

Capteurs à fibres optiques

EMMANUEL MARIN

Table des matières

I. Présentation	3
II. Cours	4
1. Capteurs à modulation d'intensité : exemples et applications.....	4
1.1. <i>Micro-courbures périodiques</i>	5
1.2. <i>Champ évanescent</i>	6
1.3. <i>Couplage entre deux fibres</i>	9
1.4. <i>Techniques de compensation</i>	10
1.5. <i>Résumé</i>	11
2. Capteurs à modulation de phase, capteurs interférométriques : exemples et applications.....	11
2.1. <i>Principes généraux</i>	12
2.2. <i>Interféromètres à deux ondes</i>	13
2.3. <i>Interféromètre à ondes multiples</i>	15
2.4. <i>Interférométrie à deux longueurs d'onde</i>	16
2.5. <i>Interférométrie à faible cohérence</i>	17
2.6. <i>Détermination de la phase</i>	19
2.7. <i>Résumé et Conclusion</i>	20
3. Capteurs à modulation de polarisation : exemples et applications.....	20
3.1. <i>Principes généraux</i>	21
3.2. <i>Fibre optique biréfringente</i>	25
3.3. <i>Capteurs polarimétriques</i>	26
3.4. <i>Modification de la Phase : mécanisme</i>	28
3.5. <i>Résumé et Conclusion</i>	29
III. Etude de cas	30
1. Capteurs polarimétriques de courant.....	30
IV. Exercices	35
1. Exercice 1.....	35
2. Exercice 2.....	35
Solution des exercices	36
Bibliographie	37

I.Présentation

Module :

Optique guidée et fibres optiques

Auteur(s) :

Emmanuel MARIN - Université Jean Monnet Saint-Étienne

Résumé :

Ce cours présente les trois grandes familles de capteur à fibre optique qui sont : la modulation d'intensité, la modulation de phase et la modulation de polarisation. Nous détaillons chacune de ces familles dans une section. Nous revenons notamment sur les aspects théoriques et les configurations pratiques les plus courantes. Enfin nous donnons quelques exemples d'applications de ces capteurs.

Mots-clés :

capteur, fibre optique, modulation d'intensité, modulation de phase, modulation de polarisation

Pré-requis :

Optique guidée

Objectif(s) pédagogique(s) :

Ce cours a pour objectif de présenter les diverses techniques de mesure à base de fibre optique tant sur plan théorique que pratique. L'apprenant pourra alors choisir tel ou tel capteur en fonction notamment du mesurande et de la sensibilité recherchés.

Plan du cours :

- Introduction
- Capteurs à modulation d'intensité : exemples et applications
- Capteurs à modulation de phase, capteurs interférométriques : exemples et applications
- Capteurs à modulation de polarisation : exemples et applications

Conception & production :

PRN - Le Mans Université

Licence :

Licence GNU¹

1 - <http://www.gnu.org/licenses/fdl.txt>

II.Cours

Les fibres optiques sont le plus souvent associées aux transmissions ou aux télécommunications. Leurs caractéristiques de faible atténuation et de grande bande passante ont permis de créer des réseaux terrestres et transocéaniques pour transporter diverses informations comme le téléphone, l'internet, ... L'indice de réfraction de la silice (i.e. du verre) varie en fonction de la longueur d'onde (i.e. dispersion), de la température, de la déformation, de la pression, ... Toutes ces influences induisent des modifications sur l'onde se propageant dans la fibre. Ces modifications sont généralement néfastes pour les télécommunications mais peuvent être mises à profit pour réaliser des capteurs sensibles à la température, à la déformation, ...

Les fibres optiques sont très attrayantes à plusieurs points de vue :

- dimensions transversales petites, ne perturbent pas son environnement et possibilité d'applications en médecine;
- insensibilité aux perturbations électromagnétiques;
- faible atténuation : le capteur peut être positionné à grande distance;
- légèreté, très intéressant pour les applications spatiales et aéronautiques;
- très bonne stabilité dans le temps;
- bonne résistance à la corrosion.

Néanmoins elles possèdent quelques inconvénients :

- la fragilité;
- la complexité de la connectique associée;
- la limitation en température pour certaines fibres (+85°C pour les fibres en plastique);
- le prix du capteur à fibre optique est (pour l'instant) plus élevé que celui d'un capteur traditionnel, sans pour autant être plus performant dans les applications usuelles;

L'objet de ce cours est de donner un aperçu sur les différentes techniques utilisées pour réaliser des capteurs à base de fibres optiques. Nous détaillerons successivement dans ce cours les différentes techniques de modulation de l'information qui sont :

- la modulation d'intensité
- la modulation de phase
- la modulation de polarisation

Le lecteur pourra trouver de plus amples informations dans la nombreuse littérature, notamment les références [1 [Handbook of optical fibre sensing technology]], [2 [Fiber optics sensors]], [3 [Optical Fiber Sensor Technology: Fundamentals]], [4 [Optical Fiber Sensors: Principles and Components]].

1. Capteurs à modulation d'intensité : exemples et applications

Dans cette partie nous allons nous focaliser sur les capteurs à fibres optiques utilisant la variation de l'intensité lumineuse qui est induite par la quantité à mesurer ou mesurande (température, déformation, pression, ...). Cette approche est de loin la plus facile à mettre en œuvre car il existe de nombreuses configurations pour induire une modulation d'intensité, donc quasiment l'ensemble des mesurandes peuvent être détectés. Elle a aussi l'avantage d'être peu onéreuse ne nécessitant pas de fibres spéciales ou de montages très compliqués. Elle n'est pas très sensible comparativement aux autres techniques de modulation. Il est à remarquer que la variation de lumière détectée par le système peut être due à l'effet du mesurande ou à d'autres perturbations. Cet inconvénient est un réel problème qui peut être corrigé par des méthodes de compensation (voir "*Techniques de compensation*"). La modulation d'intensité par le mesurande s'obtient par la création de pertes lors de la transmission, en d'autres termes en faisant sortir la lumière de la fibre optique. Il existe trois techniques de base pour obtenir ces pertes :

- les micro-courbures périodiques (voir "*Micro-courbures périodique*")
- l'interaction avec le champ évanescent (voir "*Champ évanescent*")
- les modifications du couplage entre deux fibres (voir "*Couplage entre deux fibres*")

1.1. Micro-courbures périodiques

La Figure 1 représente un capteur basé sur le principe des micro-courbures périodiques. Cette technique s'appuie sur deux phénomènes. Le premier est la création de pertes dans une fibre optique sous l'effet de petit rayon de courbure, le deuxième est d'avoir un effet raisonnant grâce à la périodicité des micro-courbures qui va permettre de coupler deux modes entre-eux. La courbure va permettre à la lumière de sortir du cœur de la fibre optique et donc de créer des pertes soit en faisant sortir une portion du mode fondamentale LP_{01} , soit en redistribuant l'intensité transportée par chaque mode par transfert dans les modes de gaines ou à fuites. La structure périodique va avoir l'effet d'un réseau de diffraction couplant préférentiellement dans un mode de gaine. L'intensité du couplage donc de la perte dans l'intensité du signal transmis sera proportionnel à la "force" des micro-courbures.

Le couplage obtenu par cette méthode a été largement étudié dans de nombreux ouvrages [5 [-]] [6 [Optical Waveguide theory]]. Pour définir la période des micro-courbures nous pouvons utiliser soit la formule des réseaux, soit la théorie des modes couplés qui donnent le même résultat. Il est alors facile de déterminer le **pas** connaissant les caractéristiques du mode de gaine ou inversement. La formule reliant les divers paramètres s'écrit :

$$\beta_{\text{cœur}} - \beta_{\text{gaine}} = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1)$$

où $\beta_{\text{cœur}}$ et β_{gaine} sont respectivement les constantes de propagation du mode fondamental et de gaine dans lequel la lumière sera couplée, Λ est le pas des micro-courbures.

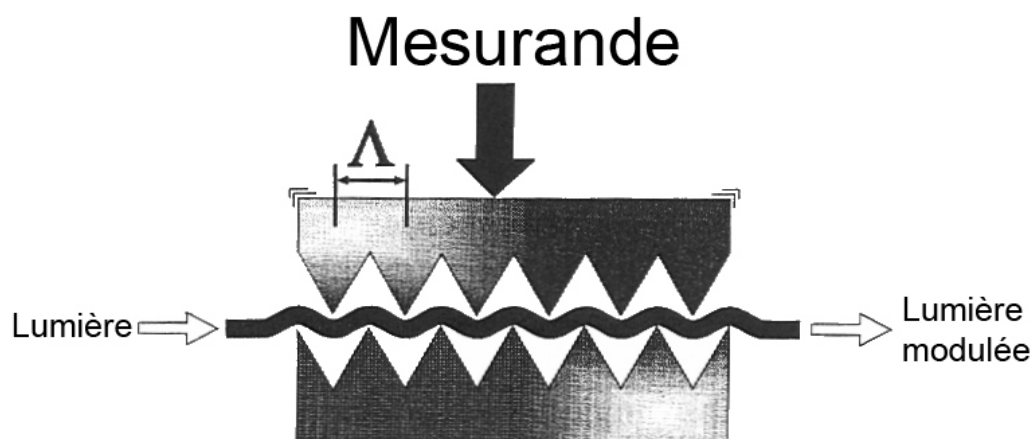


Figure 1: Transducteur à base de micro-courbures périodiques

Comme mentionné plus haut il est possible d'engendrer des pertes de propagation uniquement en appliquant un certain rayon de courbure à la fibre, cet effet peut être utilisé seul pour réaliser un capteur. Les pertes engendrées par le couplage aux modes d'ordres supérieurs étant faibles dans les fibres mono-modes, on peut avoir recours à une fibre multi-mode dans la zone sensible pour augmenter cet effet comme présenté sur la Figure 2. Ce capteur est une structure hybride formée par un segment de fibre mono-mode puis un de fibre multi-mode et de nouveau un de fibre mono-mode. L'injection dans la fibre multi-mode par la fibre mono-mode va produire l'injection dans différents modes dépendant du type de fibre multi-mode (gradient d'indice ou saut d'indice) et du positionnement relatif des deux fibres. L'effet d'une ou plusieurs courbures va donc changer l'intensité transportée par chaque mode. Pour finir le passage dans la fibre mono-mode ne va sélectionner que la lumière transportée par les premiers modes. La sensibilité de la structure hybride est largement supérieure, comme le montre la Figure 2, à celle de la structure composée uniquement de fibre mono-mode.

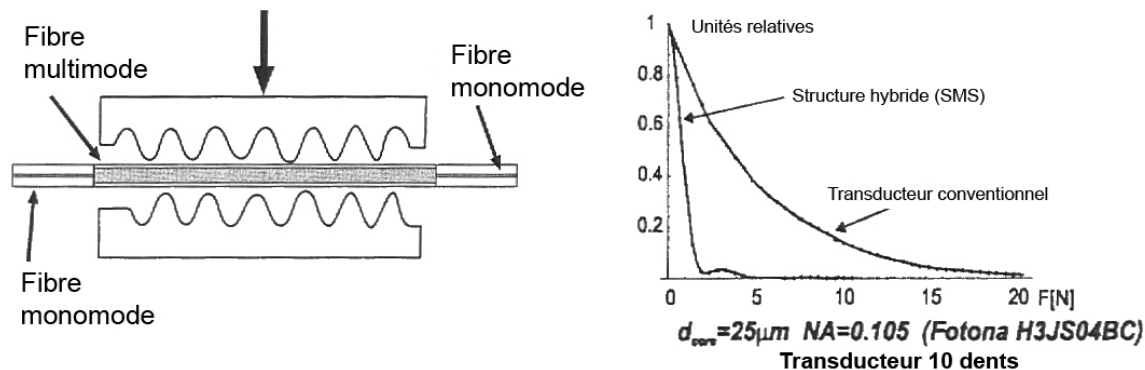


Figure 2 : Transducteur à base de micro-courbures à fibre multi-mode (gauche) et exemple d'amélioration de la sensibilité entre une structure hybride (SMS) et conventionnelle (droite)

d'après [7 [-]].

Les capteurs à base d'une ou plusieurs courbures peuvent être utilisés pour des mesures de :

- Déplacement. En laissant libre un des deux blocs.
- Pression. En utilisant une membrane élastique pour le déplacement d'un des deux blocs [8 [-]].
- Contrainte. Plusieurs configurations sont possibles avec une seule courbure pour une fibre maintenue sur la pièce à mesurer ou des micro-courbures dont l'écartement entre les blocs est lié à déformation à détecter [9 [-]], [10 [-]].
- Vibration. Un des deux blocs est relié à une masse subissant l'accélération provoquant son déplacement [11 [-]].
- Température. En utilisant les propriétés thermiques des divers matériaux utilisés [12 [Temperature dependence of PCS fiber characteristics]].

1.2. Champ évanescent

Dans cette section, nous allons présenter une méthode de modulation de l'intensité basée sur l'interaction directe du mesurande et de l'onde électromagnétique. Les fibres conventionnelles mono- ou multi-mode assurent le guidage de la lumière par le même phénomène bien connu de réflexion totale interne. Il apparaît lorsque la relation de Snell-Descartes n'est pas vérifiée ou plus simplement à l'interface entre un milieu d'indice de réfraction élevé et un d'indice plus faible, les rayons arrivant sous certaines incidences sont totalement réfléchis. Néanmoins la lumière va franchir l'interface et pénétrer plus ou moins loin dans le milieu de bas indice. Cette partie du champ électromagnétique est appelé champ évanescent (voir Figure 3-a) et à pour particularité de décroître de façon exponentielle.

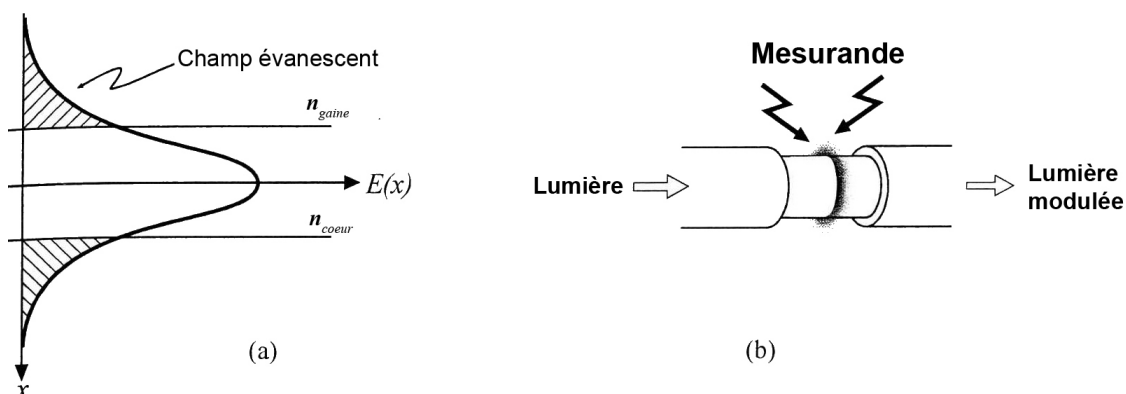


Figure 3 : a - Champ évanescent dans une fibre optique. b - Principe du transducteur à champs évanescent

L'idée de base des capteurs à champ évanescent (voir Figure 3-b) est de faire interagir la quantité à mesurer et cette partie du champ électromagnétique. Il est donc nécessaire de se rapprocher le plus possible de la partie guidante (*i.e.* cœur) pour obtenir une sensibilité suffisante.

Le problème majeur de ce type de capteur est la faible interaction entre le champ évanescent et le mesurande. Pour les guides d'ondes, cette interaction est proportionnelle à la profondeur de pénétration dans la gaine optique (*i.e.* cladding). Cette profondeur est liée aux paramètres opto-géométriques de la fibre, résumés dans la fréquence normalisée V (voir module sur la propagation dans les fibres optiques). De façon simple, plus la valeur de V est petite plus la profondeur de pénétration du champ évanescent est importante.

La configuration la plus simple de ce capteur est celle de la Figure 3-b où la gaine protectrice de la fibre a été retirée et le cladding a été réduit par polissage ou attaque chimique. Il est alors facilement possible de détecter des espèces chimiques ou gaz par le choix approprié de la longueur d'onde d'utilisation. La présence du mesurande se traduira par l'absorption de l'onde évanescente créant ainsi des pertes et donc une modulation de l'intensité lumineuse.

Afin d'augmenter l'interaction avec le champ évanescent il est possible d'utiliser des fibres spéciales : fibre en D ou fibre micro-structurées [13 [-]]. Il est aussi possible d'effiler la fibre en la chauffant jusqu'à la température de ramollissement et en l'étirant [14 [Use of tapered optical fibers as evanescent field sensors]]. Il est très fréquent d'avoir recours au dépôt d'une couche plus ou moins fine sur le cladding, ses caractéristiques optiques changeant avec la substance à détecter, l'onde évanescente sera donc aussi affectée.

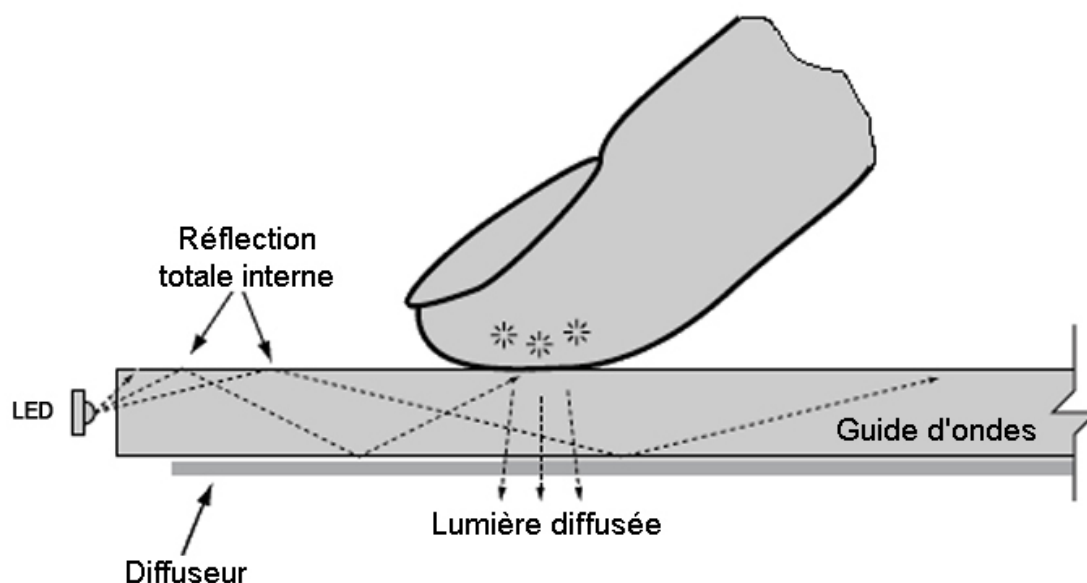


Figure 4 : Exemple de frustration de la réflexion totale interne

D'autres capteurs utilisent comme principe (Figure 4) la frustration ou modification de la réflexion totale interne [15 [-]], [16 [-]], soit en déplaçant le milieu proche du cœur (capteur de déplacement), soit en faisant varier l'indice de réfraction du milieu (réfractomètre). Une modulation importante de l'intensité lumineuse peut être obtenue par cette technique. La Figure 5 représente l'exemple d'un capteur de déplacement réalisé par ce principe [17 [An introduction to fiber optics]]

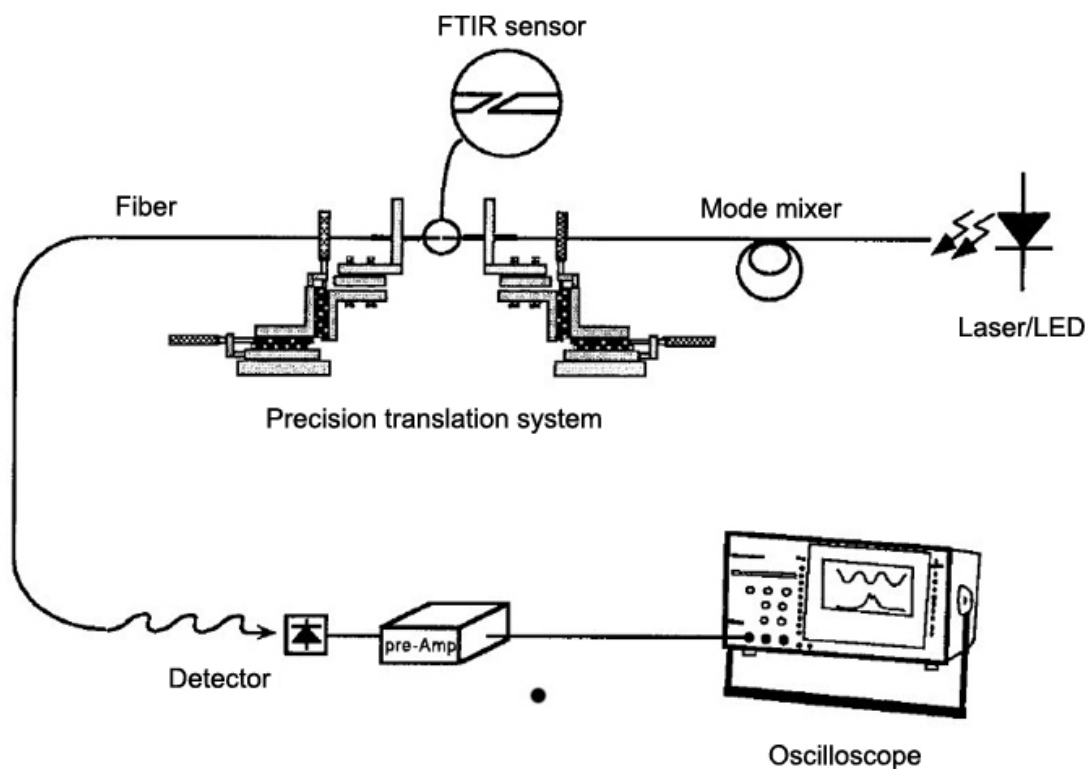


Figure 5 : Capteur de déplacement utilisant la frustration de la réflexion totale

Finalement, le capteur à champ évanescent peut être utilisé dans de nombreuses configurations, il faut juste pouvoir faire interagir l'onde avec le mesurande directement ou indirectement.

1.3. Couplage entre deux fibres

Dans cette dernière section consacrée à la modulation d'intensité nous allons traiter des capteurs à couplage entre deux fibres ou plus généralement entre deux guides d'onde. En effet ce type de capteur englobe les configurations dans lesquelles la lumière est extraite d'un guide d'onde, interagit avec le mesurande et est couplée dans un autre ou le même guide d'onde. Ce type de capteur se décline sous de nombreuses architectures pouvant utiliser des fibres mono- et/ou multi-mode. Le couplage entre les deux fibres peut être en transmission ou réflexion comme on peut le voir sur la Figure 6.

Le point majeur pour l'obtention d'un bon capteur à couplage est la parfaite connaissance du couplage entre les deux fibres utilisées. De nombreux articles traitent de ce sujet dans la littérature nous citerons notamment [6 [Optical Waveguide theory]], [18 [-]], ces travaux étaient motivés pour déterminer les pertes au niveau des connecteurs. L'approximation gaussienne très utilisée pour décrire le mode fondamental permet de simplifier les calculs et donnent de très bons résultats lors de l'utilisation de fibre mono-mode.

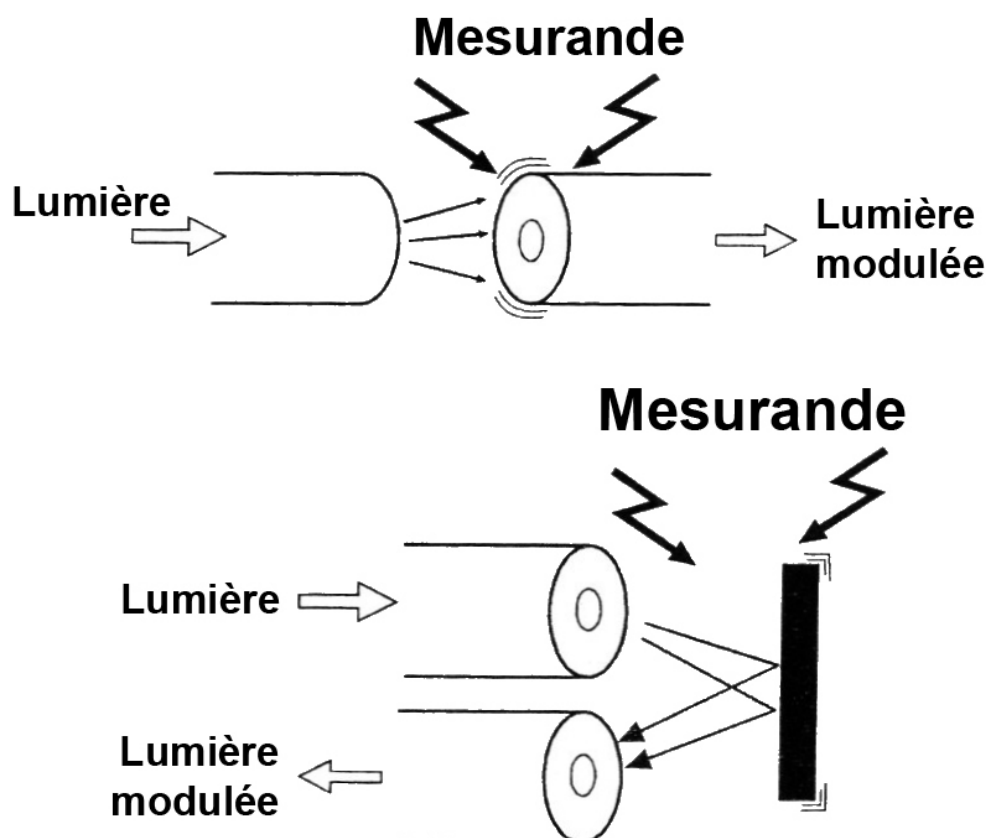


Figure 6 : Exemple de couplage entre deux fibres en transmission (haut) et en réflexion (bas)

Pour les fibres multi-modes, il faut utiliser des méthodes plus complexes et élaborées pour obtenir de bonnes prédictions. Certains modèles comme le tracé de rayon ou l'illumination uniforme qui consiste à supposer que la fibre émettrice éclaire de façon uniforme la fibre réceptrice, sont très utilisés pour leur simplicité malgré leur défaillance lors d'un désalignement important entre les deux fibres.

Ces capteurs à couplage entre deux fibres permettent de mesurer divers choses :

- Déplacement
- Pression

- Vibration
- Positionnement
- ...

Pour mettre en œuvre ce type de capteur, il suffit donc d'imaginer un montage mécanique pouvant se déplacer sous l'effet du mesurande voulu.

1.4. Techniques de compensation

Lors de l'utilisation des capteurs à modulation d'intensité, il est attendu que les variations de la puissance optique proviennent uniquement de la quantité à mesurer. Cependant ceci n'est généralement pas le cas, et de nombreuses perturbations indésirables viennent s'ajouter au signal. On peut recenser trois sources importantes d'erreur :

- Fluctuations de la température affectant les émetteurs donc la puissance optique de sortie n'est pas constante.
- Pertes dues aux courbures, aux connecteurs, aux interférences modales, ...
- Vieillesse des composants électroniques, notamment pour les sources entraînant une baisse de la puissance émise.

Il est donc nécessaire d'avoir recours à une technique de compensation pour les capteurs dont les performances doivent être stables dans le temps. Les techniques de compensation ne sont pas uniques car elles dépendent de l'architecture des transducteurs. Elles s'appuient toutes sur le principe d'ajouter une information supplémentaire dans le système afin d'extraire les fluctuations dues aux mesurandes. Dans la suite nous présentons quelques familles de techniques de compensation les plus utilisées, bien qu'il soit difficile de faire une classification complète.

a) Division spatiale

Le signal est divisé en deux (au moins) et injecté dans deux fibres identiques. Les fibres sont implantées au même endroit, l'intensité lumineuse véhiculée dans chacune va être modulée par les diverses perturbations et le mesurande, le signal peut être déduit en combinant l'ensemble des intensités mesurées. Voici par exemple deux des relations les plus utilisées :

$$\text{Signal} = \frac{I_1}{I_2}, \quad \text{Signal} = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}, \quad (1)$$

où I_1 et I_2 représentent les intensités provenant de chaque fibre. Cette technique est largement utilisée pour les systèmes de capteurs à couplage [19 [-]]. Cette technique simple est très dépendante du type de capteur utilisé et est difficile à mettre en œuvre pour les capteurs intrinsèques (*i. e.* modulant l'intensité lumineuse sans la faire sortir de la fibre).

b) Fibre de référence

Cette technique peut être vue comme un cas particulier de la division spatiale. Une fibre supplémentaire, transportant un signal lumineux, suit le même chemin que la fibre pourvue du capteur. Ce signal est donc exposé aux mêmes pertes et perturbations provenant de l'extérieur et pourra donc être utilisé comme signal de référence [20 [A modified AC/DC compensation technique for DC measurands]]. L'avantage de cette technique est de pouvoir suivre la dérive de la puissance lumineuse émise par la source qui est très critique pour les capteurs à modulation d'intensité.

c) Longueur d'onde de référence

Cette technique peut être vue comme un cas spécial de la division spatiale. Une fibre supplémentaire, transportant un signal lumineux, suit le même chemin que la fibre pourvue du

capteur. Ce signal est donc exposé aux mêmes pertes et perturbations provenant de l'extérieur et pourra donc être utilisé comme signal de référence [20 [A modified AC/DC compensation technique for DC measurands]]. L'avantage de cette technique est de pouvoir suivre la dérive de la puissance lumineuse émise par la source qui est très critique pour les capteurs à modulation d'intensité.

d) Caractéristique intrinsèque du mesurande

Si la quantité à détecter est alternative (les vibrations par exemple), il suffira de faire une étude spectrale sur le signal électrique provenant du détecteur ainsi le rapport entre la composante alternative et continue donnera directement l'amplitude du mesurande. Dans d'autres cas, le mesurande sera proportionnel à la composante continue. Il est aussi possible d'utiliser des sources modulées [21 [-]].

1.5. Résumé

Nous avons traité dans ce chapitre les techniques les plus significatives des capteurs à fibres optiques à modulation d'intensité. En résumé voici les caractéristiques de différents transducteurs :

a) Les capteurs à base micro-courbures

Ce sont des capteurs intrinsèques (*i. e.* modulant l'intensité lumineuse sans la faire sortir de la fibre) particulièrement adaptés pour les mesures mettant en œuvre un déplacement. Leur principe les rend très sensibles et engendre une grande amplitude de modulation, néanmoins ils n'ont pas une bonne stabilité due à la redistribution modale dans la fibre.

b) Les capteurs à champ évanescent

Ils sont spécialement employés pour la détection d'espèces chimiques. Leur inconvénient majeur est la faible interaction entre le mesurande et la lumière (*i.e.* faible amplitude de modulation), l'amélioration de la sensibilité passe par l'utilisation de fibres spéciales.

c) Les capteurs à couplage entre deux fibres

Ce sont des capteurs extrinsèques souvent utilisés lors de mesure mettant en œuvre un déplacement. De nombreuses configurations sont possibles mais il est commun d'avoir un faible taux de couplage, donc des fibres multi-modes ou des optiques additionnelles doivent être utilisées.

* *

*

On peut dire que les capteurs à modulation d'intensité ont des inconvénients, faible sensibilité et stabilité, nécessité d'avoir une compensation pour avoir une utilisation sur le long-terme, mais ont l'énorme avantage d'être faciles à mettre en œuvre.

2. Capteurs à modulation de phase, capteurs interférométriques : exemples et applications

L'interférométrie optique a toujours été associée avec la métrologie de précision. Un interféromètre est un instrument dans lequel au moins deux ondes optiques se superposent à un même endroit de l'espace. De plus, si ces ondes sont cohérentes, l'intensité résultante varie périodiquement en fonction de la différence de phase ou de chemin optique et la période est égale à la longueur d'onde. La variation du déphasage entre les ondes est de l'échelle des longueurs d'onde, la mesure est donc sensible.

L'utilisation des fibres mono-modes et leurs composants permet de réaliser des interféromètres très robustes pouvant être utilisés ailleurs que dans un laboratoire. Depuis le début de l'utilisation de la fibre optique, on s'est aperçu que ses propriétés de guidage étaient liées à son environnement (température, déformation, pression, ...). De fait, une différence de chemin optique permet de mesurer une variation de la température et la contrainte.

Ce chapitre concerne les capteurs dont le principe met en jeu la variation du chemin optique qui est induite par le mesurande. Par interférométrie on mesure la différence de chemin optique, on remonte ainsi au mesurande.

2.1. Principes généraux

Un capteur peut être défini comme un composant dans lequel le signal optique va être modulé en réponse au mesurande. Prenons par exemple une source dont le spectre est connu et le champ électrique $E(\lambda)$ d'une onde optique à la longueur d'onde λ . Le champ $E'(\lambda)$ électrique après le capteur peut s'écrire

$$E'(\lambda) = T(X, \lambda) E(\lambda) \quad (1)$$

où $E'(\lambda)$ est la matrice de passage du capteur et X est le vecteur caractérisant son environnement, incluant la température, la déformation, ... La configuration du capteur va nous permettre de déterminer T et ensuite il suffit d'inverser l'équation précédente pour obtenir le mesurande. Dans un capteur interférométrique, le mesurande va avoir pour effet de moduler la phase de l'onde électromagnétique, ce qui se traduit par un changement de l'intensité de l'interféromètre.

On peut prendre T comme le produit de terme chacun décrivant un effet observable sur le faisceau transmis :

$$T = a e^{i\phi} B \quad (2)$$

où a est la transmittance scalaire, ϕ est le retard de phase et B est la matrice de biréfringence du composant. a , ϕ et B sont dépendants de λ et du milieu environnant. Les effets de la matrice B sont traités dans le chapitre suivant.

Nous pouvons donc ré-écrire l'équation (3) à l'aide de l'équation (4) en supposant que le capteur considéré ne modifie pas la polarisation de l'onde :

$$E'(\lambda) = a E(\lambda) e^{i\phi} \quad (3)$$

La modification de l'onde transmise est obtenue par α ou par ϕ . La transmittance α n'a en règle générale qu'une petite dépendance au milieu environnant, on peut supposer α constant et a été traitée au chapitre précédent. La sensibilité de la fibre aux trois grandeurs (température, déformation, pression) environnementales s'écrit :

$$\frac{\partial \phi}{\partial X} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(n \frac{\partial l}{\partial X} + l \frac{\partial n}{\partial X} \right) \text{ avec } X = f(T, P, \Delta l) \quad (4)$$

où l est la longueur de la fibre, n est l'indice effectif du mode fondamentale de la fibre. Le premier terme dans la parenthèse représente l'extension physique de la fibre et le second correspond aux variations de l'indice effectif (voir grain sur *la propagation guidée*).

La plus grande partie des interféromètres sont à deux ondes (*i. e.* fibres) dans lequel une fibre est soumise au mesurande et l'autre en est isolée pour servir de référence.

Par exemple, considérons un capteur à fibre optique de déformation. Par simplicité, nous supposons que l'élément sensible est une fibre optique de symétrie cylindrique et isotrope. Nous supposons aussi que le mesurande est purement axial sans composante transverse. L'application de cette déformation sur la fibre va avoir trois effets :

1. la fibre est physiquement étirée ou comprimée,
2. les indices de réfraction du cœur et de la gaine optique sont modifiés, donc l'indice effectif du mode fondamental varie,
3. les rayons du cœur et de la gaine optique vont être aussi affectés, par conséquent l'indice effectif du mode fondamental va varier.

Le premier effet est le plus dominant et si nous considérons les autres comme négligeables, il suffit de modifier la longueur de la fibre d'une longueur d'onde pour produire un changement d'une période dans l'interféromètre. Néanmoins, le second effet est de l'ordre de 20% du premier dans la silice fondue et est de signe opposé, ce qui réduit légèrement la sensibilité. Le troisième effet est plus compliqué. L'indice effectif des modes guidés de la fibre dépend des paramètres opto-géométriques que sont les indices de réfraction du cœur et de la gaine optique, des rayons du cœur et de la gaine optique et enfin de la longueur d'onde de travail. En pratique, le mode fondamental a un indice effectif proche de l'indice de réfraction du cœur. En réduisant (augmentant) le diamètre de cœur on fait diminuer (augmenter) l'indice effectif du mode fondamental et donc se rapprocher (s'éloigner) de l'indice de réfraction de la gaine optique. Toutefois le troisième effet est négligeable. En tenant compte de l'ensemble des contributions, la sensibilité aux déformations d'une fibre à $\lambda = 633 \text{ nm}$ vaut $6,5 \times 10^6 \text{ rad/m}$ [22 [-]].

Une étude similaire peut être menée pour la température où les trois effets sont :

1. allongement de la fibre sous l'effet de la chaleur,
2. modification des indices de réfraction de la fibre via l'effet thermo-optique,
3. augmentation des rayons de la fibre sous l'effet de la chaleur.

Dans la silice fondue le coefficient d'expansion thermique est très faible, par conséquent seul le second effet a de l'influence. En tenant compte de l'ensemble des contributions, la sensibilité thermique d'une fibre à $\lambda = 633 \text{ nm}$ vaut 100 rad/K pour un élément sensible de un mètre [23 [-]].

On peut aussi regarder les effets de la pression, qui va réduire les dimensions géométriques (longueur et diamètre) et modifier les indices de réfraction via le coefficient élasto-optique [24 [Interferometers in Optical fibre sensors : systems and applications]].

Nous savons qu'un interférogramme est périodique avec une période de 2π radians en terme de différence de phase ou en terme de différence de marche de λ . Afin de remonter à la valeur du mesurande avec la plus grande précision, il faut pouvoir remonter sans ambiguïté à la différence de phase ce qui n'est pas facile vu la périodicité de l'interférogramme.

2.2. Interféromètres à deux ondes

La forme commune d'un interféromètre à deux ondes est la configuration de **Mach-Zehnder** représenté sur la Figure 7. La source est couplée dans une fibre optique mono-mode, l'amplitude est divisée dans deux fibres après le passage dans le coupleur directionnel **DC1**. Une fibre représente l'onde de référence (Référence fibre) tandis que l'autre est l'onde modulée (Signal fibre). Ensuite, les deux ondes sont recombinaées à l'aide du second coupleur directionnel **DC2**, il suffit donc de brancher un photodétecteur à l'une ou l'autre des sorties du **DC2** pour obtenir un signal électrique proportionnel à la puissance optique incidente.

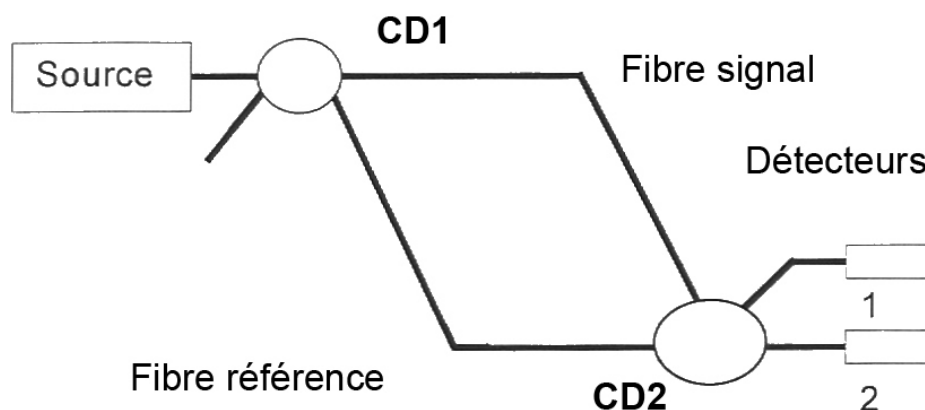


Figure 7 : Interféromètre de Mach-Zehnder à fibre optique. **DC1** et **DC2** sont des coupleurs directionnels

On peut démontrer [25 [-]] que les intensités vues par les photodétecteurs 1 et 2 s'écrivent :

$$I_1 = I_0 [1 - V \cos(\phi_a - \phi_b)] \quad (1)$$

et

$$I_2 = I_0 [1 + V \cos(\phi_a - \phi_b)] \quad (2)$$

où ϕ_a et ϕ_b sont les phases des ondes signal et référence, I_0 est l'intensité moyenne et V est la visibilité des interférences. La visibilité dépend de l'intensité relative des deux ondes signal et référence. La meilleure visibilité est obtenue lorsque les intensités sont identiques et que la différence de chemin optique entre les ondes signal et référence est plus petite que la longueur de cohérence de la source. Dans ces conditions, la visibilité est égale à un. La visibilité est généralement comprise entre zéro et un. Il est à noter que les deux intensités I_1 et I_2 sont en opposition de phase et que leur somme est constante. L'accès aux deux sorties peut permettre de compenser les fluctuations éventuelles de la source.

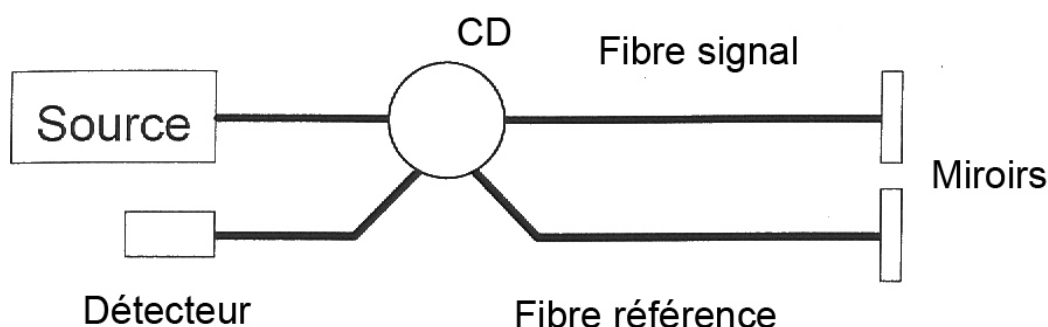


Figure 8 : Interféromètre de Michelson à fibre optique. **CD** est un coupleur directionnel

La Figure 8 montre l'interféromètre de **Michelson** qui est une légère variante de celui de Mach-Zehnder. Les fibres référence et signal sont chacune terminées par des miroirs qui renvoient la lumière sur elle-même. Le coupleur directionnel *DC* sert à la fois à combiner et à diviser les faisceaux. La sensibilité de cet interféromètre est double par rapport à celui de **Mach-Zehnder** grâce à l'aller et au retour du signal dans la zone sensible. Toutefois cette configuration a un inconvénient important en renvoyant du signal vers la source. Ce retour peut engendrer des instabilités au niveau de la source [26 [Fibre Optic Gyroscope]], spécialement dans le cas des diodes laser. Dans la pratique pour éviter ce problème on rajoute juste après la source un isolateur optique qui ne laisse passer la lumière que dans un sens, donc empêche tout retour vers la source. Les isolateurs optiques utilisent l'effet Faraday, pour faire tourner la polarisation, et un polariseur pour bloquer ou non l'onde. L'autre inconvénient d'avoir ce retour sur la source est de ne plus avoir accès à l'intensité en opposition de phase et de ne plus pouvoir facilement compenser les fluctuations de la source.

Un autre interféromètre à deux ondes est celui de **Sagnac**, représenté sur la Figure 9. Il a été principalement développé pour mesurer la vitesse angulaire, comme dans le cas du gyroscope [27 [Fiber optic gyroscopes : a bibliography of published literature]].

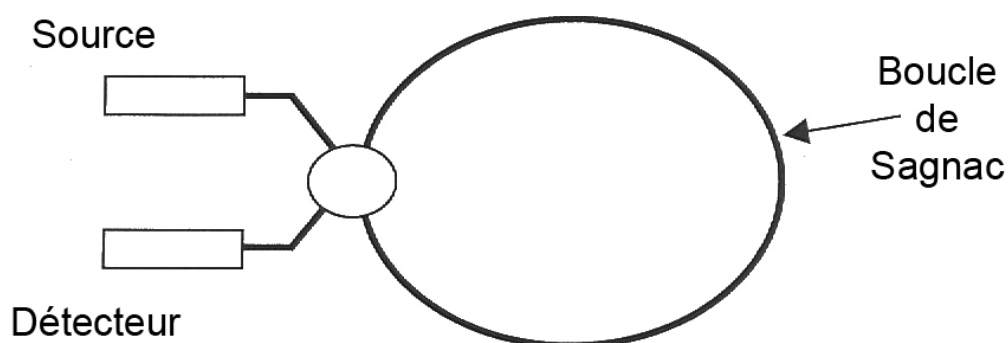


Figure 9 : Interféromètre de Sagnac à fibre

L'onde signal et référence se propagent maintenant dans la même fibre et tournent dans la boucle à fibre (fiber loop) dans le sens et le sens inverse des aiguilles d'une montre. A première vue, il apparaît que les deux ondes parcourent les mêmes chemins et sont donc toujours en phase, ceci est vrai si nous avons des effets réciproques. Cependant des effets non-réciproques peuvent produire des déphasages notamment : une vitesse angulaire [28 [-]], un champ magnétique [29 [-]] ou un mesurande dynamique [30 [Principles of Optics]]. Prenons pour exemple l'effet d'une déformation mécanique dynamique s'appliquant près d'une des extrémités de la boucle à fibre. A un instant donné, les ondes signal et référence arrivant sur le coupleur directionnel pour interférer n'auront pas "vu" la même déformation, donc le déphasage ne sera plus nul.

2.3. Interféromètre à ondes multiples

Jusqu'à présent, nous avons seulement considéré des interféromètres à deux ondes. Cependant des interféromètres à ondes multiples peuvent être aussi utilisés.

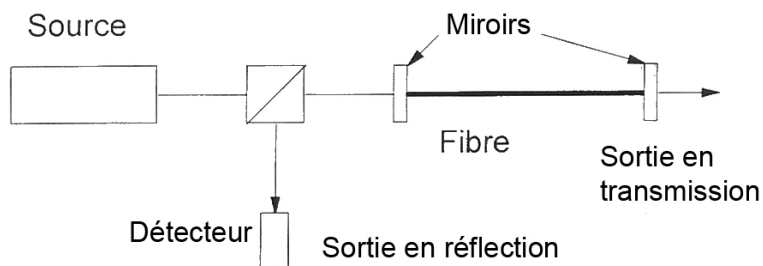


Figure 10 : Interféromètre de Fabry-Perot à fibre

L'exemple type est l'interféromètre de Fabry-Perot (FP), représenté sur la Figure 10. La fonction de transfert d'un Fabry-Perot est bien connue [31 [-]] :

$$I = \frac{I_0}{1 + F \sin^2(\phi/2)} \quad (1)$$

où ϕ est la différence de phase subie par la lumière après un aller-retour dans la cavité et F est la finesse caractérisant la résolution en déphasage du composant et s'écrit :

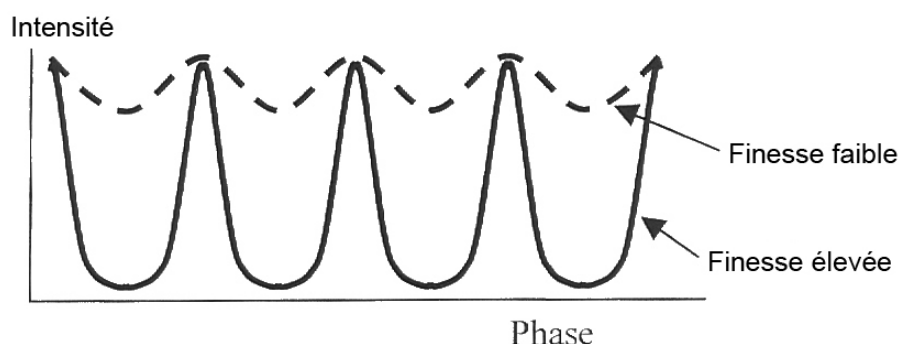


Figure 11 : Transmission d'un Fabry-Perot en fonction du déphasage et pour deux finesesses différentes

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (2)$$

où R le coefficient de réflexion des miroirs.

L'intervalle spectral libre, distance séparant deux pics consécutifs, est une autre caractéristique importante d'un interféromètre de Fabry-Perot.

$$\Delta \nu = \frac{c}{2Ln}$$

où c est la vitesse de la lumière, L est la distance séparant les deux miroirs et n est l'indice de réfraction du milieu.

La sensibilité d'un tel dispositif est augmentée due aux nombreux aller-retours effectués par les ondes co-propagative et contra-propagative. La réponse typique d'un interféromètre de Fabry-Perot pour deux finesesses est représentée sur la Figure 11. Plus le coefficient de réflexion des miroirs est important plus le nombre d'aller-retour dans la cavité est élevé et la finesse est importante.

De façon pratique, il est relativement difficile de déposer des miroirs de haute-réflexivité en bout de fibre, cependant Stone [32 [-]] a montré qu'il était possible d'obtenir une finesse de 300. De fait, les interféromètres de Fabry-Perot les plus communs utilisent simplement la réflexion de Fresnel de 4% qui a lieu à chaque extrémité d'une fibre nue dans l'air, leurs transmission ressemblent à celle de la faible finesse de la Figure 11. Il est aussi possible d'utiliser comme miroir de cavité des réseaux de Bragg comme l'ont démontré Henderson et al [32 [-]].

2.4. Interférométrie à deux longueurs d'onde

Nous l'avons vu précédemment un interférogramme est périodique lorsque l'on superpose des ondes monochromatiques. Afin d'élargir la plage d'utilisation, il est possible de faire interférer des ondes ayant des longueurs d'onde très proches [33 [Cambridge Studies in Modern Optics : Interferometry]], cette technique peut être aussi employée dans les interféromètres à fibre comme l'ont montré Kersey et al [34 [-]].

Lorsqu'un interféromètre à deux ondes est illuminé par deux sources monochromatiques de longueur d'onde λ_1 et λ_2 , chacune d'elles va donner un interférogramme avec une certaine visibilité (prenons un pour simplifier) et une certaine intensité moyenne I_0 (identique pour λ_1 et λ_2 , là encore pour simplifier), donc l'intensité finale est :

$$I = I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi nl}{\lambda_1}\right) \right] + I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi nl}{\lambda_2}\right) \right] \quad (1)$$

Cette expression peut être ré-écrite :

$$I = I_0 \left[1 + V \cos\left(\pi nl \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_1 \lambda_2}\right) \right] \quad (2)$$

où V représente la fonction visibilité des franges et s'écrit :

$$V = \cos\left(\pi nl \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1 \lambda_2}\right) \quad (3)$$

Dans cette configuration la mesure est équivalente à celle d'un interféromètre à une seule longueur d'onde. En revanche la plage sur laquelle la mesure est obtenue sans ambiguïté est liée à la période de V , en conséquence la plage de mesure est augmentée d'un facteur $\lambda_2/\lambda_2 - \lambda_1$.

2.5. Interférométrie à faible cohérence

Nous l'avons déjà mentionné au début de ce chapitre, pour que les franges d'un interférogramme soient visibles il faut que la différence de chemin optique entre les ondes soit inférieure à la longueur de cohérence de la source l_c et vaut :

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

où λ est la longueur d'onde centrale et $\Delta\lambda$ est la largeur spectrale de la source.

Typiquement, les diodes laser ont une longueur de cohérence comprise entre les dizaines de centimètres et les mètres, alors que pour les DEL (Diode ElectroLuminescente) elle varie entre les dizaines et les centaines de micromètre. En conséquence, en illuminant un interféromètre avec une source à faible cohérence, il est possible d'identifier la position pour laquelle la Différence de Chemin Optique (*DCO*) est nulle en cherchant la position où les franges ont la meilleure visibilité. On peut donc utiliser cette technique pour lever l'ambiguïté sur l'ordre des franges (i.e. déplacement réel du système de franges) qui est un problème récurrent en interférométrie. Ainsi la plage de mesure est augmentée.

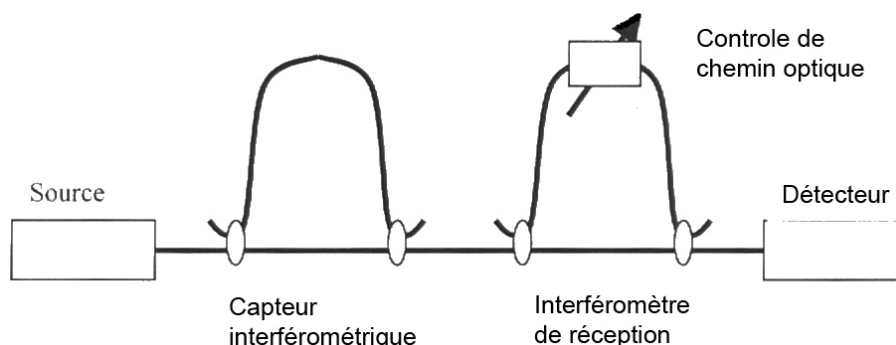


Figure 12 : Double interféromètre à fibre. L'OPD control permet de faire varier la différence de chemin optique du second interféromètre

Il est possible de mesurer la DCO d'un interféromètre en utilisant la configuration de la Figure 12. Ce montage est constitué d'un double interféromètre, un pour la mesure et l'autre pour la référence, dont le deuxième à la possibilité de faire varier sa DCO propre. Pour mieux comprendre le rôle de ce deuxième interféromètre, étudions l'influence de la DCO variable du second interféromètre sur l'intensité vue par le détecteur. Si la DCO est proche de zéro des franges sont observées. Lorsque la DCO est augmentée au delà de la longueur de cohérence de la source les franges disparaissent. En continuant d'augmenter la DCO de façon à s'approcher de celle de l'interféromètre de mesure, des interférences peuvent alors réapparaître. Ces interférences sont obtenues entre les deux ondes suivantes et si leur déphasage est inférieur à la longueur de cohérence de la source :

- **Onde 1** : l'onde prenant le long chemin de l'interféromètre de mesure et le petit chemin de l'interféromètre de référence.
- **Onde 2** : l'onde prenant le petit chemin de l'interféromètre de mesure et le long chemin de l'interféromètre de référence.

En conséquence la visibilité des franges montre un maximum local, comme le montre la Figure 13, lorsque les interféromètres de mesure et de référence ont leurs DCO égales. Une fois la DCO déterminée, l'obtention du mesurande est immédiate .

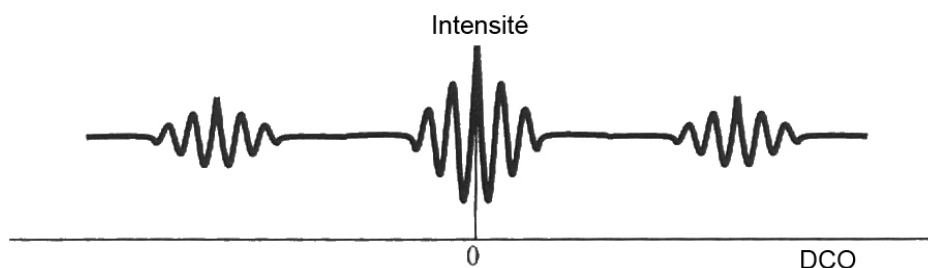


Figure 13 : Représentation schématique des franges d'interférences d'un double interféromètre en fonction de la différence de chemin optique (DCO)

Dans la pratique il existe différentes voies pour faire varier la DCO d'un interféromètre. Les méthodes les plus simples sont basées sur le déplacement d'un miroir, monté sur un platine motorisée de translation, afin de faire varier la longueur d'un des bras de l'interféromètre [35 [-]]. Cette technique est simple et offre une large gamme de variation mais possède l'inconvénient d'être en espace libre. Il faut donc extraire la lumière de la fibre puis la réinjecter, ce qui est source de pertes et demande une bonne précision de positionnement des éléments optomécaniques. Il est toutefois possible de réaliser cette variation de longueur sans faire sortir la lumière de la fibre, pour cela la fibre est collée sur un élément piézoélectrique se dilatant ou se contractant en fonction du signal électrique appliqué. Cette technique a cependant une gamme de variation très limitée.

2.6. Détermination de la phase

Dans un montage interférométrique, la clé pour déterminer le mesurande est la mesure sans ambiguïté et avec une bonne sensibilité de la différence de phase. Les montages vus précédemment ont une intensité variant comme les équations 7 et 8.

Si l'on suppose que la phase de l'onde signal (ϕ_a) est composée d'un terme continu et d'un harmonique d'amplitude faible, la détermination du mesurande sera liée à la configuration de l'interféromètre comme le montre la Figure 14 et la meilleure sensibilité sera obtenue pour la position Q . On dit alors que les ondes (signal et référence) sont en quadrature.

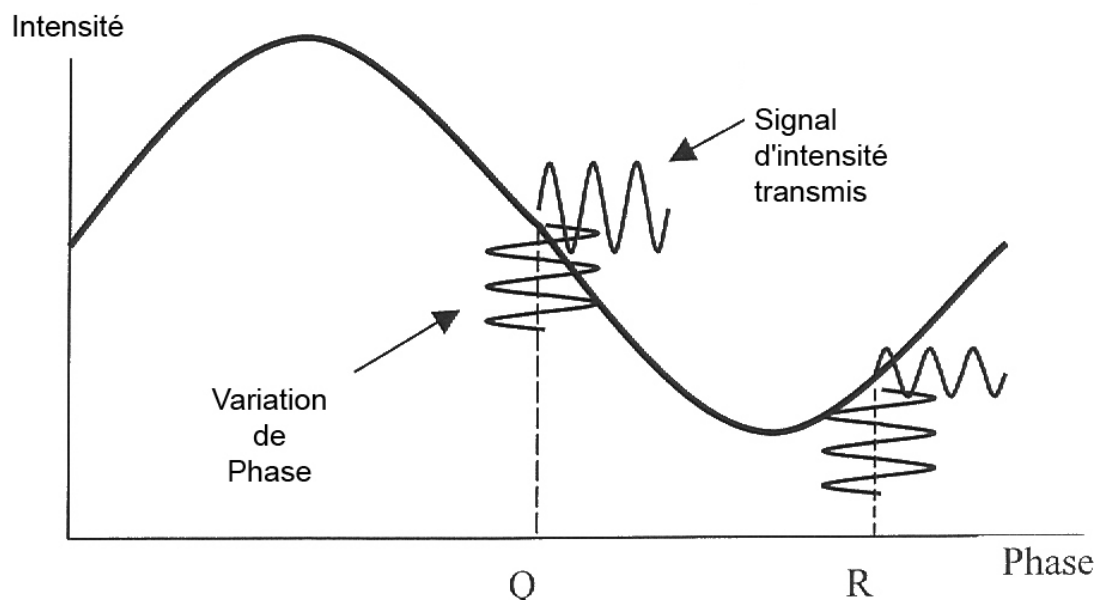


Figure 14 : Détermination de la phase pour deux points particuliers

Cette position est obtenue lorsque la différence de phase est :

$$\phi_a - \phi_b = \frac{\pi}{4} + N\pi \quad (1)$$

Certaines techniques sont basées sur l'ajustement de ϕ_b (phase de l'onde référence) pour maintenir l'interféromètre en quadrature. On peut donc soit :

- faire varier la longueur de la fibre à l'aide d'éléments piézoélectriques [36 [-]].
- faire varier la longueur d'onde de la diode laser en contrôlant le courant d'injection voire la température [37 [-]].

Des techniques passives sont aussi possibles, elles utilisent des séquences prédéterminées de déphasage de l'onde référence. Prenons par exemple les cas où l'on déphase successivement de $\pi/2$ radians, l'intensité en sortie est :

$$I_i = I_0 \left[1 + V \cos\left(\phi + i \frac{\pi}{2}\right) \right] \quad (1)$$

avec i variant entre 1 et 4.

Une combinaison des quatre intensités donne le déphasage :

$$\tan(\phi) = \frac{I_3 - I_1}{I_4 - I_2} \quad (2)$$

Pour finir, on peut citer la méthode basée sur l'ajout d'un décalage alternatif de ϕ_b qui s'apparente à la modulation de phase de la porteuse. L'intensité s'écrit :

$$I = I_0 [1 + V \cos(\phi_a - \phi_b - \omega_m t)] \quad (3)$$

La démodulation est obtenue par des techniques de boucle à verrouillage de phase (Phase-locked loop) très bien connues en électronique.

2.7. Résumé et Conclusion

Les capteurs interférométriques sont très largement utilisés pour la détection de divers mesurands. Le plus commun et le plus simple des capteurs interférométriques est sûrement le capteur de déformation, il permet de suivre l'évolution de la structure. Il peut être par exemple noyé facilement dans une pièce en matériau composite. Les faibles dimensions de la fibre permettent de ne pas altérer les caractéristiques de la pièce. Des configurations où la zone sensible est très longue sont aussi envisageable néanmoins on a plus souvent recours à des capteurs distribués. Pour surveiller par exemple les ouvrages d'art (ponts, barrages, ...) la méthode la plus courante est à base de réseaux de Bragg. Cependant l'interférométrie peut être plus appropriée. L'utilisation d'un double interféromètre est alors utile pour interroger les différentes zones sensibles (via la variation de la *DCO*). Ces zones sont généralement des cavités d'air disposées tout au long de l'ouvrage [38 [-]].

Il est aussi possible de mesurer des déformations transverses. Néanmoins elles induisent de la biréfringence dans la fibre et sont donc mieux détectées par un capteur à modulation de polarisation (voir chapitre suivant).

L'ensemble des mesurands induisant une déformation sur la zone sensible est facilement détectable, d'autres quantités sont mesurables comme les champs électrique et magnétique par effet magnéto- et électro-optique [39 [Electric and Magnetic field Seinsing for High Voltage Applications]].

Les techniques interférométriques permettent des mesures fines et très sensibles mais sont limitées par les techniques qu'il faut mettre en œuvre pour obtenir le déphasage sans ambiguïté. C'est pourquoi les réseaux de Bragg leurs sont préférés.

La sensibilité intrinsèque de la fibre optique à la température est l'un des ses inconvénients majeurs, il faut utiliser des techniques discriminatoires pour séparer les mesurands. Cet effet est bien-entendu très intéressant si l'on veut faire un thermomètre.

3. Capteurs à modulation de polarisation : exemples et applications

Les capteurs à modulation de polarisation utilisent les changements de l'état de polarisation de la lumière se propageant dans la fibre optique induits par le mesurand à détecter. Dans ce

chapitre, nous allons donner les bases sur les propriétés physiques et les techniques utilisées pour réaliser un capteur polarimétrique. Nous évoquerons aussi leurs limitations.

3.1. Principes généraux

Avant de rentrer dans le détail des capteurs à modulation de polarisation, nous allons donner un bref rappel sur les propriétés des ondes se propageant dans les fibres en se focalisant sur la polarisation.

L'état de polarisation d'une onde électromagnétique se propageant suivant l'axe z peut être décrit par l'extrémité du vecteur champ électrique \vec{E} dans le plan xOy . La Figure 15 montre un exemple de polarisation elliptique. Trois états de polarisation peuvent être définis: linéaire, circulaire et elliptique.

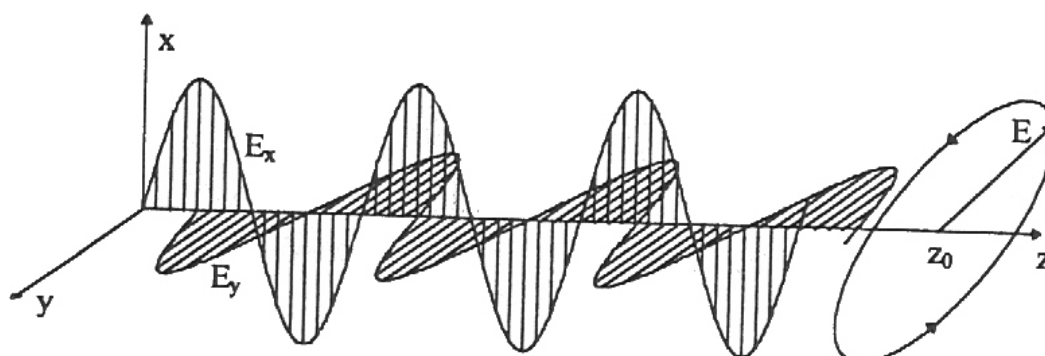


Figure 15 : Exemple de polarisation d'une onde électromagnétique

Seul le champ électrique \vec{E} est représenté.

a) Polarisation linéaire

Un état de polarisation linéaire est caractérisé par une oscillation du vecteur champ électrique suivant une droite. Dans le cas d'une onde se propageant suivant l'axe z , la droite décrite par \vec{E} appartient au plan xOy . Les composantes de E_x et E_y ont un déphasage de $\delta\phi = \phi_y - \phi_x = m\pi$. Si m est nul ou un entier pair les composantes sont dites en phase. Si m est un entier impair la droite de polarisation est orientée orthogonalement à la précédente (voir Figure 16).

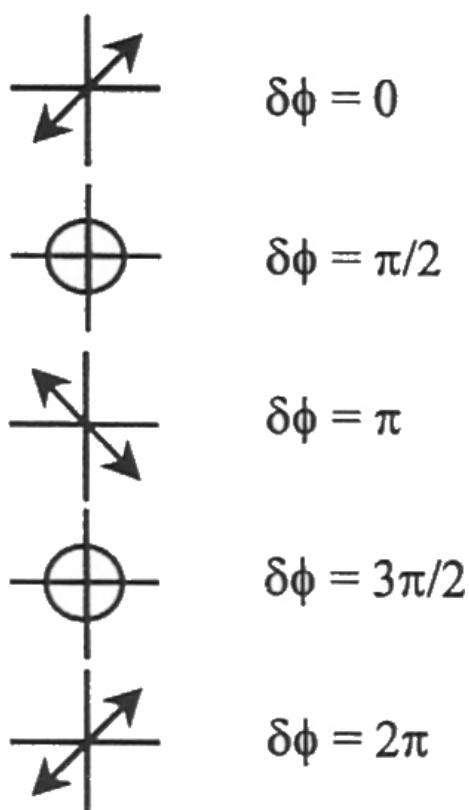


Figure 16 : Etat de polarisation pour différents déphasages

b) Polarisation circulaire

Un état de polarisation circulaire est caractérisé par une amplitude identique pour les deux composantes E_x et E_y et une différence de phase entre elle de :

$$\delta\phi = \phi_y - \phi_x = \pm \frac{\pi}{2}$$

Dans ces conditions l'extrémité du vecteur champ électrique décrit un cercle soit dans le sens des aiguilles d'une montre soit dans le sens inverse. Le sens de rotation est défini en regardant l'onde arrivé sur soi. Une polarisation circulaire droite (*i.e.* \vec{E} tourne dans le sens des aiguilles d'une montre) est obtenu lorsque

$$\delta\phi = \frac{-\pi}{2} + 2m\pi$$

où

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Par analogie un déphasage de

$$\delta\phi = \frac{\pi}{2} + 2m\pi$$

où

$$m=0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

donnera une polarisation circulaire gauche, \vec{E} tourne dans le sens trigonométrique.

Une polarisation circulaire peut être uniquement spécifiée par son amplitude et le sens, gauche ou droite, de rotation de \vec{E} .

c) Polarisation elliptique

Dans toutes les autres circonstances, l'extrémité du champ électrique décrit, dans le sens ou sens inverse trigonométrique, une ellipse dans le plan xOy lors de sa rotation (voir Figure 15). L'amplitude des composantes E_x et E_y n'est pas identique et leur déphasage n'a pas de valeur caractéristique. Les polarisations circulaire et linéaire sont des cas particuliers de la polarisation elliptique.

Il existe plusieurs représentations formelles de la polarisation ainsi que de la modélisation de la transmission d'une lumière polarisée au travers d'un milieu polarisant par exemple les milieux biréfringents. La méthode la plus répandue est celle de Jones que nous allons détailler dans la suite.

d) Matrice de Jones

Le formalisme des matrices de Jones nous renseigne sur la polarisation de la lumière se propageant à travers un milieu complexe, l'état de de polarisation peut être évalué en utilisant l'algèbre matricielle [40 [Optics]]. L'état de polarisation d'une onde est représenté par deux composantes à valeur complexe de la forme :

$$a = \begin{bmatrix} E_x e^{j\phi_x} \\ E_y e^{j\phi_y} \end{bmatrix} \quad (1)$$

où E_x et E_y représentent les amplitudes, et ϕ_x et ϕ_y sont les phases des composantes de \vec{E} dans le plan xOy .

L'expression précédente décrit le cas général d'une onde polarisée elliptiquement se propageant suivant l'axe z . Dans le cas d'une polarisation linéaire faisant un angle θ avec l'axe x , la matrice de Jones devient :

$$a = \begin{bmatrix} E_x \cos(\theta) \\ E_x \sin(\theta) \end{bmatrix} \quad (2)$$

Une polarisation circulaire sera décrite par :

$$a = \begin{bmatrix} E \cos(\omega t) + i \sin(\omega t) \\ -E \sin(\omega t) + i \cos(\omega t) \end{bmatrix} \quad (3)$$

En prenant la partie réelle de chaque composantes de l'onde on trouve :

$$\begin{aligned} E_x &= E \cos(\omega t) \\ E_y &= -E \sin(\omega t) \end{aligned} \quad (4)$$

Lorsque $t = 0$ le vecteur champ électrique est donné par $E_x = E$ et $E_y = 0$, alors si t augmente, E_x diminue en restant positif et E_y augmente en étant négatif. Par conséquent \vec{E} décrit le cercle dans le sens des aiguilles d'une montre.

Maintenant intéressons nous aux matrices décrivant les différents milieux rencontrés par la lumière. L'exemple le plus simple est la matrice de Jones d'un milieu absorbant isotrope, donc qui atténue la transmission mais ne modifie pas l'état de polarisation. Un tel milieu est représenté par la matrice :

$$A = \begin{bmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & \alpha \end{bmatrix} \quad (5)$$

où α est l'atténuation du milieu.

Un polariseur idéal ne laissera passer qu'une seule direction du champ électrique et donc bloquera l'ensemble des autres. Un polariseur orienté suivant l'axe x aura pour matrice :

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (6)$$

et une onde polarisée de façon quelconque n'aura après la traversée du polariseur plus de composante sur l'axe y :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x \\ 0 \end{bmatrix} \quad (7)$$

De façon générale, la matrice d'un polariseur dont l'axe de transmission fait un angle θ avec l'axe x dans le plan xOy s'écrit :

$$P = \begin{bmatrix} \cos^2(\theta) & \cos(\theta)\sin(\theta) \\ \cos(\theta)\sin(\theta) & \sin^2(\theta) \end{bmatrix} \quad (8)$$

L'état de polarisation de sortie d'un système composé de plusieurs éléments est obtenu en multipliant l'état de polarisation d'entrée par la série des matrices individuelles des différents éléments rencontrés tout au long du trajet optique. La multiplication matricielle n'étant pas commutative, il faut donc faire très attention à l'ordre des matrices.

e) Retardeur optique : lame quart ou demie onde

Un retardeur optique est un composant réalisé avec un matériaux biréfringent et est utilisé pour changer l'état de polarisation de l'onde incidente. L'onde à l'entrée va se décomposer suivant les axes principaux du milieu, appelés *axe ordinaire* et *extraordinaire*. Les deux

composantes vont se propager à des vitesses différentes caractérisées par les indices de réfraction ordinaire n_o et extraordinaire n_e . A la sortie les deux composantes n'ont plus le même déphasage et donc plus le même état de polarisation qu'à l'entrée.

La différence relative de phase $\Delta\phi$ entre les axes ordinaire et extraordinaire est donnée par :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} d |n_e - n_o| \quad (1)$$

où d est l'épaisseur du matériau et λ est la longueur d'onde.

L'épaisseur du matériau biréfringent d est choisie pour introduire le déphasage désiré. Les retardeurs optiques les plus connus sont les lames demie onde et quart d'onde. Une lame demie onde fait tourner la direction d'une polarisation linéaire de 90° . Une lame quart d'onde introduit un déphasage de $\pi/2$ entre les composantes de la lumière se propageant suivant les axes ordinaire et extraordinaire.

Une lame quart d'onde change une polarisation linéaire orientée à 45° de ses axes principaux en une polarisation circulaire. Dans le cas contraire, une polarisation circulaire donnera une polarisation linéaire à 45° des axes principaux de la lame.

3.2. Fibre optique biréfringente

Pour réaliser des mesures sur le principe de la modulation de polarisation, une des conditions essentielles est d'utiliser des fibres permettant de préserver l'état de polarisation des ondes lors de la propagation. En théorie, les fibres standards devraient garder l'état de polarisation mais dans la pratique une onde entrant avec un certain état de polarisation ressortira après quelques dizaines de centimètres avec une polarisation complètement aléatoire, ceci étant dû notamment à des micro-perturbations introduites lors de la fabrication. On a donc recours à des fibres optiques biréfringentes qui possèdent deux axes orthogonaux principaux. Ces deux axes sont appelés *axe lent* et *rapide* au vue de la différence de vitesse de propagation des ondes suivant ces axes. Une onde guidée polarisée suivant l'axe ayant un indice de réfraction élevé (axe lent) aura une vitesse plus petite que l'onde polarisée suivant un axe orthogonal (axe rapide)

La biréfringence d'une fibre est donnée par la différence des indices de réfraction des deux axes :

$$B = n_s - n_f \quad (1)$$

où n_s et n_f sont respectivement les indices de réfraction des axes lent et rapide. La biréfringence est communément définie par la longueur de battement L_B , traduisant la longueur de fibre nécessaire pour que la différence de phase entre les deux polarisations orthogonales soit de 2π :

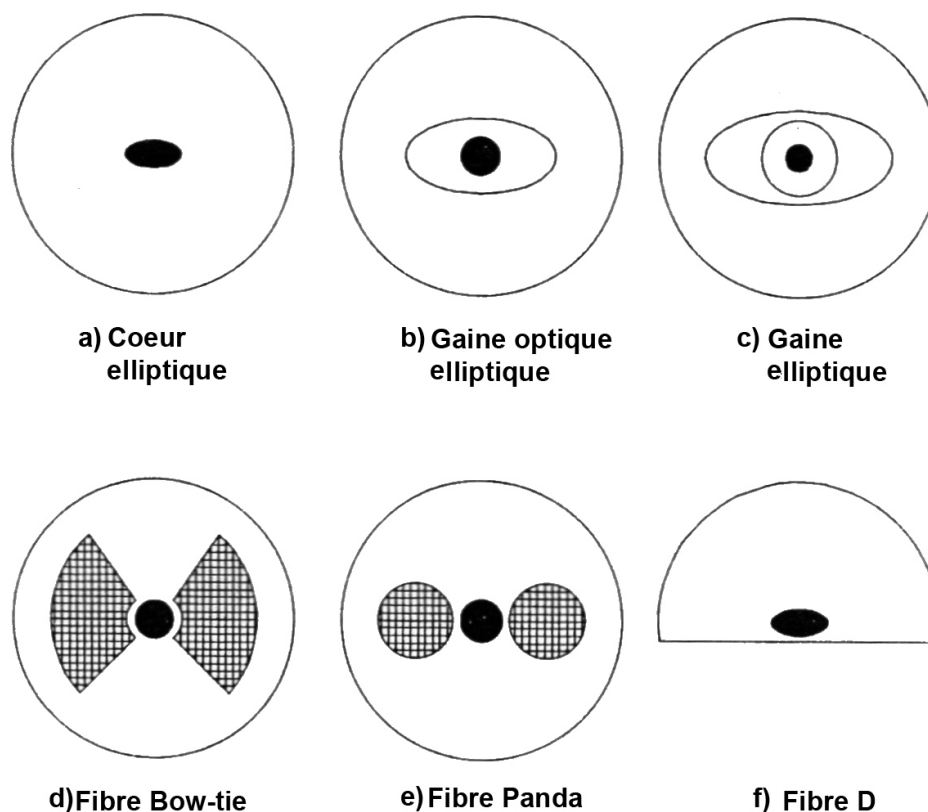
$$L_B = \frac{\lambda}{n_s - n_f} = \frac{\lambda}{B} \quad (2)$$

Si la fibre est soumise à des perturbations mécaniques de périodes comparable à L_B , il en résultera un fort couplage entre les deux polarisations orthogonales. Lors de la fabrication des fibres, de telles perturbations peuvent être introduites c'est pourquoi un effort particulier est fait pour éviter toute courbure et twist de la fibre lors de l'étirage. Le maintien de la polarisation sera assuré si la longueur de battement est plus petite que la dizaine de

centimètres. Dans le cas où la lumière injectée a sa polarisation alignée sur l'un des axes principaux, elle sera guidée sans variation de son état de polarisation.

Il existe deux principales méthodes pour introduire de la biréfringence dans les fibres optiques :

1. On peut modifier les caractéristiques de guidage du cœur par altération de sa géométrie, par exemple en cassant la symétrie circulaire. On peut citer les fibres à cœur elliptique (voir Figure 17) qui ont des longueurs de battement de quelques millimètres [41 [-]].
2. Une autre possibilité est de soumettre le cœur de la fibre à une contrainte asymétrique, entraînant par la même occasion une asymétrie du profil d'indice. Ceci est réalisé en introduisant des régions à fort dopage autour du cœur (voir Figure 17).



Les zones noires représentent le cœur et les grises les zones fortement dopées

Figure 17 : Exemples de fibres optiques à haute biréfringence

La fibre bow-tie a la plus haute valeur de biréfringence de 0.5 mm . Récemment, avec le développement des fibres microstructurées, de nouvelles fibres biréfringentes sont apparues avec des degrés de liberté plus grand concernant : la valeur de la biréfringence et surtout les caractéristiques de guidage (zone d'unimodalité, courbe de dispersion, ...).

3.3. Capteurs polarimétriques

Dans la majorité des cas les capteurs polarimétriques utilisent une source polarisée linéairement qui est injectée à 45° des axes principaux de la fibre biréfringente afin que les deux modes de propagation (lent et rapide) soient également excités.

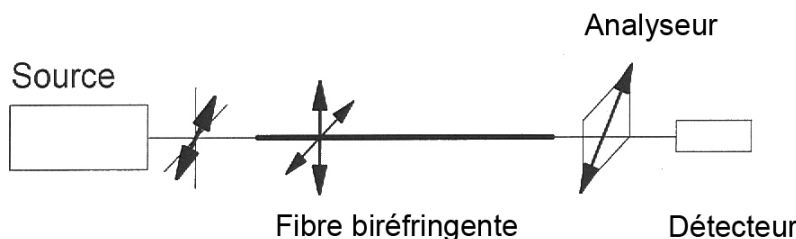


Figure 18 : Représentation schématique d'un capteur polarimétrique

L'utilisation d'une lame demie-onde peut grandement faciliter l'ajustement de l'orientation de la polarisation d'entrée. En sortie de la fibre biréfringente, un analyseur (*i.e.* polariseur) est placé devant le détecteur pour connaître l'état de polarisation (voir figure 18). Le mesurande va faire tourner la polarisation entraînant une variation d'intensité vue par le détecteur. Cette configuration possède l'inconvénient d'être sensible aux variations d'intensité de la source ou de l'injection. L'utilisation d'un prisme de Wollaston décomposant la lumière en deux faisceaux avec des polarisations orthogonales permet de s'affranchir de ce problème, en utilisant des techniques similaires des paragraphes "Micro-courbures périodiques" et "Champ évanescent". Toutefois l'alignement entre le prisme, les deux détecteurs et les axes principaux de la fibre reste assez délicat.

Nous allons maintenant utiliser le formalisme des matrices de Jones pour analyser ce composant. Comme précisé précédemment, les deux modes de la fibre biréfringente, ayant des polarisations orthogonales, sont excités de façon identique. Dans ce cas, le champ électrique s'écrit :

$$E_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

Le champ électrique incident sur le détecteur a pour expression :

$$E = ABE_0 \quad (2)$$

où A et B sont respectivement les matrices de Jones de l'analyseur et de la fibre biréfringente. La fibre peut être vue comme étant une lame de phase modifiant le déphasage entre les deux polarisations. La matrice B a pour expression :

$$B = \begin{bmatrix} e^{j(\phi_m + \frac{\Delta\phi}{2})} & 0 \\ 0 & e^{j(\phi_m - \frac{\Delta\phi}{2})} \end{bmatrix} \quad (3)$$

où ϕ_m est le déphase moyen et $\Delta\phi$ est le déphasage entre les deux polarisations. Ce déphasage est produit par la propagation à travers la fibre.

Dans le cas particulier où l'analyseur est orienté à 45 des axes principaux de la fibre, la matrice A est donnée par :

$$A = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

L'intensité après l'analyseur sera alors :

$$I = E^2 = \frac{I_0}{2} [1 + \cos(\Delta \phi)] \quad (5)$$

où I_0 est la puissance totale de sortie. En conséquence, comme le montre l'équation précédente un changement de l'état de polarisation entraînera une modification de l'intensité vue par le détecteur et produira un signal sinusoïdal. L'équation précédente est la même que les équations 7 et 8 décrivant l'interférométrie à deux ondes. Certaines techniques de mesure pourront être transposées pour améliorer la sensibilité.

3.4. Modification de la Phase : mécanisme

La sensibilité du capteur est dépendante du degré de rotation de polarisation induite par le mesurande et de la rotation minimale détectable. L'influence du mesurande sur l'état de polarisation peut être déterminée comme suit. La phase d'une onde guidée par une fibre de longueur L est :

$$\phi = \beta L = n_{eff} k_0 L \quad (1)$$

où β est la constante de propagation du mode, n_{eff} est son indice effectif et $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ le vecteur d'onde dans le vide, avec λ_0 la longueur d'onde dans le vide. La différence de phase entre deux modes guidés de la fibre après une longueur L est :

$$\Delta \phi = \Delta \beta L = \Delta n_{eff} k_0 L \quad (2)$$

où Δn_{eff} est la différence entre les indices effectifs des deux modes de polarisation.

a) Effet d'une déformation mécanique

Supposons que la fibre soit soumise à une déformation mécanique extérieure ϵ . Le déphasage créé par ϵ est proportionnel à la longueur de la fibre exposée à cette déformation. Il est donc important de considérer la réponse du capteur par unité de longueur. On a donc :

$$\frac{1}{L} \frac{\partial(\Delta \phi)}{\partial \epsilon} = k_0 \frac{\partial(\Delta n_{eff})}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial \epsilon} + k_0 \frac{\partial(\Delta n_{eff})}{\partial D} \frac{\partial D}{\partial \epsilon} + k_0 \Delta n_{eff} \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial \epsilon} \quad (3)$$

où D et n sont respectivement la dimension transverse et profil d'indice de la fibre.

Le premier terme de l'équation 3 décrit l'effet photoélastique qui est la variation de l'indice de réfraction d'un matériaux en fonction de la déformation mécanique. Dans le cas des fibres circulaires normales, cette variation peut être calculée par l'expression suivante :

$$\frac{\partial n}{\partial \epsilon} = - \frac{n^3}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \quad (4)$$

où ν est le coefficient de Poisson de la silice supposé identique pour le cœur et le cladding, et P_{11} , P_{12} sont les coefficients élasto-optique de la silice [42 [Damage detection in composite structures using polarimetric low coherence i,]].

Le second terme de l'équation 3 est relatif à la variation de la section de la fibre soumise à une déformation mécanique. Cette modification de la section va affecter les indices effectifs des modes et donc leurs différences (*i.e.* Δn_{eff}). Il a été montré que cette contribution à la variation de la différence de phase est très faible et peut être négligée dans la pratique.

Le dernier terme de l'équation 37 décrit la variation de longueur de la fibre sous l'effet de la déformation mécanique.

b) Effet de la température

Une étude similaire à la précédente peut être menée pour décrire les changements induits par la température. La variation du déphasage dû à la température (T) est obtenue par :

$$\frac{1}{L} \frac{\partial(\Delta\phi)}{\partial T} = k_0 \frac{\partial(\Delta n_{eff})}{\partial n} \frac{\partial n}{\partial T} + k_0 \frac{\partial(\Delta n_{eff})}{\partial D} \frac{\partial D}{\partial T} + k \Delta n_{eff} \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial T} \quad (5)$$

L'équation 5 comme la 3 comporte les mêmes deux premiers termes relatifs aux changements des paramètres opto-géométriques de la fibre (n et D) engendrant une variation de Δn_{eff} . Les variations de l'indice de réfraction sont dues à l'effet thermo-optique. Le troisième terme traduisant ici la compression ou l'expansion thermique, qui a pour valeur :

$$\frac{\partial L}{\partial T} = \alpha L \quad (6)$$

où α est le coefficient dilatation thermique.

La variation du déphasage est principalement due à la modification de l'indice de réfraction avec la température.

Les équations 3 et 5 sont utilisées pour calculer les sensibilités thermique et mécanique des fibres circulaires. Pour les fibres biréfringentes, le calcul des sensibilités est plus compliqué à cause de la complexité des formes et des matériaux constituant la fibre. On a donc souvent recours à la détermination expérimentale de ces sensibilités pour les fibres les plus exotiques.

3.5. Résumé et Conclusion

Les capteurs polarimétriques peuvent être utilisés pour la détection de différents mesurandes. Si la quantité à mesurer a peu ou pas d'effet sur la polarisation de l'onde, il faut comme pour les capteurs à modulation d'intensité et de phase imaginer un dispositif mécanique pour l'augmenter.

Néanmoins les capteurs polarimétriques sont plus compliqués à mettre en œuvre et plus chers que les capteurs à modulation d'intensité ou de phase. Premièrement il faut utiliser des fibres biréfringentes donc plus onéreuses. Deuxièmement, lors du montage l'alignement et l'orientation des divers composants est délicat.

Ces capteurs sont principalement utilisés pour la mesure de grandeurs électriques.

III. Etude de cas

Dans cette étude nous allons traiter le cas d'un capteur polarimétrique de courant. Ces capteurs peuvent être utilisés pour mesurer les mesurandes classiques (température, déformation mécanique et pression), néanmoins leur domaine de prédilection est la mesure de courant ou de tension.

1. Capteurs polarimétriques de courant

Dans cette étude nous allons traiter le cas d'un capteur polarimétrique de courant. Ces capteurs peuvent être utilisés pour mesurer les mesurandes classiques (température, déformation mécanique et pression), néanmoins leur domaine de prédilection est la mesure de courant ou de tension.

Le principe de ces capteurs est de déterminer l'intensité de courant passant dans un conducteur par la mesure de la densité de flux magnétique créé autour du conducteur par le déplacement des charges.

La densité de flux magnétique est déterminée par l'intermédiaire de la rotation de l'état de polarisation de l'onde lumineuse se propageant dans la fibre ou dans le matériau magnéto-optique. Cette rotation est due à l'effet magnéto-optique qui est proportionnel à la longueur d'interaction (L) et à la constante de Verdet (V , $\text{radsT}^{-1}\text{m}^{-1}$) du matériau utilisé pour le capteur. La rotation angulaire θ (mesuré en degrés) de la polarisation de l'onde traversant le composant est donnée par :

$$\theta = VBL \quad (1)$$

où B est l'induction magnétique (*Tesla*) qui est fonction du courant circulant dans le conducteur ainsi que de sa géométrie.

Différentes méthodes peuvent être utilisées pour mesurer l'angle θ . La méthode de base étant de faire passer dans un premier temps la lumière dépolarisée par un polariseur. Puis cette onde polarisée est modifiée par l'influence du champ magnétique et pour finir cette rotation est convertie en changement d'intensité par l'analyseur placé devant le détecteur (voir figure 19).

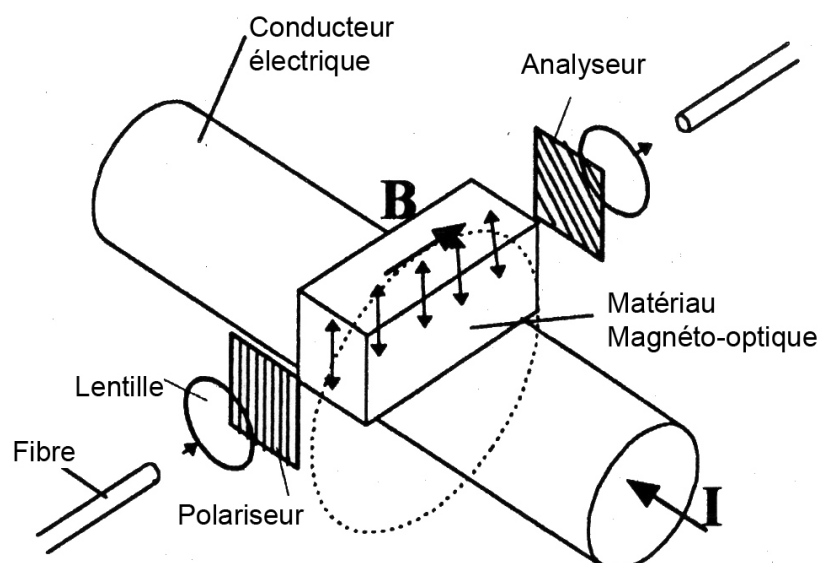


Figure 19 : Schéma d'un capteur optique de courant

L'intensité transmise a pour expression :

$$I = I_0 \frac{(1 + \sin(2\theta))}{2} \quad (2)$$

où I_0 est l'intensité de la source. L'utilisation des matrices de Jones (vu au paragraphe "Matrices de Jones") simplifie grandement l'étude.

L'implémentation la plus simple d'un capteur à fibre optique de courant est représentée sur la figure 20.

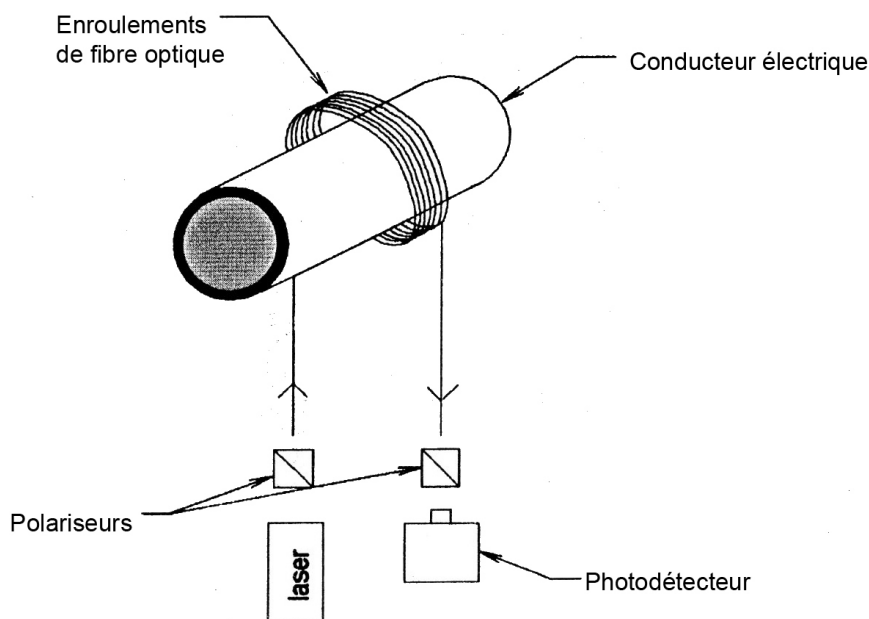


Figure 20 : Capteur de courant à fibre optique

Le milieu magnéto-optique utilisé est la fibre optique elle-même. Cette solution est très facile à mettre en œuvre et est très peu chère. L'inconvénient majeur est la faible constante de Verdet de la fibre de silice ($\sim 8 \times 10^{-6} \text{ rad/A}$) qui est significativement inférieure à celles des matériaux cristallins communément utilisés. Il est possible d'augmenter légèrement la sensibilité de cette configuration en effectuant un double passage dans la zone où règne le champ magnétique, soit en rajoutant un miroir en bout de fibre, soit en utilisant un montage identique à l'interféromètre de Sagnac. Il est bien-entendu nécessaire de rajouter un coupleur. Une autre possibilité est d'utiliser un matériau ayant une grande constante de Verdet comme sur la Figure 21.

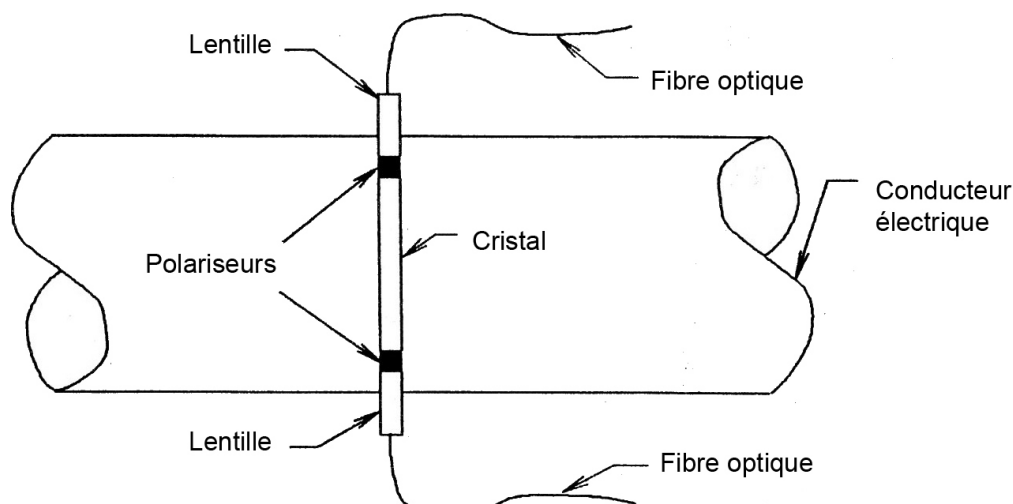


Figure 21 : Capteur à fibre optique à cristal magnéto-optique

Les sensibilités aux variations de température et aux vibrations des capteurs optiques de courant ont poussé les chercheurs à imaginer et à mettre au point des montages plus complexes. Une possibilité est représentée sur la figure 22 pour compenser les perturbations.

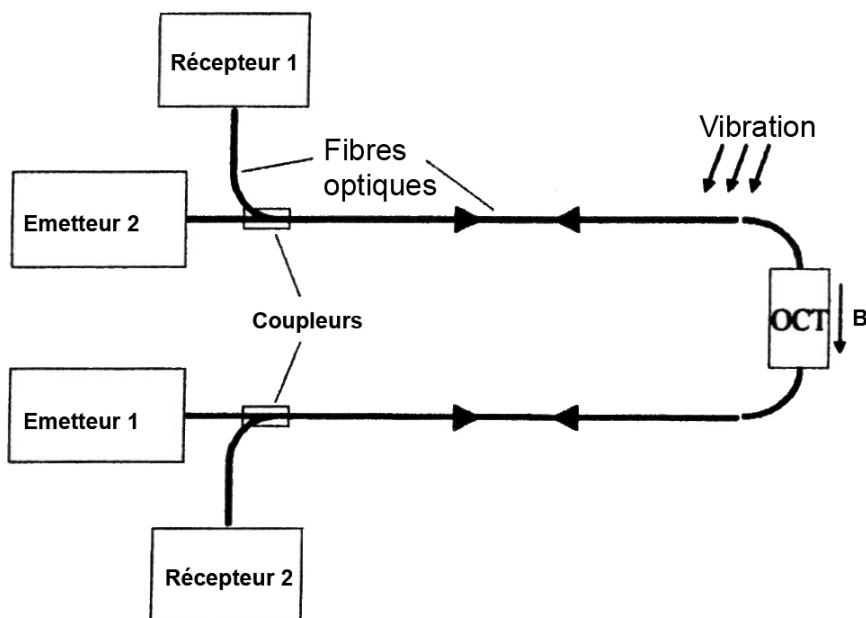


Figure 22 : Capteur à fibre optique compensé en vibrations. OCT (Optical current transducer) représente la partie active du capteur

Deux sources de lumière indépendantes sont injectées et se propagent dans des directions opposées. La rotation de l'état de polarisation est dépendante du sens de parcours de l'onde dans le capteur, en revanche l'intensité des deux sources n'en est pas affectée. En conséquence, on peut utiliser les signaux pour corriger la mesure des vibrations comme le montre la Figure 23. On peut s'apercevoir que la compensation améliore grandement la mesure pour les faibles courants, par contre pour les fortes intensités elle n'est plus vraiment nécessaire.

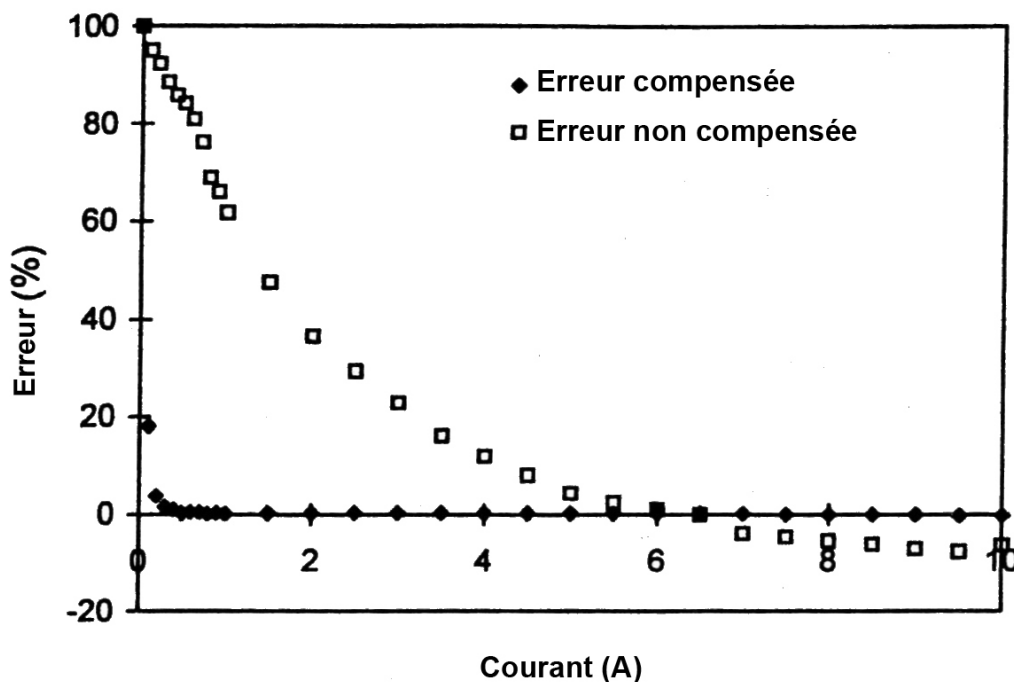


Figure 23 : Effet de la compensation en vibrations sur capteur à fibre optique de courant (d'après [2 [Fiber optics sensors]])

Les erreurs dues à la température proviennent, en majorité, de la grande variation de la constante de Verdet des matériaux comme le montrent les courbes de la figure 24.

Dans la figure 24 on peut constater que les deux matériaux FR5 (Faraday Rotator 5 verre) et TGG (Terbium Galium Grenat) sont très sensibles à la température. Néanmoins, cette sensibilité peut être diminuée en utilisant une longueur d'onde de travail adéquate. Si l'on veut réaliser un capteur optique de courant ayant une faible sensibilité à la température le matériaux FR5 est tout indiqué en travaillant à $\lambda = 850 \text{ nm}$ bien que sa constante de Verdet soit plus faible que celle du TGG.

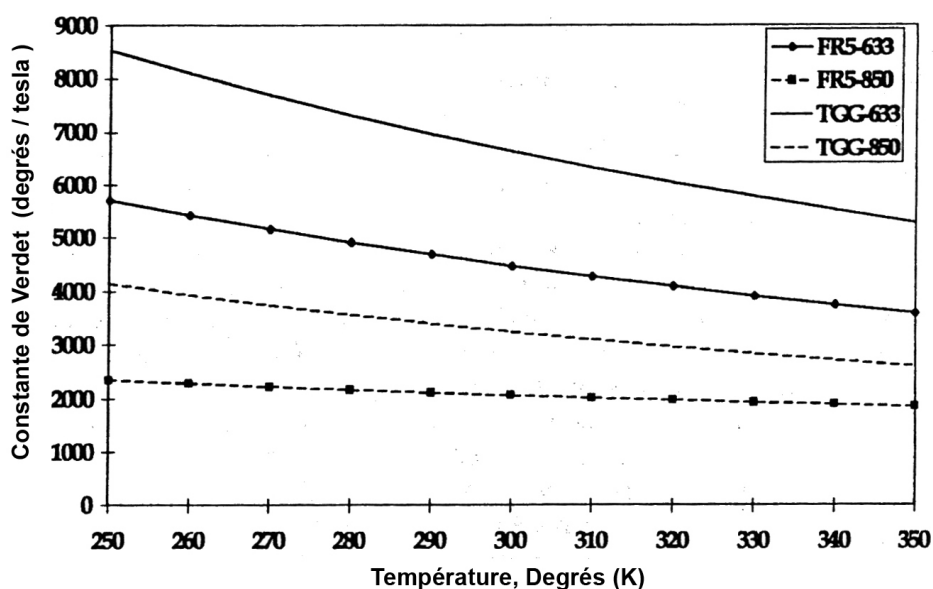


Figure 24 : Courbes de variation de la constante de Verdet en fonction de la température (pour deux matériaux et deux longueurs d'onde 633 et 850 nm. FR5 (Faraday Rotator 5) est du verre et TGG est du Terbium Galium Grenat).

Connaissant le comportement en température du matériau utilisé pour le transducteur ainsi que la température il est facilement envisageable de faire une compensation de la mesure. Dans la référence [43] les auteurs ont opté pour un capteur de température à réseau de Bragg et montré une plage de compensation allant de 20C à 120C, comme le montre la figure 25.

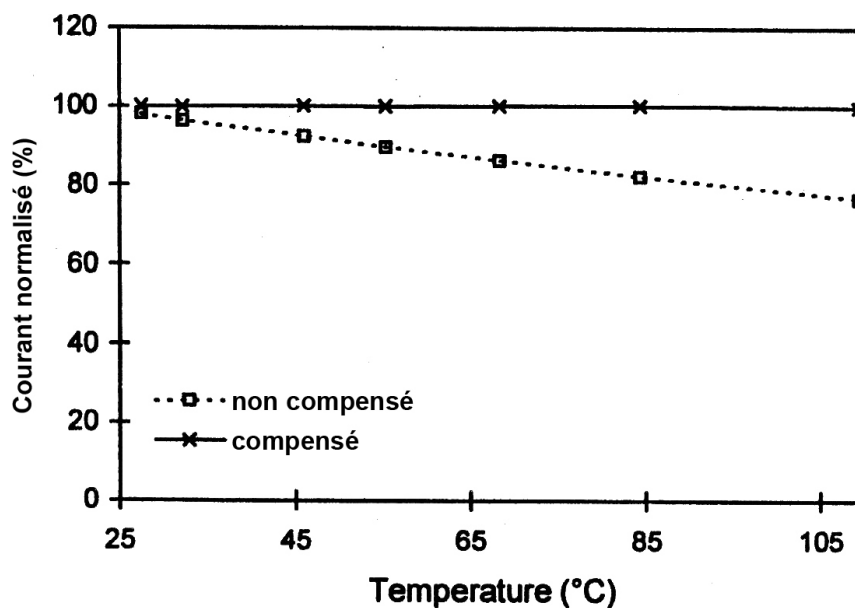


Figure 25 : Capteur optique de courant compensé en température

D'après [43 [-]].

IV. Exercices

1. Exercice 1

Nous désirons réaliser un capteur à modulation d'intensité à base de micro-courbures périodiques. La fibre utilisée est une fibre unimodale et dont les caractéristiques à $\lambda = 1,55 \mu m$ sont :

$$\begin{aligned} \rho_{\text{coeur}} &= 4.5 \mu m & n_{\text{coeur}} &= 1,4489 \\ \rho_{\text{gaine}} &= 62.5 \mu m & n_{\text{gaine}} &= 1,4444 \end{aligned}$$

Question 1

[Solution n°1 p 36]

Quel est la période des micro-courbures pour coupler la lumière du cœur dans la gaine à $\lambda = 1,55 \mu m$? On prendra des valeurs approchées pour les indices effectifs des modes de cœur et de gaine.

Question 2

[Solution n°2 p 36]

Comment peut-on augmenter la sensibilité de ce capteur ?

2. Exercice 2

Un thermomètre à fibre est basé sur une cavité Fabry-Perot (FP) disposé en bout de fibre comme le représente le schéma ci-dessous. Les miroirs de la cavité sont supposés avoir le même coefficient de réflexion et être insensibles à la température.

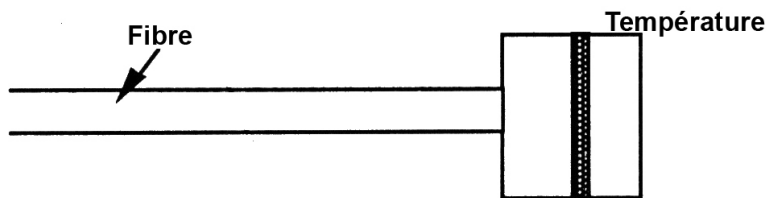


Figure 24 : Thermomètre à fibre

Question 1

[Solution n°3 p 36]

1 – En supposant que la cavité FP est remplie d'un matériau d'indice n et possède une longueur L , déterminer le déphasage ϕ introduit par la cavité.

Question 2

[Solution n°4 p 36]

Comment se traduit une variation de température sur la réponse du FP?

Question 3

[Solution n°5 p 36]

Comment varie la finesse en fonction de l'indice de réfraction du liquide?

Solution des exercices

>Solution n°1 (exercice p. 35)

L'indice effectif du mode de cœur est sans trop d'erreur égal à l'indice de réfraction du cœur $neff_{cœur} = n_{cœur}$ et en première approximation on peut dire que les modes de gaine ont un indice effectif qui vaut l'indice de la gaine $neff_{gaine} = n_{gaine}$. A l'aide de l'équation 1 on trouve :

$$\beta_{cœur} = \frac{2\pi}{1.55 \mu m} neff_{cœur} \quad , \quad \beta_{gaine} = \frac{2\pi}{1.55 \mu m} neff_{cœur}$$
$$\text{Equation 1} \Rightarrow \Lambda = \frac{2\pi}{\beta_{cœur} - \beta_{gaine}}$$

$$\Lambda \approx 344 \mu m$$

>Solution n°2 (exercice p. 35)

Pour augmenter la sensibilité de ces capteurs, on peut insérer un bout de fibre multi-mode à l'endroit des micro-courbures. La structure est donc composée d'un tronçon de fibre mono-mode puis multi-mode et pour finir à nouveau mono-mode. La fibre multi-mode va permettre d'accroître les couplages entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur. Seul le mode fondamental sera transmis lors de la réinjection dans la fibre mono-mode, par conséquent les pertes globales du capteur auront été augmentées.

>Solution n°3 (exercice p. 35)

Le déphasage est obtenu entre les ondes réfléchies sur le premier miroir et celles renvoyées par le deuxième. Par conséquent le déphasage représente un aller-retour dans la cavité donc deux fois le chemin optique entre les miroirs :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} 2nL \Leftrightarrow \phi = \frac{4\pi nL}{\lambda}$$

>Solution n°4 (exercice p. 35)

La température va modifier l'indice de la cavité et sa longueur. Il en résultera donc une variation du déphasage et par conséquent un changement de l'espacement entre deux pics consécutifs (*i.e.* intervalle spectral libre).

>Solution n°5 (exercice p. 35)

La finesse ne dépend que des coefficients de réflexion des miroirs. Il sont supposés identiques et insensibles à la température, par conséquent la finesse reste la même tout le temps.

Bibliographie

- [-] BERTHOLD III. J. W., -, Journal of lightwave Technology, 1995--, Vol. 13, pp. 1193-99,.
- [-] DONLAGIC D., CULSHAW B., -, Journal of Lightwave Technology, 1999--, Vol. 17, pp. 1856-68,.
- [-] FIELDS J.N., COL J.H., -, Applied Optics, ---, Vol. 19, pp. 3265-7.
- [-] VAZIRI M., CHEN C., -, Applied Optics, 1993--, Vol. 32, pp. 6399-406.
- [-] WAISS J.D., -, Journal of lightwave Technology,, 1989--, Vol. 7, pp. 1308-18.
- [-] FREAL J.B., ZAROBILA C.J., DAVIS C.M., -, Journal of Lightwave Technology, 1987--, Vol. 5, pp. 993-6,.
- [-] MONORO T.M., RICHARDSON D.J., BENNET P.J., -, Electronics letters, 1999--, Vol. 35, pp. 1188-89.
- [-] SPILLMAN W.B., McMAHON D.H., -, Applied Optics, 1980--, Vol. 19, pp. 113-6,.
- [-] SINCERBOX G.T., GORDON J.G., - (p.pp. 55-8), Laser Focus, 1981--, .
- [-] LOPEZ-HIGUERA J.M., MORANTE M.A., COBO A., -, Journal of lightwave Technology, 1996--, Vol. 54, pp. 1120-30.
- [-] BOIS E., HUARD S.J., BOISDE G., -, Applied Optics, 1989--, Vol. 28, pp. 419-20.
- [-] AKHAVAN LEILABADY P., -, Optics Letters, 1985--, Vol. 10, pp. 576.
- [-] CORKE M., -, Electronics Letters, 1983--, Vol. 19, pp. 471.
- [-] GIALLORENZI T.G., -, IEEE Journal Quantum Electronics, 1982--, Vol. 18, pp. 626.
- [-] ANDERSON D., JONES J.D.C., -, Journal of Modern Optics, 1992--, Vol. 39, pp. 1837-47.
- [-] AKHAVAN LEILABADY P., -, Optic Communication, 1986--, Vol. 59, pp. 173-6,.
- [-] HARVEY D., McBRIDE R., JONES J.D.C., -, Measure and Science Technology, 1992--, Vol. 3, pp. 1077-83.
- [-] STONE J., -, Electronics Letters, 1986--, Vol. 21, pp. 504.
- [-] HENDERSON P.J., -, Measure and Science Technology, 1998--, Vol. 9, pp. 1837.
- [-] KERSEY A.D., -, Electronics Letters, 1986--, Vol. 22, pp. 18.
- [-] WANG D.N., -, Journal of Lightwave Technology, 1994--, Vol. 12, pp. 909-16,.
- [-] JACKSON D.A., -, Applied Optics, 1980--, Vol. 19, pp. 2926.
- [-] DANDRIDGE A., GOLDBERG L., -, Electronics Letters, 1982--, Vol. 18, pp. 302,.

- [I] INAUDI D., -, Sensor and Actuators A, 1994--, Vol. 44, pp. 125-30.
- [I] DYOTT R.B., COZENS J.R., MORRIS D.G., -, Electronics Letters, 1979--, Vol. 15, pp. 380-2.
- [I] MADDEN W. I., -, Optical Engineering, 1999--, Vol. 38, pp. 1699-707.
- [A modified AC/DC compensation technique for DC measurands] FANG X., WANG A., CLAUS R.O., *A modified AC/DC compensation technique for DC measurands*, Proc. SPIE, 1996--, Vol. 2594.
- [An introduction to fiber optics] GHATAK A.K., THYAGARAJAN K., *An introduction to fiber optics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
- [Cambridge Studies in Modern Optics : Interferometry] STEELE W.H., *Cambridge Studies in Modern Optics : Interferometry*, Cambridge University Press., Cambridge, 1983.
- [Damage detection in composite structures using polarimetric low coherence i.] MONDANOS M., *Damage detection in composite structures using polarimetric low coherence i.*, Proc. SPIE, 2000--, Vol. 4185.
- [Electric and Magnetic field Seinsing for High Voltage Applications] BOSSELMANN T., *Electric and Magnetic field Seinsing for High Voltage Applications*, Proc. SPIE, 1997--, Vol. 3097.
- [Fiber optic gyroscopes : a bibliography of published literature] SMITH R.B., *Fiber optic gyroscopes : a bibliography of published literature*, Proc. SPIE., 1991--, Vol. 1585,.
- [Fiber optics sensors] FRANCIS - T. S. YU SHIZHUO YIN, *Fiber optics sensors*, Marcel Dekker, New-York, 2002.
- [Fibre Optic Gyroscope] LEFEVRE H., *Fibre Optic Gyroscope*, Artech House, Boston, 1993.
- [Handbook of optical fibre sensing technology] LOPEZ HIGUERA, JOSE MIGUEL, *Handbook of optical fibre sensing technology*, John Wiley & sons, New-York, 2002.
- [Interferometers in Optical fibre sensors : systems and applications] JACKSON D.A., JONES J.D.C., *Interferometers in Optical fibre sensors : systems and applications*, -, 1989--, Artech House, Norwood MA , Vol. 2 (Ed, B. Culshaw and J. Dakin).
- [Optical Fiber Sensors: Principles and Components] DAKIN J., CULSHAW B., *Optical Fiber Sensors: Principles and Components*, Artech House, -, 1988.
- [Optical Fiber Sensor Technology: Fundamentals] GRATAN K. T. V., MEGGITT B. T., *Optical Fiber Sensor Technology: Fundamentals*, Chapman & Hall, London England, 1999.
- [Optical Waveguide theory] SNYDER A. W., LOVE J.D., *Optical Waveguide theory*, Chapman & Hall, London England, 1983.
- [Optics] HECHT E., ZAJAC A., *Optics*, Addison-Wesley, -, 1974.
- [Principles of Optics] BORN M., WOLF E., *Principles of Optics*, Pergamon, Oxford, 1986.

[Temperature dependence of PCS fiber characteristics] HEINZMANN AND HOFSTETTER P. AND R., *Temperature dependence of PCS fiber characteristics*, Proc. SPIE, 1985--, Vol. 584.

[Use of tapered optical fibers as evanescent field sensors] HENRY W., *Use of tapered optical fibers as evanescent field sensors*, Proc. SPIE, 1994--, Vol. 2293.