



A.-F. OBATON

Développement au LNE d'un interféromètre en lumière incohérente sensible à la phase

Development in LNE of a phase sensitive optical low coherence interferometer

Anne-Françoise OBATON

Laboratoire commun de métrologie (LCM), Laboratoire national de métrologie et d'essais (LNE),
29 Avenue Roger Hennequin, 78197 Trappes Cedex, France, anne-francoise.obaton@lne.fr.

Résumé

L'article décrit l'interféromètre en lumière incohérente sensible à la phase développé au LNE. La présentation de résultats expérimentaux démontre l'intérêt d'un tel dispositif pour la caractérisation de composants fibrés.

MOTS CLÉS : MÉTROLOGIE OPTIQUE, TECHNIQUE DE CARACTÉRISATION, INTERFÉROMÈTRE, RÉSEAU DE BRAGG, FIBRE OPTIQUE.

Abstract

This paper describes the phase sensitive optical low coherence interferometer developed at LNE. The presentation of experimental results shows the advantage of such set-up for the characterisation of fiber components.

KEY WORDS: OPTICAL METROLOGY, CHARACTERISATION TECHNIQUE, INTERFEROMETER, BRAGG GRATING, OPTICAL FIBER.

1. Introduction

A l'apogée des télécommunications par fibres optiques, les besoins des industriels se faisant ressentir, le LNE a développé de nombreux moyens pour caractériser, d'un point de vue métrologique, les systèmes fibrés aux longueurs d'onde des télécommunications (850 nm, 1 300 nm, 1 310 nm et 1 550 nm), tels que des sources laser, des radiomètres, des atténuateurs ou encore des fibres optiques monomodes et multimodes. Un OTDR (*Optical Time Domain Reflectometer*) faisait partie des

dispositifs d'étalonnage du LNE. Cet appareil permet de caractériser en distance et en réflectance des dioptries dans les fibres optiques de quelques dizaines de mètres à quelques centaines de kilomètres de longueur. Cependant, la résolution de l'OTDR ne permet pas de caractériser les distances inférieures au mètre. Or, pour localiser des défauts dans un dispositif ou encore pour caractériser des fibres prototypes pour lesquelles de grandes longueurs ne sont pas disponibles, il est nécessaire de couvrir ce domaine de longueurs. Afin d'apporter une solution métrologique à ce type de composant, nous avons proposé de développer un interféromètre en lumière incohérente ou OLCR (pour *Optical Low Coherence Reflectometer*) destiné à travailler autour de 1 550 nm ou éventuellement autour de 1 300 nm. Un OLCR permet non seulement de caractériser en distance et en réflectance des fibres optiques de longueur inférieure au mètre mais également, s'il est sensible à la phase, de déterminer la longueur d'onde centrale, la largeur à mi-hauteur de la réflectivité spectrale de composants tels que les réseaux de Bragg ou encore la dispersion chromatique et la biréfringence de fibres spéciales¹ telles que les fibres microstructurées.

Cet article comprend un rappel de définitions de quelques grandeurs, la description de la technique OLCR et la présentation d'un large panel de composants que l'on peut caractériser par cette technique.

¹ Fibre spéciale : toute fibre optique n'ayant pas pour fonction principale la simple transmission d'information.

2. Quelques rappels de définitions

2.1. Longueur de cohérence d'une source lumineuse

L'émission d'un rayonnement par une source lumineuse est un phénomène temporaire. Ainsi, une source n'émet pas de manière continue mais par trains d'onde (superposition de plusieurs ondes sinusoïdales de différentes longueurs d'onde). On définit la longueur de cohérence d'une source comme la longueur de ces trains d'onde. Cette longueur, l_c , est inversement proportionnelle à la largeur spectrale du rayonnement émis par la source :

$$l_c \propto \lambda^2 / \Delta\lambda, \quad (1)$$

où λ est la longueur d'onde centrale de la source et $\Delta\lambda$ sa largeur à mi-hauteur.

2.2. Indice de groupe d'une fibre optique

Dans les fibres optiques monomodes standards, la lumière se propage par réflexion interne totale. Cependant, la vitesse effective de l'énergie lumineuse le long de l'axe de la fibre (direction de propagation des modes), c'est à dire la vitesse à laquelle le signal lumineux ou l'impulsion lumineuse de longueur d'onde λ (enveloppe de l'onde), se propagent dans la fibre, s'appelle la vitesse de groupe et est définie par :

$$v_g(\lambda) = c / n_g(\lambda), \quad (2)$$

où c est la vitesse de la lumière et n_g est l'indice de groupe.

2.3. Dispersion dans une fibre optique

La dispersion du rayonnement dans les fibres a des causes multiples.

Tout signal lumineux peut être décomposé en une somme infinie de modes élémentaires de vitesses différentes. Ainsi, plusieurs modes vont se propager dans la fibre. Si ces modes se recouvrent en entrée, ils se séparent progressivement au cours de la propagation ; ce qui entraîne un élargissement temporel de l'onde injectée. Il s'agit de la dispersion intermodale. On peut toutefois éviter ce type de dispersion en utilisant des fibres dont le diamètre de cœur et la différence d'indice sont suffisamment petits pour n'autoriser la transmission que d'un seul mode, ce qui est le cas des fibres monomodes. Cependant, d'autres sources de dispersion existent si le rayonnement n'est pas purement monochromatique : la dispersion due au guide d'onde, la dispersion propre du matériau et la dispersion de polarisation (biréfringence). La dispersion de guide d'onde est d'environ un ordre de grandeur plus petit que la dispersion due au matériau. On définit la dispersion de vitesse de groupe (GVD pour *Group Velocity Dispersion*) comme la somme de la dispersion due au guide d'onde et de la dispersion propre du matériau. La dispersion chromatique (CD pour *Chromatic Dispersion*) est la GVD par unité de longueur.

2.3.1. Dispersion de vitesse de groupe

Le verre de silice, matériau transparent dans le visible et le proche infrarouge, possède la dispersion de matériau la plus faible. Elle est quasiment nulle autour de $1,3 \mu\text{m}$. C'est la raison pour laquelle les fibres optiques standards monomodes sont composées d'un cœur et d'une gaine optique généralement en silice et que la plupart des fibres optiques utilisées dans les réseaux des télécommunications sont adaptées au standard de transmission à $1,3 \mu\text{m}$. Cependant, la longueur d'onde de transmission se situe actuellement autour de $1,55 \mu\text{m}$, car dans cette zone spectrale, l'atténuation de la fibre est plus faible. En revanche, la dispersion chromatique y est anormale et n'est plus négligeable. Cette dispersion de vitesse de groupe engendre des différences de vitesse de propagation entre les différentes composantes spectrales d'un même signal à transmettre. Dans le cas des fibres monomodes standards, les faibles longueurs d'onde se propagent plus rapidement que les grandes. Ce phénomène provoque un élargissement temporel des impulsions lumineuses constituant le signal si bien que deux trains d'onde consécutifs peuvent éventuellement se recouvrir ce qui provoquerait une mauvaise restitution du signal en extrémité de fibre. Il est impératif de compenser la dispersion accumulée au cours de la propagation dans les réseaux des télécommunications optiques et donc de pouvoir quantifier cette grandeur.

2.3.2. Biréfringence

Le mode fondamental, LP_{01} (ou HE_{11}), se propageant dans la fibre, peut se décomposer comme suit : $LP_{01} = HE_{11x} + HE_{11y}$, où LP signifie « Linéairement Polarisé » et HE signifie « Hermite Electromagnétique ». La biréfringence (B) consiste en la décomposition du mode fondamental HE_{11} en ses deux composantes HE_{11x} et HE_{11y} .

$$B = \left| n_{HE_{11x}} - n_{HE_{11y}} \right|, \quad (3)$$

où $n_{HE_{11x}}$ et $n_{HE_{11y}}$ sont les indices de groupe des deux états de polarisation du mode LP_{01} .

3. L'OLCR

Le sigle OLCR pour « *Optical Low Coherence Reflectometer* » est communément utilisé pour désigner le dispositif d'interférométrie en lumière incohérente que nous avons développé. La particularité de celui du LNE est de réaliser un échantillonnage spatial régulier. Ainsi, on n'a pas seulement accès à l'enveloppe de l'interférogramme mais aux franges qui le composent. Cela permet d'accéder à des informations dans le domaine spectral par transformée de Fourier *i.e.* au module et à la phase de la réflectivité spectrale complexe. On dit alors que l'OLCR est sensible à la phase en opposition aux OLCR commerciaux qui ne donnent que l'enveloppe de l'interférogramme.

Dans cette partie, le paragraphe 1 rappelle brièvement le principe de l'interféromètre en lumière incohérente.

L'approche théorique, dans le paragraphe 2, donne un aperçu des procédés employés pour l'analyse des résultats. Ces procédés sont classés en deux catégories : la première concerne l'analyse de l'interférogramme dans le domaine spatial, et la deuxième l'analyse dans le domaine spectral après traitement des données par transformée de Fourier. Le paragraphe 3 présente le dispositif expérimental du LNE et détaille ses différents éléments. Dans le paragraphe 4, les principales caractéristiques du dispositif (résolution spatiale et dynamique) sont définies puis évaluées expérimentalement.

3.1. Principe

Un OLCR [1, 2] est un interféromètre ou réflectomètre de Michelson doté d'une source large bande. Concrètement, un interféromètre de Michelson est constitué d'une source lumineuse, d'une lame séparatrice, de deux miroirs, l'un fixe (bras fixe ou bras test) et l'autre mobile (bras de référence), et d'un détecteur. L'onde lumineuse issue de la source est divisée en deux par la lame. Les deux faisceaux ainsi créés se réfléchissent respectivement sur le miroir fixe et sur le miroir mobile, puis viennent interférer sur le détecteur. On enregistre un interférogramme, résultant de cette recombinaison, en faisant varier la longueur du bras de référence modifiant ainsi la différence de chemin optique entre les deux bras c'est-à-dire la différence de marche entre les deux faisceaux. En fait, il n'y a interférence que lorsque cette différence de marche est inférieure à la longueur de cohérence, l_c , de la source. En conséquence, une source à spectre large, caractérisée par une faible longueur de cohérence, permet d'obtenir un interférogramme très localisé *i.e.* une résolution spatiale fine ; au contraire, pour une source monochromatique, caractérisée par une grande longueur de cohérence, l'interférogramme consiste en une succession quasi-infinie de franges d'interférence.

3.2. Théorie

L'amplitude du champ émis par la source peut s'écrire dans le cas général sous la forme [3, 4] :

$$E(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(\sigma)} \exp(j[2\pi\sigma ct + \varphi(\sigma)]) d\sigma, \quad (4)$$

où $\sigma = 1/\lambda$ est le nombre d'onde (*i.e.* l'inverse de la longueur d'onde), $S(\sigma)$ est la densité spectrale de puissance de la source et $\varphi(\sigma)$ est le terme de phase.

Dans le bras de référence, la lumière est réfléchi par un miroir indépendamment de la longueur d'onde, avec un retard de $2L_1/c$, L_1 étant le chemin optique parcouru dans le bras de référence. Le champ $E_1(t)$ réfléchi par le bras de référence s'écrit donc :

$$E_1(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(\sigma)} \exp(j[2\pi\sigma(ct - 2L_1) + \varphi(\sigma)]) d\sigma. \quad (5)$$

Dans le bras test, où se trouve le composant sous test, la réflectivité spectrale complexe est $\tilde{r}(\sigma)$ et le retard est $2L_2/c$, L_2 étant le chemin optique parcouru dans le bras

test. Ainsi, le champ réfléchi $E_2(t)$ par le bras test peut s'écrire sous la forme :

$$E_2(t) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{S(\sigma)} \tilde{r}(\sigma) \exp(j[2\pi\sigma(ct - 2L_2) + \varphi(\sigma)]) d\sigma \quad (6)$$

La différence de chemin optique δ entre les deux bras est alors définie par :

$$\delta = 2(L_2 - L_1). \quad (7)$$

L'intensité détectée par la photodiode est donnée par :

$$I(\delta) \propto \left\langle |E_1(t) + E_2(t)|^2 \right\rangle = \left\langle E_1(t)E_1(t)^* \right\rangle + \left\langle E_2(t)E_2(t)^* \right\rangle + 2 \operatorname{Re} \left\langle E_1(t)^* E_2(t) \right\rangle \quad (8)$$

Les termes $E_1(t)E_1(t)^*$ et $E_2(t)E_2(t)^*$, indépendants de δ , représentent un décalage du zéro constant et seront donc négligés par la suite. Cependant, ils contribuent au niveau de bruit. L'intensité $I(\delta)$ est donc définie par :

$$I(\delta) \propto 2 \operatorname{Re} \left\langle E_1(t)^* E_2(t) \right\rangle, \quad (9)$$

où Re représente la partie réelle, et peut également s'écrire sous la forme :

$$I(\delta) \propto \operatorname{Re} \left\langle \int_{-\infty}^{+\infty} S(\sigma) \tilde{r}(\sigma) \exp(j2\pi\sigma\delta) d\sigma \right\rangle, \quad (10)$$

en combinant les équations (5) et (6).

Cette relation montre clairement que l'intensité détectée correspond à la partie réelle de la transformée de Fourier inverse (F^{-1}) du produit du spectre de la source par la réflectivité complexe de l'échantillon sous test, *i.e.* :

$$I(\delta) \propto \operatorname{Re} \left\langle F^{-1} [S(\sigma) \tilde{r}(\sigma)] \right\rangle. \quad (11)$$

3.2.1. Analyse dans le domaine spatial

L'interférogramme mesuré, $r_{\text{mes}}(\delta)$, est proportionnel à l'intensité détectée. Il représente la réflectivité spatiale relative du composant en fonction de l'écart en point d'acquisition, Δp_{ts} . Cette mesure brute fournit des informations directes en distance sur le composant dans le domaine spatial.

A partir de Δp_{ts} , la longueur optique des échantillons testés peut être calculée en utilisant la relation (12) :

$$L_{\text{opt}} = \frac{n_{\text{air(BBS)}} \cdot \lambda_{\text{vide(He-Ne)}}}{4n_{\text{air(He-Ne)}}} \Delta p_{ts}, \quad (12)$$

où $n_{\text{air(BBS)}}$ et $n_{\text{air(He-Ne)}}$ sont respectivement les indices de l'air à la longueur d'onde de la source large bande (BBS pour *Broad Band Source*) et du laser He-Ne et $\lambda_{\text{vide(He-Ne)}}$ la longueur d'onde du laser He-Ne dans le vide. Ce calcul permet également de localiser des défauts éventuels dans la fibre.

On en déduit alors la longueur physique de l'échantillon par la relation :

$$L_{\text{phys}} = L_{\text{opt}} / n_g(\lambda). \quad (13)$$

De façon simultanée, les mesures dans le domaine spatial donne la réflectivité spatiale relative, $r_{\text{mes}}(\delta)$, du

composant. Pour avoir des mesures en absolue, la solution est de réaliser des mesures par comparaison avec un composant de référence.

A partir de cette réflectivité spatiale, la réflectance spatiale, $R_{\text{meas}}(\delta)$, exprimée en décibel, est calculée en utilisant la relation (14) :

$$R_{\text{meas}}(\delta) = 20 \log(r_{\text{meas}}(\delta)). \quad (14)$$

3.2.2. Analyse dans le domaine spectral

De façon moins directe, on peut également extraire des interférogrammes, par transformée de Fourier, la réflectivité complexe relative du composant en fonction de la longueur d'onde [5]:

$$\tilde{r}(\sigma) \propto F(r_{\text{meas}}(\delta))/S(\sigma), \text{ avec } \tilde{r}(\sigma) = r(\sigma) \exp(j\phi(\sigma)), \quad \forall \sigma > 0, \quad (15)$$

où $r(\sigma)$ et $\phi(\sigma)$ sont respectivement le module et la phase de la réflectivité spectrale complexe.

La réflectance spectrale $R(\sigma)$, exprimée en décibel, est définie par :

$$R(\sigma) = 20 \log_{10}(r(\sigma)). \quad (16)$$

La connaissance des grandeurs $r(\sigma)$ et $\phi(\sigma)$ permet les calculs de la biréfringence et de la dispersion chromatique du composant.

3.2.2.1. Analyse à partir du module : calcul de la biréfringence

La biréfringence d'un composant est déterminée à partir du module de la réflectivité spectrale complexe relative que l'on nommera par la suite réflectivité spectrale relative.

Lorsque la fibre est biréfringente, on observe sur l'interférogramme, ainsi que sur le spectre, des battements dus au recouvrement des interférogrammes correspondants aux deux modes de polarisation qui se propagent à des vitesses différentes. Seule l'analyse spectrale permet le calcul de la biréfringence à partir de la relation (17) :

$$B = \lambda^2 / (\Delta\lambda 2L_{\text{phys}}), \quad (17)$$

où L_{phys} est la longueur physique de la fibre testée, $\Delta\lambda$ l'écart en longueur d'onde entre deux battements et λ la longueur d'onde centrale transmise par la fibre.

3.2.2.2. Analyse à partir de la phase : calcul de la dispersion chromatique

La connaissance de $\phi(\sigma)$ aux deux extrémités de l'échantillon testé permet le calcul du temps de groupe t_g , caractérisant le temps de propagation de l'impulsion lumineuse dans l'échantillon sous test :

$$t_g = \frac{1}{4\pi c} \cdot \frac{d}{d\sigma} [\phi_{\text{sortie}}(\sigma) - \phi_{\text{entrée}}(\sigma)], \quad (18)$$

où $\phi_{\text{entrée}}(\sigma)$ et $\phi_{\text{sortie}}(\sigma)$ sont respectivement les phases de la réflexion du faisceau sonde sur les faces d'entrée et de sortie de l'échantillon testé.

La dispersion de vitesse de groupe est donnée par la dérivée du temps de groupe par rapport à la longueur d'onde et s'exprime en ps/nm :

$$GVD = dt_g / d\lambda. \quad (19)$$

Pour la calculer, on réalise un ajustement du temps de groupe de type Sellmeier à l'ordre cinq² pour les fibres standards de type G652, et un ajustement linéaire ou quadratique pour les autres types de fibres.

On en déduit alors la dispersion chromatique qui s'exprime en ps/nm/km :

$$CD = (1/L_{\text{phys}}) \cdot GVD. \quad (20)$$

Déterminer l'incertitude sur Δpts et sur CD n'est pas chose simple. En effet, l'OLCR est un dispositif complexe, et nombreuses sont les grandeurs d'influence sur la mesure. Par ailleurs, la détermination de la propagation des incertitudes dans l'espace de Fourier n'est pas triviale. En conséquence, pour déterminer ces incertitudes, nous avons procédé à une analyse statistique globale évaluant l'écart type de reproductibilité en prenant en compte l'ensemble des paramètres d'influence.

3.3. Description du montage du LNE

Pour caractériser des systèmes à fibre, il faut un dispositif interférométrique comprenant une source large bande ou incohérente afin d'obtenir un interférogramme très localisé. Une partie de l'information caractérisant le composant s'extrait de l'exploitation numérique de l'enveloppe de cet interférogramme par analyse spatiale. Pour accéder à davantage d'informations, notamment sur la phase par analyse spectrale, il faut avoir accès aux franges qui composent l'interférogramme afin de pouvoir traiter les données par transformée de Fourier. Cela requiert un échantillonnage spatial régulier dont le pas est imposé par la condition de Shannon (critère de Nyquist) : si l'on veut échantillonner un signal à spectre limité sans perdre d'information, il faut échantillonner ce signal à une fréquence ($\nu_{\text{échant}}$) au moins égale au double de la fréquence (ν_{signal}) la plus grande qu'il contient, i.e. :

$$\nu_{\text{échant}} \geq 2 \nu_{\text{signal}}; \quad (21)$$

ce qui revient à écrire en terme spatial :

$$i_{\text{échant}} \leq i_{\text{signal}} / 2, \quad (22)$$

où $i_{\text{échant}}$ et i_{signal} représentent respectivement la période d'échantillonnage et l'interfrange du signal.

Le dispositif du LNE a été développé pour travailler aux longueurs d'onde des télécommunications optiques à savoir 1 550 nm ou éventuellement 1 300 nm. Il faut donc échantillonner en respectant la condition suivante:

$$i_{\text{échant}} \leq 650 \text{ nm}. \quad (23)$$

Nous avons décidé de réaliser un échantillonnage optique ; c'est la raison pour laquelle le dispositif du LNE (fig. 1 et 2) se compose de deux interféromètres de Michelson, l'un en lumière incohérente pour les mesures et

² Ajustement de type Sellmeier à l'ordre cinq :

$$t_g(\lambda) = a\lambda^4 + b\lambda^2 + c\lambda^{-2} + d\lambda^{-4} + e.$$

l'autre en lumière cohérente pour l'échantillonnage. Les deux interféromètres ont sur leurs bras de référence un chariot commun, se déplaçant sur coussin d'air le long d'un marbre de longueur 110 cm, et portant des coins de cube mis dos à dos. Ainsi, le déplacement du chariot permet de sonder des tronçons de fibres d'une longueur maximale de 120 cm (pour un indice de groupe de la fibre $n_g = 1,468$).

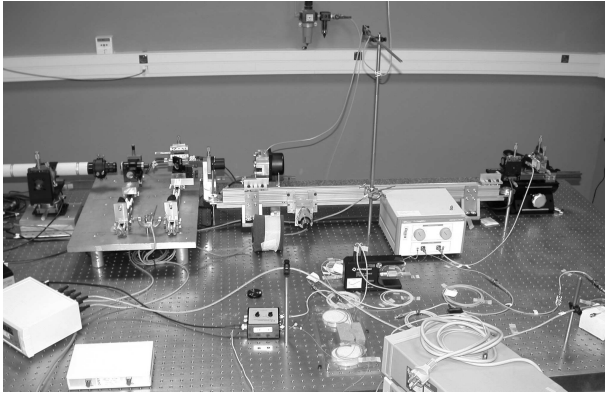


Fig. 1. – Dispositif interférométrique du LNE.

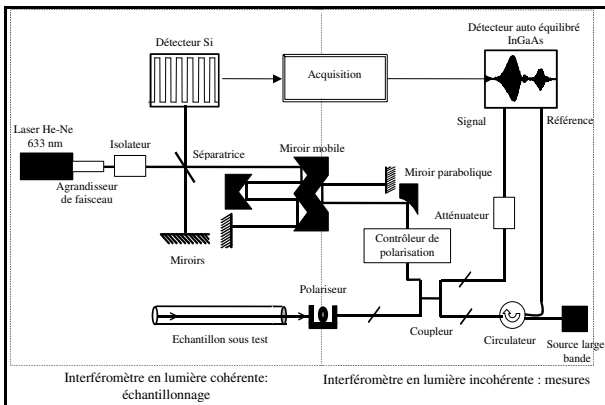


Fig. 2. – Représentation schématique du dispositif interférométrique du LNE.

L'ensemble du dispositif est installé sur une table en nid d'abeille reposant sur des plots amortisseurs pneumatiques afin d'isoler le dispositif des vibrations du sol. Le laboratoire est régulé en température. La température moyenne est de $(22,1 \pm 0,4) ^\circ\text{C}$ ($k = 2$). La pression atmosphérique moyenne mesurée dans le laboratoire entre août 2006 et mars 2008 est de 997 77 Pa avec une incertitude type de 1 772 Pa.

3.3.1. Interféromètre en lumière incohérente

Cet interféromètre permet la détection des dioptries au sein des systèmes testés. Il comprend une source large bande (référéncée BBS pour *Broad Band Source*) suivie d'un circulateur et d'un coupleur monomode deux-vers-deux (substitut à la lame séparatrice) auquel est connecté, dans le bras de référence, un contrôleur de polarisation et, en sortie du coupleur, un atténuateur optique placé juste

avant le détecteur InGaAs auto-équilibré. Toutes les connectorisations sont en FC³/APC⁴.

Le bras fixe, entièrement fibré, constitue le bras de test dans lequel est placé le dispositif à caractériser. En revanche, le bras de référence, comprenant le réflecteur coin de cube placé sur le chariot à coussin d'air, est en espace libre.

Les interférogrammes sont obtenus en déplaçant le chariot sur coussin d'air à vitesse constante. Quand les parties fibrées dans chacun des deux bras sont d'égales longueurs, la différence de marche, δ_{inc} , est donnée par la relation (24) :

$$\delta_{inc} = 2(n_{air(BBS)} \cdot L_{air(Bras\text{réf})} - n_g(\lambda_{air(BBS)}) \cdot L_{fibre(Bras\text{test})}), \quad (24)$$

où $L_{air(Bras\text{réf})}$ est le trajet parcouru par le faisceau de la source BBS dans le bras de référence *i.e.* dans l'air, $L_{air(Bras\text{fixe})}$ est le trajet parcouru par le faisceau dans le bras test *i.e.* dans la fibre, $n_{air(BBS)}$ est l'indice de l'air à la longueur d'onde centrale de la source BBS et $n_g(\lambda_{air(BBS)})$ est l'indice de groupe de la fibre à la longueur d'onde centrale de la source BBS. Dans l'équation (24), le facteur 2 représente l'aller-retour du faisceau dans chacun des bras. Le montage du bras de référence, comprenant un miroir face à un coin de cube mobile, permet de replier le faisceau en s'affranchissant des imperfections du mouvement.

Donc, on a :

$$L_{air(Bras\text{réf})} = 2L_{chariot}, \quad (25)$$

où $L_{chariot}$ est le déplacement du chariot sur coussin d'air.

Autour de la position de différence de marche nulle, on a :

$$\delta_{inc} = 4n_{air(BBS)} \cdot \delta L_{chariot}, \quad (26)$$

où $\delta L_{chariot}$ est un petit déplacement du chariot autour de la position de différence de marche nulle.

Par ailleurs, il y a interférence constructive lorsque :

$$\delta_{inc} = k \cdot \lambda_{air(BBS)}, \text{ avec } k \in N. \quad (27)$$

En conséquence, l'interfrange spatial, correspondant à la distance entre deux interférences constructives successives k et $k + 1$, est donné par :

$$i_{signal} = \lambda_{air(BBS)} / 4n_{air(BBS)}. \quad (28)$$

La source BBS utilisée est de type ASE (pour *Amplified Spontaneous Emission*). Sa longueur d'onde centrale a été estimée à 1 565,61 nm avec une incertitude type de 0,31 nm. A partir de cette longueur d'onde, de la pression atmosphérique moyenne et de la température moyenne dans le laboratoire, l'indice de l'air a été calculé à la longueur d'onde centrale de la source et est estimé à 1,000 263 3 avec une incertitude type de $4,7 \cdot 10^{-6}$. Ainsi, d'après l'équation (28), l'interfrange spatial est de 391 nm. Par ailleurs, la puissance totale de la source BBS s'élève à 25,04 mW selon le constructeur et sa largeur à mi-hauteur est de 80,55 nm avec une incertitude type de 0,77 nm. A partir de la longueur d'onde centrale de la source et de sa

³ FC : *Fiber Connector*.

⁴ APC : *Angled Physical Contact*, face de la fibre polie avec un angle de 8° par rapport au plan perpendiculaire à l'axe de la fibre.

largeur à mi-hauteur, nous avons estimé sa longueur de cohérence à environ 30 μm .

L'atténuateur optique variable manuel permet d'équilibrer les puissances envoyées sur le détecteur. Quant au contrôleur de polarisation (boucle de Lefèvre), il permet d'optimiser le signal entre les deux bras de l'interféromètre.

3.3.2. Interféromètre en lumière cohérente

Cet interféromètre constitue l'horloge du dispositif interférométrique pour le système d'acquisition. Il cadence les acquisitions optiques et donne la position du chariot en fonction de la période d'échantillonnage spatial.

L'interféromètre est placé en espace libre et comprend un laser He-Ne, une lame séparatrice, un ensemble de miroirs (plans et en coin de cube) et un détecteur au silicium. La différence de marche entre les deux bras de cet interféromètre est donnée par la relation (29) :

$$\delta_c = 2n_{\text{air(He-Ne)}} \cdot (L_{\text{air(Bras réf)}} - L_{\text{air(Bras fixe)}}), \quad (29)$$

où $L_{\text{air(Bras réf)}}$ est le trajet parcouru par le faisceau du laser He-Ne dans le bras de référence, $L_{\text{air(Bras fixe)}}$ est le trajet parcouru par le faisceau dans le bras fixe et $n_{\text{air(He-Ne)}}$ est l'indice de l'air à la longueur d'onde du laser He-Ne. La présence successive de trois coins de cube dans le bras de référence permet de replier quatre fois le faisceau. Ainsi, on obtient :

$$L_{\text{air(Bras réf)}} = 4 L_{\text{chariot}}. \quad (30)$$

Autour de la position d'équilibre, on a :

$$\delta_c = 8n_{\text{air(He-Ne)}} \cdot \delta L_{\text{chariot}}. \quad (31)$$

Par ailleurs, il y a interférence constructive lorsque :

$$\delta_c = k\lambda_{\text{vide(He-Ne)}}, \text{ avec } k \in \mathbb{N}. \quad (32)$$

En conséquence, la période d'échantillonnage est donnée par :

$$i_{\text{échant}} = \lambda_{\text{vide(He-Ne)}} / 8n_{\text{air(He-Ne)}}. \quad (33)$$

La longueur d'onde du laser He-Ne, monomode longitudinal et stabilisé en fréquence, a été estimée dans le vide à 632,990 973 nm avec une incertitude de $\pm 10^{-6}$ nm ($k = 2$). A partir de cette longueur d'onde, de la pression atmosphérique moyenne et de la température moyenne dans le laboratoire, l'indice de l'air à la longueur d'onde du laser He-Ne a été calculé et est estimé à 1,000 265 7 avec une incertitude type de $4,7 \cdot 10^{-6}$. En conséquence, la période d'échantillonnage $i_{\text{échant}}$ est de 79,102 85 nm et son incertitude type vaut $3,8 \cdot 10^{-4}$ nm, soit :

$$i_{\text{échant}} \approx i_{\text{signal}} / 5. \quad (34)$$

La condition de Shannon, Eq. (22), est donc vérifiée.

Le signal sinusoïdal généré par le détecteur, soumis au rayonnement de la source monochromatique, est transformé en un signal carré (dont la fréquence est égale à la fréquence d'échantillonnage) puis envoyé dans le système d'acquisition pour contrôler le déclenchement des acquisitions sur chaque front montant.

L'interférogramme obtenu expérimentalement représente la réflectivité spatiale relative (r_{meas}) des dioptries présents dans le composant testé en fonction de l'écart en point d'acquisition, Δp_{ts} . Chaque point d'acquisition correspond à un déplacement du chariot égal à la période d'échantillonnage $i_{\text{échant}}$, Eq. (33). Ces résultats bruts sont ensuite exploités numériquement dans deux domaines : spatial (réflectivité relative en fonction du déplacement du chariot) et spectral (réflectivité relative en fonction du nombre d'onde).

3.4. Caractéristiques du montage du LNE

3.4.1. Résolution spatiale

La résolution spatiale de l'OLCR est définie comme la distance optique minimale permettant de distinguer deux réflexions successives d'intensité égale. Dans la pratique, elle est définie comme la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe de l'interférogramme ($d_{\text{FWHM phys}}$) correspondant à une réflexion unique d'une interface en fonction de la position dans la fibre. La résolution spatiale est par conséquent affectée par la longueur de cohérence l_c de la source :

$$d_{\text{FWHM phys}} = l_c / 2. \quad (35)$$

Expérimentalement, elle est déterminée à partir de la mesure de la réflexion de Fresnel de l'extrémité d'un tronçon de fibre clivée droit non-dispersive à 1 550 nm (tronçon de fibre de type G653). Une résolution spatiale moyenne a été estimée sur une série de 30 mesures successives à 12,14 μm avec une incertitude type de 0,20 μm . Ce résultat est proche de la moitié (15 μm) de la valeur de la longueur de cohérence de la source et correspond à la valeur optimale de la résolution spatiale de l'OLCR. En effet, la résolution de l'interféromètre, pour des fibres standards dispersives à 1 550 nm (de type G652), décroît sous l'effet de la dispersion chromatique. En conséquence, la résolution a également été calculée à partir de 30 mesures successives de la réflexion de Fresnel à l'extrémité de fibres standards ayant des longueurs qui correspondent à un interférogramme aux deux extrémités du marbre. La mesure sur un l'échantillon de courte longueur (*pigtail* de 21,8 cm, dioptrie à 1,1 cm par rapport à la position d'initialisation sur le banc) correspond à la résolution spatiale optimale 53,42 $\mu\text{m} \pm 0,50 \mu\text{m}$ ($k = 2$) mais également à la dispersion inhérente au système. En revanche, la longueur la plus grande (*pigtail* de 143,8 cm, dioptrie à 905 cm par rapport à la position d'initialisation sur le banc) correspond à la résolution minimale pour une fibre de type G652 : 398,17 $\mu\text{m} \pm 0,76 \mu\text{m}$ ($k = 2$).

3.4.2. Dynamique

Afin d'estimer la dynamique de l'OLCR du LNE, nous avons déterminé la réflectance absolue d'un connecteur FC/APC⁴ fermé⁵ (de marque Diamond).

Pour réaliser des mesures en absolu, nous avons pris comme référence la réflexion de Fresnel, de réflectance

⁵ Fermé : connecteur connecté à son homologue, interface verre/verre.

-14,7 dB, à l'extrémité d'un connecteur FC/PC⁶ ouvert⁷ (de marque Diamond). Nous avons procédé successivement à des mesures relatives sur le connecteur FC/APC fermé puis sur le connecteur droit ouvert. Ensuite, dans le but de convertir le signal relatif exprimé en unité arbitraire (u.a.) en signal absolu exprimé en décibel (dB), nous avons utilisé la relation (36) :

$$P(\text{dB}) = 20 \log \left(\frac{r_{\text{APC meas}}(\text{u.a.})}{r_{\text{PC max meas}}(\text{u.a.})} \right) - 14,7, \quad (36)$$

où $r_{\text{APC meas}}(\text{u.a.})$ est la réflectivité spatiale relative en unité arbitraire (u.a.) de l'extrémité du connecteur FC/APC fermé et $r_{\text{PC max meas}}(\text{u.a.})$ est la valeur maximale de la réflectivité spatiale relative de l'extrémité du connecteur FC/PC ouvert.

La réflectance de la face clivée avec un angle de 8° du connecteur FC/APC en contact avec son homologue est de (-77 ± 12) dB ($k = 2$). Nous estimons que cette valeur de réflectance est la limite maximale de détection de notre dispositif. La dynamique de l'OLCR est donc de -77 dB.

4. Composants caractérisés

Tous les composants testés sont décrits succinctement puis caractérisés par la méthode OLCR qui consiste à sonder l'échantillon en détectant les réflexions à ses deux extrémités.

L'ensemble de ces composants a été caractérisé dans le cadre de collaborations avec le Laboratoire de métrologie suisse METAS (connecteurs, réseaux de Bragg), des laboratoires universitaires de recherche tels que l'ENST de Paris (fibres dopées Er³⁺, fibres HOM, fibres à cristal photonique), le PhLAM de Lille (réseaux de Bragg) ou l'IRCOM de Limoges (fibres de Bragg) et Alcatel Recherche et Innovation de Marcoussis (fibres microstructurées, fibres HOM).

4.1. Fibre standard de type G652 et fibre non-dispersive de type G653

4.1.1. Définition

Une fibre optique de type G652 ou G653 est composée d'un cœur et d'une gaine optique généralement en silice. Le cœur est dopé avec de l'oxyde de germanium afin d'augmenter son indice de réfraction ($n_{\text{cœur}}$) par rapport à celui de la gaine (n_{gaine}) et ainsi permettre le confinement et la transmission d'une onde lumineuse dans le cœur grâce à la réflexion totale de la lumière à l'interface cœur-gaine.

Tout rayon lumineux peut être décomposé en une somme de modes élémentaires. Cependant, le diamètre de cœur et la différence d'indice entre le cœur et la gaine d'une fibre optique de type G652 ou G653 sont suffisamment petits pour n'autoriser la transmission que d'un seul mode, le

mode fondamental LP_{01} caractérisé par un indice de réfraction effectif (n_{eff}) vérifiant la relation (37) :

$$n_{\text{gaine}} < n_{\text{eff}} < n_{\text{cœur}}. \quad (37)$$

Ainsi, ces fibres sont monomodes et seule une fraction de ce mode se propage dans le cœur.

La principale différence entre les deux types de fibre sont leurs caractéristiques en dispersion chromatique :

- les fibres de type G652 (correspondant au standard utilisé dans les télécommunications optiques longues distances pour la transmission de l'information) sont dispersives à 1 550 nm et non-dispersives à 1 300 nm ;
- les fibres de type G653 sont non-dispersives à 1 550 nm et dispersives à 1 300 nm.

4.1.2. Caractérisation

La figure 3 représente les interférogrammes correspondant à la réflexion aux deux extrémités d'une fibre standard de type G652 et d'une fibre à dispersion décalée de type G653. L'OLCR étant doté d'une source centrée autour de 1 566 nm, l'interférogramme de sortie de la fibre standard subit un élargissement spatial sous l'effet de la dispersion chromatique inhérente à ce type de fibre ce qui n'est pas le cas de la fibre non-dispersive.

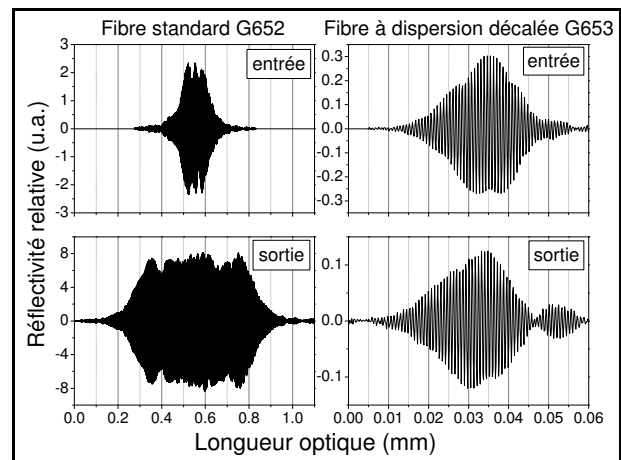


Fig. 3. – Interférogrammes correspondant à la réflexion aux deux extrémités d'une fibre standard de type G652 et d'une fibre à dispersion décalée de type G653.

A partir des mesures OLCR, la longueur optique d'un tronçon de fibre peut être estimée en déterminant l'écart entre les deux interférogrammes (en points d'acquisition) correspondant à la réflexion du faisceau sonde aux deux extrémités du tronçon, Eq. (12). Par ailleurs, si ce tronçon n'est pas connecté, nous avons la possibilité de le mesurer physiquement avec une règle étalon et une loupe binoculaire et ainsi calculer son indice de groupe, Eq. (13), aux longueurs d'onde de la source sonde ($n_g(\lambda_{\text{air(BBS)})}$). Une étude comparative des mesures d'indice de groupe, sur des fibres de type G653 et G652, en

⁶ PC : Physical Contact, face de la fibre polie avec un angle droit par rapport à l'axe de la fibre.

⁷ Ouvert : connecteur non connecté, interface verre/air.

utilisant la méthode OLCR et la méthode dite par temps de vol⁸ a été réalisée [6].

Ce type de mesure n'est quasiment jamais réalisé. On affecte conventionnellement, conformément à la norme CEI 61746 [7] une valeur de 1,46 à l'indice de groupe. Pourtant, la valeur de l'indice de groupe d'une fibre standard de type G652 est plus proche de 1,47 que de 1,46 (tableau 1). Cette différence entraîne un écart important sur les mesures de longueurs (tableau 2). La comparaison a mis en évidence que l'incertitude sur l'indice de groupe est beaucoup plus petite par la technique OLCR.

Tableau 1

Résultats de mesure de l'indice de groupe par la méthode OLCR et par la méthode de temps de vol (oscilloscope) de différents types de fibres, à différentes longueurs d'onde.

| Type de fibre | Source | Longueur d'onde (nm) | Estimation | Incertitude ($k = 2$) |
|---------------|--------------|----------------------|------------|-------------------------|
| G652 | OLCR | 1 558 | 1,467 60 | $1,8 \cdot 10^{-4}$ |
| G652 | oscilloscope | 1 558 | 1,467 5 | $1,4 \cdot 10^{-3}$ |
| G652 | OLCR | 1 565,61 | 1,467 64 | $1,8 \cdot 10^{-4}$ |
| G652 | CEI 61746 | 1 550-1 570 | 1,46 | 0 |
| G653 | OLCR | 1 558 | 1,470 50 | $5,1 \cdot 10^{-4}$ |
| G653 | oscilloscope | 1 558 | 1,470 8 | $1,6 \cdot 10^{-3}$ |

Des fibres standards ont également été testées en longueur et en dispersion chromatique afin d'évaluer les incertitudes associées à ces grandeurs. Pour cela, une analyse statistique globale a été réalisée en procédant à des essais de reproductibilité [8].

Huit séries de dix mesures successives, indépendantes, ont été réalisées avec l'OLCR sur un tronçon de fibre de type G652. Entre chaque série de mesures consécutives, nous avons attendu une semaine, déconnecté et reconnecté les connecteurs de l'interféromètre en lumière incohérente, éteint et rallumé la source, le détecteur et ajusté la puissance de la source. Deux interférogrammes, correspondant à la réflexion aux deux extrémités de la fibre (entrée et sortie), ont été enregistrés avec l'OLCR. Ensuite, une analyse numérique de ces données brutes a été réalisée pour calculer l'écart en point entre les deux interférogrammes correspondant aux deux extrémités de la fibre (Δpts) ainsi que la dispersion chromatique (CD) caractérisant le tronçon. A partir des valeurs de Δpts et de CD , une analyse de la variance (ANOVA) a été réalisée pour calculer la variance de répétabilité s_r^2 , et la variance intergroupe s_d^2 , qui permettent de calculer l'écart type de reproductibilité s_R sur Δpts à partir de S_L^2 qui regroupe

⁸ Méthode par temps de vol : le principe de cette méthode repose sur la mesure du temps de propagation d'une impulsion lumineuse traversant le tronçon. Un générateur d'impulsions optiques envoie des impulsions avec un taux de répétition tel que deux impulsions successives soient décalées d'un temps supérieur au temps nécessaire à une impulsion pour traverser le tronçon de fibre. Un oscilloscope donne la position temporelle du signal transmis en présence (t_1) ou en l'absence (t_2) du tronçon de fibre. A partir de ces temps, on en déduit l'indice de groupe : $n_g(\lambda) = c \cdot (t_1 - t_2) / L_{phys}$.

l'ensemble des variations considérées à savoir : le temps, la température, l'humidité, le mouvement du tuyau d'arrivée en air comprimé, les irrégularités dans le déplacement du chariot sur coussin d'air, la connexion, la puissance de la source ainsi que la stabilisation du dispositif après allumage des appareils le constituant [9].

Une estimation des différentes grandeurs caractéristiques d'une fibre standard de type G652 et les incertitudes associées sont données dans le tableau 2.

Tableau 2

Résultats de mesure des caractéristiques d'un tronçon de fibre standard de type G652.

| Dénomination | Estimation | Incertitude ($k = 2$) |
|---|--|--|
| Δpts | 8 835 831 | 330 |
| L_{opt} (mm) pour $s_R = 165$ ($s_L = 81$) et un seuil de 500 points | 1 398,247 | 0,055 |
| L_{phys} (mm) pour $s_R = 165$ ($s_L = 81$) et un seuil de 500 points | 957,703 pour $n_g = 1,46$ 952,72 pour $n_g = 1,467 635$ | Écart = 5,00 (car $u(n_g) = 0$) 0,038 0,12 |
| CD (ps/nm/km) à 1 550 nm pour $s_L = 0,019$ et un seuil de 500 points | 16,50 pour $n_g = 1,46$ 16,59 pour $n_g = 1,467 635$ | Écart = 0,09 0,12 |
| CD (ps/nm/km) à 1 560 nm pour $s_L = 0,019$ et un seuil de 500 points | 17,01 pour $n_g = 1,46$ 17,10 pour $n_g = 1,467 635$ | Écart = 0,09 0,12 |

Afin de valider les résultats de mesures de dispersion chromatique (CD), nous avons comparé les mesures du LNE, obtenues avec l'OLCR sur un tronçon de fibre standard de type G652, à des mesures du METAS (Laboratoire de métrologie suisse) réalisées dans le cadre d'une comparaison Euromet (Project 666) par la méthode de décalage de phase sur un autre tronçon de fibre standard de type G652 [10]. Les résultats obtenus par les deux laboratoires sont présentés sur la figure 4.

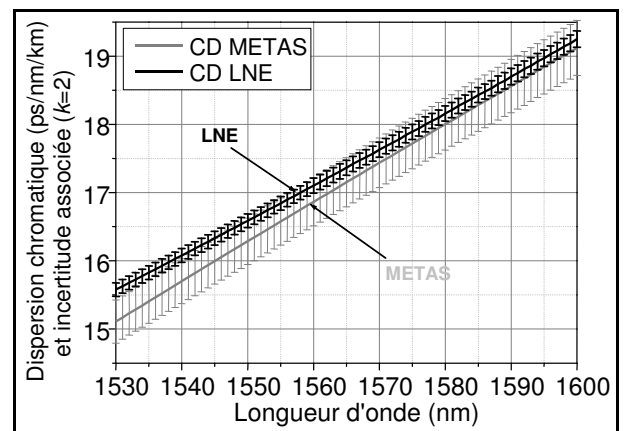


Fig. 4. – Mesures de dispersion chromatique réalisées au METAS par la méthode de décalage de phase et mesures réalisées au LNE par la méthode OLCR, pour une fibre standard de type G652.

La dispersion chromatique mesurée au LNE et son incertitude associée ($k=2$) ont été calculées en considérant un indice de groupe $n_g = 1,467\ 640$ tandis que les mesures du METAS ont été faites avec $n_g = 1,46$. L'incertitude élargie sur les mesures du METAS, représentée sur la figure 4, a été calculée en considérant l'incertitude type sur n_g comme étant égale à deux fois l'écart entre la valeur donnée par la norme et la valeur « vraie » ; ce qui explique la grande incertitude du METAS. La cohérence des résultats des deux laboratoires valide les mesures du LNE par la technique de l'OLCR.

4.2. Connecteur

Pour évaluer la validité des systèmes OLCR du LNE et du METAS comme outils métrologiques, nous avons qualifié la mesure absolue de la réflectance de l'extrémité de connecteurs ouverts⁷ et fermés⁵ de types PC et APC (tableau 3) [11]. Pour cela, l'étalonnage des OLCR a été effectué par la mesure de la réflectance d'un connecteur ouvert FC-PC de référence (-14,7 dB).

Tableau 3

Résultats de mesure de la réflectance de différents types de connecteur, dans différentes configurations.

| Type et configuration du connecteur | LNE | | METAS | |
|-------------------------------------|------------------|----------------------------|------------------|----------------------------|
| | Réflectance (dB) | Incertitude (dB) ($k=2$) | Réflectance (dB) | Incertitude (dB) ($k=2$) |
| PC ⁶ ouvert | -14,76 | 0,15 | -14,71 | 0,16 |
| PC fermé | -46,2 | 2,5 | -46,5 | 2,5 |
| APC ⁴ ouvert | -57,24 | 0,60 | -58,24 | 0,31 |
| APC fermé | 77 | 12 | -92,2 | 5,2 |

La principale source d'incertitude est due à la grande sensibilité des valeurs mesurées aux paramètres mécaniques de la connectorisation, tels que le moment de serrage, la méthode de fermeture et la technique de nettoyage des connecteurs. Les résultats obtenus à l'aide des deux systèmes restent dans les incertitudes déclarées, à l'exception du connecteur FC/APC ouvert. Ceci laisse supposer que l'une des deux incertitudes a été sous-estimée.

4.3. Réseau de Bragg

4.3.1. Définition

Un réseau de Bragg photo-inscrit dans le cœur d'une fibre optique consiste en la variation périodique permanente, selon l'axe de la fibre, de l'indice de réfraction du cœur. Cette modulation d'indice réalise un filtre en longueur d'onde. En effet, les longueurs d'onde situées autour de la longueur d'onde de Bragg, λ_{Bragg} , vérifiant la loi de Bragg :

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff} \Lambda, \quad (38)$$

sont partiellement réfléchies ou dissipées par le réseau ; les autres sont transmises. Dans cette relation, Λ est la

période de modulation d'indice (le pas) et n_{eff} est l'indice de réfraction effectif du mode fondamental.

L'indice de réfraction du réseau de Bragg est donné par la relation (39) :

$$n(z) = \Delta n_{moy}(z) + \Delta n_{mod}(z) \cdot \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \theta(z)\right), \quad (39)$$

où Δn_{moy} est la variation d'indice moyen photo-induit et Δn_{mod} l'amplitude de modulation selon l'axe de la fibre. Dans le cas de réseaux uniformes, Λ est constant et $\theta(z) = 0$, tandis que dans le cas de réseaux à pas variable, Λ varie linéairement selon l'axe de la fibre et $\theta(z) \neq 0$. Pour des réseaux apodisés, l'amplitude de modulation varie suivant une gaussienne.

L'amplitude de l'indice de modulation d'un réseau de Bragg est comprise entre 10^{-6} et 10^{-2} . Un réseau de Bragg dont la modulation d'indice est inférieure à 10^{-4} est un réseau dit « faible » : la lumière incidente, autour de la longueur d'onde de résonance est, en moyenne, réfléchie à la moitié de la longueur du réseau. Au contraire, un réseau dit « fort » a une modulation d'indice pouvant aller jusqu'à 10^{-2} , toute la lumière incidente étant alors réfléchie à proximité de l'entrée du réseau.

Les applications des réseaux de Bragg sont diverses. Evoquons tout d'abord le multiplexage et le démultiplexage en longueur d'onde (WDM : *Wavelength-Division-Multiplexing*), qui permettent respectivement l'extraction et l'insertion d'une ou plusieurs longueurs d'onde dans la fibre. Le WDM a permis d'accroître considérablement la capacité de transmission des fibres en multipliant les longueurs d'onde transmises simultanément dans une même fibre, et donc la quantité d'information. Outre cette application, les réseaux de Bragg servent de filtres en longueur d'onde, d'égaliseurs de gain, de compensateurs de dispersion chromatique, de miroirs de fond de cavité pour les lasers fibrés et, dans un autre domaine que les télécommunications, de capteurs de température ou de torsion (car la longueur d'onde de Bragg varie en fonction de ces deux paramètres).

4.3.2. Caractérisation

4.3.2.1. Réseau de Bragg uniforme [12]

Les résultats expérimentaux présentés sur la figure 5 sont la signature d'un réseau de Bragg uniforme. Dans le cas du réseau uniforme, dont les caractéristiques sont présentées sur la figure 5, l'indice de modulation est moyen, de l'ordre de $3,6 \cdot 10^{-4}$; ce qui correspond à une réflexion de l'ordre de 96 % à la longueur d'onde de Bragg. La lumière incidente est alors réfléchie au quart de la longueur du réseau. Cela explique pour une part l'élargissement de l'interférogramme en entrée. D'autre part, la résolution spatiale de l'interférogramme est inversement proportionnelle à la largeur spectrale de la source ce qui contribue également à l'élargissement. Enfin, les multiples réflexions dans le réseau de Bragg entraînent plusieurs oscillations d'amplitudes décroissantes dans le réseau. Les rebonds situés au-delà de la fin du réseau représentent les composantes spectrales de la source

transmises par le réseau et réfléchies à l'extrémité de la fibre. La réflectivité spectrale d'un réseau faiblement réfléchissant est peu différente de la transformée de Fourier de son profil d'indice spatial. Cela explique les lobes secondaires (fig. 5b) de part et d'autre du lobe principal (sinus cardinal) dans le cas d'un réseau uniforme dont le profil d'indice est une fonction porte.

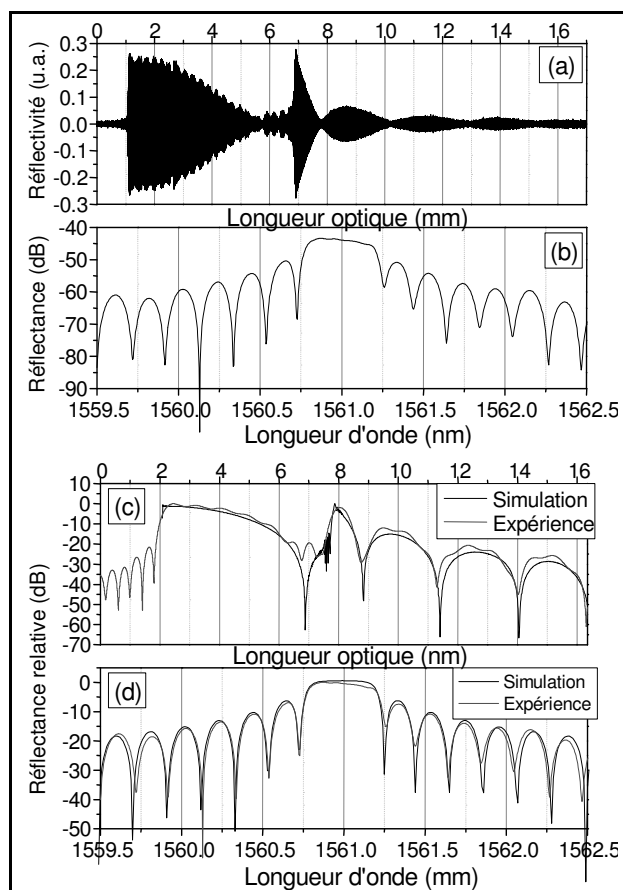


Fig. 5. – Interférogramme (a), réflectance spectrale relative (b) et superposition de l'enveloppe de l'interférogramme (c) et de la réflectance (d) avec des courbes théoriques pour le calcul de paramètres caractéristiques d'un réseau de Bragg uniforme.

L'analyse des courbes de la figure 5 permet la détermination d'un certain nombre de grandeurs caractéristiques :

- **Détermination de la longueur optique du réseau**

Plus la différence d'indice entre deux milieux est importante, plus la réflexion à l'interface entre ces deux milieux est grande. La différence d'indice est importante aux extrémités d'un réseau de Bragg non-apodisé. Ainsi, on peut visualiser l'entrée et la sortie du réseau uniforme sur la figure 5a autour respectivement de 1 mm et de 7 mm et en déduire sa longueur optique (tableau 4).

- **Détermination de λ_{Bragg} , $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ et Δn_{moy} et des grandeurs dérivées.**

La connaissance de ces trois grandeurs permet les calculs du pas du réseau Λ , de l'indice de modulation

Δn_{mod} , du coefficient de couplage⁹ κ et de la réflectivité R à partir des équations définies dans le tableau 4. La longueur d'onde de Bragg λ_{Bragg} et la largeur spectrale $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ sont déterminées directement à partir de la réflectivité spectrale (fig. 5b). Connaissant λ_{Bragg} , le pas du réseau est calculé en utilisant l'équation (38) et l'indice de modulation Δn_{mod} à partir de l'équation donnée dans le tableau 4 et par simulation (fig. 5c et 5d) en ajustant l'enveloppe de l'interférogramme ainsi que la réflectivité spectrale relative par une courbe théorique (ajustement par les moindres carrés). Quant à l'indice moyen, il est obtenu à partir de la mesure spectrale de la variation de la longueur d'onde de Bragg lors de la photo-inscription. A partir de ces données, le coefficient de couplage est calculé, ce qui permet d'en déduire la réflectivité absolue du réseau.

Toutes ces données calculées ou estimées par simulation sont récapitulées dans le tableau 4.

Pour un réseau uniforme, le temps de groupe est typiquement constant dans la bande interdite. Il en découle que la dispersion chromatique est voisine de zéro ou plus exactement qu'elle est négligeable dans le réseau par rapport à la dispersion dans la fibre sur la même longueur.

Tableau 4

Grandeurs caractéristiques d'un réseau de Bragg uniforme.

| | Source | Estimation | |
|-------------------------------------|---|---------------------|---------------------|
| | | Expéri-mentale | théorique |
| L_{opt} (mm) | OLCR | 5,77 | |
| L_{phys} (mm) | $L_{\text{opt}} = n_g L_{\text{phys}}$ avec $n_g = 1,467\ 640$ | 3,93 | 3,95 |
| $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ (nm) | OLCR | 0,52 | |
| λ_{Bragg} (nm) | OLCR | 1 560,98 | |
| Λ (nm) | $\lambda_{\text{Bragg}} = 2n_{\text{eff}}\Lambda$ avec $n_{\text{eff}} = 1,446\ 4$ | 539,611 | 539,477 |
| Δn_{moy} | mesure lors de la photo-inscription | $4,0 \cdot 10^{-4}$ | $3,6 \cdot 10^{-4}$ |
| Δn_{mod} | $\Delta\lambda_{\text{Bragg}} = \frac{\lambda_{\text{Bragg}}}{n_g L_{\text{phys}}}$ $[\lambda_{\text{Bragg}}^2 + (\Delta n_{\text{mod}} \eta L_{\text{phys}})^2]^{\frac{1}{2}}$ avec $n_g = 1,467\ 634$ | $3,6 \cdot 10^{-4}$ | $3,6 \cdot 10^{-4}$ |
| κ (cm^{-1}) | $\kappa(z) = \frac{\pi \Delta n_{\text{mod}} \eta}{\lambda_{\text{Bragg}}}$ avec $\eta = 0,796$ | 5,74 | 5,59 |
| R (%) | $R = \tanh^2(\kappa L_{\text{phys}})$ | 96 | |

⁹ Le coefficient de couplage quantifie le transfert d'énergie d'un mode incident vers un mode réfléchi.

4.3.2.2. Réseau de Bragg uniforme super-échantillonné

Des mesures de distances optiques ont pu aider à la validation du *process* de fabrication de réseaux de Bragg uniformes super-échantillonnés conçus pour des applications de codage utilisées dans le domaine des applications numériques [13].

4.3.2.3. Réseau de Bragg à pas variable [12]

La figure 6 présente l'interférogramme d'un réseau à pas variable ainsi que les courbes caractéristiques du réseau dans le domaine spectral à partir desquelles sont déduits les caractéristiques du réseau (tableau 5).

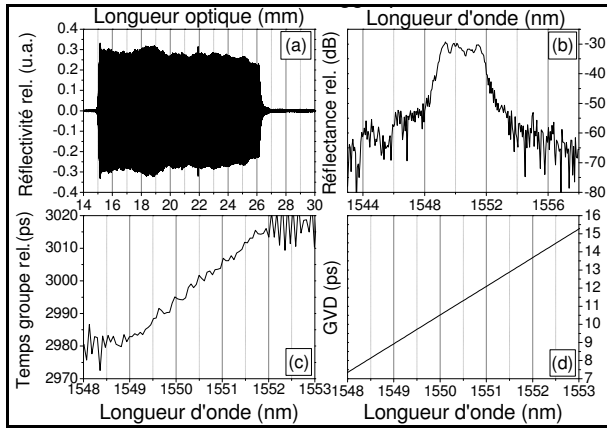


Fig. 6. – Résultats de mesure par l'OLCR des caractéristiques d'un réseau de Bragg à pas variable.

Tableau 5

Résultats obtenus pour les caractéristiques d'un réseau de Bragg à pas variable.

| Dénomination | Source | Estimation expérimentale |
|------------------------------|---|--------------------------|
| L_{opt} (mm) | OLCR | 11,46 |
| L_{phys} (mm) | $L_{opt} = n_g L_{phys}$ avec $n_g = 1,467640$ | 7,81 |
| λ_{Bragg} (nm) | OLCR | 1 550,40 |
| Λ (nm) | $\lambda_{Bragg} = 2n_{eff}\Lambda$ avec $n_{eff} = 1,4464$ | 535,95 |
| Δn_{mod} | $\Delta\lambda_{Bragg} = \frac{\lambda_{Bragg}}{n_g L_{phys}}$ $\left[\lambda_{Bragg}^2 + (\Delta n_{mod} \eta L_{phys})^2 \right]^{1/2}$ avec $n_g = 1,467 640$ | $3,9 \cdot 10^{-3}$ |
| κ (cm ⁻¹) | $\kappa(z) = \frac{\pi \Delta n_{mod} \eta}{\lambda_{Bragg}}$ avec $\eta = 0,796$ | 62,85 |
| R (%) | $R = \tanh^2(\kappa L_{phys})$ | 100 |

Pour valider les mesures du LNE sur des réseaux de Bragg, nous avons réalisé une comparaison avec le METAS [11]. Pour cela, la réflectivité spatiale relative de deux réseaux de Bragg à pas variable a été déterminée à l'aide des réflectomètres du LNE et du METAS. Les

résultats ont montré une parfaite cohérence (fig. 7), confortant ainsi nos mesures.

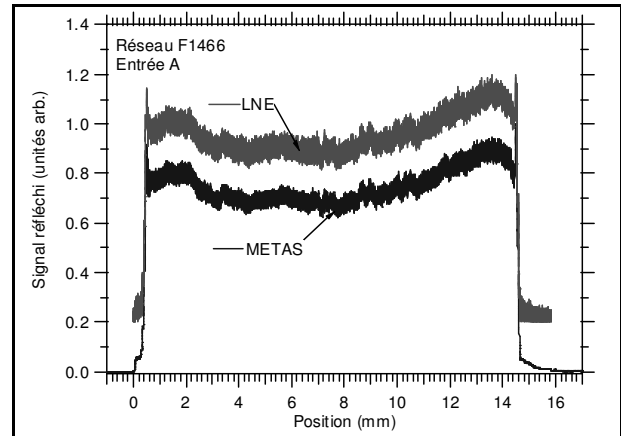


Fig. 7. – Réflectivité spatiale relative mesurée sur un réseau de Bragg à pas variable à l'aide des dispositifs OLCR du LNE et du METAS ; la réflectivité est représentée sur une échelle linéaire normalisée à 1 avant décalage.

La dispersion chromatique de ces deux réseaux a également été caractérisée dans le cadre de la comparaison avec le METAS. Avec sa période d'échantillonnage de 2 μm , le réflectomètre du METAS ne permet pas d'obtenir une information de la phase exploitable, même en appliquant des techniques d'extrapolation. Les résultats de retard de groupe obtenus par le LNE avec son OLCR ont donc été comparés aux résultats obtenus par le METAS en utilisant la technique du décalage de phase (*phase-shift*) [14]. Les mesures par OLCR (LNE) et par décalage de phase (METAS) ont fourni des résultats en parfait accord, comme on peut le voir sur la figure 8. Il est à remarquer que la mesure par l'OLCR permet d'observer des fluctuations du retard de groupe relatif avec une résolution meilleure que les 20 pm obtenus par la méthode de décalage de phase.

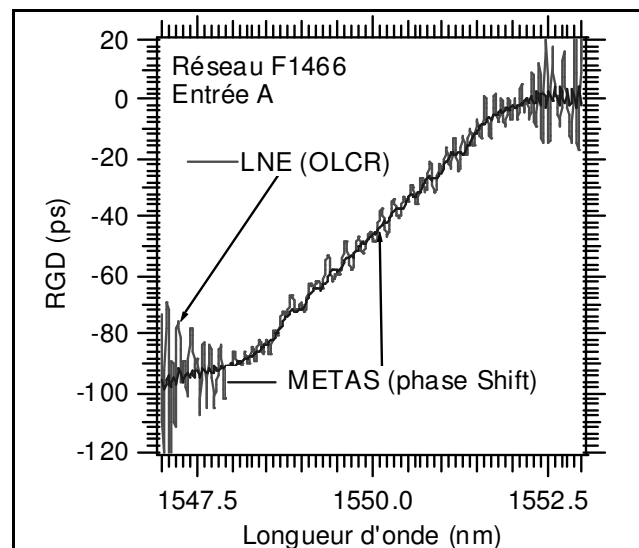


Fig. 8. – Retards de groupe relatifs (RGD) mesurés sur deux réseaux de Bragg à pas variable en utilisant la méthode OLCR (LNE) et la méthode de décalage de phase (METAS).

4.4. Fibre de Bragg

4.4.1. Définition

Contrairement au réseau de Bragg, la modulation d'indice dans une fibre de Bragg est radiale et se situe dans la gaine (fig. 9a). Le guidage est autorisé dans le cœur par effet de Bragg radial, c'est à dire qu'une longueur d'onde va être confinée dans le cœur tandis que les autres seront dissipées dans la gaine (fig. 9b).

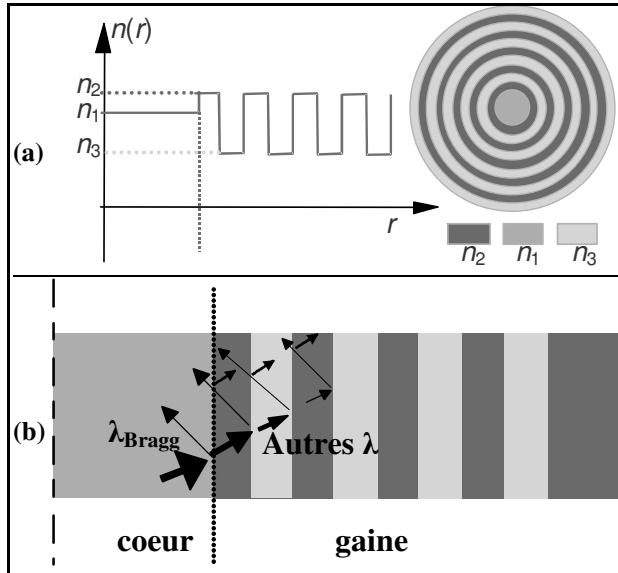


Fig. 9. – Représentation schématique du profil d'indice (a) et de la transmission de la lumière (b) dans une fibre de Bragg.

Ces fibres possèdent toutes sortes de propriétés attrayantes comme la possibilité de réaliser une propagation monomode sur de grandes longueurs ou une propagation multimode sur de courts tronçons avec de faibles pertes par courbure. Elles présentent également l'avantage d'avoir une grande aire effective propice à la propagation de forte puissance optique sans effet non linéaire ou encore d'avoir une dispersion chromatique positive ou nulle.

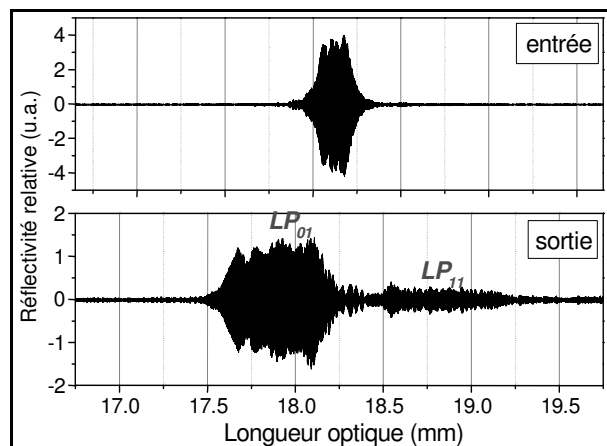


Fig. 10. – Interférogrammes correspondant aux deux extrémités d'une fibre de Bragg.

4.4.2. Caractérisation

La technique OLCR permet de mettre en évidence les modes qui se propagent dans la fibre (fig. 10). En démodulant les interférogrammes correspondant à chaque mode, le calcul de leur dispersion chromatique est possible : $CD_{LP01} = 24$ ps/nm/km et $CD_{LP11} = 15$ ps/nm/km à 1 566 nm pour un fibre de 58,7 cm [15].

4.5. Fibre dopée Er³⁺

4.5.1. Définition

L'ion erbium (Er³⁺) possède une bande d'émission autour de 1 550 nm. En conséquence, il est très utilisé pour des applications en télécommunication (laser à fibre, amplificateurs...). Uniquement le cœur de la fibre est dopé.

4.5.2. Caractérisation

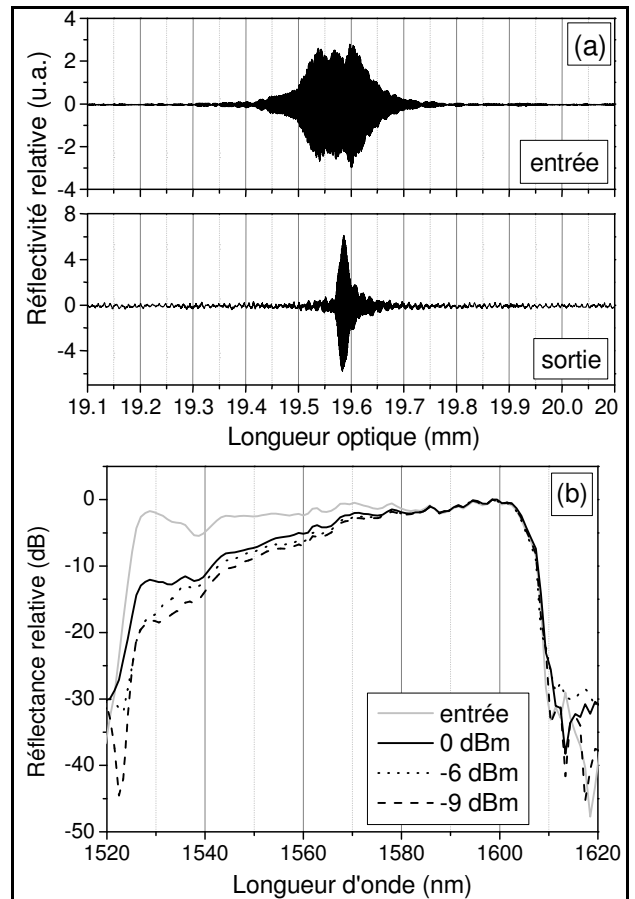


Fig. 11. – (a) Interférogrammes correspondant aux deux extrémités d'une fibre dopée Er³⁺ ; (b) Réflectances spectrales relatives de la fibre pour différentes puissances de source injectées.

Nous avons caractérisé une fibre Si-Ge-Al dopée Er³⁺ afin d'estimer sa dispersion (-5,23 ps/nm/km) qui a la particularité d'être négative et d'estimer son coefficient d'absorption. En effet, l'ion Er³⁺, s'il possède une bande d'émission autour de 1 550 nm, est également susceptible d'absorber à cette longueur d'onde.

Comme on peut l'observer sur la figure 11a, l'interférogramme de la face de sortie est moins étendu que celui de la face d'entrée : signature d'une dispersion négative.

La figure 11b présente les réflexions aux extrémités de la fibre pour différentes puissances de la source. La courbe grise correspond à la réflectance de la face d'entrée, les courbes noires à celles de la face de sortie pour différentes puissances injectées dans la fibre dopée. Cette analyse spectrale met en évidence l'absorption de l'ion Er^{3+} autour de 1 535 nm.

4.6. Fibre High Order Mode (HOM)

4.6.1. Définition

Les fibres monomodes standards ne propagent que le mode fondamental LP_{01} . A contrario, les fibres HOM ont la particularité de propager les modes d'ordre supérieur. Elles peuvent être spécialement conçues pour ne propager que le mode LP_{02} qui présente l'avantage d'avoir une dispersion négative. Ainsi, en intercalant sur le trajet d'une fibre standard des convertisseurs de mode aux extrémités d'une fibre HOM, il est possible de compenser la dispersion chromatique.

4.6.2. Caractérisation

La technique OLCR nous a permis de distinguer tous les modes se propageant dans la fibre (fig. 12). La transformée de Fourier de chacun des interférogrammes pris séparément permet de calculer la dispersion chromatique pour chacun des modes [16].

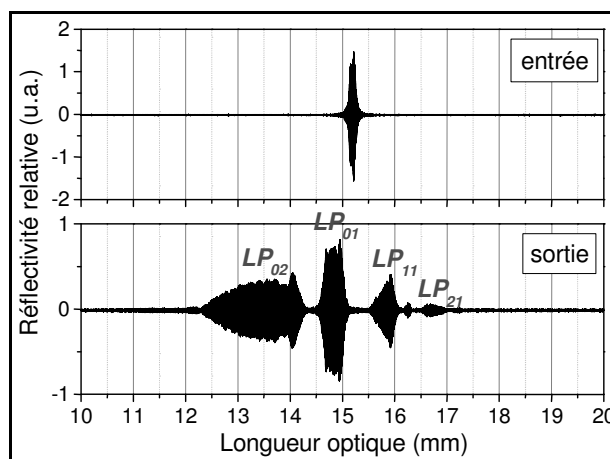


Fig. 12. – Interférogrammes correspondant aux deux extrémités d'une fibre HOM.

L'avantage de la technique OLCR est de ne pas nécessiter un convertisseur de mode $LP_{01} \leftrightarrow LP_{02}$ pour caractériser ce type de fibre.

4.7. Fibre à cristal photonique

La dénomination « fibres à cristal photonique » englobe l'ensemble des fibres en silice pure dont la particularité est l'inscription périodique de cristaux

photoniques dans la gaine c'est à dire de tubes d'air. Deux types de fibres appartiennent à cette famille : il s'agit des fibres microstructurées et des fibres à bande interdite photonique. Chacune de ces fibres a été caractérisée par la technique OLCR.

4.7.1. Fibre microstructurée

4.7.1.1. Définition

Ce type de fibre est à cœur plein. Le fait que les trous soient présents uniquement dans la gaine a pour but de diminuer l'indice effectif de la gaine permettant ainsi l'analogie avec les fibres standards utilisées en télécommunication : la lumière est guidée par le phénomène de réflexion totale interne.

Un aperçu de ce type de fibre est montré sur la figure 13.

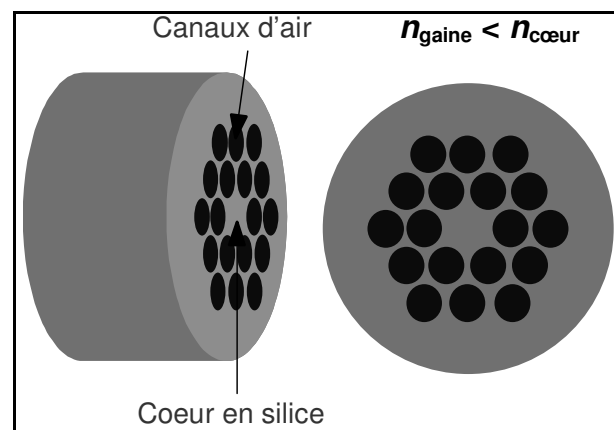


Fig. 13. – Schéma d'une fibre microstructurée.

Ces fibres permettent une propagation monomode sur des plages spectrales de plus de 1 000 nm. Elles permettent également la réalisation de grandes aires effectives rendant possible le transport de forts niveaux de puissance sans effet non linéaire, ainsi que la réalisation de petites aires effectives permettant des applications en optique non linéaire (génération de supercontinuum, conversions de fréquence...). Par ailleurs, l'ajustement de leur courbe de dispersion est accessible pour les systèmes WDM (dispersion plate et faible) et pour la compensation de dispersion (dispersion fortement négative).

4.7.1.2. Caractérisation

Les mesures par l'OLCR mettent en évidence un phénomène de biréfringence dans les fibres microstructurées [17]. En effet, on observe clairement des battements sur les réflectivités spatiale et spectrale en sortie de fibre (fig. 14c et 14g). Pour confirmer que ce phénomène est dû à la biréfringence des deux états de polarisation du mode LP_{01} et non pas à un caractère bimode de la fibre, il suffit d'insérer dans le montage OLCR un polariseur avant le détecteur. Le polariseur permettant de couper l'un des états de polarisation, l'absence de battement pour une orientation appropriée du polariseur met en évidence le phénomène de biréfringence (fig. 14b, 14d, 14f et 14h).

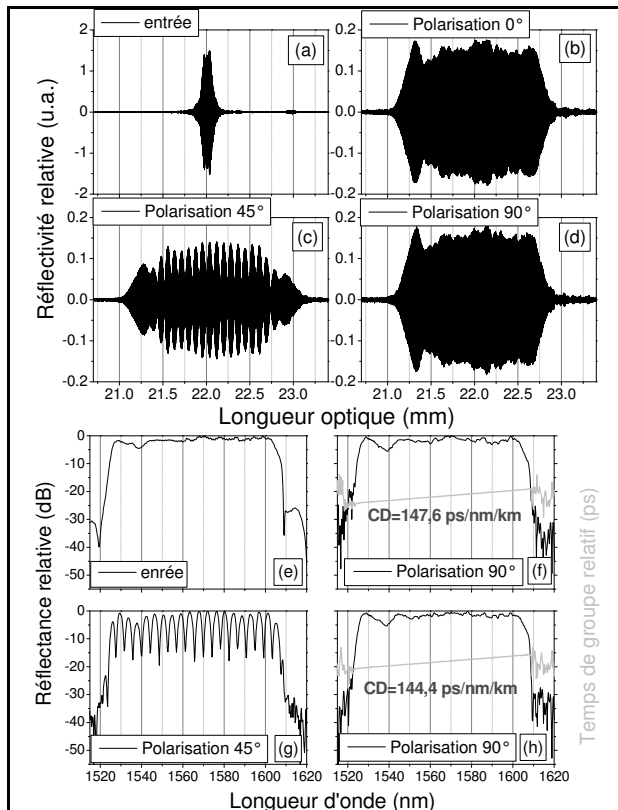


Fig. 14. – Interférogrammes correspondant aux deux extrémités d'une fibre microstructurée pour différents modes de polarisation et réflectances spectrales associées.

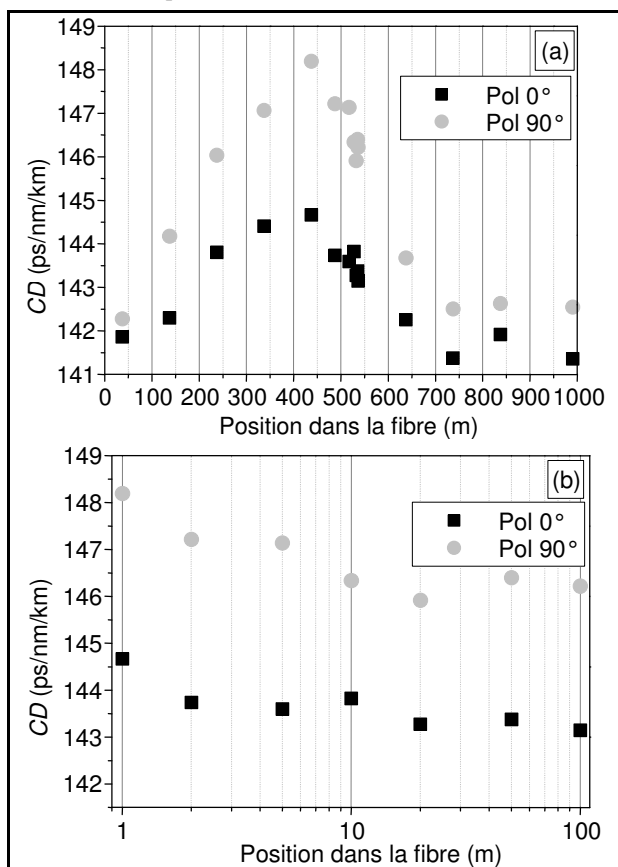


Fig. 15. – Résultats de mesure de CD de 15 tronçons de fibre microstructurée prélevés dans une bobine de 1 km.

A partir de la figure 14g, on détermine la biréfringence de la fibre : (Eq. (17) $B = 7,2 \cdot 10^{-4}$ et l'insertion du polariseur dans le dispositif permet de calculer CD pour les deux modes de polarisation : $CD_{\text{Pol}0^\circ} = 147,6 \text{ ps/nm/km}$ et $CD_{\text{Pol}90^\circ} = 144,4 \text{ ps/nm/km}$.

Afin de tester l'homogénéité d'une fibre microstructurée d'Alcatel de 1 km, nous avons prélevé quinze tronçons de 40 cm le long de la fibre et mesuré leur dispersion chromatique avec l'OLCR du LNE et celui de l'ENST-Paris [18]. Nous avons caractérisé chaque tronçon de fibre pour chacune des deux polarisations. Nos résultats concordent. Nous avons constaté une non-homogénéité de la fibre le long de la bobine de 1 km (fig. 15a) de $\pm 1,2 \%$ (polarisation 0°) à $\pm 2,0 \%$ (polarisation 90°). Cependant, ce type de fibre a vocation à être utilisé par tronçons courts ; or on peut constater (fig. 15b) que sur une longueur de 100 m, la non-homogénéité chute de $\pm 0,53 \%$ (polarisation 0°) à $\pm 0,78 \%$ (polarisation 90°).

4.7.2. Fibre à bande interdite photonique

4.7.2.1. Définition

Ce type de fibre est à cœur creux. Dans ce cas, l'indice de la gaine est supérieur à l'indice du cœur, la lumière n'est plus guidée par réflexion totale interne.

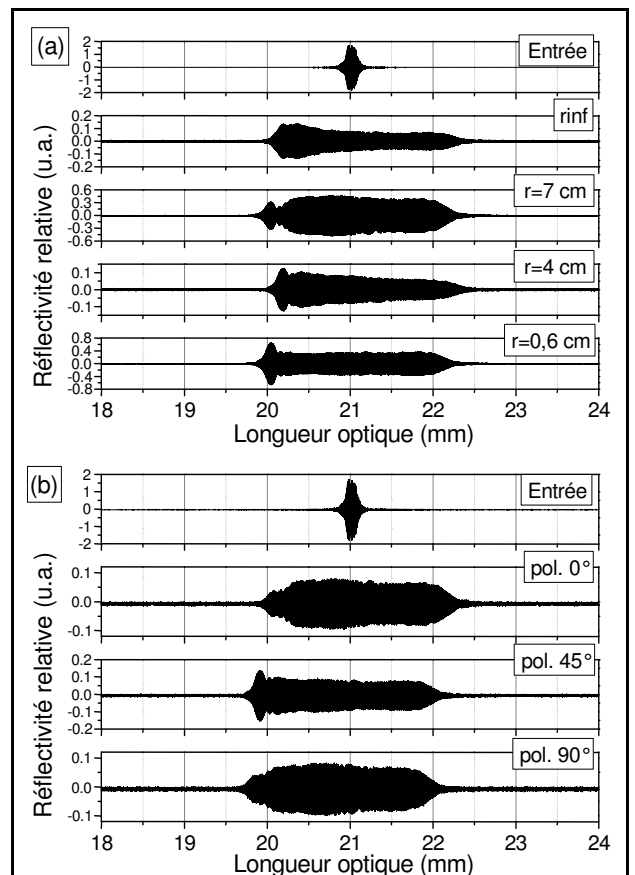


Fig. 16. – Interférogrammes d'entrée et de sortie d'une fibre à bande interdite photonique ; (a) pour différents rayons de courbure, (b) pour un rayon de courbure de 7 cm et différentes polarisations.

4.7.2.2. Caractérisation

Le cœur de ce type de fibre étant rempli d'air, il n'y a pas de réflexion en extrémité. En conséquence, pour pouvoir caractériser ces fibres avec l'OLCR, nous avons collé un miroir contre son extrémité libre. Une fibre a été testée dans différentes configurations, rectiligne puis enroulée sur elle-même avec différents diamètres (7 cm, 4 cm et 0,6 cm), afin d'analyser les pertes induites par courbure (fig. 16a). On constate que la courbure implique une biréfringence locale. Suivant le rayon de courbure de la fibre, on favorise la propagation de l'un des modes de propagation par rapport à l'autre. Nous l'avons vérifié en sélectionnant un des modes avec un polariseur (fig. 16b).

5. Conclusion

Cet article décrit la technique OLCR sensible à la phase et le banc qui a été développé au LNE. Il fait également un inventaire des principaux composants caractérisés. Il a été ainsi démontré que l'OLCR permet de calculer un grand nombre de grandeurs caractéristiques sur des composants très variés.

L'ensemble de ces résultats met en évidence que les potentialités de l'OLCR sont vastes, le fait qu'il soit sensible à la phase augmentant le nombre d'informations accessibles sur le composant. Il permet d'accéder aux caractéristiques de courts tronçons de fibres tandis que les autres techniques de caractérisation nécessitent de grandes longueurs de fibres. Par ailleurs, il permet de réaliser des mesures d'indice de groupe sur des fibres optiques avec une incertitude plus faible que par d'autres techniques. La caractérisation en dispersion chromatique de composants par la technique OLCR donne une meilleure résolution que la méthode traditionnelle par décalage de phase. Enfin, outre la caractérisation en longueur, en distance et en biréfringence, cette technique permet également d'observer les différents modes se propageant dans une fibre et de vérifier l'homogénéité d'une fibre de grande longueur. Ainsi, l'OLCR combine plusieurs techniques de mesure dans un seul instrument.

L'OLCR est un outil d'investigation rapide, non destructif et performant pour caractériser des composants de longueurs inférieures au mètre.

Références

- [1] TAKADA K., YOKOHAMA I., CHIDA K. et NODA J., "New measurement system for fault location in optical waveguide devices based on an interferometric technique", *Appl. Opt.*, **26**, 9, 1987, 1603-1606.
- [2] GILGEN H.H., NOVAK R.P., SALATHE R.P. et HODEL W., "Submillimeter optical reflectometry", *J. Lightwave Technol.*, **7**, 1989, 1225-1233.
- [3] FORRESTER A.T., "Photoelectric mixing as a spectroscopic tool", *J. Opt. Soc. Amer.*, **51**, 3, 1961, 253-259.
- [4] DIDDAMS S. et DIELS J.-C., "Dispersion measurements with white-light interferometry", *J. Opt. Soc. Am.*, **B13**, 6, 1996, 1120-1129.
- [5] PROAKIS J.G., *Digital communications*, New York: McGraw-Hill, 2000.
- [6] OBATON A.-F., LUPI C., LEFRANÇOIS S. et BLANCHARD P., « Mesure de l'indice de groupe d'une fibre optique monomode à 1,55 μm à partir de la technique d'interférométrie en lumière incohérente », Congrès international de métrologie, Saint-Louis, France, 2001, 95-99.
- [7] CEI 61746, 2005 (FR/EN), "Calibration of optical Time-Domain Reflectometer (OTDRs)", 1^{re} édition.
- [8] ISO 5725-2, 1994, « Exactitude (justesse et fidélité) des résultats et méthodes de mesure - Partie 2 : Méthode de base pour la détermination de la répétabilité et de la reproductibilité d'une méthode de mesure normalisée ».
- [9] OBATON A.-F., QUOIX A. et DUBARD J., "Uncertainties on distance and chromatic dispersion measurement using Optical Low Coherence Reflectometry", *Metrologia*, **45**, 2008, 83-92.
- [10] Euromet-PR.S1, Rapport final du projet 666, "Inter-comparison of chromatic dispersion reference fibres".
- [11] OBATON A.-F., MOREL J., GAMBON A. et LIÈVRE M., « Comparaison de réflectomètres à faible longueur de cohérence et application à la caractérisation de composants à fibres optiques », *Congrès international de métrologie*, Lyon, France, 2005.
- [12] OBATON A.-F., PALAVICINI C., JAOUËN Y., KERRINCKX E., QUIQUEMPOIS Y. et LIÈVRE M., "Characterization of fiber Bragg gratings by phase-sensitive optical low coherence reflectometry", *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurements*, **55**, 5, 2006, 1696-1703.
- [13] FSAIFES I., LEPERS C., OBATON A.-F. et GALLION P., "DS-OCDMA Encoder/Decoder Performance Analysis using Optical Low Coherence Reflectometry", *J. Lightwave Technol.*, **24**, 8, 2006, 3121-28.
- [14] COSTA B., MAZZONI D., PULEO M. et VEZZONI E., "Phase shift technique for the measurement of chromatic dispersion in optical fibers using LED's", *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 10, 1982, 1506-1515.
- [15] VIALE P., FÉVRIER S., LEPROUX P., JAOUËN Y. et OBATON A.-F., "Modal properties of solid-core photonic bandgap fibers", *Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications*, **4**, 2006, 116-122.
- [16] JAOUËN Y., PALAVICINI C., OBATON A.-F., MOREAU C. et SILLARD P., "Direct chromatic dispersion determination of higher-order mode fibers using OLCR technique", *CLEO/QELS*, Baltimore, Etats-Unis d'Amérique, 2005.
- [17] PALAVICINI C., JAOUËN Y., DEBARGE G., KERRINCKX E., QUIQUEMPOIS Y., DOUAY M., LEPERS C., OBATON A.-F. et MELIN G., "Phase-sensitive optical low-coherence reflectometry technique applied to the characterization of photonic crystal fiber properties", *Opt. Lett.*, **30**, 4, 2005, 361-363.
- [18] HAMEL P., GABET R., OBATON A.-F., BUROV E., MELIN G. et JAOUËN Y., « Mesure de la dispersion chromatique de fibres micro-structurées par réflectométrie à faible cohérence », *Revue française de métrologie*, **8**, 2006, 3-11.

Article reçu le 14 mars 2008 ; version révisée reçue le 11 décembre 2008.