre supérieur de la fibre.

Nous avons vu que la structure du cristal photonique dans une fibre optique était créée par l'arrangement périodique de milieu d'indices différents. Dans le cas présent, il s'agit de capillaires (tubes d'air) agencés de manière à obtenir le profil de la fibre par la méthode dite du "stack and draw", c'est à dire, empilés suivant la maille hexagonale (avec un tube de silice au cœur) puis étirés dans un dispositif de tirage de fibre classique. Le profil final de la fibre est donc une homothétie de celui obtenu après empilement des capillaires.

Pour réaliser la mesure, une fibre de 1 *km* de long a été découpée en un ensemble de tronçons prélevés sur toute sa longueur. Dans un premier temps, plusieurs échantillons d'environ 40 *cm* ont été prélevés, en suivant une échelle logarithmique à 1, 2, 5, 10, 20, 100, 200 et 500 *m* dans la fibre. Pour chacun d'entre eux, nous avons mesuré la valeur de la dispersion du mode fondamental, suivant les deux axes de polarisation, ainsi que la biréfringence. De plus, ces mesures ont été réalisées en parallèle au Laboratoire National d'Essai (LNE). Le LNE disposant aussi d'un dispositif OLCR sensible à la phase, nous avons pu établir une comparaison des valeurs obtenues par les deux bancs de mesure. Nous avons également comparé la précision de la mesure sur chacune de ces valeurs. Pour chaque mesure de la dispersion, 20 acquisitions ont été réalisées pour pouvoir calculer une moyenne et un écart type.

Position dans la fibre (m)	Dispersion _{ENST}	σ_{ENST}	Dispersion _{LNE}	σ_{LNE}
1	146,22	0,59	146,28	0,88
2	146,40	0,11		
5	145,92	0,15	145,86	1,69
10	146,34	0,47	146,30	0,54
20	147,14	0,12	147,40	1,10
50	147,22	0,13	146,58	0,64
100	148,20	0,43	147,93	0,64
200	147,07	0,38	146,79	0,83
500	142,28	0,47	142,61	0,32

TABLE 3.1 – Comparaison ENST/LNE des dispersions mesurées, sur les différents tronçons de la fibre PCF pour la polarisation 90°

Les tableaux 3.1 et 3.2 présentent l'ensemble des valeurs de dispersions obtenues, pour les deux états propres de polarisation, ainsi que les écarts types sur chacune des mesures. Nous pouvons noter une faible évolution de la dispersion en fonction de la position dans la fibre et un écart significatif entre les deux polarisations (d'environ 2 à 3 $ps.nm^{-1}.km^{-1}$). La plupart de ces effets trouvent leur explication dans les spécificités du processus de tirage et les déformations géométriques qu'il génère. Par ailleurs, les deux dispositifs affichent une très bonne précision avec un écart type inférieur à 2% et une très bonne concordance entre la mesure ENST et la mesure LNE. Enfin, il faut préciser que, pour des raisons de

Position dans la fibre (m)	Dispersion _{ENST}	σ_{ENST}	Dispersion _{LNE}	σ_{LNE}
1	143,15	0,35	143,07	0,62
2	143,38	0,09		
5	143,28	0,08	143,30	1,50
10	143,83	0,27	143,37	0,41
20	143,60	0,17	143,99	0,40
50	143,74	0,08	143,48	0,88
100	144,68	0,35	145,02	0,46
200	144,41	0,19	143,30	0,63
500	141,87	0,59	140,92	0,42

TABLE 3.2 – Comparaison ENST/LNE des dispersions mesurées, sur les différents tronçons de la fibre PCF pour la polarisation 0°

confidentialité, nous ne présentons aucun résultat ayant trait à la biréfringence bien que ceux-ci aient été utilisés en interne par le fabricant de la fibre.

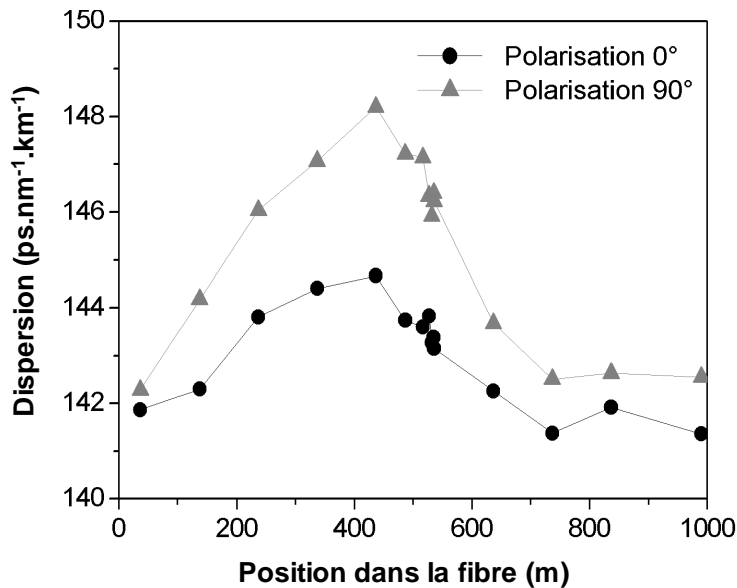


FIGURE 3.14 – Évolution longitudinale de la dispersion mesurée dans la fibre PCF alcatel

Dans un second temps, pour compléter l'analyse de la dépendance de la dispersion à la position, un autre ensemble d'échantillons prélevés cette fois ci, suivant une échelle linéaire, et issus de la même fibre, a été ajouté à la mesure précédente. La figure 3.14 présente l'évolution mesurée sur l'ensemble de la longueur de la fibre. Celle-ci est significative puisqu'elle est comprise entre $142 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et $148 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ pour une polarisation et $142 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et $144 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ pour l'autre. Les variations les

plus importantes sont situées au début de la fibre optique, probablement pour des raisons liées à la "stabilité" du tirage de la fibre.

L'étude réalisée démontre l'apport de cette caractérisation à la compréhension des phénomènes qui surviennent pendant la fabrication de la fibre et ont un impact sur ses propriétés. Étude empirique dans un premier temps, elle sert de point de départ à une compréhension plus fondamentale et éventuellement à une modification de certaines étapes de la fabrication dans un second temps.

3.3 Dispersion des modes de fibres optiques faiblement multimodes

3.3.1 Introduction et contexte

Historiquement, les premières fibres optiques apparues et utilisées pour des transmissions ont été des fibres multimodes. En effet, la compréhension des propriétés de guidage et le niveau de maîtrise de la fabrication à l'époque a naturellement conduit à fabriquer ce type de fibre. Cependant, il a vite été découvert que les fibres optiques monomodes, dans les bandes spectrales des télécommunications optiques, offraient de bien meilleures performances pour leur utilisation dans un système de transmission. La dispersion inter-modale inexistante et les pertes moindres dans les fibres optiques monomodes étant les deux raisons principales du relatif "abandon" des fibres optiques multimodes. Depuis lors, la plupart des fibres utilisées, pour les réseaux de transmission optique en particulier, ont été des fibres monomodes (SMF, DSF...). Néanmoins, industriels et chercheurs ont récemment porté de nouveau leur attention sur ces fibres, et ce, parce que certaines de leurs propriétés, jusqu'alors perçues comme des défauts, peuvent être exploitées pour produire de nouvelles applications. De plus, la conversion de l'énergie d'un mode de propagation à l'autre est aujourd'hui nettement mieux maîtrisée avec notamment des solutions telles que les réseaux de Bragg longue période [60] ou encore les adaptateurs de taille de mode qui permettent un transfert de l'énergie d'un mode vers l'autre avec un taux de conversion supérieur à 99%.

A l'heure actuelle, les fibres optiques multimodes peuvent donc être utilisées pour de nombreuses applications dans le domaine de télécommunications optiques telles que la compensation de la dispersion ou la fabrication d'interrupteurs optiques [61, 62]. Elles peuvent aussi être utilisées pour des applications dans d'autres domaines tels la conception de capteurs [61] ou le transport de fortes puissances dans un mode d'aire effective très grande (jusqu'à $3200 \mu m^2$) [63].

Il est donc essentiel de pouvoir faire appel à des méthodes de mesure capables de caractériser une fibre multimode dans son ensemble, c'est à dire, de connaître les propriétés de chacun des modes guidés [64, 65, 66]. De ce point de vue, l'OLCR présente l'avantage de pouvoir extraire les propriétés de chaque mode à partir d'une seule mesure et sans faire appel à un dispositif de conversion de mode, comme ce serait le cas notamment d'une

mesure basée sur la méthode de la Phase-Shift.

Nous présentons ici une étude réalisée sur quatre fibres faiblement multimodes fournies par les laboratoires d'Optical Fiber Solutions (OFS). Dans le cas présent, l'expression faiblement multimode désigne des fibres optiques conçues pour guider jusqu'à 5 modes dans le domaine spectral des télécommunications optiques (autour de la longueur d'onde $1550nm$). Ces fibres ont notamment été conçues pour des applications de compensation de la dispersion. L'objectif est de déterminer le paramètre de dispersion pour chacun des modes guidés des fibres optiques étudiées.

3.3.2 Principe du guidage multimodale

Pour mieux comprendre cette étude, nous introduisons les principes théoriques du guidage multimodale dans une fibre optique. Nous nous contentons, dans un premier temps, d'une approche géométrique avant de voir, par la suite, l'approche électromagnétique.

Rappelons tout d'abord que dans une approche par l'optique géométrique, qui permet une bonne appréhension du guidage multimodale, le guidage se fait par réflexion totale du rayon à l'interface cœur/gaine. Dans le cas le plus simple d'un guide plan symétrique¹ comme celui que nous pouvons observer sur la figure 3.15, le rayon est ainsi piégé dans un milieu d'indice plus élevé (le cœur) entouré d'un milieu d'indice plus faible (la gaine).

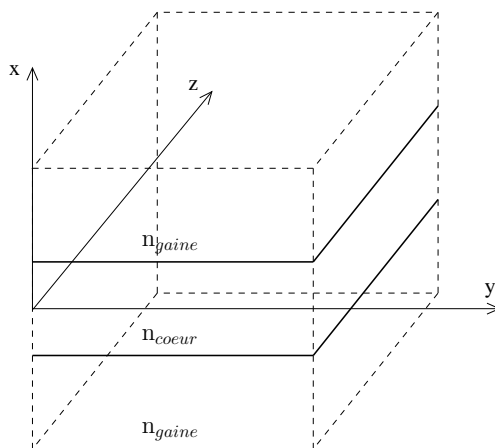


FIGURE 3.15 – Schéma simplifié d'un guide d'onde plan

Le confinement de la lumière s'explique par les lois de Snell-Descartes de la réfraction. Celles-ci établissent, qu'à l'interface entre deux milieux d'indices différents, le rayon est réfracté avec un angle respectant la relation :

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (3.11)$$

1. Bien que différent du fait de la symétrie cylindrique, le même raisonnement peut être appliqué aux fibres optiques

où n_1 et θ_1 sont respectivement l'indice du milieu et l'angle du rayon à l'incidence alors que n_2 et θ_2 sont les équivalents après réfraction.

Dans la continuité de la relation 3.11, il a été déterminé qu'un rayon ne se réfracte plus mais se réfléchit totalement à l'interface entre les deux milieux dès lors que son angle d'incidence dépasse une certaine valeur. En transposant cela à notre guide, la valeur est donnée par la relation :

$$\sin(\theta_c) = n_{\text{gaine}}/n_{\text{coeur}} \quad (3.12)$$

où θ_c est l'angle critique (angle de Brewster) au delà duquel le rayon se réfléchit totalement et reste confiné dans le cœur.

Pour comprendre le concept de mode, il faut cette fois ci considérer l'onde qui se propage et non uniquement le rayon. En plus de la condition précédente, nous introduisons alors une autre condition sur la phase de l'onde qui se propage dans le guide². En effet, les réflexions aux interfaces autant que la propagation dans le cœur introduisent un déphasage sur l'onde qu'il faut prendre en compte. Pour permettre l'existence d'un mode de propagation dans le guide, il faut que l'onde soit en phase avec elle-même après réflexion sur chaque interface, c'est à dire, que le déphasage total soit un multiple de 2π . De cette façon, il y a addition des champs sous forme d'interférences constructives qui fixent l'existence d'un mode de propagation et la géométrie de celui-ci (en sachant que, dans la réalité, il y a décroissance exponentielle de l'énergie dans la gaine uniquement expliquée par l'approche électromagnétique).

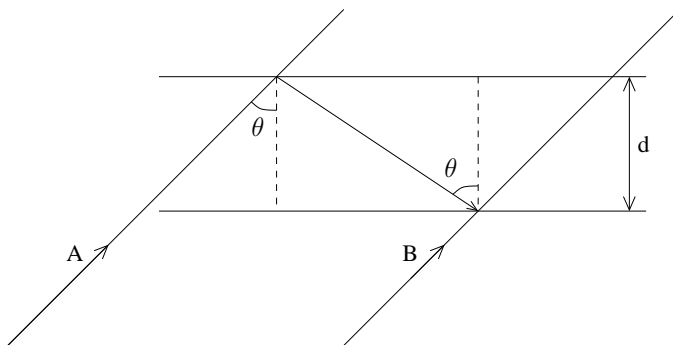


FIGURE 3.16 – Condition de phase pour le guidage de l'onde plane représentée par les rayons A et B

La figure 3.16 présente la condition d'accord de phase pour l'onde qui se propage dans le guide. Cette condition engendre une discrétisation des valeurs de l'angle θ pouvant être

2. Dans cette approche, il s'agit d'ondes planes. Le rayon étant perpendiculaire au front d'onde de l'onde plane

prise par le rayon, chaque angle correspondant alors à un mode de propagation. Cette discrétisation est déterminée par la relation suivante :

$$2kn_{\text{coeur}}d \cos\theta - 2\phi_r = 2n\pi \quad (3.13)$$

où ϕ_r est le déphasage généré par la réflexion à l'interface, n un entier positif et $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde dans le vide.

Cette discrétisation entraîne, à son tour, une discrétisation des constantes de propagations scalaires pouvant être prises par les modes. Celle-ci sont données par la relation :

$$\beta = n_{\text{coeur}}k (\sin\theta) = kn_{\text{eff}} \quad (3.14)$$

Nous pouvons alors borner β comme suit :

$$kn_{\text{gaine}} < \beta \leq kn_{\text{coeur}} \quad (3.15)$$

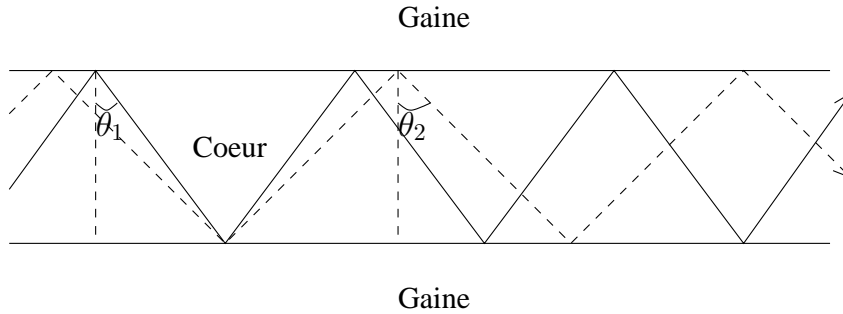


FIGURE 3.17 – Évolution de deux modes dans un guide plan suivant l'approche géométrique

Finalement, chaque mode guidé dans la fibre a son propre indice effectif borné par l'indice du cœur et celui de la gaine suivant la relation 1.5 présentée dans la section 1.1 du chapitre 1. Le guidage peut être symbolisé comme sur la figure 3.17 qui présente le guidage de deux modes de propagation différents ayant pour angle de réflexion à l'interface cœur/gaine respectivement θ_1 et θ_2 . Par conséquent, chaque mode est caractérisé par un temps de groupe, une atténuation et une dispersion qui lui est propre.

3.3.3 Modes LP

Nous avons présenté, à travers l'approche de l'optique géométrique, une explication de la propagation de la lumière dans un guide d'onde. Cette approche simpliste est, dans la plupart des cas, fidèle à la réalité et, dans tous les cas, permet une bonne compréhension des mécanismes de guidage. De plus, elle introduit l'origine de la discrétisation des valeurs

d'indices effectifs qui conduit à l'existence de différents modes. Ceci étant, les modes étudiés, au cours de ce travail sur des fibres optiques, sont les modes dit Linéairement Polarisés (LP). Leur existence ne peut être comprise que via l'utilisation de l'optique électromagnétique. Nous abordons cette autre approche afin d'établir une définition claire des modes LP utile à la compréhension de l'ensemble de cette étude.

Ce sont les équations de Maxwell, appliquées à la propagation dans une fibre optique à symétrie cylindrique, qui conduisent à la définition des modes guidés. Dans un milieu diélectrique isotrope et inhomogène elles amènent à établir l'équation d'onde vectorielle de Helmholtz simplifiée pour le champ électrique sous la forme :

$$\Delta \vec{E} + k^2 \epsilon \vec{E} + \nabla(\epsilon^{-1} \nabla \epsilon \cdot \vec{E}) = \vec{0} \quad (3.16)$$

où E est le champ électrique, k le nombre d'onde et ϵ la permittivité scalaire du milieu.

L'équation 3.16 permet, en connaissant les caractéristiques du milieu et les paramètres du champ électromagnétique sur une surface, de déterminer ces paramètres en un autre point de l'espace. En respectant d'autres conditions que ceux-ci doivent satisfaire pour pouvoir réellement exister (continuité de la permittivité, annulation des champs à l'infini...) il est alors possible de déterminer les modes propres de propagation de la fibre.

En se plaçant dans un système de coordonnées cylindriques $r_{\perp}^{\vec{}}$, $z^{\vec{}}$ où $r_{\perp}^{\vec{}}$ est le vecteur position transverse, z la direction de propagation dans la fibre et $u_z^{\vec{}}$ le vecteur unitaire dans cette direction, il est possible d'écrire un système d'équation décrivant des solutions pour les équations de Maxwell appelées modes normaux. Ces modes normaux représentent l'évolution des champs électriques et magnétiques suivant leurs composantes transverses ($e_{\perp}^{\vec{}}$, $h_{\perp}^{\vec{}}$) ou longitudinales (e_z , h_z) sous la forme des relations :

$$\beta e_{\perp}^{\vec{}} + i \nabla_{\perp} e_z = -\omega \mu_0 u_z^{\vec{}} \wedge h_{\perp}^{\vec{}} \quad (3.17)$$

$$\beta h_{\perp}^{\vec{}} + i \nabla_{\perp} h_z = -\omega u_z^{\vec{}} \wedge \epsilon_{\perp}^{\vec{}} \bullet h_{\perp}^{\vec{}} \quad (3.18)$$

$$e_z = \frac{i}{\omega \epsilon_0 \epsilon_z} \nabla u_z^{\vec{}} \wedge h_{\perp}^{\vec{}} \quad (3.19)$$

$$h_z = \frac{i}{\omega \mu_0} \nabla u_z^{\vec{}} \wedge e_{\perp}^{\vec{}} \quad (3.20)$$

Ce système d'équations couplées présente deux types de solutions :

- les modes rayonnants qui représentent un ensemble continu de solutions. Ils sont défini par une constante de propagation $\beta(\omega)$ imaginaire, ne permettent pas la transmission d'un signal et ne nous intéressent pas dans le cadre de cette étude.

- les modes guidés qui représentent un ensemble discret de solutions ayant chacune un indice effectif n_{eff} et donc une constante de propagation $\beta(\omega)$ réelle.

Par commodité, nous définissons la fréquence normalisée :

$$V = kr_{coeur} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (3.21)$$

où r_{coeur} est le rayon du cœur de la fibre, n_c l'indice du cœur et n_g l'indice de la gaine.

Il a été montré que pour V inférieur à $\simeq 2,4$, le système d'équation précédent ne présente qu'une seule solution de mode guidé. Il s'agit alors d'une fibre unimodale (ou monomode) par opposition à une fibre multimodale.

Il existe, de plus, au sein des modes guidés, une classification liée à la répartition des champs suivant les différentes directions.

- les modes transverses : avec TE transverse électrique tel que $e_z = 0$ et TM transverse magnétique tel que $h_z = 0$.
- les modes hybrides pour lesquels à la fois $e_z \neq 0$ et $h_z \neq 0$ appelés HE et EH suivant la composante longitudinale prédominante.

Cette classification peut être simplifiée lorsque $V \geq 1$ et lorsque la différence d'indice entre le cœur et la gaine Δ tend vers 0 (typiquement autour de 5.10^{-3}). Il s'agit de l'approximation du guidage faible qui détermine l'existence de modes appelés modes scalaires. Ces modes regroupent plusieurs modes guidés ayant des constantes de propagation proches. Dans le cas de profils d'indice à symétrie de révolution (par exemple saut d'indice ou gradient d'indice), ces modes sont décrits par l'équation d'onde scalaire radiale :

$$\left(\frac{d^2 \Psi_m}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\Psi_m}{dr} + k^2 n^2(r) - \frac{m^2}{r^2} \right) \Psi_m(r) = \beta \Psi_m(r) \quad (3.22)$$

où r est la coordonnée radiale et Ψ_m la fonction solution dans le système de coordonnées cylindrique.

Nous pouvons réécrire cette équation sous une forme normalisée :

$$\left[\frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left(R \frac{d}{dR} + V^2 F(R) - \frac{m^2}{R^2} \right) \right] \Psi_{mn}(R) = w_{mn}^2 \Psi_{mn}(R) \quad (3.23)$$

où $R = r/r_{coeur}$ est la forme normalisée de la coordonnée r , w_{mn} la constante de propagation normalisée et Ψ_{mn} la fonction solution.

Finalement, les fonctions d'onde normalisées Ψ_{mn} déterminent l'existence de modes LP_{mn} . n est l'indice radial. m est l'indice azimutal qui correspond à la dépendance angulaire paire ou impaire en $\cos m\theta$ ou en $\sin m\theta$ du champ. Celui-ci s'annule $2m$ fois en θ et

$n - 1$ fois en r .

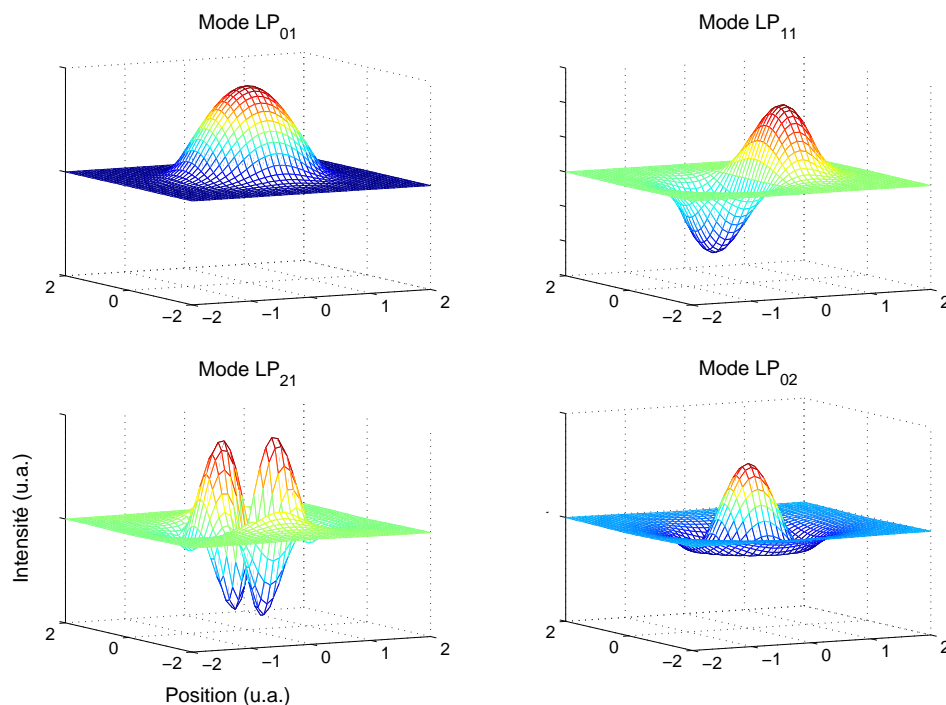


FIGURE 3.18 – Répartitions en intensité de quelques modes LP d'une fibre optique à saut d'indice

La figure 3.18 présente, à titre d'exemple, quelques formes des répartitions d'intensité obtenues, par simulation, pour les premiers modes LP_{mn} d'une fibre optique standard. Nous pouvons y constater les symétries différentes ainsi que le nombre de maxima d'intensité différents en fonction des indices m et n de ces modes.

3.3.4 Caractérisation des modes : phase, temps de groupe et dispersion

Pour aider à la compréhension de l'étude suivante, le figure 3.19 présente un réflectogramme simulé (en haut) ainsi que les temps de groupe obtenus (en bas) à partir des phases extraites pour chacun des 5 modes présents au sein de ce réflectogramme. Chaque mode est séparé dans le réflectogramme puisque nous leur avons volontairement attribué des valeurs d'indices de groupe très différentes allant de 1,48 à 1,52 par pas de 0,1. De cette façon, leur temps de groupe absolus sont suffisamment différents pour éviter un recouvrement dans le réflectogramme. De plus, nous avons fixé, pour chacun de ces modes, des valeurs de dispersion et de dispersion d'ordre supérieur très différentes afin de montrer premièrement l'aptitude de la mesure à discriminer clairement chaque cas et deuxièmement les différences apparentes ou non dans le réflectogramme pour chacun d'entre eux.

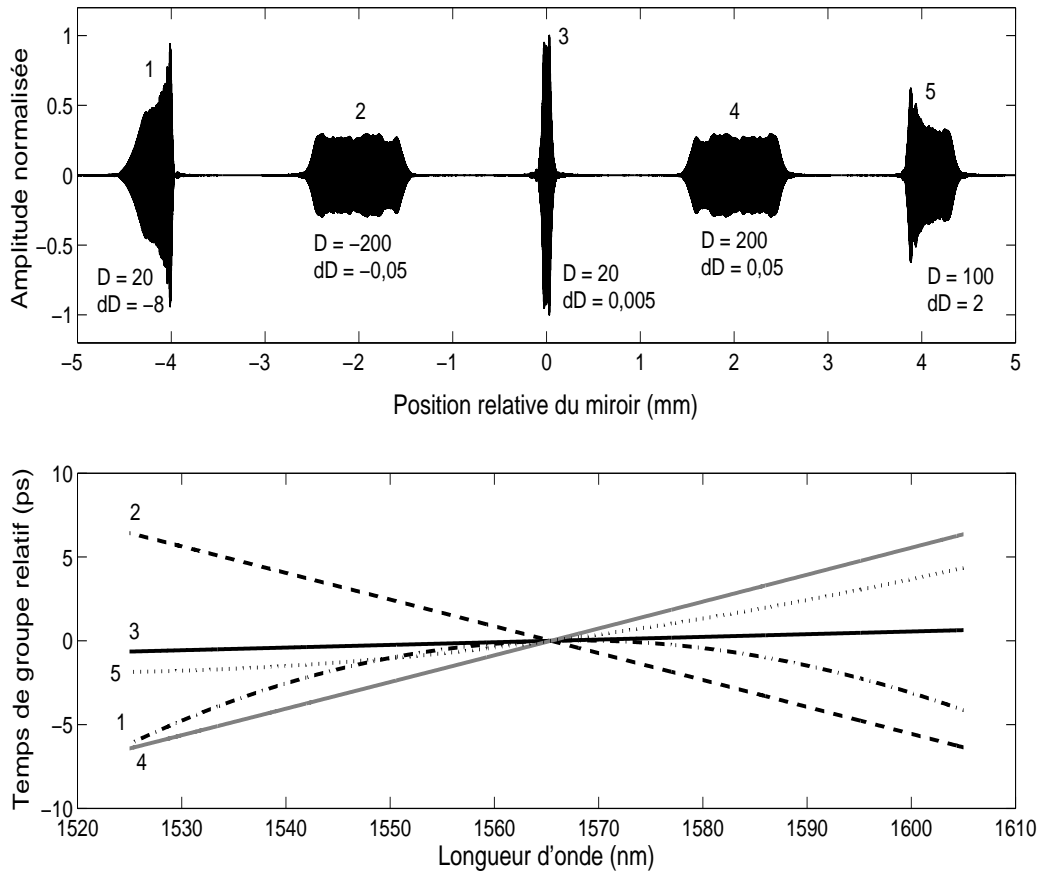


FIGURE 3.19 – Réflectogramme et temps de groupe simulés pour 5 modes aux propriétés de dispersion différentes
 D en $ps.nm^{-1}.km^{-1}$ et dD en $ps.nm^{-2}.km^{-1}$

Nous distinguons donc :

- Le mode 1 à dispersion "classique" $20 ps.nm^{-1}.km^{-1}$ et dont la valeur de dispersion d'ordre supérieure est de $-8 ps.nm^{-2}.km^{-1}$.
- Le mode 2 à forte dispersion négative $-200 ps.nm^{-1}.km^{-1}$ et dont la valeur de dispersion d'ordre supérieure est de $-0,05 ps.nm^{-2}.km^{-1}$.
- Le mode 3 à dispersion "classique" $20 ps.nm^{-1}.km^{-1}$ et dont la valeur de dispersion d'ordre supérieure est de $0,005 ps.nm^{-2}.km^{-1}$.
- Le mode 4 à forte dispersion positive $200 ps.nm^{-1}.km^{-1}$ et dont la valeur de dispersion d'ordre supérieure est de $0,05 ps.nm^{-2}.km^{-1}$.
- Le mode 5 à forte dispersion positive $100 ps.nm^{-1}.km^{-1}$ et à forte dispersion d'ordre supérieure positive de $2 ps.nm^{-2}.km^{-1}$.

Pour chacun d'entre eux, à partir du réflectogramme, les temps de groupe sont extraits facilement ainsi que les dispersions et dispersions d'ordre supérieure. Remarquons aussi que la déformation du signal réfléchi dans le réflectogramme, qui est provoquée par la dispersion d'ordre supérieur, n'est pas différentiable, *a priori*, de pertes en fonction de la longueur d'onde. L'information sur la phase est donc indispensable à une analyse complète de la dispersion des modes.

Les 4 fibres testées, aux propriétés différentes, ont été respectivement nommées par le constructeur, PW050719, PW511, DP3012 et D919. Cette nomenclature sera donc reprise ici.

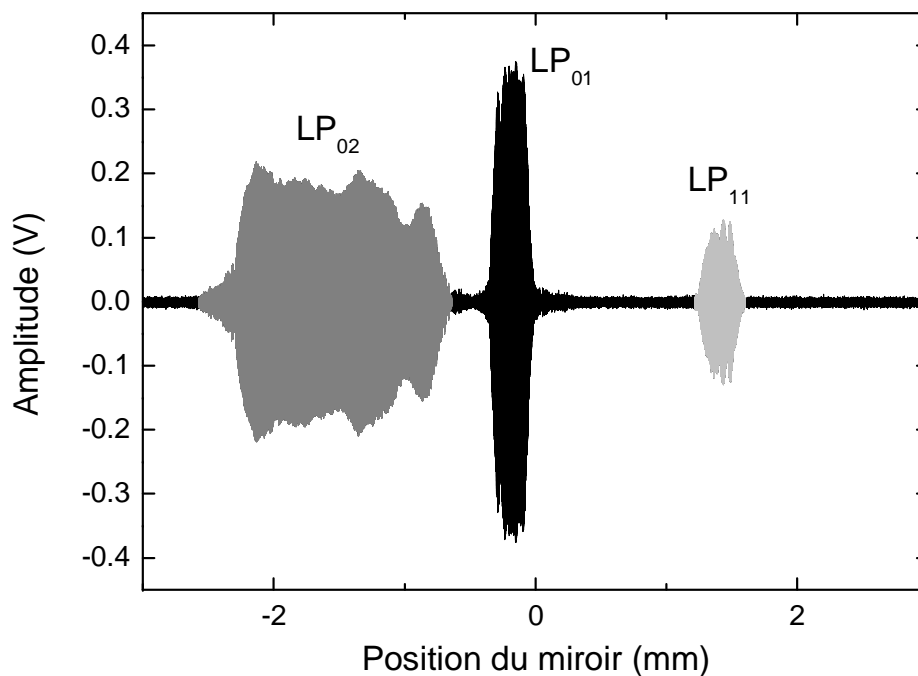


FIGURE 3.20 – Réflectogramme mesuré de la fibre PW050719

La figure 3.20 présente un réflectogramme type obtenu pour un tronçon d'environ 50 cm de la fibre PW050719. Nous y distinguons clairement les réflexions laissées par trois modes différents. Chaque réflexion présente une forme, une amplitude, un élargissement différent du fait de plusieurs facteurs. Tout d'abord, le taux de couplage de l'énergie de la fibre amorce vers la fibre sous test n'est pas le même pour chaque mode. Ensuite, la dispersion diffère d'un mode à l'autre générant un élargissement différent. Finalement, la pente de la dispersion crée une déformation de la réflexion propre au mode. La position respective de chaque mode au sein du réflectogramme est, quant à elle, déterminée par les indices de groupe moyens de chaque mode.

Connaissant le profil d'indice des différentes fibres, le constructeur a pu réaliser un ensemble de simulations afin de déterminer les profils théoriques ainsi que les indices effectifs, sur toute la bande spectrale de la source, de chaque mode guidé. De ce fait, il a pu classier les modes LP_{mn} . Par la suite, nous avons utilisé cette classification en même temps que les indices groupes et dispersions de chaque mode, obtenus à partir des dérivées successives des indices effectifs, pour déterminer l'emplacement de chaque mode et sa forme au sein du réflectogramme. Nous avons utilisé ces valeurs théoriques pour calculer un réflectogramme théorique correspondant à la réflexion sur la face de sortie de chaque fibre.

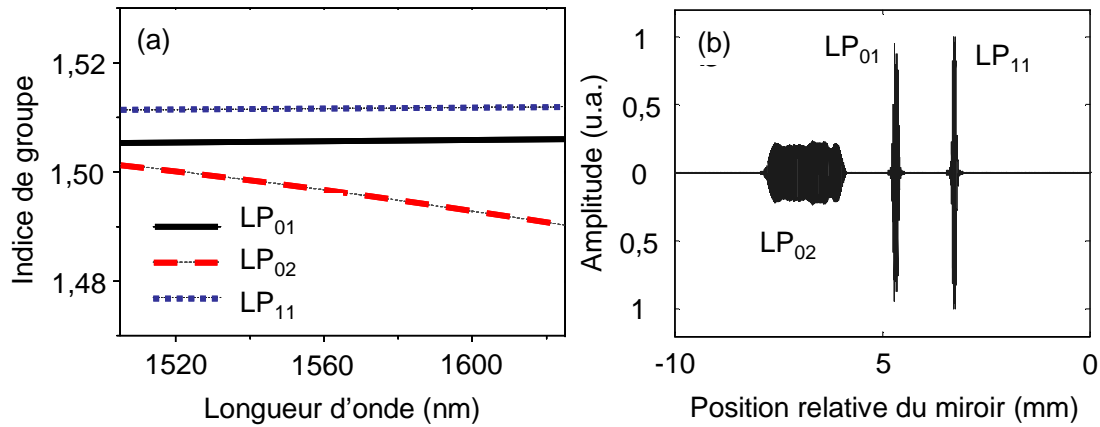


FIGURE 3.21 – Évolution des indices de groupe et réflectogramme simulé de la fibre PW050719
(a) indices de groupe en fonction de la longueur d'onde (b) réflectogramme

La figure 3.21 présente les évolutions théoriques des indices de groupe de chaque mode en fonction de la longueur d'onde (a) ainsi qu'un réflectogramme simulé à partir de ces indices (b). Nous constatons, à l'exception de l'amplitude absolue, du fait du facteur de couplage inconnu, la grande similarité de ce réflectogramme avec celui présenté sur la figure 3.20. Il est donc aisé de classier les différents modes apparus au sein du réflectogramme de mesure en s'appuyant sur ces simulations. Par ailleurs, celles-ci revêtent un intérêt particulier dès lors que les modes se recouvrent dans le réflectogramme comme nous le verrons ultérieurement.

La trace réflectométrique propre à chaque mode peut être isolée numériquement au sein du réflectogramme pour pouvoir comparer sa phase avec celle issue de la réflexion sur la face d'entrée et déterminer l'évolution du temps de groupe relatif de ce mode ainsi que sa dispersion. La figure 3.22 présente les évolutions des temps de groupe relatifs des modes de la fibre PW050719 obtenus à partir du réflectogramme précédent. Il apparaît clairement que les deux modes LP₀₁ et LP₁₁ se comportent comme des modes "classiques", c'est à dire, dont la dispersion est dominée par la dispersion matériau. Ils présentent donc,

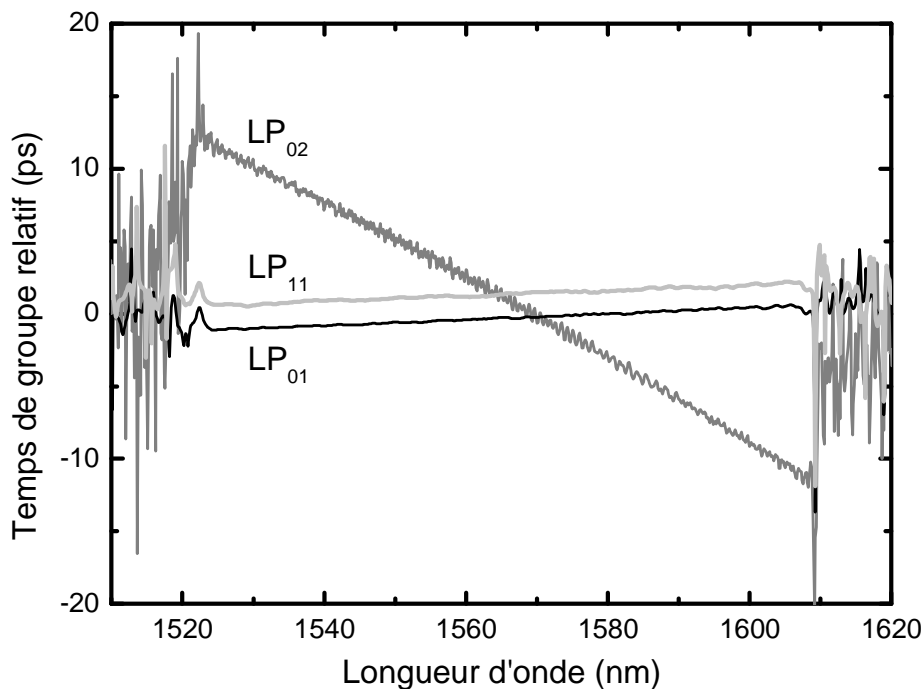


FIGURE 3.22 – Temps de groupe relatif des 3 modes de la fibre PW050719

comme pour le mode fondamental d'une fibre SMF, une faible dispersion anormale (autour de $20 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$). En revanche, et c'est là un intérêt de cette fibre, le mode LP₀₂, du fait de sa symétrie différente de celle de deux autres modes, "voit" le profil d'indice de la fibre différemment et montre une très grande dispersion normale ($< -200 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$). Sa dispersion est dominée par la dispersion guide et peut être utilisée pour la compensation de dispersion dans le cas d'une conversion de mode suffisamment efficace pour transférer la majeure partie de l'énergie du signal dans ce mode.

Finalement le tableau 3.3 présente les valeurs de dispersion obtenues pour ces trois modes à la longueur d'onde de 1550 nm ainsi que les écarts types sur chacune des mesures. Il démontre une erreur de moins de 3% et confirme l'interprétation faite précédemment.

Mode	Dispersion ($\text{ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$)	σ
LP ₀₁	21,0	0,3
LP ₀₂	20,0	0,2
LP ₀₁	-273,4	2,4

TABLE 3.3 – Valeurs de dispersion mesurées des modes de la fibre PW050719 à la longueur d'onde de 1550 nm

Dans le cas de la fibre PW050719, la discrimination entre les modes a pu s'opérer de manière évidente étant donné une différence suffisante entre les indices de groupe de chaque mode et, par conséquent, entre leur position respective au sein du réflectogramme. En effet, chaque réflexion est bien isolée et ne recouvre pas la réflexion voisine au sein du réflectogramme. Cette condition n'est cependant pas vraie pour l'ensemble des fibres. Ainsi, de la même façon que dans le cas d'une fibre biréfringente, apparaissent des cas dans lesquels les modes se recouvrent dans le réflectogramme. Ceci provoque un battement aussi bien sur la phase que sur le module de la réflectivité complexe. Dès lors, pour ces modes, il devient impossible, dans les zones de recouvrement, de déterminer temps de groupe et dispersion correctement. Plusieurs méthodes sont alors envisageables pour surmonter ce problème.

La figure 3.23 présente le réflectogramme obtenu pour la fibre PW511. Pour deux des trois modes présents au sein du réflectogramme, nous observons un recouvrement important. Les indices de groupe assez proches des modes LP_{02} et LP_{01} engendrent ce recouvrement. En effet, leur temps de groupe est aussi proche et les différentes réflexions apparaissent pour des positions du miroir quasi-équivalentes.

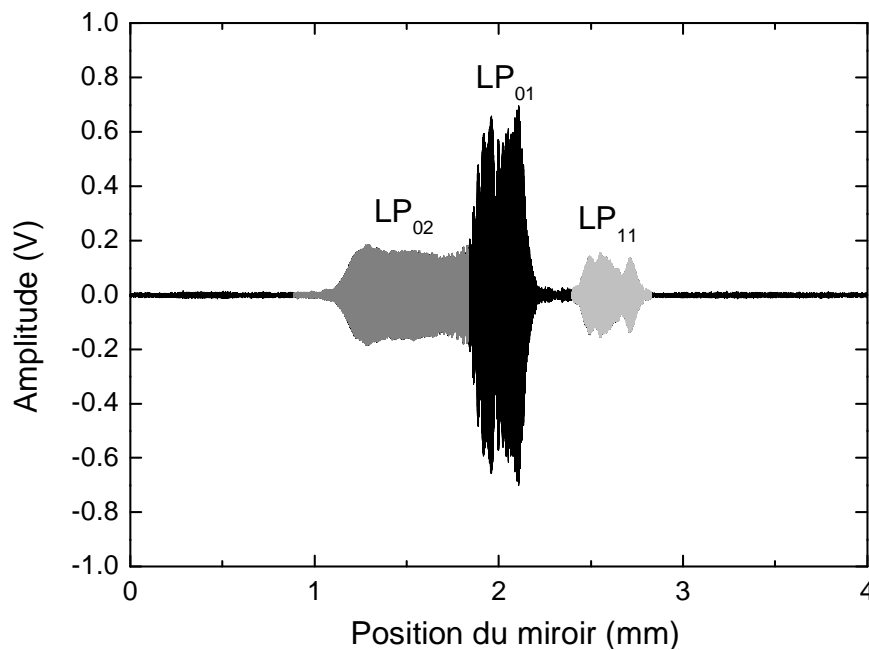


FIGURE 3.23 – Réflectogramme mesuré de la fibre PW511

Dans ce cas, le réflectogramme simulé peut apporter une aide précieuse à la discrimination des modes. En effet, comme nous l'avons vu précédemment, nous utilisons les valeurs simulées des indices de groupe pour établir la forme attendue du réflectogramme de la fibre. De plus, il est possible d'ajouter les modes un par un au sein de ce réflectogramme simulé et, par conséquent, de déterminer avec certitude l'emplacement de chacun des modes au

sein du réflectogramme. De ce fait, nous pouvons identifier la trace laissée par chaque mode au sein du réflectogramme de mesure.

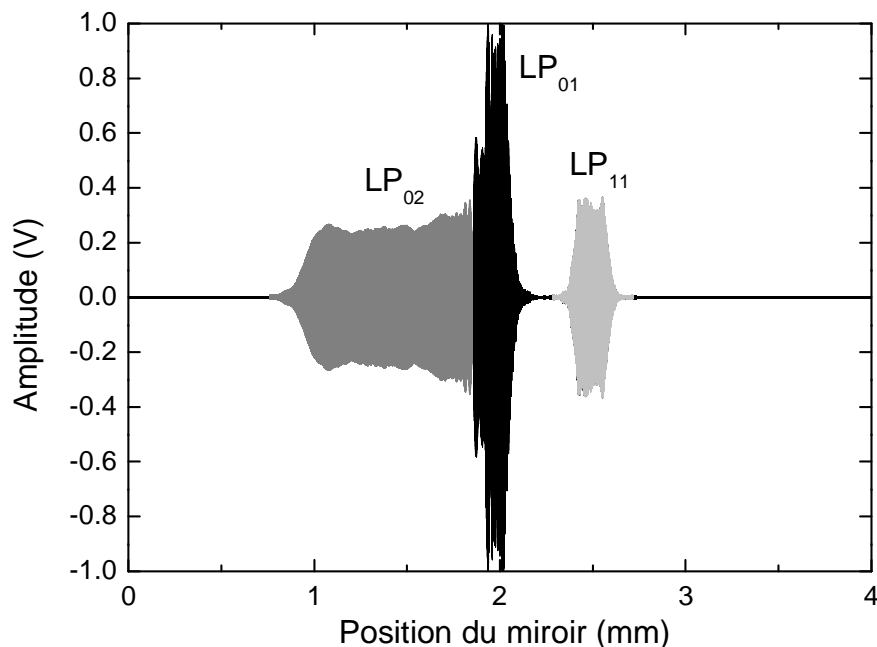


FIGURE 3.24 – Réflectogramme simulé de la fibre PW511

La figure 3.24 présente le réflectogramme simulé, à partir de la forme réelle de la source, pour la fibre PW511. Les facteurs de couplage de l'énergie vers chaque mode ont été ajustés arbitrairement. Nous constatons une grande similitude avec la figure 3.23. En utilisant les informations apportées par ce réflectogramme, nous connaissons la contribution propre aux modes LP₀₁, LP₀₂ et LP₁₁ au sein du réflectogramme de mesure.

Nous allons à présent développer les différentes approches envisagées pour extraire le paramètre de dispersion de chaque mode sur l'ensemble de la bande spectrale du dispositif OLCR. La figure 3.25 présente le réflectogramme mesuré de la fibre DP3012. Celui-ci illustre bien le problème posé. Nous y voyons, en effet, quatre modes distincts (LP₀₁, LP₀₂, LP₀₃ et LP₁₁) mais partiellement superposés. Deux d'entre eux (LP₀₂, LP₀₃), très étalés, présentent visiblement une très forte dispersion et ont naturellement tendance à recouvrir les autres.

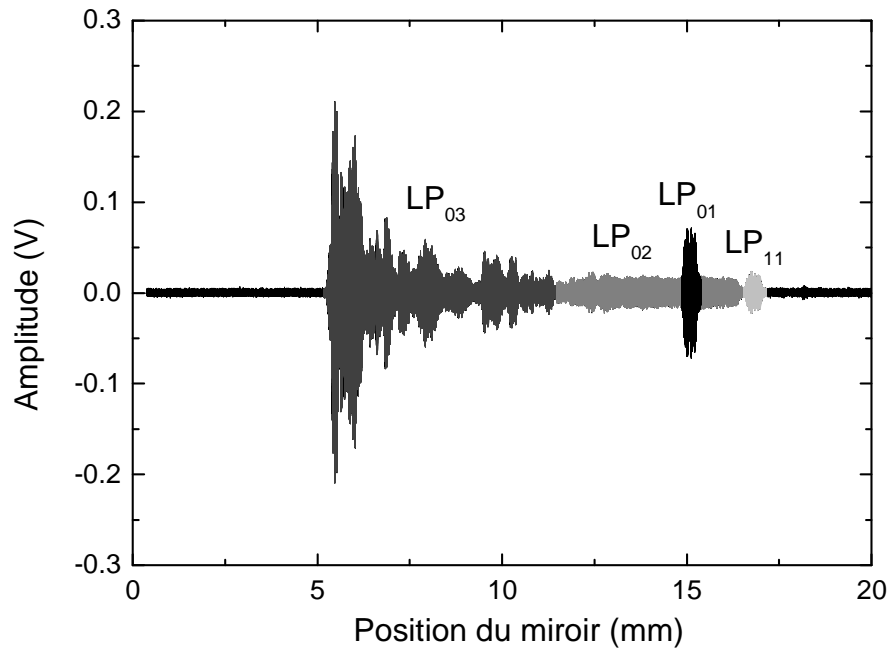


FIGURE 3.25 – Réflectogramme mesuré de la fibre DP3012

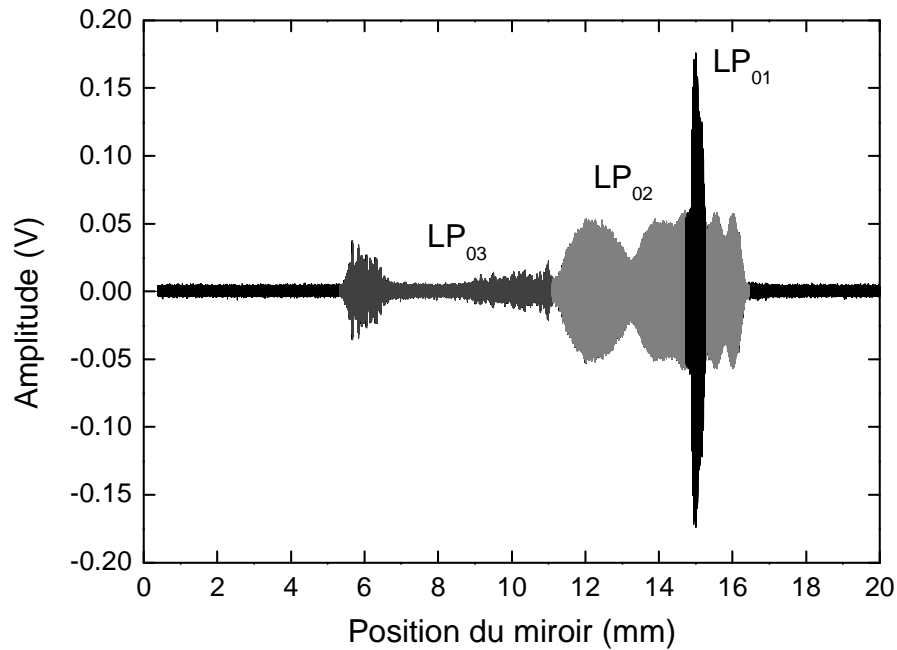


FIGURE 3.26 – Réflectogramme mesuré de la fibre DP3012 avec un rayon de courbure de 2cm appliqué à la fibre

La figure 3.26 présente un réflectogramme, obtenu pour la fibre DP3012, pour lequel

nous avons modifié la courbure de la fibre. L'idée étant de modifier la répartition d'énergie entre les différents modes par le biais des pertes par courbure. En effet, celles-ci n'affectent pas tous les modes de la même façon. En particulier, dans cette situation, ceux dont la symétrie n'est pas de révolution, auront plus tendance à fuir dans la gaine que les autres. La figure 3.26 nous montre un rapport des amplitudes complètement modifié par rapport à celui présenté sur la figure 3.25. Il apparaît justement que le mode LP_{11} , dont la symétrie n'est pas de révolution, a été complètement supprimé du réflectogramme. Celui-ci a, en effet, subi des pertes très importantes, au cours de la propagation, du fait de la courbure de la fibre.

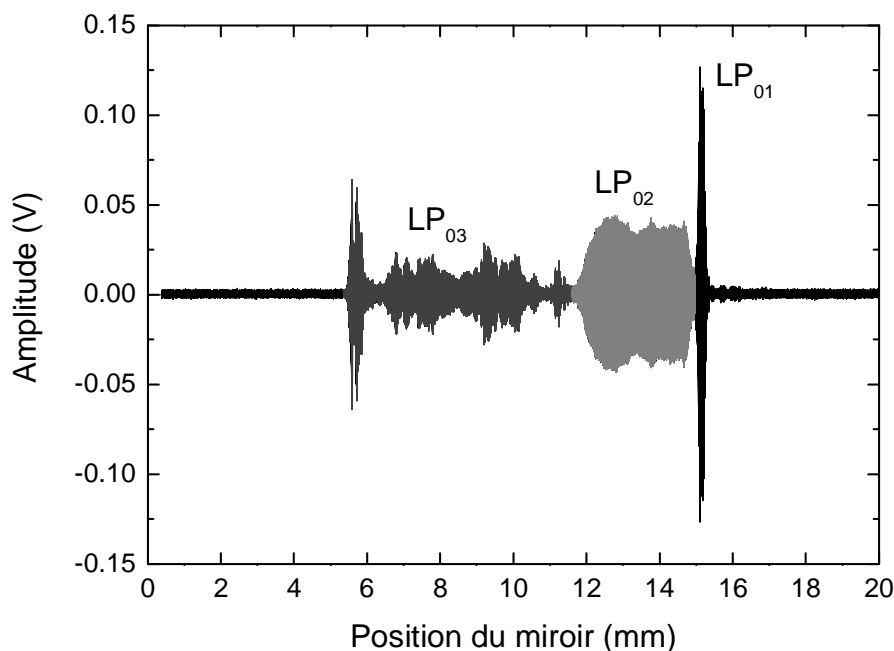


FIGURE 3.27 – Réflectogramme mesuré de la fibre DP3012 avec filtrage de la bande L

La figure 3.27 présente un réflectogramme obtenu pour la fibre DP3012 et pour lequel nous avons filtré une partie des longueurs d'onde de la source. En effet, dans le cas où deux modes superposés s'avèrent avoir une dispersion de signe opposé, il est possible d'éviter le recouvrement en filtrant spectralement la source puis en réalisant une mesure partie par partie. Ici, la figure 3.27 présente une mesure réalisée pour un filtre laissant passer la bande C et filtrant la bande L. Seule la moitié de la source subsiste et, puisque les modes LP_{01} et LP_{02} sont de dispersion opposée, comme nous le verrons ultérieurement, le problème du recouvrement est partiellement surmonté de cette façon.

Nous venons de voir quelques méthodes pour déterminer la dispersion de chaque mode sur l'ensemble de la bande de la source et, ce, avec ou sans recouvrement de mode. A cela, il faut ajouter le fait de pouvoir modifier les conditions d'injection. Là encore, il s'agit de changer la répartition d'énergie dans les différents modes pour pouvoir s'attarder plus

précisément sur la mesure de l'un ou l'autre des modes. Toutes ces façons de procéder sont empiriques mais permettent tout de même un très bonne extraction du paramètre de dispersion pour toute la bande C+L.

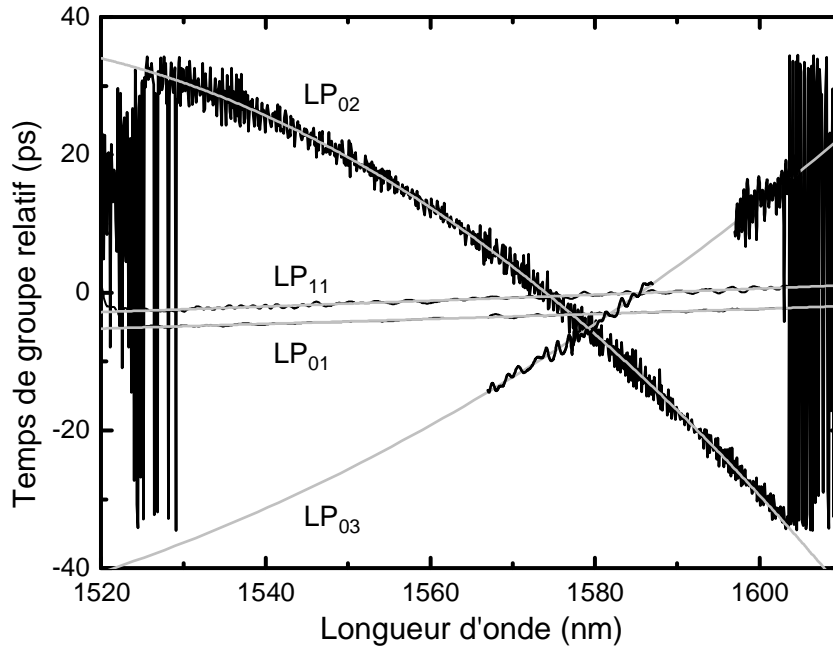


FIGURE 3.28 – Temps de groupe relatifs des modes de la fibre DP3012
Noir : valeurs mesurées ; Gris : Ajustement numérique

Ainsi, la figure 3.28 présente les évolutions des temps de groupe en fonction de la longueur d'onde pour les quatre modes (LP₀₁, LP₀₂, LP₀₃ et LP₁₁) de la fibre DP3012 avec la mesure en noir et l'ajustement numérique correspondant en gris. Nous constatons, tout d'abord, que le problème lié au recouvrement a été surmonté pour la plupart des longueurs d'onde. Ensuite, il apparaît qu'au travers de l'ajustement numérique par une loi appropriée (cf chapitre 2) le temps de groupe peut être connu sur toute la bande pour chaque mode. Les valeurs de dispersion sont obtenues par la dérivée du temps de groupe ajusté et le sont pour l'intégralité de la bande.

La figure 3.29 montre en noir les valeurs de dispersion déduites à partir de la mesure et des ajustements numériques des temps de groupe présentés sur la figure 3.28. En gris les valeurs de dispersion obtenues à partir des temps de groupe simulés pour chacun des modes. Nous constatons un bon accord entre les deux dispersions présentées et ceci pour l'ensemble des quatre modes étudiés. Deux des modes (LP_{01} et LP_{11}) présentent une dispersion "classique" autour des $20 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ alors que les deux autres présentent des valeurs très élevées de dispersion normale et anormale (LP_{02} et LP_{03}) autour de $-600 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ et $600 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ respectivement.

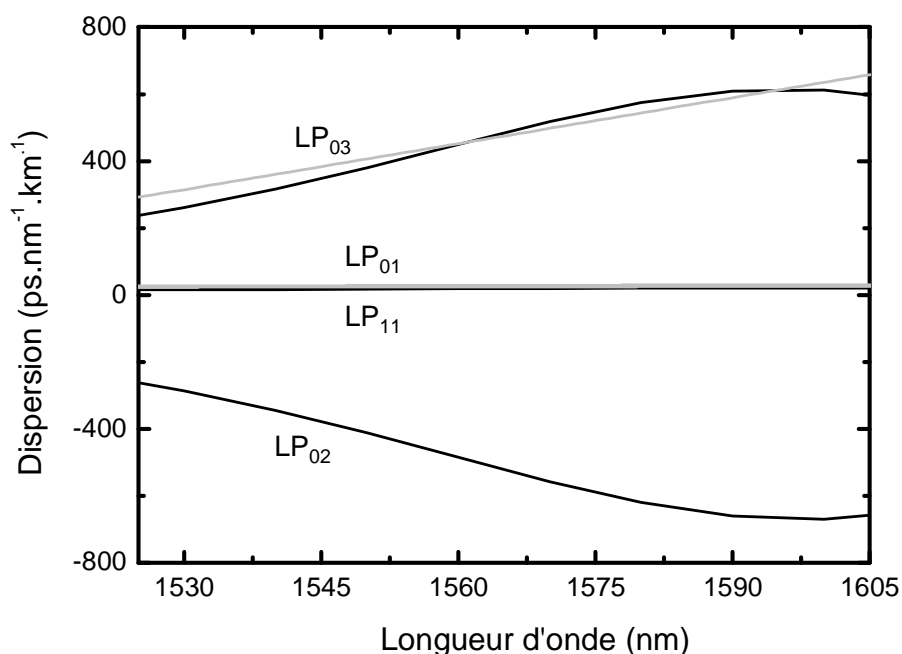


FIGURE 3.29 – Dispersion chromatique des modes de la fibre DP3012
Noir : valeurs mesurées ; Gris : Ajustement numérique

Il est donc possible de mesurer simultanément et dans une même fibre deux modes ayant des valeurs de dispersion aussi fortement positive et négative. Ce type de mesure étant difficilement envisageable par d'autres méthodes. Malgré cela, l'extraction des valeurs de dispersion de chaque mode s'avère laborieuse et surtout dépendante de facteurs tels les pertes par courbures, l'injection... qui sont empiriques et donc pas nécessairement répétables d'une fibre à l'autre. Nous présenterons, au cours de la partie suivante, un traitement numérique qui s'attache à surmonter ces difficultés et fournit une caractérisation plus simple et rapide de tous les modes d'une fibre multimode.

3.3.5 Caractérisation des modes : cartographie temps/longueur d'onde des réflexions

Nous avons extrait les paramètres de dispersion pour chacun des modes des quatre fibres multimodes étudiées. Cependant, en dépit des techniques présentées pour surmonter le problème du recouvrement, la méthode reste assez compliquée. En effet, il n'est jamais garanti de pouvoir établir une mesure complète dans le cas d'une fibre où les modes qui se recouvrent sont trop nombreux.

Nous présentons ici, un traitement numérique des données, pouvant être appliqué à ces mesures pour extraire les mêmes paramètres (temps de groupe, dispersion) tout en surmontant systématiquement le problème du recouvrement. L'intérêt de cette méthode est d'obtenir un réflectogramme plus complet sous la forme d'une cartographie temps/longueur d'onde des réflexions présentes dans le CST. Par ailleurs, cette cartographie fournit une information complète sur le signal rétrodiffusé par le CST qui permet une meilleure compréhension de ses propriétés comme nous le verrons au cours du chapitre 4, pour des guides semi-conducteurs à cristaux photoniques.

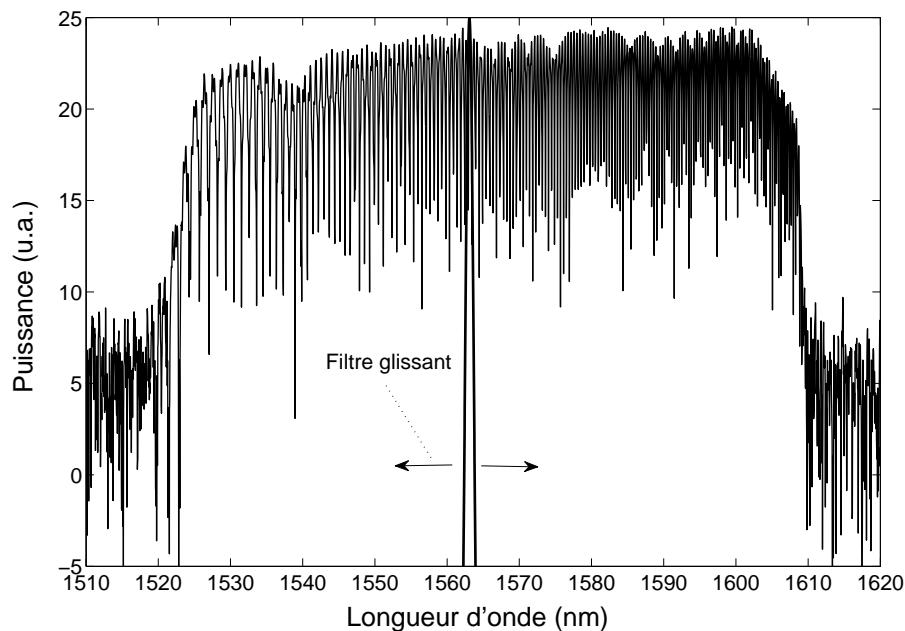


FIGURE 3.30 – Représentation du filtrage numérique du spectre dans le domaine de Fourier

La méthode consiste, dans un premier temps, à filtrer, dans le domaine de Fourier, le spectre obtenu à partir du réflectogramme. Une fois le filtrage opéré, il faut effectuer, de nouveau, une transformée de Fourier, de manière à obtenir un réflectogramme en amplitude correspondant uniquement aux longueurs d'onde sélectionnées par le filtre. En répétant cette opération avec un filtre numérique glissant sur l'ensemble de la bande spec-

trale de la source, nous obtenons une cartographie temps/longueur d'onde des réflexions sur et dans le CST.

Pour bien comprendre ce procédé, la figure 3.30 montre le filtrage en longueur d'onde opéré sur le spectre dans le domaine de Fourier. Nous y voyons le filtre gaussien, d'environ 2 nm de largeur à mi-hauteur, appliqué au spectre dans le domaine de Fourier. Ce filtrage est effectué sur toute la bande spectrale de la source en répétant l'opération avec un pas en longueur d'onde déterminé au préalable (typiquement $0,5 \text{ nm}$). C'est le signal filtré qui fait, de nouveau, l'objet d'une transformée de Fourier inverse de façon à obtenir, par son module, un réflectogramme fonction de la position du miroir.

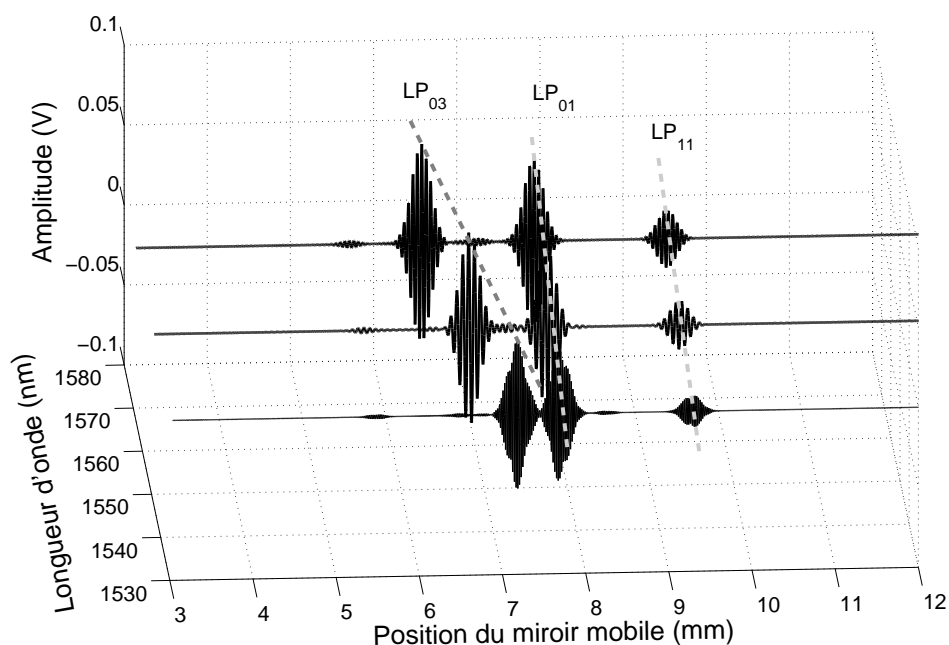


FIGURE 3.31 – Réflectogrammes obtenus après TF inverse du spectre filtré pour trois longueurs d'onde différentes
en pointillés : évolution des maxima d'intensité correspondant aux évolutions du temps de groupe pour chaque mode

La figure 3.31 présente trois réflectogrammes obtenus pour trois longueurs d'onde différentes en suivant le procédé décrit précédemment. C'est le module de ces réflectogrammes, pour l'ensemble des longueurs d'onde de la source, qui donne accès à une cartographie complète du signal réfléchi et rétrodiffusé par le CST. Notons que la position du miroir en abscisse peut aisément être convertie en temps de groupe. En effet, nous connaissons l'indice de l'air à la longueur d'onde de la source, et donc la vitesse de la lumière dans la partie en espace libre du système de mesure.

La figure 3.32 présente, de manière similaire à la figure 3.19 pour l'extraction à partir de la phase, un réflectogramme simulé pour 5 modes différents ainsi que la cartographie obtenue à partir de ce réflectogramme. Les propriétés de ces modes sont les mêmes que dans le cas présenté lors de la section précédente. Nous distinguons, sur la cartographie, les traces laissées par chacun d'entre eux. Ainsi chaque propriété apparaît distinctement dans la cartographie. En effet, la dispersion détermine la pente de chaque trace laissée dans la cartographie alors que la dispersion d'ordre supérieur entraîne la courbure des ces mêmes traces. Nous allons voir qu'à partir de cette cartographie, il est possible d'extraire la position des maxima de réflexion et de déterminer de cette façon la dispersion et la dispersion d'ordre supérieur de chaque mode.

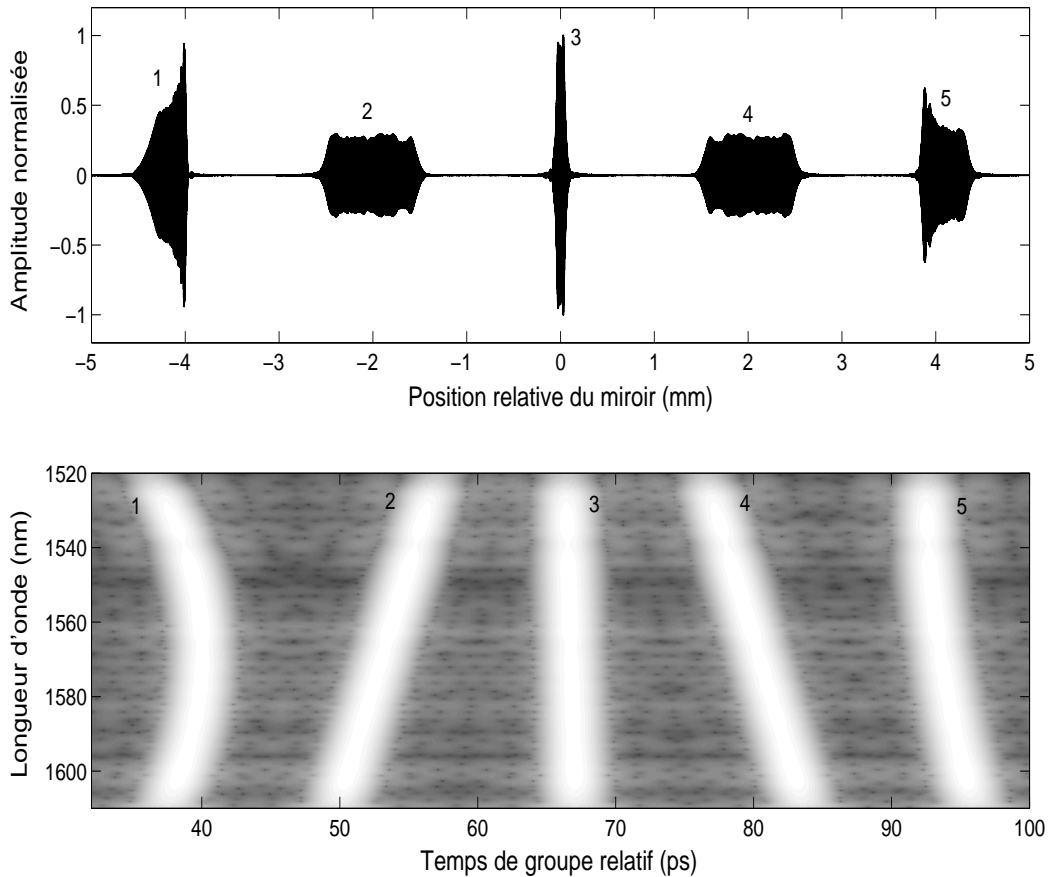


FIGURE 3.32 – Réflectogramme et cartographie simulés pour 5 modes aux propriétés de dispersion différentes

La figure 3.33 présente, tout d'abord, la cartographie temps/longueur d'onde comparée au réflectogramme initial et obtenue pour la fibre PW050719. Il s'agit, pour commencer, d'un cas simple dans lequel aucun recouvrement de mode ne vient perturber la mesure. L'évolution du temps de groupe (directement relié à la position du miroir) en fonction de la longueur d'onde conduit à une détermination simple de la dispersion de chaque mode. Nous observons d'ailleurs sur la figure, en traits pleins, l'ajustement numérique des traces de chacun des maxima de réflexion correspondants aux différents modes. Ce sont ces ajustements qui permettent l'obtention de la dispersion des modes sur l'ensemble du domaine spectral couvert par la source.

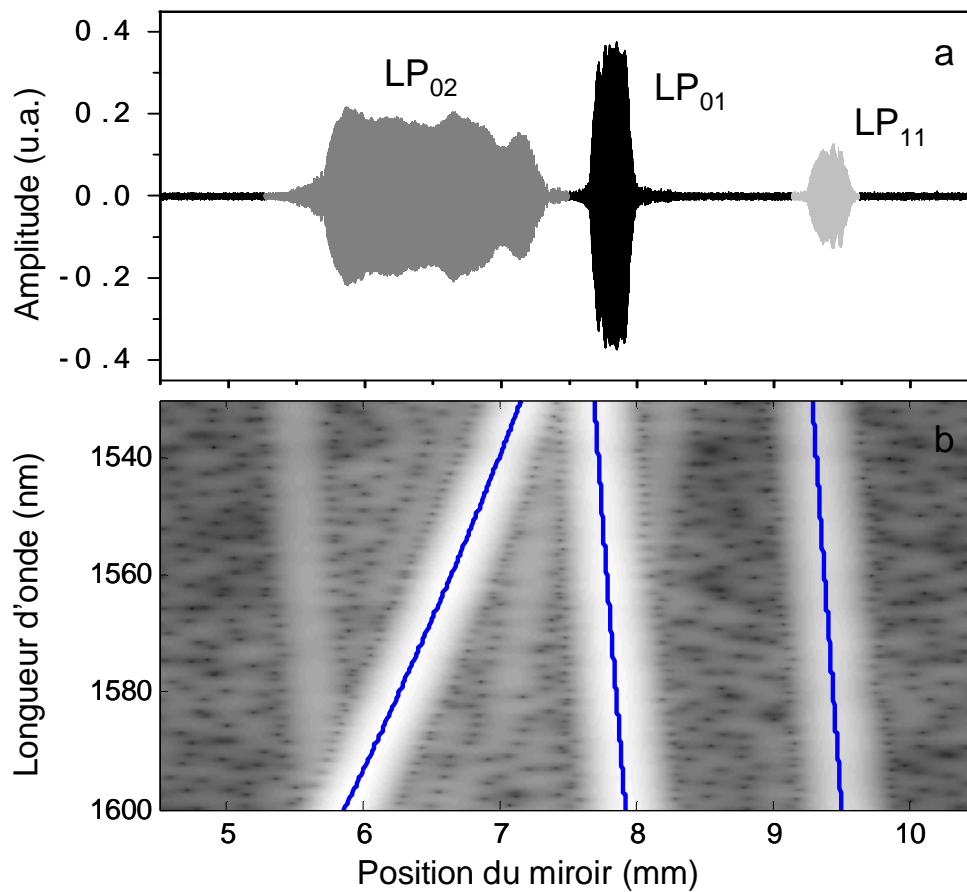


FIGURE 3.33 – Comparaison réflectogramme classique/Cartographie temps/longueur d'onde de la fibre PW050719

Pour rendre compte de la précision de la méthode de la cartographie par rapport à la méthode consistant à extraire le temps de groupe à partir de la phase, la figure 3.34 présente une comparaison des valeurs de temps de groupe obtenues par les deux approches. Il s'agit des valeurs des trois modes de la fibre PW050719 pour lesquelles nous constatons un très bon accord entre les deux méthodes. Il apparaît clair que les valeurs de temps de groupe peuvent être extraites précisément de la cartographie sur toute la bande spectrale de la source. Par ailleurs, elles peuvent aussi être numériquement ajustées et, ce, comme le montre le figure 3.35. De plus, cet ajustement est valable que les modes se recouvrent ou non.

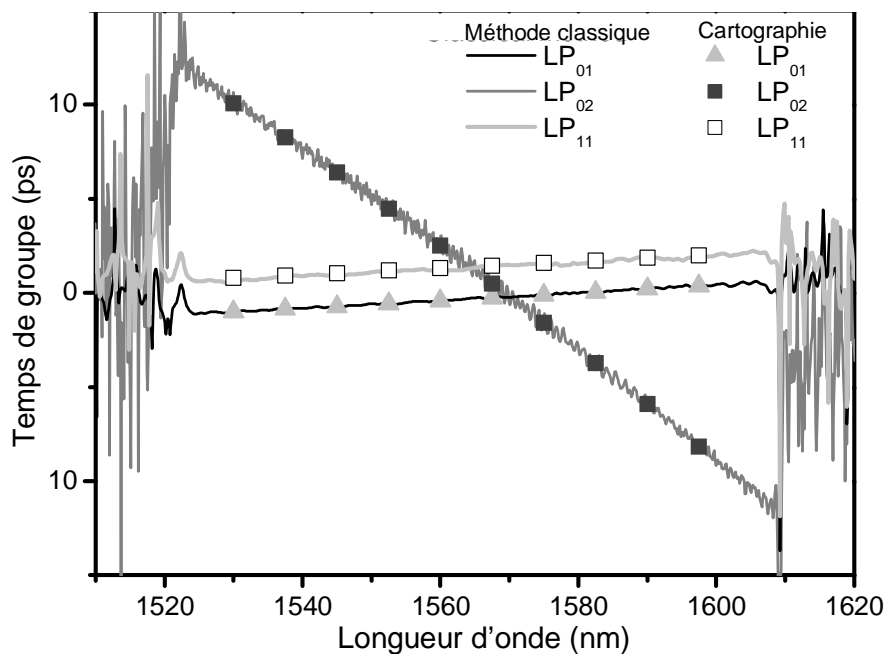


FIGURE 3.34 – Comparaison des valeurs de temps de groupe obtenues pour les trois modes de la fibre PW050719 par la méthode classique et par la cartographie

La figure 3.35 présente la cartographie temps/longueur d'onde, comparée au réflectogramme initial et obtenue pour la fibre DP3012. Dans cette fibre, comme nous avons pu le voir précédemment, le recouvrement de mode perturbe l'extraction des paramètres dans une configuration "classique". En revanche, avec ce traitement, cette méthode permet une bonne extraction du paramètre de dispersion sur toute la bande spectrale de la source. Les ajustements numériques des traces de chacun des maxima de réflexion correspondants à chaque mode, en traits pleins sur la figure, permettent un accès direct au temps de groupe en dépit du croisement des courbes. Nous y distinguons donc cinq modes (LP₀₁, LP₀₂, LP₀₃, LP₁₁ et LP₁₂) pour lesquels les valeurs de temps de groupe ont pu être extraites précisément et en bon accord avec les valeurs attendues par la théorie. Par ailleurs, un grand nombre d'autres traces confirme l'existence d'autres modes dans cette fibre non prévus par

la théorie. Ceux-ci n'ont pas fait l'objet d'investigation supplémentaires.

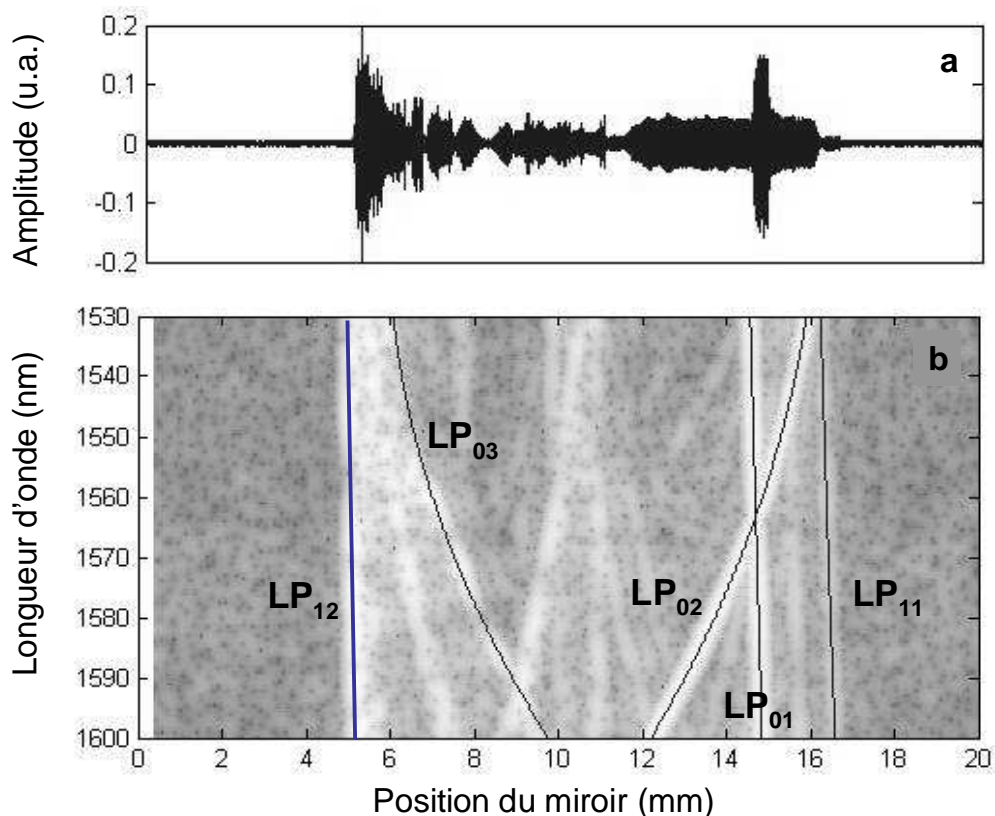


FIGURE 3.35 – Comparaison réflectogramme classique/Cartographie temps/longueur d'onde de la fibre DP3012

Conclusion

Plusieurs mesures ont été réalisées sur différentes fibres optiques. Nous avons notamment observé l'évolution liée de l'indice de groupe et de l'amplification avec la puissance de pompe dans une fibre dopée Erbium. Par une mesure rapide et simple, il nous a été possible de mesurer l'impact lié à la relation de Kramers-Kronig sur la dispersion. Une évolution de $40 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ autour de la longueur d'onde de 1530 nm pour une puissance de pompe de 80 mW a été mesurée. De plus, nous avons analysé la dépendance des paramètres que sont la dispersion et la biréfringence à la position longitudinale dans une fibre optique à cristaux photoniques. La possibilité d'extraire précisément ces paramètres pour des tronçons de fibre très courts nous a permis d'enregistrer une évolution de la dispersion sur 1 km de fibre avec des variations maximales d'environ $6 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$. Enfin, nous avons présenté les résultats de mesure de l'ensemble des paramètres de dispersion des modes de fibres légèrement multimodes. L'adaptabilité de la méthode OLCR et la possibilité d'effectuer un traitement numérique adéquat conduit à l'obtention du temps

de groupe et de la dispersion sur l'ensemble de la bande C+L pour des fibres présentant jusqu'à cinq modes. Nous avons notamment caractérisé une fibre présentant simultanément des modes à dispersion classique (autour de $20 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$), un mode à forte dispersion positive (autour de $600 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$) et un mode à forte dispersion négative (autour de $-600 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$). Par ailleurs, la méthode du filtrage numérique, permettant l'extraction d'une cartographie temps/longueur d'onde, n'est pas seulement applicable aux fibres optiques et nous nous attacherons à présenter, au cours du chapitre suivant, des résultats obtenus pour des guides photoniques innovants. Ces résultats confirment l'apport de cette méthode.

Chapitre 4

Étude de guides membranaires à cristaux photoniques

4.1 Introduction

Nous avons vu au cours du chapitre 3 que l'utilisation de cristaux photoniques (CPh) avait ouvert la voie au développement de nouvelles fibres optiques présentant des propriétés spécifiques. Les propriétés des cristaux photoniques sont aussi largement exploitées pour la conception d'autres guides d'onde et notamment les guides à base de semi-conducteur [67].

Comme pour les fibres optiques, la maîtrise de la conception de ce type de guide permet de contrôler certaines de leurs propriétés optiques. Majoritairement conçus par agencement périodique de trous (ou d'autres inclusions) au sein du milieu semi-conducteur, ces guides connaissent donc, comme nous le verrons ultérieurement, une forte variation de leurs propriétés en fonction de l'espacement, de la taille ou encore de la forme des trous. Le temps de groupe et la dispersion sont, en particulier, deux paramètres essentiels sur lesquels il est possible d'influer nettement [68, 69, 70].

L'objet de cette section est une étude de guides à cristaux photoniques membranaires réalisés sur arséniure de gallium (GaAs) dans le cadre de recherches menées par Thales Research and Technology pour la fabrication de lignes à retard optiques ajustables et intégrables.

Nous envisagerons, dans un premier temps, les bases des principes théoriques qui régissent le fonctionnement de ce type de guide. Puis, nous présenterons les résultats de caractérisation de ces guides et plus spécialement les phénomènes de diffusion et de ralentissement des ondes ainsi que le lien éventuel entre ces deux phénomènes. Enfin, nous verrons comment les particularités de l'OLCR en font une technique très appropriée pour étudier ces guides et quelles sont les conclusions ayant pu être tirées de cette étude.

4.2 Principes théoriques

4.2.1 Cristaux Photoniques

Bien que les effets de la périodicité du milieu sur la propagation d'une onde électromagnétique aient déjà été étudiés auparavant, c'est avec Yablonovitch, dans les années 1990, que les concepts de cristaux photoniques et de bandes interdites photoniques ont été introduits. C'est la jonction des théories d'électromagnétisme classique et de physique du solide qui a conduit à établir ces concepts et a amené l'appellation "cristal photonique".

Un cristal photonique est simplement une structure périodique dans un milieu électromagnétique. Cette structure peut posséder des bandes interdites photoniques c'est à dire, des longueurs d'onde pour lesquelles la lumière ne peut pas se propager dans la structure [71, 72, 73]. Il est possible de faire une analogie avec la maille atomique cristalline qui génère des bandes interdites dans la fonction d'onde de l'électron.

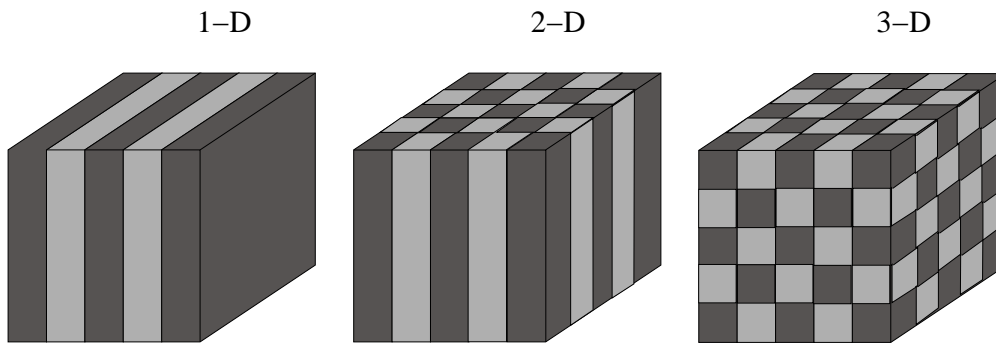


FIGURE 4.1 – Illustration schématique de cristaux photoniques à 1,2 et 3 dimensions

La figure 4.1 présente une description schématique de cristaux photoniques à 1, 2 ou 3 dimensions. La périodicité de la structure (typiquement un milieu diélectrique) apparaît donc clairement dans 1, 2 ou 3 directions de l'espace.

Il faut reprendre les équations de Maxwell de l'électromagnétisme auxquelles s'appliquent les effets de la périodicité du milieu pour bien comprendre la notion de bande interdite photonique.

Considérons, tout d'abord, les champs électrique et magnétique en régime harmonique. Ils sont, par conséquent, exprimés sous la forme d'ondes planes avec :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{e}(\vec{r})e^{i\omega t} \quad (4.1)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{h}(\vec{r})e^{i\omega t} \quad (4.2)$$

où \vec{r} est le vecteur position dans le milieu, ω est la pulsation de l'onde et \vec{h} et \vec{e} décrivent respectivement les formes vectorielles et dépendantes de la position des champs magnétique et électrique.

L'utilisation des lois connues de Maxwell amène à établir une équation de propagation régissant l'évolution du champ magnétique sous la forme :

$$\vec{\nabla} \times \frac{1}{\epsilon} \vec{\nabla} \times \vec{H} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \vec{H} \quad (4.3)$$

où ϵ est la fonction diélectrique qui dépend des coordonnées dans l'espace avec $\epsilon(x, y, z)$.

Il s'agit d'un problème aux valeurs propres avec \vec{H} le vecteur propre et ω/c la valeur propre. On obtient alors, dans le milieu de propagation, la relation suivante :

$$k = \frac{\omega n}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4.4)$$

où k est la norme du vecteur d'onde dans le milieu et n est l'indice qui caractérise l'onde qui se propage dans le milieu à une vitesse c/n .

La relation de dispersion relie la fréquence (plus généralement la pulsation ω) au nombre d'onde (la norme du vecteur d'onde \vec{k}). Nous verrons que celle-ci revêt une importance particulière dans l'explication du fonctionnement d'un guide à cristaux photoniques. Dans le cas le plus basique d'un milieu isotrope, cette relation décrit une simple droite de pente c/n comme celle représentée sur la figure 4.2.

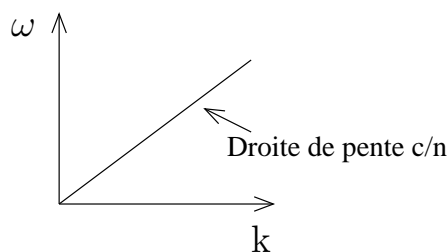


FIGURE 4.2 – Relation de dispersion simplifiée dans le cas d'un milieu isotrope

Dans un cristal photonique la fonction diélectrique ϵ est périodique du fait de la périodicité du milieu. Celle-ci s'écrit :

$$\epsilon(\vec{r}) = \epsilon(\vec{r} + \vec{R}) \quad (4.5)$$

où \vec{R} est le vecteur qui décrit la maille élémentaire. Avec

$$\vec{R} = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3 \quad (4.6)$$

où \vec{a}_1 , \vec{a}_2 et \vec{a}_3 sont les vecteurs de base de la maille élémentaire et l, m et n sont des entiers.

La figure 4.3 présente un schéma décrivant ces vecteurs dans le cas 2D d'une maille hexagonale. Cette maille est souvent utilisée dans les guides à cristaux photoniques et particulièrement dans les fibres optiques, comme nous l'avons vu au cours du chapitre 3.

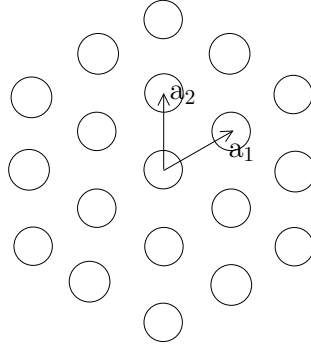


FIGURE 4.3 – Exemple de vecteurs élémentaires d'une maille hexagonale dans un cristal photonique 2D composé de trous arrangés périodiquement

Comme pour la physique du solide, il alors est possible d'établir un réseau réciproque dont la maille est définie par le vecteur :

$$\vec{G} = ob_1 + pb_2 + qb_3 \quad (4.7)$$

où \vec{b}_1 , \vec{b}_2 et \vec{b}_3 sont les vecteurs de base de la maille élémentaire et l, m et n sont des entiers.

Tous les vecteurs élémentaires des deux réseaux (primitif et réciproque) sont liés par la relation :

$$\vec{a}_i \cdot \vec{b}_j = \delta_{ij} \quad (4.8)$$

Dans le cas précédent de la structure périodique, nous utilisons le théorème de Bloch-Floquet qui stipule que la solution à l'équation 4.3 peut être choisie de la forme :

$$\vec{H}(\vec{x}) = \vec{H}_{n,\vec{k}}(\vec{x}) e^{i\vec{k}\vec{x}} \quad (4.9)$$

où $\vec{H}_{n,\vec{k}}$ est une fonction d'enveloppe périodique satisfaisant l'équation :

$$(\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \frac{1}{\epsilon} (\vec{\nabla} + i\vec{k}) \times \vec{H}_{n,\vec{k}} = \left(\frac{\omega_n(\vec{k})}{c} \right)^2 \vec{H}_{n,\vec{k}} \quad (4.10)$$

en sachant que la condition de périodicité impose à $\vec{H}_{n,\vec{k}}$ que

$$\vec{H}_{n,\vec{k}}(\vec{x}) = \vec{H}_{n,\vec{k}}(\vec{x} + \vec{R}) \quad (4.11)$$

Finalement, l'équation 4.10 détermine des valeurs propres discrètes $\omega_n(\vec{k})$ pour $n = 1, 2, \dots$. Ces valeurs propres sont des fonctions continues du vecteur d'onde de Bloch \vec{k} qui forment des "bandes" lorsqu'elles sont représentées en fonction de la maille dans ce que l'on appelle des diagrammes de dispersion ou des structures de bandes. \vec{k} et ω étant des quantités conservées dans le diagramme, celui-ci représente tous les couples de valeurs \vec{k} et ω possible au sein du système.

4.2.2 Zone de Brillouin

La solution étant la même à \vec{k} et à $\vec{k} + \vec{G}$, les solutions ne peuvent être calculées que dans un espace limité par la taille de la maille réciproque primitive. Cette zone lorsqu'elle est définie à partir de $\vec{k} = 0$ est appelée zone de Brillouin et est donc la seule zone dans laquelle on aura besoin de calculer les solutions à l'équation 4.10 pour pouvoir déterminer les bandes du cristal photonique. Par exemple, dans un système unidimensionnel où $R = a$ définit la périodicité du réseau et où $G = 2\pi/a$, la zone de Brillouin est définie entre $k = -\pi/a$ et $k = \pi/a$. Tous les autres vecteurs d'ondes peuvent, par ailleurs, être déduits par une simple translation de G .

Une bande interdite est un intervalle de fréquence ω au sein duquel il n'existe aucune solution (pouvant se propager) à l'équation 4.10 c'est à dire qu'il n'existe aucun vecteur d'onde \vec{k} décrivant un mode pour cet intervalle de fréquence.

Considérons le cas d'un système unidimensionnel avec une périodicité a de la fonction diélectrique ϵ . La relation de dispersion se présente, dans un premier temps, comme celle présentée par la figure 4.2. Elle peut être déterminée uniquement au sein de la zone de Brillouin dans laquelle s'exerce un repliement des bandes pour lesquelles $|k| > \pi/a$. Ainsi se construit le diagramme de bande "virtuel" pour ce système, tel que nous pouvons l'observer sur la figure 4.4. Nous constatons la dégénérescence du mode à $k = -\pi/a$ et $k = \pi/a$. Si l'on considère vraiment les effets de la périodicité de la fonction diélectrique, cette dégénérescence disparaît au profit de la création d'une bande interdite (un "gap") au sein de laquelle aucun mode ne peut exister.

Au delà du cas simple unidimensionnel qui permet de comprendre le concept de bande interdite, le cas du système bidimensionnel est celui qui nous concerne directement puis-

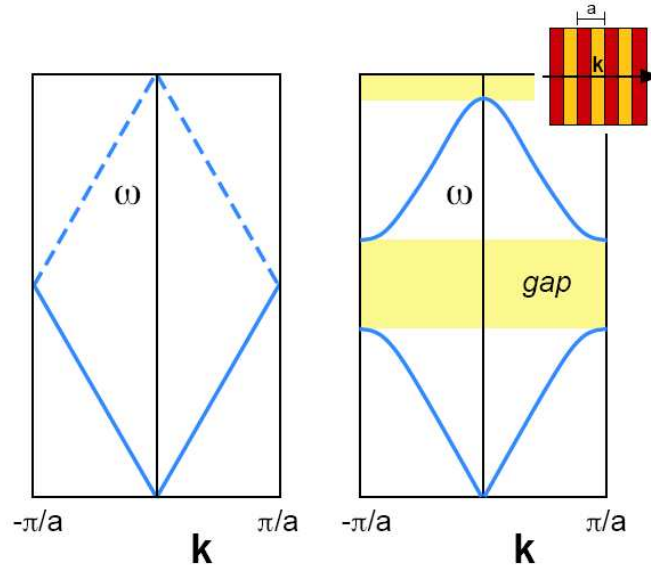


FIGURE 4.4 – Diagrammes de bande dans un milieu unidimensionnel périodique
Gauche : repliement des bandes dans la zone de Brillouin ; Droite : effet réel de la variation périodique de la fonction diélectrique sur le diagramme de bande, apparition d’une bande interdite

qu’il est à l’origine de la conception de la majorité des guides reposant sur les cristaux photoniques.

Il faut savoir, tout d’abord, que, dans ce cas, le champs peut être séparé en deux polarisations :

- TE (Transverse Électrique) si le champ électrique est dans le plan de propagation et le champ magnétique est perpendiculaire.
- TM (Transverse Magnétique) si le champ magnétique est orienté dans le plan et le champ électrique est perpendiculaire.

Par conséquent, la construction de diagrammes de bandes se fera différemment pour les deux polarisations du champ et les domaines de fréquences interdites ne seront pas nécessairement les mêmes. On parle de bande interdite photonique complète dans le cas de recouvrement de bande interdite pour les deux polarisations.

Un autre élément à prendre en compte, par rapport au cas unidimensionnel, est la plus grande complexité dans la construction des diagrammes de bandes à 2 dimensions et en particulier de la zone de Brillouin. La figure 4.5 représente les zones de Brillouin incompressibles dans le cas de cristaux photoniques 2D à maille carrée et à maille hexagonale (ou triangulaire). On parle de zone de Brillouin incompressible puisqu’elle tient aussi compte de toutes les symétries du cristal pour réduire au minimum le domaine de calcul des valeurs propres de l’équation 4.10.

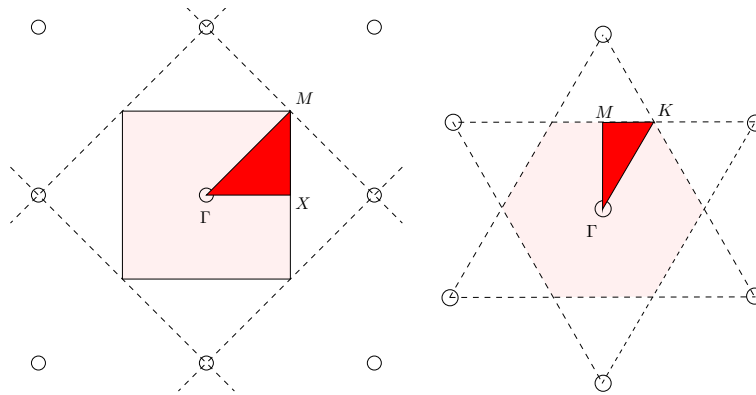


FIGURE 4.5 – Zones de Brillouin (incompressible pour la partie foncée) dans un cristal photonique 2D
Gauche : maille carré; Droite : maille hexagonale

Les lettres Γ , K , X , M représentent les extrémités des différentes zones de Brillouin ou Γ est toujours l'origine, c'est à dire, tel que $k_x = 0$ et $k_y = 0$. Il est usuel de dessiner le diagramme de bandes suivant les contours de la zone de Brioullin en reliant ces différentes extrémités puisque c'est le long de ces limites qu'apparaissent les maxima de bande.

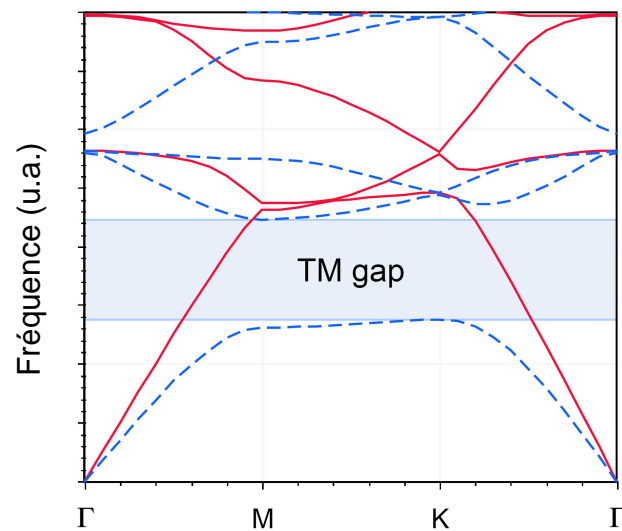


FIGURE 4.6 – Exemple de diagramme de bande dans un cristal photonique 2D
Traits pleins : bandes TE; Traits pointillés : bandes TM

La figure 4.6 présente un exemple de diagramme de bande d'un cristal photonique 2D décrivant la fréquence normalisée en fonction de \vec{k} (dans chacune des directions). En trait plein apparaissent les bandes TE et en pointillé les bandes TM. Dans cet exemple,

une bande interdite n'apparaît que pour la polarisation TM. En effet, pour certaines fréquences ω , il n'existe aucune valeur de \vec{k} , quelque soit sa norme ou sa direction permettant la propagation d'un mode TM.

4.2.3 Cône de lumière et pertes du guide

Nous avons décrit, les principes théoriques des cristaux photoniques. Or, la création d'une bande interdite n'est pas une condition suffisante pour créer un guide d'onde. Il faut pouvoir "piéger" la lumière au sein du cristal photonique. Le guidage repose donc sur l'utilisation de défauts. En effet, dans ce type de guide, la lumière est guidée suivant un défaut ou une ligne de défaut insérée au sein du cristal photonique. Si le défaut fait apparaître un niveau d'énergie permis dans la bande interdite, alors, à cette longueur d'onde, la lumière est piégée dans le cristal et ne peut que se propager suivant la ligne de défaut créée volontairement.

Précisons aussi que, un guide réel à cristaux photoniques a nécessairement une extension verticale finie. De ce fait, deux mécanismes de guidage se côtoient : la lumière est confinée, horizontalement, par l'effet de bande interdite alors que, verticalement, c'est le mécanisme plus classique de réflexion totale interne qui confine la lumière. Ce point conditionne l'existence du cône de lumière et, comme nous le verrons ultérieurement, l'intérêt de l'utilisation de membranes.

Le dernier phénomène à prendre en compte dans la compréhension des cristaux photoniques 2D et, en particulier, des guides à cristaux photoniques, est le rôle primordial du cône de lumière [74]. Il a été montré que si le vecteur d'onde k d'un mode guidé correspond à une projection du vecteur k_r d'un mode radiatif (à fuite), un couplage s'opère entre les deux entraînant "la fuite" du mode guidé lui même.

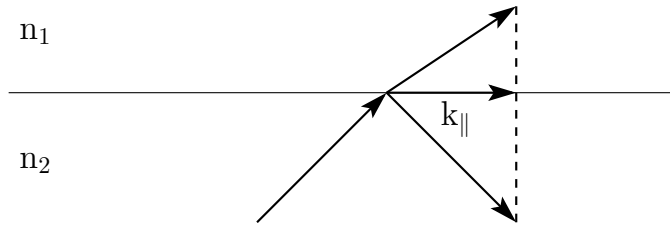


FIGURE 4.7 – Description schématique de la ligne de lumière

Pour mieux comprendre cette idée, prenons le cas simple, représenté par la figure 4.7, d'une réflexion à l'interface entre deux milieux 3D séparés par un plan infini (dioptré). La réflexion d'un rayon, à l'interface entre les deux milieux d'indices n_1 et n_2 , est décrite par les lois de Snell-Descartes 3.11 et 3.12 présentées au cours du chapitre 3. Pour un ensemble d'ondes planes, ces lois peuvent être exprimées comme une conservation de la projection $k_{||}$ du vecteur d'onde. Ainsi, au delà d'un certain angle, défini par la loi 3.11 l'ensemble

d'ondes planes du milieu 2 est totalement réfléchi à l'interface et est évanescent dans le milieu 1. De cette manière, nous définissons une "ligne de lumière" par la droite :

$$\omega = \frac{c}{n_1} k_{\parallel} \quad (4.12)$$

Cette droite délimite un cône dans lequel les valeurs (ω, k_{\parallel}) existent dans les deux milieux, c'est à dire, une couplage entre les ondes planes des deux milieux s'opère.

En transposant le cas précédent aux guides membranaires à cristaux photoniques, il faut tenir compte de leur géométrie et considérer le mélange semi-conducteur/trous d'air comme un milieu d'indice moyen. Alors, nous pouvons définir, au sein du diagramme de bande, un cône à l'extérieur duquel devra se trouver un mode guidé pour ne pas se coupler avec un mode radiatif et subir des pertes considérables. Ce cône est délimité dans l'espace (ω, x, y) par la relation :

$$k_{\perp}^2 = \left(\frac{n\omega}{c}\right)^2 \quad (4.13)$$

où $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$ est la norme au carré du vecteur d'onde dans le plan.

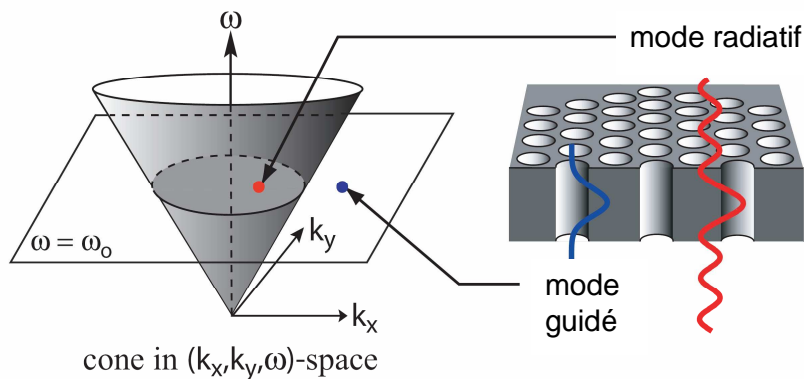


FIGURE 4.8 – Description schématique du cône de lumière

La figure 4.8 présente une description schématique de ce cône ainsi qu'une coupe du guide dans laquelle on peut voir la répartition de l'intensité pour un mode guidé et pour un mode radiatif. Nous notons la présence du mode radiatif à l'intérieur du cône et du mode guidé ne subissant pas les fuites à l'extérieur du cône .

Finalement, les pertes se séparent en deux catégories :

- les pertes extrinsèques qui sont dues aux défauts dans la structure du guide par rapport à la structure idéale. Les inhomogénéités dans la taille, la forme, la position ou la rugosité des trous qui forment la maille du cristal, entraînent des pertes dont

les manifestations et les origines exactes font encore l'objet de recherche comme nous le verrons ultérieurement.

- les pertes intrinsèques dont la contribution principale provient des fuites éventuelles hors du plan. Celles ci sont conditionnées par la position hors ou dans le cône de lumière du mode guidé.

4.3 Caractéristiques des guides et intérêt de l'étude

Nous avons montré, précédemment, les principes théoriques qui gouvernent les propriétés des cristaux photoniques et leur utilisation dans les guides d'ondes optiques. Nous examinons, à présent, les propriétés de guides membranaires semi-conducteurs à cristaux photoniques que nous avons étudiées. L'ensemble de l'étude porte sur des guides membranaires réalisés sur Gallium Arséniure au sein du groupe Thales Research and Technology (TRT).

Le concept de membrane a été introduit, par nécessité, pour pouvoir utiliser le guidage par bande interdite photonique sans souffrir de pertes trop importantes. En effet, il est apparu que, dans le cas d'hétérostructures (où le guidage s'effectue dans plusieurs matériaux différents), le cône de lumière était trop "ouvert" pour pouvoir placer un mode à l'extérieur de celui-ci dans une bande interdite. De ce fait, les pertes trop importantes ont longtemps fortement limité les applications ouvertes à ce type de composant. Pour pallier à ce problème, le premier moyen envisageable est la conception de guide aux trous infiniment longs, ce qui s'avère concrètement irréalisable. Le second moyen consiste à augmenter le contraste entre le matériau au sein duquel la lumière est guidée et le milieu environnant. L'avancée technologique a permis la réalisation de guides à cristaux photoniques membranaires et cette solution a été largement adoptée par la suite. L'avantage inhérent à la forme de la membrane est de "rétrécir" le cône de lumière significativement de manière à pouvoir placer un mode dans une bande interdite et hors du cône facilement.

La figure 4.9 présente une photo réalisée au Microscope Électronique à Balayage (MEB) d'un guide membranaire tel que ce ceux que nous avons étudiés au cours de ce travail. Il s'agit d'un guide dans lequel une seule rangée de trous a été retirée dans le cristal photonique pour faire office de guide. La nomenclature standard dénomme ce guide $W1$. En réalité, le 1 de $W1$ indique, généralement, que la largeur du guide correspond à une fois $a\sqrt{3}$ où a est la période du cristal. Il existe ainsi des guides $W1.5$, $W2$... suivant le nombre de fois où se trouve la grandeur $a\sqrt{3}$ dans la largeur du guide. L'ajustement de ce paramètre a d'ailleurs un effet important sur les pertes du guide, la dispersion ou encore le facteur de qualité dans le cas d'une cavité.

L'introduction de guides membranaires a donc permis une réduction drastique des pertes dans ce type de guide. Les meilleurs résultats en terme de pertes font état de guides $W1$ dont les pertes se situent à $7,6 \text{ dB/cm}$ (à $1,3 \mu\text{m}$) pour des membranes en GaAs [75]

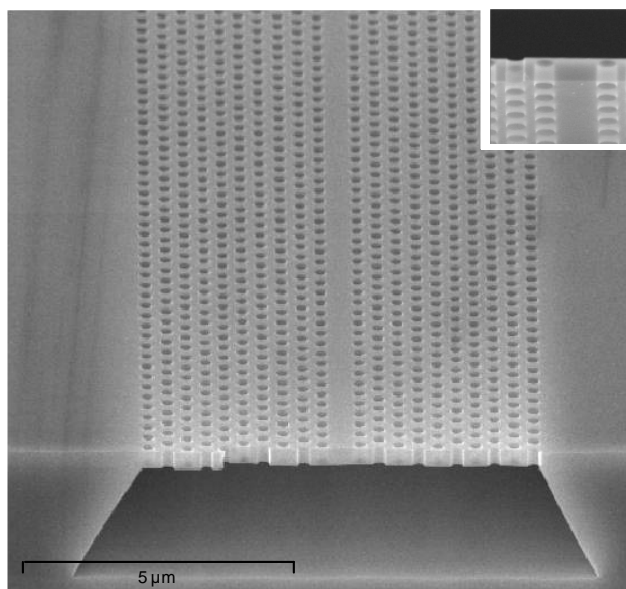


FIGURE 4.9 – Photo MEB d'un guide membranaire à cristaux photoniques
Encart : Zoom x10 de la face clivée

et à 5 dB/cm (à $1,5 \mu\text{m}$) pour des membranes en Si [76]. Ces résultats, appliqués à des guides dont les longueurs maximum n'excèdent pas quelques mm , permettent clairement d'envisager une utilisation de ce type de guide pour la réalisation de composants pour l'optique intégrée.

La dispersion des guides membranaires CPh peut être ajustée, en jouant sur les paramètres géométriques du guide, pour se placer volontairement dans un régime de propagation lente avec une dispersion contrôlée [77, 78]. L'utilisation des phénomènes de lumière lente ("slow light") ouvre des perspectives pour la réalisation de fonctions optiques (ligne à retard, compensation de dispersion...) compactes et intégrées [79, 80]. Des valeurs très lentes de vitesse de groupe ont déjà été atteintes mais pour des guides très courts, par conséquent avec un retard moyen. En effet, les pertes importantes observées en régime lent ont obligé à faire un compromis retard/pertes. L'ensemble de cette étude porte donc sur des guides en régime "semi-lent", c'est à dire, pour un $v_g > c/15$.

Il est utile de pouvoir bien caractériser ces guides. Tout d'abord, pour maîtriser et connaître leurs propriétés réelles une fois les guides conçus. L'information sur le temps de groupe en fonction de la longueur d'onde pour les modes TE et TM et donc l'information sur l'indice de groupe et la dispersion sont des paramètres clés qui nécessitent l'utilisation de techniques spécifiques pour pouvoir être mesurés précisément dans ces guides. Ensuite, pour comprendre des phénomènes physiques qui font encore l'objet d'investigations et enfin, pour permettre à l'avenir de lever des verrous technologiques. Par exemple, le lien

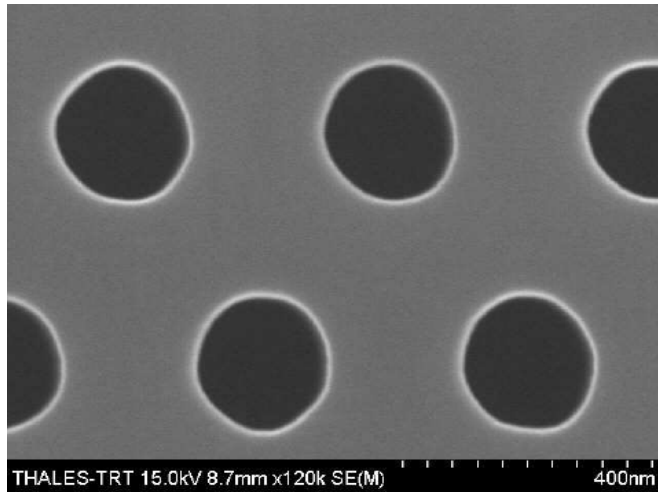


FIGURE 4.10 – Photo MEB des trous d’un guide membranaire à cristaux photonics

entre les pertes par propagation, la rétro-diffusion et la vitesse de groupe fait l’objet de nombreuses recherches à l’heure actuelle afin d’améliorer les performances des guides et principalement les pertes et les retards atteignables. En particulier, la relation vitesse de groupe/pertes [76, 81, 82] dont la forme exacte est encore inconnue actuellement. L’interaction lumière/matière étant plus importante à vitesse lente, le rôle du désordre dans la structure peut devenir primordial, notamment, l’impact de facteurs tels que la variation dans la taille, la position ou la forme des trous.

La figure 4.10 présente une photo MEB de quelques trous d’une structure à CPh dans laquelle nous constatons une légère variation des paramètres énumérés précédemment. Il s’agit là d’un exemple de désordre qui a un impact sur les propriétés du guide et dont les effets doivent être connus et compris pour maîtriser parfaitement la conception de ces guides.

Plusieurs méthodes ont déjà été proposées pour mesurer les paramètres fondamentaux de guides à CPh telles que la méthode de mesure en champ proche résolue temporellement, la phase-shift, le temps de vol ou encore l’analyse des franges Fabry-Pérot [83, 84, 85, 86, 87]. Nous verrons cependant que la simplicité, la rapidité et la diversité des paramètres accessibles via son utilisation offre, à la technique OLCR, un rôle d’importance au sein de toutes ces méthodes. Le nombre d’informations fournies telles que la mesure précise du temps de groupe, l’estimation des pertes, la mise en évidence du couplage inter-modal et l’observation des effets de diffusion permet une bonne analyse des propriétés physiques clés de ces guides.

4.4 Mesures

4.4.1 Traitement "classique"

La première série de mesures porte sur un échantillon (échantillon $n^\circ 1$) dont la période est $a = 418nm$ et le diamètre des trous est $r = 0.26a$. Il s'agit d'un guide $W = 1.057\sqrt{3}a$ avec une rangée de trous manquante dans la direction ΓK . Pour l'injection, nous avons utilisé une fibre micro-lentillée en sortie avec un rayon de ceinture du faisceau d'environ $2\ \mu m$ et un système de positionnement 3D dont la précision était de quelques centaines de nm . La polarisation d'injection a été réglée à l'aide d'un polariseur et d'un contrôleur de polarisation en entrée du composant ainsi que d'un autre polariseur en sortie du composant avec un taux d'extinction d'environ $30\ dB$ entre les polarisations TE et TM.

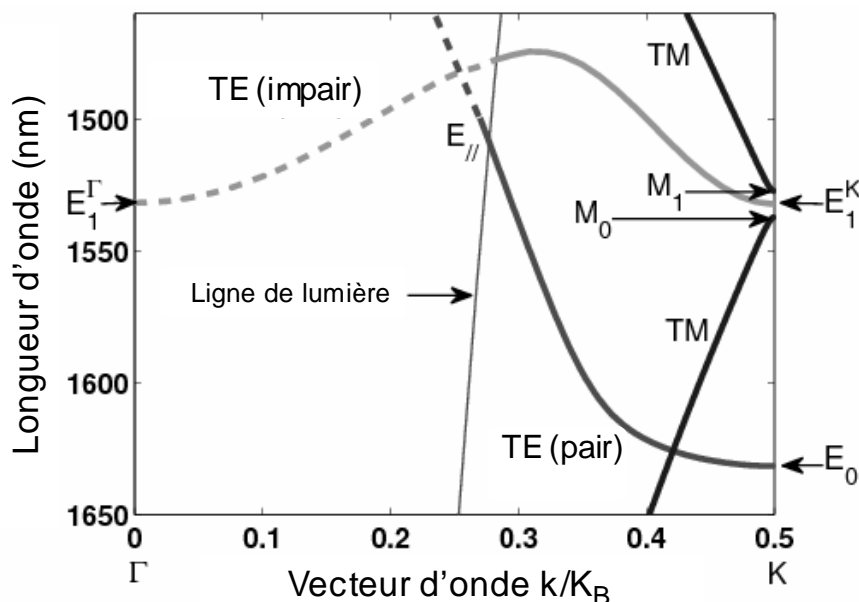


FIGURE 4.11 – Diagramme de dispersion du guide à CPh W1 pour l'échantillon $n^\circ 1$

La figure 4.11 présente le diagramme de bande correspondant à ce guide dans le domaine spectral de la bande interdite. Il a été obtenu par calcul par une méthode de différences finies 3D dans le domaine temporel avec des conditions périodiques au bord pour pouvoir implémenter le théorème de Bloch. Rappelons que la source OLCR couvre un domaine spectral allant de $1525\ nm$ à $1605\ nm$. La ligne de lumière représente le bord du cône de lumière. Par conséquent tout ce qui se situe à l'intérieur du cône et qui est représenté en pointillé sur la figure correspond à des modes à fuites du guide.

Nous distinguons trois modes différents situés à l'extérieur du cône de lumière : deux modes TE pair et impair et un mode TM. Le mode TE pair (courbe gris foncée) présente un comportement typique d'une ligne de défaut unique. La vitesse de groupe est quasiment

constante (ce qui correspond à une courbure de bande quasi-nulle sur le diagramme de dispersion) pour les hautes fréquences, c'est à dire, pour les basses longueurs d'onde environ jusqu'à 1610 nm . Pour les hautes longueurs d'onde elle décroît avant de disparaître sur le bord de bande autour de 1630 nm . Le mode TE impair (courbe gris clair) présente deux minima dont un dans la zone à fuite. Rappelons, de plus, que le domaine spectral de la source OLCR se situe entre 1525 nm et 1605 nm . Par conséquent, la plus grande partie de ce mode se situe en dehors de la bande C+L de la source du dispositif de mesure OLCR et ne sera pas observé lors de la mesure. Enfin, le mode TM (en noir) se comporte comme un mode réflexion totale interne à l'exception d'une petite bande interdite entre 1527 nm et 1537 nm . La courbure de bande est en effet pratiquement nulle sur la quasi-totalité de la bande impliquant une faible valeur de dispersion comme nous le verrons ultérieurement. L'indice de ce dernier mode est approximativement constant autour de $n_g = 5$, valeur typique des modes TM confinés dans des fines membranes. En revanche, le "mini-gap", situé entre les points M_0 et M_1 , provient de la modulation périodique de l'indice le long du guide. A la manière d'un DFB, le mode TM perçoit cette modulation et se trouve donc intégralement réfléchi aux longueurs d'onde correspondant au "miroir".

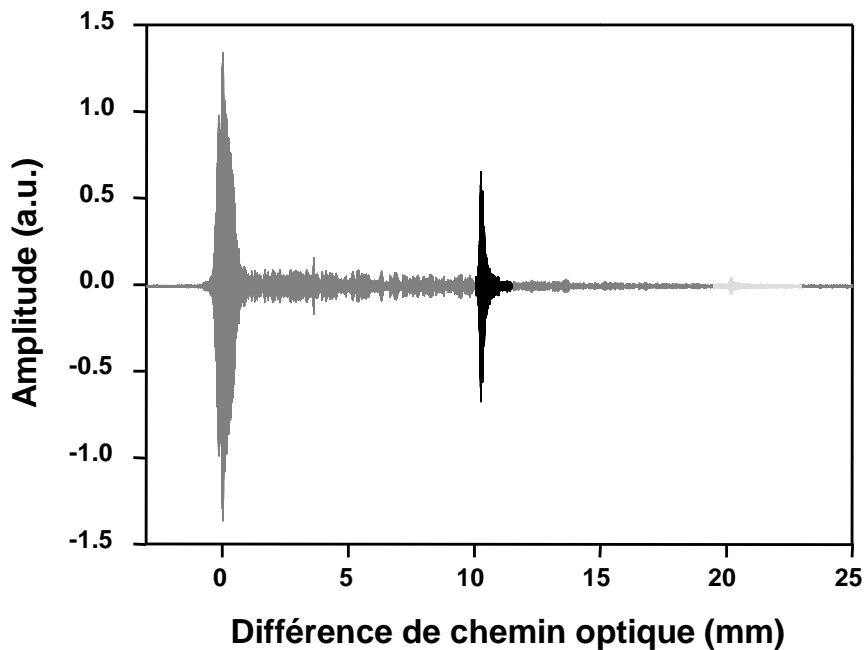


FIGURE 4.12 – Réflectogramme obtenu pour le mode TM du guide CPh membranaire pour l'échantillon $n^{\circ}1$

Gris : Réflexion sur la face d'entrée et rétrodiffusion dans le guide ; Noir : Première réflexion sur la face de sortie ; Gris clair : Seconde réflexion après un aller-retour

La figure 4.12 présente le réflectogramme obtenu pour la mesure du mode TM du guide membranaire à CPh. Nous remarquons sur le réflectogramme trois réflexions principales et

distinctes qui correspondent à la face d'entrée du guide (gris), à la face de sortie du guide (noir) puis à nouveau à la face de sortie du guide (gris clair) mais, cette fois, après un aller retour. Entre la face d'entrée et la face de sortie apparaît aussi un signal lié à la rétrodiffusion dans le guide que nous évoquerons plus en détail par la suite. Il faut noter que, dans le cas de ces guides, les réflexions liées aux faces d'entrée et de sortie apparaissent sur le même réflectogramme du fait de sa faible longueur. Par conséquent, le temps de groupe obtenu sera absolu.

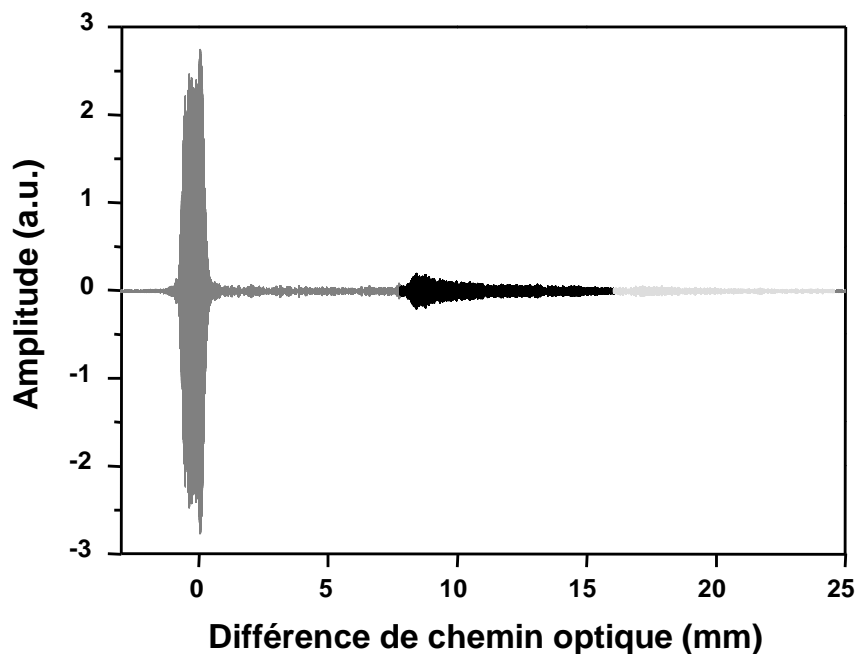


FIGURE 4.13 – Réflectogramme obtenu pour le mode TE du guide CPh membranaire pour l'échantillon $n^{\circ}1$

Gris : Réflexion sur la face d'entrée et rétrodiffusion dans le guide ; Noir : Première réflexion sur la face de sortie ; Gris clair : Seconde réflexion après un aller-retour

La figure 4.13 présente le réflectogramme obtenu, cette fois ci, pour la mesure du mode TE. Là encore, nous pouvons remarquer sur le réflectogramme trois réflexions. La différence principale avec le mode TM provient de l'étalement du mode beaucoup plus important lié à la grande valeur de dispersion. De ce fait, nous observons même un recouvrement entre la première et la seconde réflexion de sortie. Le niveau de signal rétrodiffusé apparaît moins fortement suivant cette polarisation suggérant un impact moindre.

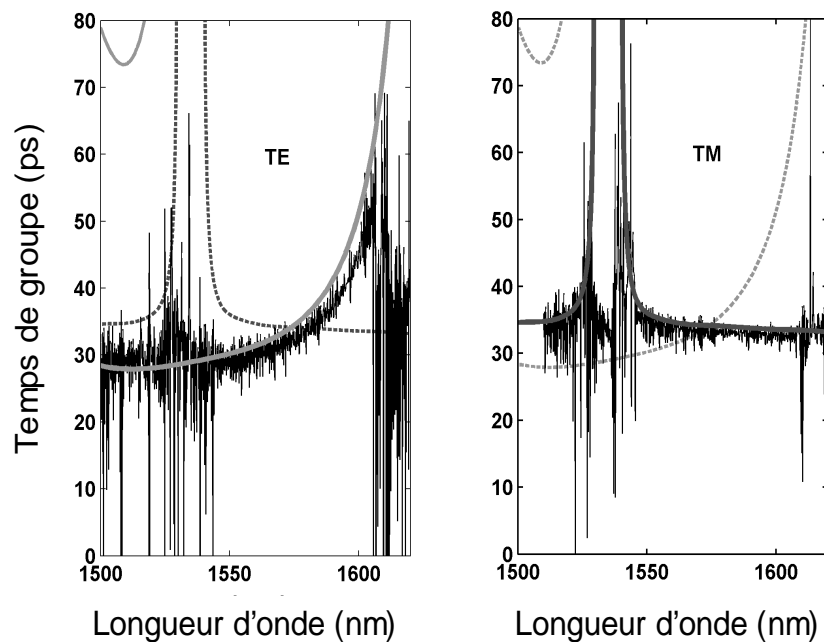


FIGURE 4.14 – Temps de groupe mesurés pour les deux polarisations
 Noir : mesure ; Gris : simulation
 (a) Mode TE ; (b) Mode TM

La figure 4.14 présente les temps de groupe obtenus à partir des réflectogrammes 4.12 et 4.13 pour les modes TM (b) et TE (a). Dans les deux cas, nous avons superposé la mesure (noir) et la simulation (gris) obtenue à partir du diagramme de dispersion. En traits pleins apparaissent les valeurs simulées correspondant au mode mesuré et en pointillés celles correspondant à l'autre mode.

Le mode TM se comporte comme un mode "classique" à RTI à l'exception des longueurs d'onde allant de 1530 nm à 1540 nm ce qui confirme les observations faite sur le diagramme de dispersion. Il s'agit bien de la réflexion due à la modulation d'indice, dans la direction de propagation, vue par le mode TM. De plus, l'existence de cette mini-bande interdite génère une divergence du temps de groupe en bord de bande assimilable aux effets du bord de bande dans un guide DFB standard. Le mode TE impair évolue, pour sa part, d'un temps de groupe variant faiblement pour les plus petites longueurs d'onde à un temps de groupe qui croît de plus en plus vite en s'approchant du bord de bande pour entrée dans une région lente autour de 1600 nm . Cette très grande dispersion engendre un écart en temps de groupe de plus de 30 ps sur l'ensemble de la bande de la source ce qui représente un ralentissement assez fort des hautes longueurs d'onde. Là aussi, il y a une bonne coïncidence entre l'évolution attendue par le diagramme de dispersion (via les courbures de bandes) et les valeurs mesurées. Nous observons donc, pour les 2 modes, un très bon accord entre la mesure OLCR et les valeurs simulées de temps de groupe.

Un autre point important est l'apparition d'un bruit plus grand, aux longueurs d'onde équivalentes à celles de la mini-bande interdite du mode TM (environ entre 1530 nm et 1540 nm) dans la mesure du temps de groupe du mode TE. Il faut noter, tout d'abord, que ces longueurs d'onde correspondent au bord de bande du mode TE pair. Une explication plausible vient du couplage intermodal lié aux effets du désordre. En effet, il a été montré que les phénomènes de diffusion augmentent de façon inversement proportionnelle à la vitesse, par conséquent, ils peuvent devenir très important dans la zone de divergence du temps de groupe. Dès lors, on peut supposer qu'un couplage s'opère soit de TE impair vers TE pair, soit de TE vers TM, ce qui peut expliquer l'impact de la mini-bande sur le mode TE.

4.4.2 Cartographies temps/longueur d'onde

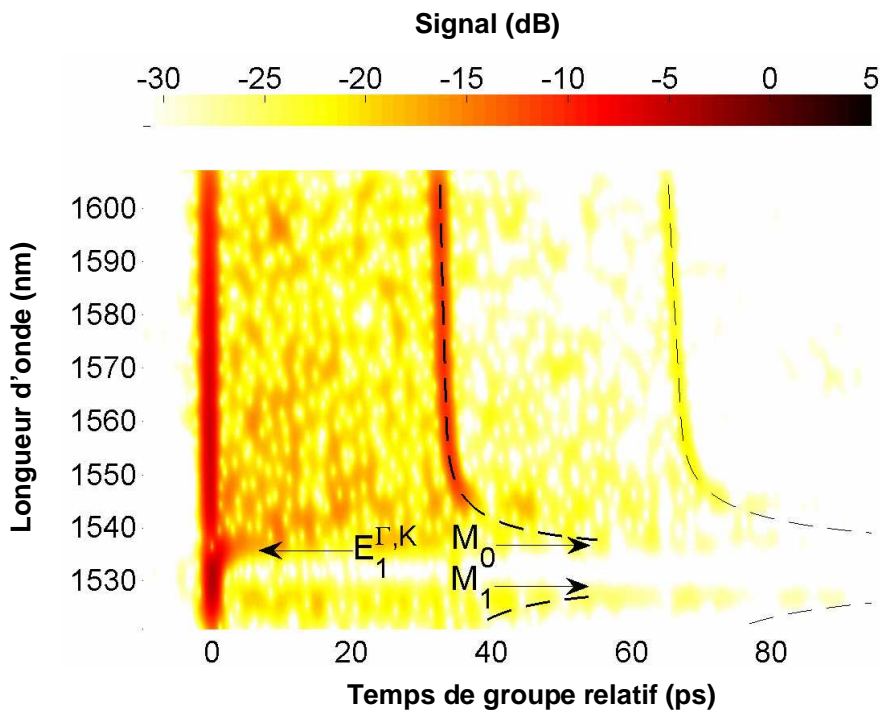


FIGURE 4.15 – Cartographie temps/longueur d'onde pour le mode TM de l'échantillon $n^{\circ}1$

Après avoir observé les résultats obtenus à partir du traitement "classique" de la mesure OLCR, attardons nous, à présent, sur les résultats obtenus via la cartographie temps/longueur d'onde. La figure 4.15 présente une cartographie, vue du dessus, obtenue pour le mode TM de l'échantillon $n^{\circ}1$. La dispersion est faible pour les longueurs d'onde supérieures à 1550 nm et l'évolution du temps de groupe y est plate. En revanche, nous distinguons clairement la mini-bande entre 1530 nm et 1540 nm avec, sur les bords de celle-ci, une forte divergence de la vitesse de groupe. En effet, la variation importante des

pertes au bord de la mini-bande engendrent, par la relation de Kramers-Kronig, une variation importante de l'indice et, donc, de la dispersion. Les points remarquables M_0 , M_1 et $E_1^{\Gamma,K}$, correspondants à ceux observés sur le diagramme de bande, sont signalés sur la figure. Il apparaît aussi clairement que le niveau de signal réfléchi sur la face d'entrée augmente nettement aux longueurs d'ondes correspondantes à cette mini-bande, puisque pratiquement aucun signal n'est transmis.

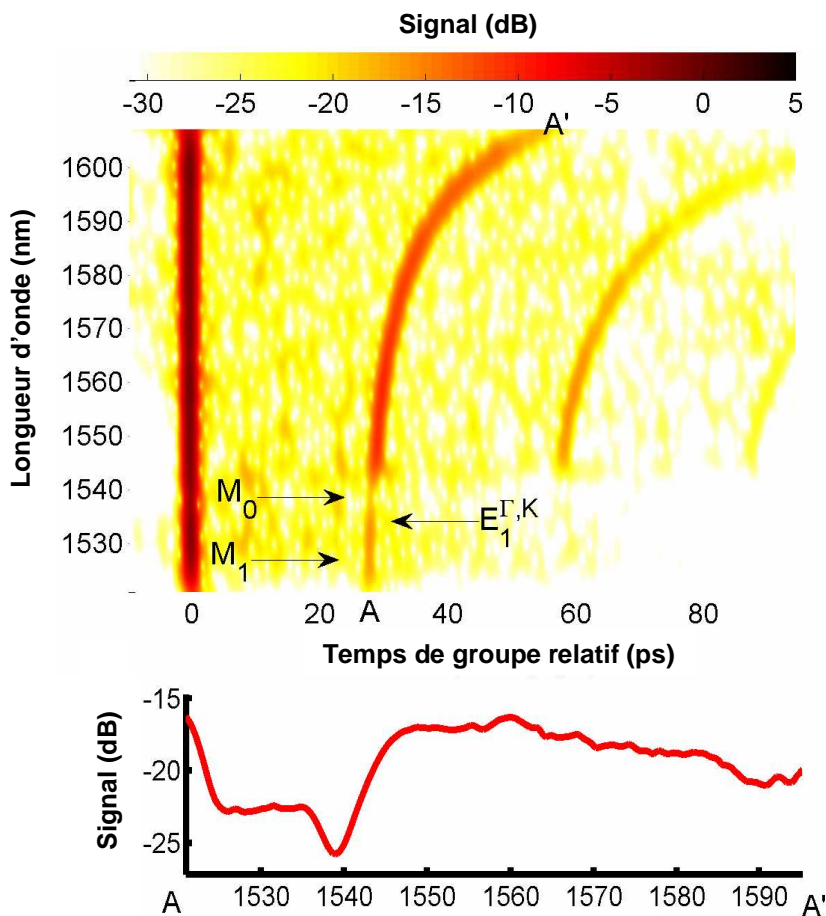


FIGURE 4.16 – Cartographie temps/longueur d'onde pour le mode TE de l'échantillon $n^{\circ}1$

La figure 4.16 présente la cartographie, vue du dessus, obtenue, cette fois, pour le mode TE pair. Les réflexions successives ne se recouvrent pas contrairement à la figure 4.13. Il est d'ailleurs possible d'y distinguer la trace laissée par un second aller-retour dans le guide. L'impact provoqué par la mini-bande est aussi bien visible. Les pertes provoquées, par celle-ci sont d'ailleurs observables sur la partie inférieure de la figure qui présente l'évolution de l'intensité de la réflexion en dB entre les points A et A' marqués sur la cartographie. Le signal réfléchi chute d'environ 10 dB vers 1545 nm pour retrouver son niveau initial autour de 1525 nm.

Nous avons vu que le mode TE impair présente deux états différents, pour des longueurs d'onde très proches. En effet, E_1^K présente un état sans fuite et E_1^Γ un état radiatif du mode TE impair. Il apparaît, à travers les cartographies observées, que le niveau de bruit augmentant pour le mode TE dans la figure 4.14 provient des pertes engendrées par la mini-bande du mode TM. C'est donc le couplage, qui s'opère entre TE et TM et pour finir vers TE impair, qui fuit partiellement au travers de E_1^Γ et qui provoque les pertes observées au niveau du mode TE pair.

Les mesures suivantes, concernent un autre guide (échantillon $n^{\circ}2$) pour lequel, la cartographie s'avère contenir un grand nombre d'informations. Il s'agit toujours d'une membrane de 265 nm d'épaisseur, de 1 mm de long, avec un guide $W = 1.057\sqrt{3}a$ ayant, cette fois, une période $a = 400 \text{ nm}$ et un rayon des trous $r = 0.242a$.

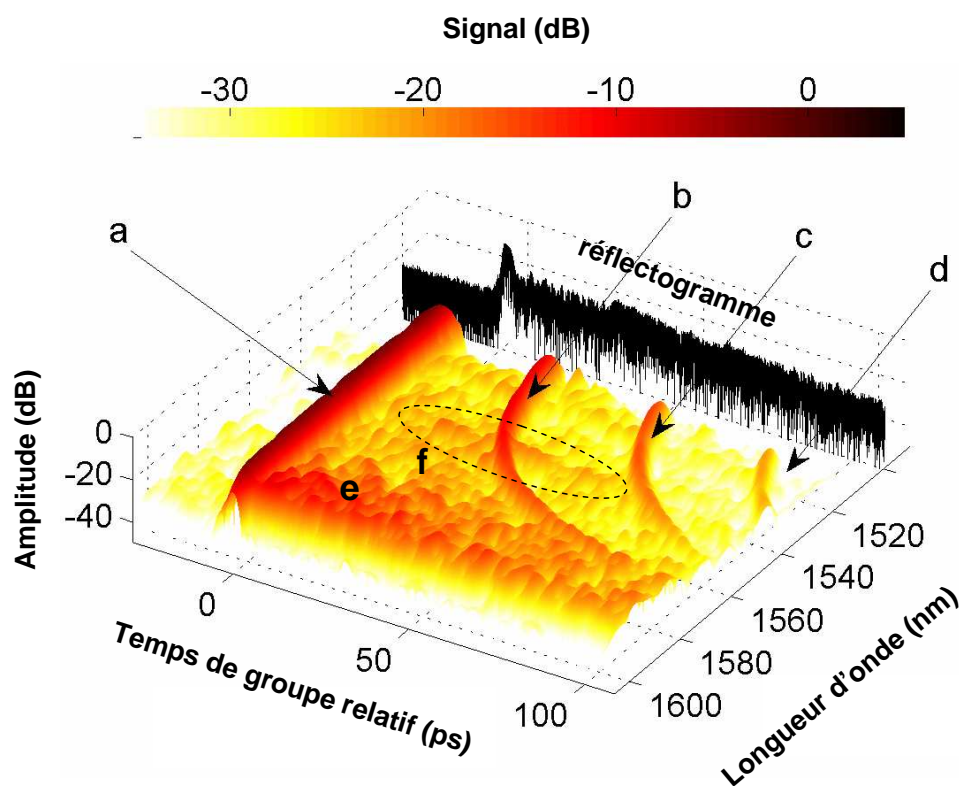


FIGURE 4.17 – Cartographie temps/longueur d'onde pour le mode TE dans l'échantillon $n^{\circ}2$

Avant d'analyser les résultats et afin de percevoir l'ensemble des paramètres accessibles via la cartographie, la figure 4.17 présente une cartographie temps/longueur d'onde 3D de ce guide qui récapitule les éléments visibles. L'arrière plan montre, à titre de comparaison, la trace du module du réflectogramme "classique" que l'on peut considérer comme une projection de l'ensemble des longueurs d'onde séparées sur la cartographie. De plus, nous

observons aussi en a la réflexion sur la face d'entrée du guide, en b , c et d les réflexions successives sur la face de sortie après plusieurs aller-retour dans le composant, en e les effets de la rétro-diffusion dans le composant et en f la trace laissée par une cavité. En effet, il est possible, en déplaçant certains trous par rapport à la maille originale, de coupler une cavité avec le guide principal [88, 89]. Les libertés de conception ainsi que les très petits volumes pour de forts confinements ont d'ailleurs permis de réaliser des composants aux facteurs de qualité très élevés (supérieurs aux centaines de milliers) [90, 91, 92]. Nous verrons que ces cavités peuvent être caractérisées par cette méthode.

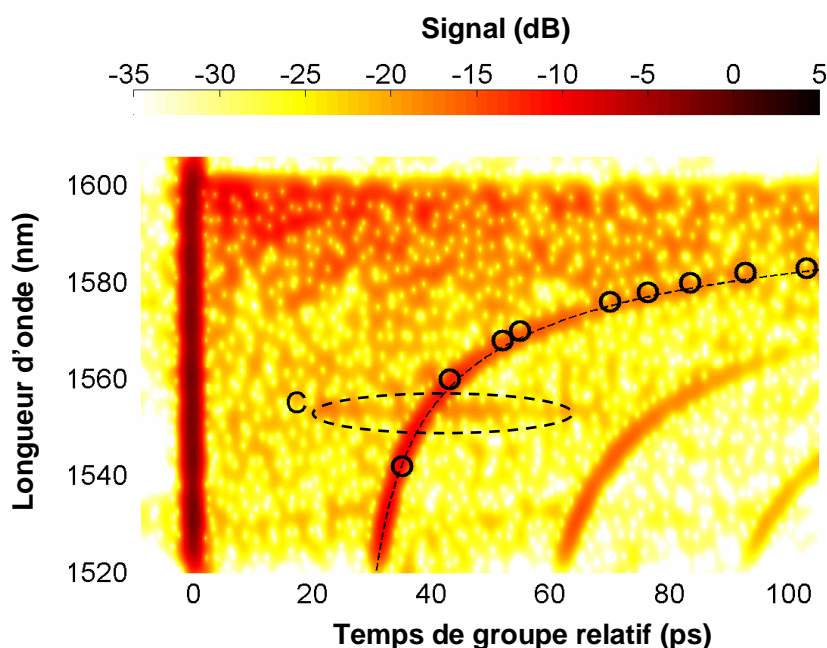


FIGURE 4.18 – Cartographie temps/longueur d'onde pour le mode TE de l'échantillon $n^{\circ}2$

La figure 4.18 présente la même cartographie, vue du dessus, de la mesure obtenue pour le mode TE de l'échantillon $n^{\circ}2$. La courbe en pointillé représente les valeurs du temps de groupe obtenues à partir du diagramme de dispersion simulé. La lettre C indique la trace laissée par la cavité au sein de la cartographie. Les ronds représentent une mesure du temps de groupe réalisée par la méthode "classique" OLCR utilisée avec une filtre physique accordable (d'environ 1 nm de largeur à mi-hauteur) sur les longueurs d'onde de la source. Ces trois approches montrent un très bon accord sur l'ensemble du spectre de la source. Le mode TE de l'échantillon $n^{\circ}2$ présente une très forte dispersion et permet d'atteindre, autour de la longueur d'onde de 1580 nm , une vitesse de groupe de l'ordre de $c/15$ pour un temps d'aller-retour dans le guide autour de 100 ps . La mesure est précise et ne souffre pas du recouvrement entre les différents chemins optiques. De plus, la coupure apparaît clairement sur la cartographie puisque à partir de 1600 nm seule la réflexion sur la face d'entrée subsiste alors qu'aucun signal de réflexion ou de rétro-diffusion n'apparaît après.

Cette cartographie montre une évolution significative du niveau de signal rétro-diffusé avec la vitesse de groupe. En effet, en régime lent (pour les hautes longueurs d'onde) celui-ci est nettement plus intense.

4.4.3 Cavités et temps de vie des photons

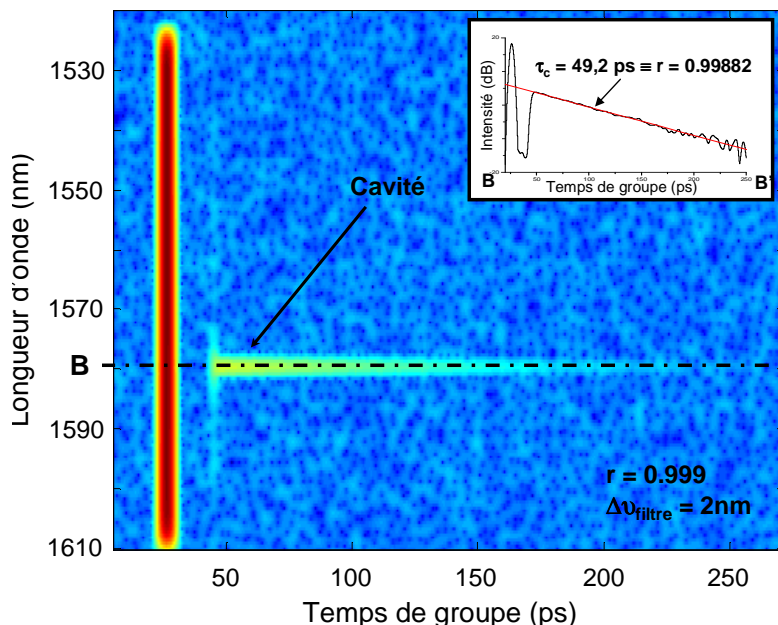


FIGURE 4.19 – Cartographie temps/longueur d'onde simulée avec insertion d'une cavité couplée

Pour finir, bien que, dans le cadre de cette thèse, des études approfondies n'aient pas été menées sur les cavités couplées, nous présentons une méthode utilisée à partir des mesures OLCR pour pouvoir déterminer le facteur Q de celles-ci via la mesure du temps de vie de photons dans la cavité. Pour décrire le processus de caractérisation d'une cavité, la figure 4.19 présente une cartographie simulée sur laquelle a été couplée une cavité. Il s'agit d'une cavité dont l'intervalle spectral libre dépasse le domaine spectral de la source. De ce fait, nous n'observons qu'une seule trace à la longueur d'onde de 1580 nm . Par ailleurs, le coefficient de réflectivité de celle-ci a été fixé $0,999$. L'encart de la figure présente une projection de l'intensité de réflexion au niveau de cette cavité. En partant de la décroissance (en dB) de la puissance réfléchie nous déterminons le temps caractéristique de la cavité. En effet, il s'agit simplement d'une décroissance du type :

$$I = I_0 e^{-t/\tau_c} \quad (4.14)$$

où I_0 est l'intensité initiale et τ_c le temps caractéristique de la cavité. La bonne concordance entre la réflectivité préétablie et celle calculée à partir de l'intensité mesurée confirme la validité de l'utilisation de la cartographie pour connaître les paramètres d'une cavité conduisant à son facteur de qualité $Q = \omega\tau_c$.

Cette méthode permet une caractérisation directe des cavités couplées ce qui, dans un contexte de développement important de ces cavités dans les guides à CPh, est un apport réel de l'outil d'analyse. Cumulée aux autres possibilités de la mesure, elle peut donner un bon aperçu des performances d'un système développé pour atteindre des facteurs Q très élevé.

De plus, la capacité à mesurer la durée de vie des photons à l'intérieur du guide s'avère utile à d'autres fins. En effet, les phénomènes de diffusion, qui apparaissent comme un continuum pour une résolution spectrale donnée, sont en fait, pour beaucoup, des phénomènes discrets. Dès lors, ils sont plus clairement observables lorsque la résolution spectrale de la mesure est améliorée. Ceci est possible, en réduisant la largeur du filtre en longueur d'onde utilisé dans le traitement numérique. Bien que se faisant au détriment de la résolution spatiale de la mesure, cette technique permet l'observation discrète des traces générées par la rétrodiffusion des défauts du guide. Pour chaque trace il est alors possible de mesurer le temps de vie d'un photon de la même manière que pour une cavité.

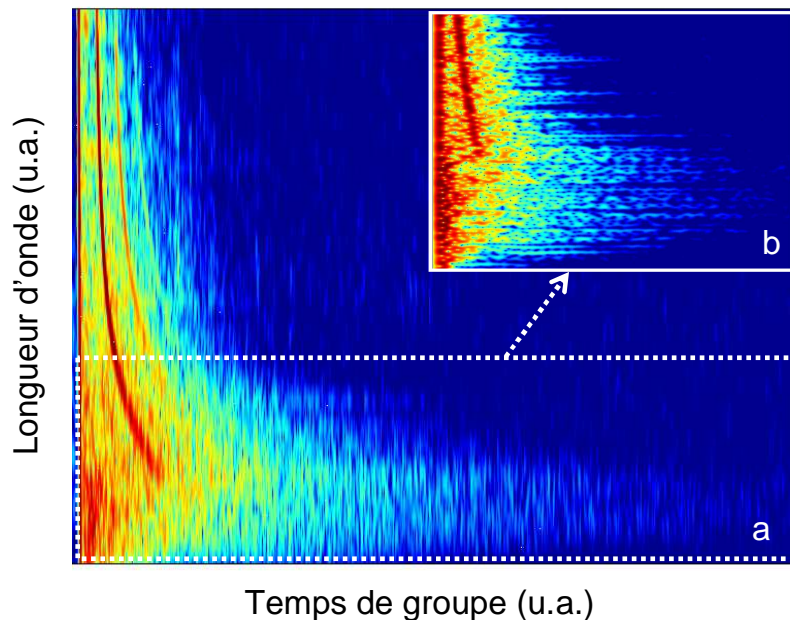


FIGURE 4.20 – Évolution d'une cartographie temps/longueur d'onde avec la résolution spectrale

La figure 4.20 présente deux cartographies temps/longueur d'onde réalisées pour le même guide mais pour deux résolutions spectrales différentes. La cartographie *b*, repré-

sentant un zoom sur une partie de la cartographie *a*, a été réalisée pour une résolution spectrale plus fine que la cartographie *a*. Il en découle une moins bonne précision sur la mesure du temps de groupe via les réflexions sur les faces d'entrée et de sortie du guide puisque celles-ci sont considérablement étalées dans la cartographie *b*. En revanche, les traces provoquées par la rétrodiffusion apparaissent dorénavant de façon discrète et sur toute la bande spectrale. De plus, ces traces sont distinctes y compris au delà du temps de groupe maximum mesurable, c'est à dire environ 120 ps , à la longueur d'onde de 1585 nm . Ce dernier point est d'importance comme nous allons le voir à présent.

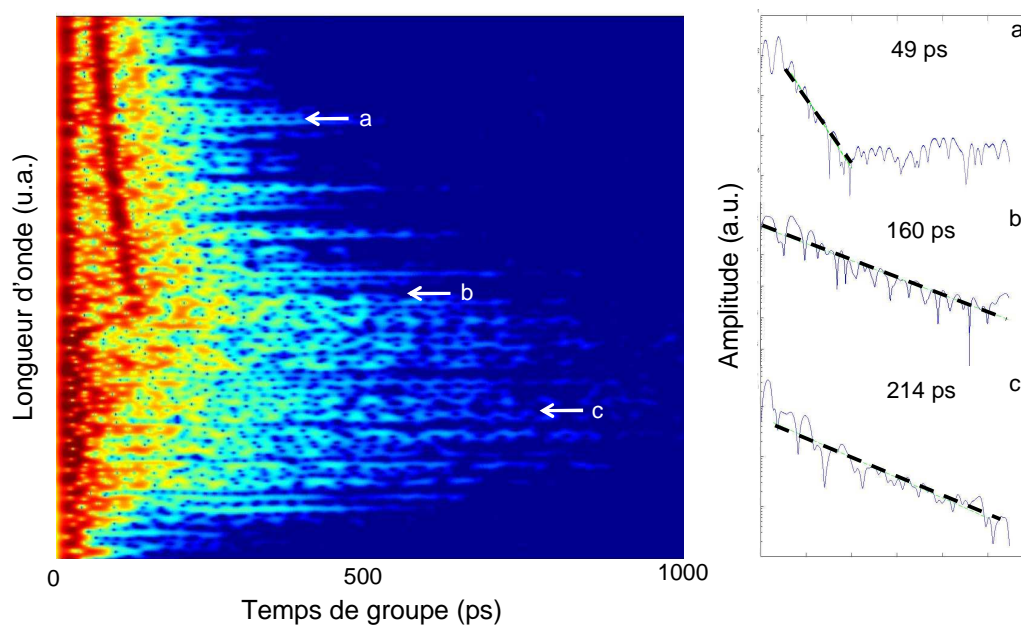


FIGURE 4.21 – Mesure de la durée de vie de photons via la cartographie temps/longueur d'onde

La figure 4.21 présente trois temps de vie obtenus à partir de la cartographie présentée initialement sur la figure 4.20, pour trois longueurs d'onde différentes. Les traits pointillés représentent les ajustements numériques linéaires réalisés sur les différentes décroissances en intensité du signal réfléchi. Le temps de vie est donc extrait directement, de la même manière que pour une cavité, via la décroissance du signal de réflexion. Cette mesure apporte un intérêt supplémentaire puisque, dès lors que la rétrodiffusion devient trop importante, la mesure du temps de groupe est compromise et n'a plus de réelle signification. En revanche, la mesure de la durée de vie du photon dans le guide est toujours réalisable.

Or, les premières études montrent un lien entre temps de groupe dans le guide et durée de vie du photon rétrodiffusé. Même si la relation exacte reste à établir et demande une investigation longue, cette piste ouvrirait la voie à une mesure de ralentissements très importants dans des circonstances de mesure autrement inenvisageables. De ce fait, il s'agirait d'un outil supplémentaire dans l'analyse et la compréhension des effets qui lient les pertes et la vitesse de groupe dans ce type de composant.

Conclusion

Nous avons étudié, au cours de ce chapitre des guides à cristaux photoniques membranaires. L'OLCR a permis d'analyser des guides d'environ 1 *mm* de long et pouvant atteindre un régime semi-lent pour des longueurs d'onde autour de 1600 *nm* avec une vitesse de groupe réduite jusqu'à $c/15$. Nous avons aussi observé des phénomènes de couplage inter-modaux via une mesure en parallèle et pour toutes les longueurs d'onde des deux polarisations. De plus, le traitement numérique conduisant à l'établissement d'une cartographie temps/longueur d'onde a rendu possible une observation simultanée des phénomènes de ralentissement d'onde et des phénomènes de diffusion dans le composant. Par la suite, la méthode devrait contribuer à relier ces deux phénomènes et peut être à mieux comprendre leur inter-dépendance. Ce facteur est essentiel dans les avancées réalisées par ces composants puisqu'il permettrait de comprendre les limites théoriques atteignables dans le compromis pertes/retard. Par ailleurs, nous avons démontré la possibilité de caractériser des cavités couplées dans ce type de guide et de mesurer le temps de vie de photons rétrodiffusés par les défauts du guide. Qu'il s'agisse d'investiguer les caractéristiques précises de cavités couplées à fort facteur de qualité ou d'élargir les possibilités de mesure des phénomènes de ralentissement dans ces guides, cette technique ouvre la voie à nombre de nouvelles avancées dans la compréhension de la physique des guides à cristaux photoniques.

Conclusion

L'objet de cette thèse était d'utiliser la réflectométrie faiblement cohérente pour étudier divers composants optiques innovants. Pour ce faire, nous avons mené à bien un ensemble de caractérisations ayant pour but l'extraction des paramètres clés de chaque composant étudié. A chaque fois (à l'exception des fibres dopées Erbium), l'étude en question a été réalisée dans le cadre de recherches impliquant plusieurs acteurs (Alcatel, LNE, OFS, Thales) et visant à mieux maîtriser la conception du composant, à mieux comprendre les phénomènes physiques impliqués dans son fonctionnement, à mieux connaître ses propriétés ou encore à parfaire les techniques de fabrication de celui-ci.

Dans un premier temps, nous avons défini un cadre à cette étude en présentant les grandeurs physiques importantes pour la compréhension de ce travail. Des propriétés telles que la dispersion, les pertes ou encore la biréfringence ont, en effet, été mesurées tout au long de cette thèse à travers les différentes caractérisations. Nous avons également présenté un état de l'art non exhaustif des techniques utilisées pour mesurer ces propriétés dans les composants optiques. Des techniques diverses telles que la mesure du temps de vol, l'interférométrie en lumière blanche, la méthode de la modulation de la phase mais aussi des techniques réflectométriques comme l'OTDR ou l'OFDR ont fait l'objet d'une description tant sur le plan du principe théorique que sur celui des performances limites. De plus, nous avons situé l'OLCR et démontré ses capacités, en comparaison aux autres méthodes, pour la caractérisation de composants optiques. Un tableau récapitulatif présente les avantages et inconvénients de chaque méthode. Il permet de constater que la capacité de l'OLCR à caractériser des composants courts, la possibilité de mesurer simultanément et rapidement les pertes, la dispersion et la biréfringence ou encore la réalisation de mesure ne nécessitant qu'une seule extrémité du composant confère à cette technique un statut privilégié parmi les autres méthodes pour l'étude complète de composants optiques.

Après avoir défini ce cadre, nous avons analysé plus en profondeur les capacités et limites de performances de l'OLCR sensible à la phase. Pour ce faire nous avons d'abord présenté en détail le principe de l'interférométrie appliqué à la mesure de la réflectivité complexe d'un composant. Nous avons aussi déterminé certaines des limites inhérentes à notre système de mesure telles la résolution spatiale d'environ $100 \mu m$, la résolution spectrale de l'ordre de $10 pm$, la dynamique de $60 dB$ et enfin la sensibilité en intensité permettant une détection d'une réflexion autant qu'une mesure de la dispersion pour une intensité du signal réfléchi inférieure à $-60 dBm$. De plus, en prenant l'exemple d'une fibre SMF et

celui d'une fibre à maintien de polarisation, nous avons explicité les méthodes permettant, à partir de l'acquisition d'un réflectogramme, d'extraire la phase, le temps de groupe, la dispersion et la biréfringence. Dans chacun des cas précédents, nous avons établi la sensibilité ou la précision avec notamment une biréfringence minimale mesurable de l'ordre de 5.10^{-5} et une dispersion minimale mesurable de $\simeq 0.05 \text{ ps.nm}^{-1}$, avec une erreur $\leq 1.5\%$.

Au cours du troisième chapitre, nous avons présenté un ensemble de mesures concernant des fibres optiques spéciales. Pour commencer, nous avons mesuré le lien indice/amplification, du fait de la relation de Kramers-Kronig, dans une fibre dopée Erbium via la caractérisation de tronçons courts de fibre (environ 50 cm) pour différentes puissances de pompe. Avec une pompe à la longueur d'onde de 980 nm allant jusqu'à 80 mW nous avons notamment observé une variation d'indice de groupe de $1, 8.10^{-4}$ pour une variation du gain d'environ 10 dB autour de la longueur d'onde d'amplification maximale de 1530 nm . Ensuite, nous avons caractérisé une fibre micro-structurée à cœur plein de 1 km de long. En plus de la mise en évidence de tous ses modes de propagation, nous avons mesuré les paramètres de dispersion et de biréfringence du mode fondamental pour des tronçons courts (environ 40 cm) issus de cette fibre et déterminé leur évolution longitudinale. Ainsi, nous avons noté une variation de plus de $5 \text{ ps.nm}^{-1}.km^{-1}$ sur la longueur de la fibre en plus d'une différence significative entre les deux polarisations. Enfin, nous avons réalisé une étude complète des propriétés de dispersion des modes de fibres multimodes. Ainsi, nous avons montré que, quels que soient les indices de groupes, les dispersions ou les dispersions d'ordre supérieur de ces modes, ceux-ci étaient accessibles dans leur globalité par une mesure unique et rapide à l'OLCR. En effet, nous avons notamment observé, dans une même fibre, cinq modes dont trois présentaient des valeurs de dispersion "classique" autour de $20 \text{ ps.nm}^{-1}.km^{-1}$, un présentait une forte dispersion négative d'environ $-600 \text{ ps.nm}^{-1}.km^{-1}$ et un autre présentait une forte dispersion positive d'environ $600 \text{ ps.nm}^{-1}.km^{-1}$. Et ce pour toute la bande spectrale de la source, en dépit du recouvrement des modes dans le réflectogramme de mesure.

La dernière partie présentée au cours de cette thèse concerne une étude menée sur des guides semi-conducteurs à cristaux photoniques. Nous avons caractérisé quelques uns de ces guides conçus principalement pour produire des retards importants du signal optique. Par une analyse complète temps/longueur d'onde présentée sous forme de cartographie pour chaque mode du composant, nous avons réalisé des mesures du temps de groupe et montré un ralentissement de la lumière pour des vitesses allant jusqu'à $c/15$ autour de la longueur d'onde de 1600 nm et mesurées dans des guides de 1 mm de long. L'utilisation de fibres micro-lentillées a permis un très bon couplage à l'injection et l'introduction, dans le dispositif OLCR, de deux polariseurs et d'un contrôleur de polarisation a permis, quant à elle, une étude séparée et complète de modes TM et TE de chaque guide. Par ailleurs, via les résultats d'analyse sous forme de cartographie, un ensemble complet de phénomènes physiques a été mis en évidence comme, par exemple, la rétrodiffusion dans le composant, les couplages inter-modaux ou encore l'impact d'une mini-bande interdite dans l'évolution du temps de groupe. Enfin, nous avons montré qu'il est possible de caractériser précisément une cavité par une mesure de temps de vie des photons dans celle-ci directement accessible

par la cartographie temps/longueur d'onde.

L'OLCR est aujourd'hui un outil majeur dans la mesure et la compréhension des phénomènes physiques qui prennent place dans les composants optiques. La sensibilité à la phase de la méthode et l'utilisation de traitements numériques appropriés permettent une étude simple et profonde d'un grand nombre de composants. L'avenir devra apporter de nouveaux développements du procédé de mesure ou du traitement des données pour en améliorer les performances telles la sensibilité, l'excursion ou la diversité des paramètres accessibles. Il faudra aussi poursuivre les investigations commencées pour améliorer la compréhension des phénomènes à l'état de recherche notamment le lien pertes/vitesse de groupe dans les guides à cristaux photoniques ou encore les performances des cavités couplées à ces guides. Pour finir, il s'agira aussi de continuer des travaux, qui, pour des raisons d'avancement insuffisant n'ont pas été présentés ici mais pourraient conduire à des avancées intéressantes. Il s'agit, par exemple, de l'étude des phénomènes de couplage entre modes de surface et mode de cœur d'une fibre micro-structurée à cœur creux mais, aussi, de la caractérisation de composants optiques polymères.

Annexes

Annexe 1 : Principe de la détection équilibrée

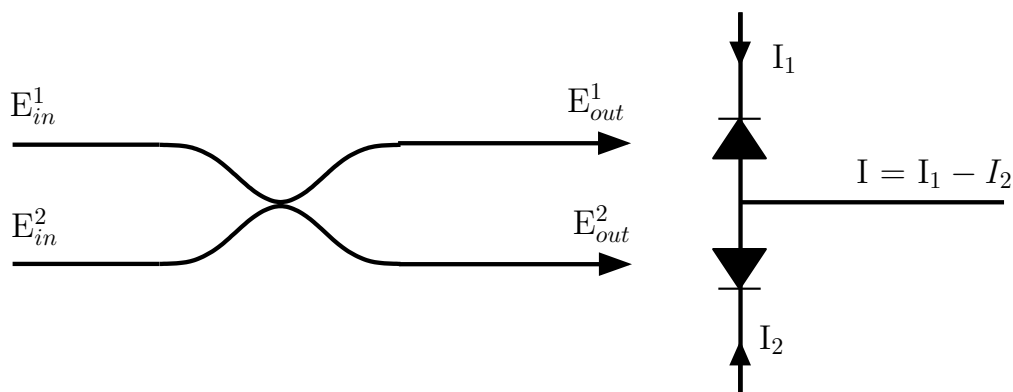


FIGURE 4.22 – Schéma de principe de la détection équilibrée

La figure 4.22 décrit le principe de base de la détection équilibrée. Le coupleur optique 50/50 introduit un déphasage de $\pi/2$ entre les deux signaux correspondant aux deux bras. Chacun des deux détecteurs quadratiques enregistre l'intensité des deux bras de sortie du coupleur avant de soustraire ces deux intensités. De cette façon, la partie continue du signal est supprimée pour ne laisser passer que la partie interférentielle.

Tout d'abord, nous considérons les deux champs en entrée des deux bras du coupleur optique comme étant exprimés :

$$E_{in}^1 = \sqrt{P_1} e^{j\omega_1 t} \quad (4.15)$$

$$E_{in}^2 = \sqrt{P_2} e^{j\omega_2 t} \quad (4.16)$$

Alors, les deux champs E_{out}^1 et E_{out}^2 en sortie du coupleur peuvent être exprimés en fonction des deux champs d'entrée E_{in}^1 et E_{in}^2 sous la forme :

$$E_{out}^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{in}^1 + E_{in}^2 e^{j\frac{\pi}{2}}) \quad (4.17)$$

$$E_{out}^2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(E_{in}^1 e^{j\frac{\pi}{2}} + E_{in}^2) \quad (4.18)$$

De ce fait l'intensité détectée par les deux photodiodes s'exprime :

$$I_1 = \frac{1}{2}Re|E_{out}^1|^2 = Re\left(\frac{P_1}{2} + \frac{P_2}{2} + \sqrt{P_1P_2} \sin(\omega_1 - \omega_2)t\right) \quad (4.19)$$

$$I_2 = \frac{1}{2}Re|E_{out}^2|^2 = Re\left(\frac{P_1}{2} + \frac{P_2}{2} - \sqrt{P_1P_2} \sin(\omega_1 - \omega_2)t\right) \quad (4.20)$$

La différence entre les deux intensités s'exprime donc :

$$I = I_1 - I_2 = 2Re\sqrt{P_1P_2} \sin(\omega_1 - \omega_2)t \quad (4.21)$$

De cette façon, la partie continue du signal a bien été supprimée.

Bibliographie

- [1] E. Yablonovitch. Interview with eli yablonovitch. <http://optics.org>, 2002.
 - [2] P. Russell. Photonic crystal fibres. *Science*, 299 :358–362, 2003.
 - [3] M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama. Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slabs. *Physical Review Letters*, 87(25) :253902–160, 2001.
 - [4] I.H. Malitson. Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. *Journal of the optical society of america*, 55(10) :1205–1209, 1965.
 - [5] G. Agrawal. *Nonlinear fiber optics*. Academic press, inc., 1989.
 - [6] J-P. Meunier. *Physique et technologie des fibres optiques*. Lavoisier, 2003.
 - [7] M. Legre, M. Wegmuller, and N. Gisin. Investigation of the ratio between phase and group birefringence in optical single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 21 (12) :3374–3378, 2003.
 - [8] M.K. Barnoski and S.M. Jensen. Fiber waveguides : a novel technique for investigating attenuation characteristics. *Applied optics*, 16(9) :2375–2379, 1976.
 - [9] E. Brinkmeyer. Analysis of the backscattering method for single-mode optical fibers. *JOSA Letters*, 70(8) :1010–1012, 1980.
 - [10] D.L. Philen, I.A. White, J.F. Kuhl, and S.C. Mettler. Single-mode fiber otdr : Experiment and theory. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18(10) :1499–1508, 1982.
 - [11] P. Healey. Instrumentation principles for optical time domain reflectometry. *Journal of physics E. scientific instruments*, 19 :334–341, 1986.
 - [12] K-I. Aoyama, K. Nakagawa, and T. Itoh. Optical time domain reflectometry in a single-mode fiber. *IEEE journal of quantum electronics*, 17(6) :862–868, 1981.
 - [13] J. Brendel. High-resolution photon-counting otdr for pon testing and monitoring. In *National Fiber Optic Engineers Conference*, San Diego, California, 2008.
-

-
- [14] A. Lacaita, P. Francese, and S. Cova. Single-photon optical-time-domain reflectometer at 1.3 microns with 5-cm resolution and high sensitivity. *Optics Letters*, 18(13) :1110–1112, 1993.
- [15] K. Takada, N. Takato, J. Noda, and N. Uchida. Interferometric optical-time-domain reflectometer to determine backscattering characterization of silica-based glass waveguides. *Journal of the Optical Society of America A*, 7(5) :857–867, 1990.
- [16] B. L. Danielson and C. D. Whittenberg. Guided-wave reflectometry with micrometer resolution. *Applied Optics*, 26(14) :2836–2842, 1987.
- [17] K. Takada, A. Himeno, and K-I. Yukimatsu. High sensitivity and submillimeter resolution optical time-domain reflectometry based on low-coherence interference. *Journal of Lightwave Tehcnology*, 10(12) :1998–2004, 1992.
- [18] R. Macdonald. Frequency domain optical reflectometer. *Applied Optics*, 20(10) : 1840–1844, 1981.
- [19] W. Eickhoff and R. Ulrich. Optical frequency domain reflectometry in single-mode fiber. *Applied Physics Letters*, 39(9) :693–695, 1981.
- [20] U. Glombitza and E. Brinkmeyer. Coherent frequency-domain reflectometry for characterization of single-mode integrated-optical waveguides. *Journal of lightwave technology*, 11(8) :1377–1384, 1993.
- [21] H. Ghafoori-Shiraz and T. Okoshi. Fault location in optical fibers using optical frequency domain reflectometry. *Journal of Lightwave Technology*, 4(3) :316–322, 1986.
- [22] B. Soller, D. Gifford, M. Wolfe, and M. Froggatt. High resolution optical frequency domain reflectometry for characterization of components and assemblies. *Optics Express*, 13(2) :666–674, 2005.
- [23] S. Kieckbusch, C. Knothe, and E. Brinkmeyer. Fast and accurate characterization of fiber bragg gratings with high spatial and spectral resolution. In *Optical Fiber Communication*, Atlanta Georgia, 2003.
- [24] H. Gilgen, R. Novak, and R. Salathé. Submillimeter optical reflectometry. *Journal of Lightwave Technology*, 7(8) :1225–1233, 1989.
- [25] K. Takada, I. Yokohama, and J. Noda. New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique. *Applied optics*, 26 (9) :1603–1606, 1987.
- [26] X. Chapeleau, D. Leduc, C. Lupi, R. Le Ny, M. Douay, P. Niay, and C. Boisrobert. Experimental synthesis of fibre bragg gratings using optical low coherence reflectometry. *Applied Physics Letters*, 82 :4227–4229, 2003.
-

-
- [27] C. Palavicini, G. Campuzano, B. Thedrez, Y. Jaouën, and P Gallion. Analysis of optical-injected distributed lasers using complex optical low-coherence reflectometry. *IEEE Photonic Technology Letters*, 15(12) :1683–1685, 2003.
- [28] Y. Gottesman, E. V. K. Rao, and D. G. Rabus. New methodology to evaluate the performance of ring resonators using optical low-coherence reflectometry. *Journal of lightwave technology*, 22(6) :1566–1572, 2004.
- [29] C. Palavicini, Y. Jaouën, G. Debarge, E. Kerrinckx, Y. Quiquempois, M. Douay, Catherine Lepers, A-F. Obaton, and G. Melin. Phase-sensitive optical low-coherence reflectometry technique applied to the characterization of photonic crystal fiber properties. *Optics Letters*, 30(4) :361–363, 2005.
- [30] R. Youngquist, S. Carr, and D. Davies. Optical coherence-domain reflectometry : a new optical evaluation technique. *Optical letters*, 12(3) :158–160, 1987.
- [31] D. Baney and W. Sorin. Optical low coherence reflectometry with range extension > 150m. *Electronics Letters*, 31(20) :1775–1776, 1995.
- [32] M. Monerie, P. Lamouler, and L. Jeunhomme. Polarisation mode dispersion measurements in long single mode fibres. *Electronics Letters*, 16(24) :907–908, 1980.
- [33] B. Costa, D. Mazzoni, M. Puleo, and E. Vezzoni. Phase shift technique for the measurement of chromatic dispersion in optical fibers using LEDs. *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, 30(10) :1497–1503, 1982.
- [34] L. Cohen. Comparison of single-mode fiber dispersion measurement techniques. *Journal of Lightwave Technology*, 3(5) :958–966, 1985.
- [35] J.Y. Lee and D.Y. Kim. Versatile chromatic dispersion measurement of a single mode fiber using spectral white light interferometry. *Optics express*, 14(24) :11608–11615, 2006.
- [36] S. Diddams and J.C. Diels. Dispersion measurements with white-light interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, 13(6) :1120–1129, 1996.
- [37] J. Connes. Domaine d'utilisation de la méthode par transformée de fourier. *Le journal de physique et le radium*, 19 :197–208, 1958.
- [38] A. Kohlhaas, C. Frömchen, and E. Brinkmeyer. High-resolution OCDR for testing integrated-optical waveguides : Dispersion-corrupted experimental data corrected by a numerical algorithm. *Journal of Lightwave Technology*, 9(11) :1493–1502, 1991.
- [39] K. Takada, T. Kitagawa, K. Hattori, M. Yamada, M. Horiguchi, and R. Hickernell. Direct dispersion measurement of highly-erbium-doped optical amplifiers using a low coherence reflectometer coupled with dispersive fourier spectroscopy. *Electronics Letters*, 28(20) :1889–1891, 1992.
-

-
- [40] U. Wiedmann, P. Gallion, and G-H. Duan. A generalized approach to optical low-coherence reflectometry including spectral filtering effects. *Journal of Lightwave Technology*, 16(7) :1347–1343, 1998.
- [41] A. Obaton, Y. Jaouën, C. Palavicini, and C. Lepers. Phase-sensitive ocr technique applied to fiber group-velocity dispersion and birefringence measurements. In *Lightwave technologies in instrumentation and measurement conference*, Palisades New York, 2004.
- [42] A. Peyrilloux. *Modélisation et caractérisation des fibres microstructurées air/silice pour application aux télécommunications optiques*. PhD thesis, Université de Limoges, 2003.
- [43] Corning. Smf28 data sheet. <http://www.corning.com>, 2008.
- [44] C. Lupi. *Réalisation et mise au point d'un banc de réflectométrie optique à faible cohérence : Etude de fiabilité et caractérisation de fibres optiques passives et actives et de divers composants*. PhD thesis, Université de Nantes, 2001.
- [45] R. Mears, L. Reekie, I. Jauncey, and D. Payne. Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1,54 μ m. *Electronics Letters*, 23(19) :1026–1028, 1987.
- [46] E. Desurvire, J. Simpson, and P. Becker. High-gain erbium-doped traveling-wave fiber amplifier. *Optics Letters*, 12(11) :888–890, 1987.
- [47] R. Pantell, R. Sadowski, M. Digonnet, and H. Shaw. Laser diode pumped nonlinear switch in erbium-doped fiber. *Optics Letters*, 17(14) :1026–1028, 1992.
- [48] Y. Chieng, G. Cowle, and R. Minasian. Optically amplitude-stabilised tunableerbium-doped fibre laser with < 20s tuningspeed. *Electronics Letters*, 31(17) :1451–1452, 1995.
- [49] E. Desurvire. Study of the complex atomic susceptibility of erbium-doped fiber amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 8(10) :1517–1527, 1990.
- [50] D. Gasper, P. Wysocki, W. Reed, and A. Vengsarkar. Evaluation of chromatic dispersion in erbium-doped fibers. In *Lasers and electro-optics society annual meeting*, San Jose California, 1993.
- [51] C. Thirstrup, Y. Shi, and B. Palsdottir. Pump-induced refractive index modulation and dispersions in er³⁺-doped fibers. In *Lasers and electro-optics society annual meeting*, Boston Massachussets, 1996.
- [52] S. Fleming and T. Whitley. Measurement and analysis of pump dependent refractive index and dispersion effects in erbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of quantum electronics*, 32(7) :1113–1121, 1996.
- [53] R.A. Betts, T. Tjugiarto, Y.L. Xue, and P.L. Chu. Nonlinear refractive index in erbium doped optical fiber : Theory and experiment. *IEEE Journal of quantum electronics*, 27(4) :908–912, 1991.
-

-
- [54] M. Janos and S.C. Guy. Signal-induced refractive index changes in erbium-doped fiber amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 16(4) :542–546, 1998.
- [55] R. Cella and W. Wood. Measurement of chromatic dispersion in erbium-doped fiber using low coherence interferometry. In *Optical fiber measurement conference*, Cambridge UK, 2001.
- [56] E. Desurvire. *Erbium-doped fiber amplifiers : principles and applications*. Wiley-Interscience, 1994.
- [57] G. Ghosh, M. Endo, and T. Iwasaki. Temperature-dependent sellmeier coefficients and chromatic dispersions for some optical fiber glasses. *Journal of Lightwave Technology*, 12(8) :1338–1342, 1994.
- [58] M. Janos and R.A. Minasian. Measurement of pump-induced refractive index changes in erbium-doped optical fibre. *Electronics Letters*, 33(1) :79–80, 1997.
- [59] E. Yablonovitch. Photonic band-gap structures. *Journal of the Optical Society of America B*, 10(2) :283–295, 1993.
- [60] C. Poole, J. Wiesenfeld, D. J. DiGiovanni, and A.M. Vengsarkar. Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers. *Journal of lightwave technology*, 12(10) : 1746–1758, 1994.
- [61] S. Ramachandran. Dispersion tailored few-mode fibers : a versatile platform for in-fiber photonic devices. *Journal of Lightwave Technology*, 23(11) :3426–3443, 2005.
- [62] S. Ramachandran, S. Ghalmi, S. Chandrasekhar, I. Ryazansky, M.F. Yan, F.V. Dimarcello, W.A. Reed, and P. Wisk. Tunable dispersion compensators utilizing higher order mode fibers. *Optics Letters*, 15(5) :727–729, 2003.
- [63] S. Ramachandran, J. W. Nicholson, S. Ghalmi, M. F. Yan, P. Wisk, E. Monberg, and F. V. Dimarcello. Light propagation with ultralarge modal areas in optical fibers. *Optics Letters*, 31(12) :1797–1799, 2006.
- [64] C. Dorrer and S. Ramachandran. Self-referencing dispersion characterization of multi-mode structures using direct instantaneous frequency measurement. *IEEE Photonics technology letters*, 16(7) :1700–1702, 2004.
- [65] J.W. Nicholson, S. Ramachandran, S. Ghalmi, E.A. Monberg, F.V. Dimarcello, M.F. Yan, P. Wisk, and J.W. Fleming. Electrical spectrum measurements of dispersion in higher order mode fibers. *IEEE Photonics technology letters*, 15(6) :831–833, 2003.
- [66] P. Hamel, Y. Jaouën, R. Gabet, and S. Ramachandran. Optical low-coherence reflectometry for complete chromatic dispersion of few-mode fibers. *Optics Letters*, 32(9) : 1029–1031, 2007.
- [67] S.G. Johnson, P.R. Villeneuve, S. Fan, and J.D. Joannopoulos. Linear waveguides in photonic-crystal slabs. *Physical review B*, 62(12) :8213–8222, 2000.
-

-
- [68] J. Zimmermann, B.K. Saravanan, R. März, M. Kamp, A. Forchel, and S. Anand. Large dispersion in photonic crystal waveguide resonator. *Electronics Letters*, 41(7), 2005.
- [69] S. Kubo, D. Mori, and T. Baba. Low-group-velocity and low-dispersion slow light in photonic crystal waveguides. *Optics Letters*, 32(20) :2981–2983, 2007.
- [70] S. Combrié, E. Weidner, Q-N. Tran, S. Cassette, L. Morvan, S. Tonda, D. Dolfi, A. Talneau, and H. Benisty. Single-mode photonic crystal waveguides for rf delay generation. In *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Long Beach California, 2006.
- [71] S.G. Johnson and J.D. Joannopoulos. Introduction to photonic crystals bloch’s theorem, band diagrams, and gaps (but no defects). *MIT*, 2003.
- [72] H. Rigneault, J-M. Lourtioz, C. Delalande, and A. Levenson. *La nanophotonique*. Hermes-Science, 2005.
- [73] J-M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J-M. Gérard, D. Maystre, and A. Tchelnokov. *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*. Hermes-Science, 2003.
- [74] K. Srinivasan and O. Painter. Momentum space design of high-q photonic crystal optical cavities. *Optics Express*, 10(15) :670–684, 2002.
- [75] Y. Sugimoto, Y. Tanaka, N. Ikeda, Y. Nakamura, and K. Asakawa. Low propagation loss of 0,76 db/mm in gaas based single-line-defect two-dimensional photonic crystal slab waveguides up to 1 cm in length. *Optics Express*, 12(6) :1090–1096, 2004.
- [76] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Hughes, A. Shinya, T. Watanabe, and L. Ramunno. Disorder-induced scattering loss of line-defect waveguides in photonic crystal slabs. *Physical Review B*, 72 :161318–1–161318–4, 2005.
- [77] A.Y. Petrov and M. Eich. Zero dispersion at small group velocities in photonic crystal waveguides. *Applied Physics Letters*, 85(21) :4866–4868, 2004.
- [78] Y.A. Vlasov, M. O’Boyle, H.F. Hamann, and S.J. McNab. Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides. *Nature*, 438 :65–69, 2005.
- [79] Y.A. Vlasov, W.M.J. Green, and F. Xia. High-throughput silicon nanophotonic wavelength-insensitive switch for on-chip optical networks. *Nature Photonics*, 2 :242–246, 2008.
- [80] D. O’Brien, A. Gomez-Iglesias, M-D. Settle, A. Michaeli, and M. Salib and T. F. Krauss. Tunable optical delay using photonic crystal heterostructure nanocavities. *Physical Review B*, 76 :1–4, 2007.
- [81] S. Hughes, L. Ramunno, J.F. Young, and J.E. Sipe. Extrinsic optical scattering loss in photonic crystal waveguides : Role of fabrication disorder and photon group velocity. *Physical Review Letters*, 94 :1–3, 2005.
-

-
- [82] A. Gomez-Iglesias, D. O'Brien, L. O'Faolain, A. Miller, and T.F. Krauss. Direct measurement of the group index of photonic crystal waveguides via fourier transform spectral interferometry. *Applied Physics Letters*, 90(21) :261107–1–261107–3, 2007.
- [83] T. Asano, K. Kiyota, D. Kumamoto, B-S. Song, and S. Noda. Time-domain measurement of picosecond light-pulse propagation in a two-dimensional photonic crystal-slab waveguide. *Applied physics letters*, 84(23) :4690–4692, 2004.
- [84] S. Combrié, A. De Rossi, L. Morvan, S. Tonda, S. Cassette, D. Dolfi, and A. Talneau. Time-delay measurement in singlemode low-loss photonic crystal waveguides. *Electronics letters*, 42(2), 2006.
- [85] S. Combrié, E. Weidner, A. De Rossi, S. Bansropun, and S. Cassette. Detailed analysis by fabry-perot method of slab photonic crystal line-defect waveguides and cavities in aluminium-free material system. *Optics express*, 14(16) :7353–7361, 2006.
- [86] N. Kawai, K. Inoue, N. Carlsson, N. Ikeda, Y. Sugimoto, K. Asakawa, and T. Takemori. Confined band gap in an air-bridge type of two-dimensional algaas photonic crystal. *Physical review letters*, 86(11) :2289–2292, 2001.
- [87] H. Gersen, T.J. Karle, R.J.P. Engelen, W. Bogaerts, J.P. Korterik, N.F. van Hulst, T.F. Krauss, and L. Kuipers. Real-space observation of ultraslow light in photonic crystal waveguides. *Physical review letters*, 94(7) :073903–1–073903–4, 2005.
- [88] S. Combrié, E. Weidner, A. De Rossi, Q.N. Tran, S. Cassette, A. Talneau, and H. Benisty. Photonic crystal microcavity coupled to a waveguide : an integrated system full of physics. In *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Long Beach California, 2006.
- [89] M. Notomi, A. Shinya, S. Mitsugi, E. Kuramochi, and H-Y. Ryu. Waveguides, resonators and their coupled elements in photonic crystal slabs. *Optics Express*, 12(8) : 1551–1561, 2004.
- [90] E. Kuramochi, M. Notomi, S. Mitsugi, A. Shinya, T. Tanabe, and T. Watanabe. Ultrahigh-q photonic crystal nanocavities realized by the local widthmodulation of a line defect. *Applied Physics Letters*, 88 :041112–1–041112–3, 2006.
- [91] B-S. Song, T. Asano, Y. Akahane, and S. Noda. Ultrahigh-q nanocavity based on photonic-crystal double heterostructure. In *Quantum Electronics and Laser Science Conference*, Baltimore Maryland, 2005.
- [92] E. Weidner, S. Combrié, N-V-Q. Tran, A. De Rossi, J. Nagle, S. Cassette, A. Talneau, and H. Benisty. Achievement of ultrahigh quality factors in gaas photonic crystal-membrane nanocavity. *Applied Physics Letters*, 89 :221104–1–221104–3, 2006.
-