

UNIVERSITE DE DROIT, D'ECONOMIE ET DES SCIENCES D'AIX-MARSEILLE

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE PHYSIQUE DE MARSEILLE

THESE

présentée par

Denis KONAN KOUADIO

Pour obtenir le grade de docteur en sciences
de l'université de droit, d'économie et des sciences d'AIX-MARSEILLE

Spécialité :

Composants électroniques et optroniques

ETUDE ET MISE EN OEUVRE DE CAPTEURS DE TEMPERATURE A FIBRE
OPTIQUE EFFILEE UTILISANT LE MULTIPLEXAGE DE COHERENCE

Soutenue le 23 Mai 1995 devant la commission d'examen :

Rapporteurs : MM. J. BURES
A. KEVORKIAN

Examineurs : MM. J. BURES
A. KEVORKIAN
M. LEQUIME
S. HUARD
H. GIOVANNINI

REMERCIEMENTS

Ce travail est réalisé au Laboratoire d'Optique des Surfaces et des Couches Minces (URA 1120 du CNRS) de l'Ecole Nationale Supérieure de Physique de Marseille dirigé par Monsieur Emile PELLETIER, directeur de recherche.

Je tiens à remercier, au terme de ce travail, Monsieur le Professeur S. HUARD de tout mon cœur d'avoir accepté d'être le directeur de cette thèse.

J'adresse mes remerciements les plus vifs à Monsieur Hugues GIOVANNINI qui m'a guidé dans ce travail. Je tiens à lui exprimer ici ma plus profonde gratitude pour m'avoir confié ce travail et également pour l'aide constante qu'il m'a apportée et pour sa disponibilité.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur J. BURES ainsi qu'à Monsieur A. KEVORKIAN qui ont accepté de juger ce mémoire et me font l'honneur de faire parti de mon jury.

Je suis très sensible à l'honneur que me font Monsieur le Professeur EBBY N'Dédé et Monsieur M. LEQUIME en acceptant de participer à ce jury.

J'associe à ces remerciements tous les membres du Laboratoire en particulier Joseph MASSANEDA pour son aide et son amitié, Hassan AKHOUAYRI pour ses conseils et Madame MOULAY qui a assuré avec amour le tirage de ce mémoire.

Enfin, je ne saurais oublier tous ceux dont le soutien et les encouragements m'ont été précieux. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

INTRODUCTION	2
I. FIBRES OPTIQUES-DESCRIPTION GENERALE	6
I.1. Les modes de propagation dans une fibre optique cylindrique.	7
I.1.1. Recherche des solutions dans le cas d'une fibre à saut d'indice	7
I.1.2. Orthogonalité des modes	13
I.1.3. Les modes guidés	14
I.2. Les capteurs à fibres optiques	16
I.2.1. Quelques exemples de capteurs à fibres optiques	17
I.2.1.1. Les capteurs utilisant la modulation de l'intensité	17
I.2.1.2. Les capteurs utilisant la modulation de la polarisation	19
I.2.1.3. Les capteurs utilisant la modulation de la longueur d'onde	20
I.2.1.4. Les capteurs utilisant des impulsions temporelles	21
I.2.1.5. Les capteurs utilisant la modulation de la phase	21
II. FIBRE OPTIQUES EFFILEES (TAPERS)	26
II.1. Modes locaux	27
II.2. L'approximation soudaine.	32
II.3. Modélisation de la fibre optique effilée.	34
II.4. La fibre optique effilée : équivalence avec un interféromètre de Mach-Zehnder	35
III. MULTIPLEXAGE DE COHERENCE	40
III.1. Système classique de codage	40
III.2. Le principe du multiplexage de cohérence	42
III.2.1. La formation d'un spectre cannelé	42
III.2.2. Le codage de la grandeur à mesurer	42
III.2.2.1. Equations de base	42
III.2.2.2. Codage	44
III.3. La démodulation	45
III.3.1. La détection dans l'espace de Fourier	46
III.3.1.1. Equations de base	46
III.3.1.2. Décodage	49
III.4. Le système Accord	52

III.4.1.	Calcul des termes de fond continu.....	55
III.4.2.	Calcul des coefficients de balance et de la quadrature.....	55
III.4.3.	Calcul de la phase ϕ	58
IV.	COUPLAGE DU CAPTEUR AU SYSTEME ACCORD,	62
IV.1	Définition du capteur-----	62
IV.2	La lame d'Accord-----	64
IV.3	La modélisation numérique -----	64
IV.3.1	Résolution de l'équation aux valeurs propres en β	64
IV.3.2	Calcul des intégrales.....	66
IV.3.3	Détermination de la phase ϕ	66
IV.3.4	Spectres des sources et dispersion chromatique des huiles utilisées.....	67
IV.3.4.1	Spectres des sources utilisées.....	68
IV.4	Quelques résultats obtenus par la simulation numérique---	73
IV.5	Effets spectraux -----	80
IV.5.1	Décalage de l'enveloppe.....	81
IV.5.2	La non linéarité de ϕ en fonction de la température T.....	83
IV.6	Choix des paramètres de la fibre effilée et de l'huile.-----	85
IV.6.1	Paramètres de la fibre effilée.....	85
IV.6.2	Les huiles d'indice.....	86
IV.7	Couplage du capteur à l'interféromètre de Michelson -----	86
V.	RESULTATS EXPERIMENTAUX	89
V.1.	Réponses spectrales des capteurs -----	89
V.1.1.	Montage expérimental.....	89
V.1.2.	Fibre optique effilée plongée dans l'air.....	90
V.1.3.	Fibre optique effilée plongée dans une huile.....	90
V.2.	Couplage des capteurs à un interféromètre de Michelson.- -	91
V.2.1.	Montage expérimental.....	91
V.2.2.	Résultats.....	92
V.2.2.1.	Le milieu extérieur est l'air.....	93
V.2.2.2.	Le milieu extérieur est le glycérol.....	95
V.3.	Calibrage du système ACCORD. -----	97
V.3.1.	Couplage du système ACCORD à un interféromètre de Michelson.....	97
V.3.1.1.	Le montage expérimental.....	97

V.3.1.2.	Résultats obtenus après calibrage des termes de fond continu, du coefficient de balance et de l'écart à la quadrature.....	99
V.3.2.	Correction de la phase différentielle par le calcul numérique.....	105
V.4.	Couplage du capteur au système ACCORD.-----	108
V.4.1.	Montage expérimental.....	109
V.4.2.	Bilan énergétique.....	109
V.4.3.	Résultats expérimentaux obtenus.....	111
V.5.	Effet sur la phase différentielle.-----	117
V.6.	Comparaison des résultats numériques et des résultats expérimentaux-----	121
V.6.1.	Détermination des paramètres opto-géométriques du capteur (L, r).....	121
V.6.1.1.	Détermination du rayon par la mesure de la longueur d'onde d'égalisation des vitesses entre LP_{01} et LP_{02}	125
V.6.1.2.	Détermination du rayon par la mesure de la longueur d'onde de coupure du mode LP_{02} ...	127
V.6.1.3.	Détermination de la longueur L connaissant le rayon r.....	128
V.6.2.	Confrontation des résultats obtenus par les deux méthodes.....	131
V.6.3.	Calcul de la phase absolue.....	134
V.7.	Répétabilité de la mesure-----	135
V.8.	Gamme de mesure-----	137
V.9.	Les performances des capteurs-----	139
Conclusion	-----	143
ANNEXE I	-----	145
Références bibliographiques	-----	147

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION

Autrefois réservés aux domaines de la mesure et de l'instrumentation, les capteurs sont devenus indispensables dans les chaînes automatiques de production. La mise au point de systèmes de mesure versatiles, compatibles avec une organisation en réseau et aux performances accrues, a augmenté le marché des capteurs. Ainsi l'automobile et la domotique sont des domaines où les besoins en capteurs ont fortement augmenté ces dernières années. Parmi tous les systèmes de mesure, les capteurs à fibres optiques occupent une place particulière ; ils ont bénéficié de tous les développements liés aux télécommunications par fibres optiques, et pendant plusieurs années, ils ont été vus comme les futurs remplaçants des capteurs classiques. L'euphorie initiale est peu à peu retombée, et à l'heure actuelle les capteurs à fibres optiques semblent être réservés à des applications de haute technologie et sont utilisés dans les cas où les systèmes classiques ne peuvent pas fonctionner à cause des perturbations électromagnétiques du milieu ambiant ou de la grande distance séparant le capteur de la centrale d'acquisition. On peut, toutefois, dire qu'il existe un marché des capteurs à fibres optiques et que ce marché peut s'étendre si les barrières psychologiques liées à l'utilisation d'une technologie nouvelle sont surmontées.

Dans le domaine du contrôle, la mesure de la température représente à elle seule 80% du marché. C'est pourquoi de nombreuses études ont été réalisées pour mettre au point des capteurs à fibres optiques permettant de mesurer ce paramètre. Pour être viables, de tels systèmes doivent remplir plusieurs conditions :

1. ils doivent présenter des avantages technologiques par rapports aux systèmes classiques (facilité de mise en oeuvre, fiabilité, insensibilité aux perturbations de la ligne, ...),

2. ils doivent offrir des performances au moins comparables à celles des capteurs existants (résolution, gamme de mesure, ...),

3. leur réalisation ne doit pas entraîner des coûts élevés.

Depuis l'apparition du multiplexage de cohérence (ou codage spectral), les capteurs à fibres optiques fournissent des mesures totalement indépendantes des pertes de la ligne de transport de la lumière (dues à des courbures, à l'ajout de connecteurs, ...)[1]. On voit donc maintenant des systèmes qui exploitent pleinement les avantages dus à l'isolation galvanique de la fibre et qui répondent aux besoins en termes de résolution, de gamme de mesure et de compatibilité avec une organisation en réseau. Pour remplir la troisième condition, et compte tenu des relations existant entre le laboratoire d'optique des surfaces et des couches minces de l'ENSPM et le laboratoire des fibres optiques de l'Ecole Polytechnique de Montréal, il a été décidé d'étudier et de mettre au point des capteurs intrinsèques de température à fibres optiques effilées. Cette étude a pu bénéficier des compétences du LOSCM dans le domaine du multiplexage de cohérence et du savoir faire du laboratoire des fibres optiques concernant la réalisation des fibres optiques effilées.

Après une modélisation numérique et une première réalisation expérimentale qui ont validé le principe de l'utilisation des capteurs à fibres optiques effilées en lumière à spectre large, il a été décidé de coupler de tels capteurs à la centrale de démodulation ACCORD développée par la société BERTIN et Cie en collaboration avec le LOSCM. Le sujet de cette thèse

porte donc sur l'étude et la mise en oeuvre d'un capteur de température à fibre optique effilée utilisant le multiplexage de cohérence.

Ce mémoire est divisé en six chapitres :

Le chapitre I est consacré à des rappels et des définitions concernant la propagation de la lumière dans une fibre optique. Nous y présentons également des généralités sur les capteurs à fibres optiques.

Dans le chapitre II, nous présentons les fibres optiques effilées et nous montrons comment ces systèmes permettent de produire des interférences entre les modes qui existent dans ces fibres.

Les principes du multiplexage de cohérence et la description du démodulateur ACCORD avec ses procédures de calibrage sont décrits dans le chapitre III.

Dans le chapitre IV, nous étudions les problèmes liés au couplage de capteurs à fibres optiques effilées au système de démodulation ACCORD au moyen d'une modélisation numérique.

Les résultats expérimentaux sont présentés au chapitre V. Nous y montrons les performances des capteurs et nous y présentons une méthode pour déterminer les paramètres opto-géométriques des capteurs.

Le mémoire se termine par le chapitre VI où nous donnons les perspectives de tels systèmes et les améliorations à leur apporter pour pousser encore plus loin leurs performances.

CHAPITRE I

**FIBRES OPTIQUES - DESCRIPTION
GENERALE**

I. Fibres optiques - description générale

La fibre optique est un guide d'ondes cylindrique. La zone "guidante" qui s'appelle le cœur est entourée d'une deuxième zone : la gaine.

Lorsque l'indice de réfraction du cœur est constant, la fibre est appelée fibre à saut d'indice et dans le cas contraire, elle est appelée fibre à gradient d'indice.

Nous nous intéresserons, dans la suite, uniquement aux fibres optiques à saut d'indice pour lesquelles les indices de réfraction du cœur et de la gaine sont constants.

L'indice de réfraction du cœur est toujours plus grand que celui de la gaine. L'ensemble est entouré par une autre gaine, habituellement en matière plastique, dont le rôle essentiel est d'assurer la résistance mécanique de la fibre optique.

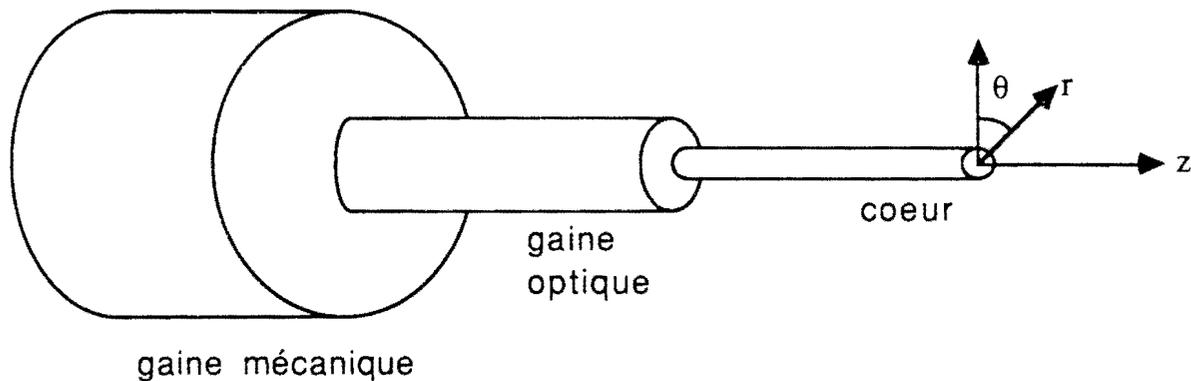


Fig. I.1 Nomenclature de la fibre optique

Les grandeurs relatives au cœur et à la gaine optique sont repérées respectivement par les indices c et g . Etant donnée la géométrie cylindrique de l'ensemble, le repère de travail choisi est un repère cylindrique (r, θ, z) , z étant l'axe de propagation du guide.

On définit les paramètres suivants :

le paramètre V appelé la fréquence normalisée :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$$

où a est le rayon du cœur et λ la longueur d'onde.

Lorsque V est inférieur à 2.405 la fibre est dite unimodale (ou monomode) pour cette longueur d'onde, sinon elle est multimode[2]. Cette fréquence normalisée est reliée à un deuxième paramètre : l'ouverture numérique.

l'ouverture numérique (ON) est donnée par :

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$$

Pour injecter un faisceau lumineux dans une fibre optique se trouvant dans un milieu d'indice n_0 , il faut que ce faisceau lumineux ne soit pas trop incliné par rapport au plan de la section droite de la face d'entrée de cette fibre. Il existe un angle limite α_0 qui détermine le cône d'entrée au-delà duquel le rayon n'est plus accepté et guidé dans la fibre. Cet angle limite est directement lié à l'ouverture numérique de la fibre optique. On a :

$$ON = n_0 \sin(\alpha_0)$$

I.1. Les modes de propagation dans une fibre optique cylindrique.

I.1.1. Recherche des solutions dans le cas d'une fibre à saut d'indice

Le champ électromagnétique (EM) dans un guide cylindrique infiniment long s'écrit sous la forme :

$$EM(r,\theta,z) = \begin{pmatrix} E(r,\theta,z) \\ H(r,\theta,z) \end{pmatrix} \quad (I.1)$$

où $E(r,\theta,z)$ est le vecteur champ électrique et $H(r,\theta,z)$ le vecteur champ magnétique.

Les champs exprimés ici contiennent une dépendance implicite du temps $e^{-i\omega t}$ où ω est la pulsation angulaire.

$\omega = kc = \frac{2\pi}{\lambda} c$ avec k et c respectivement le nombre d'onde et la vitesse de la lumière dans le vide.

Le champ électromagnétique peut s'exprimer comme la somme d'un champ électromagnétique guidé et d'un champ électromagnétique rayonné, ce dernier sera négligé dans la suite.

Le champ guidé vérifie l'équation de Helmholtz à la fois dans le cœur et dans la gaine. Cette gaine est supposée s'étendre jusqu'à l'infini.

$$\Delta \begin{pmatrix} E_{\text{guidé}}(r,\theta,z) \\ H_{\text{guidé}}(r,\theta,z) \end{pmatrix} + \epsilon(r)\mu_0\omega^2 \begin{pmatrix} E_{\text{guidé}}(r,\theta,z) \\ H_{\text{guidé}}(r,\theta,z) \end{pmatrix} = 0 \quad (I.3)$$

où Δ est l'opérateur Laplacien, $\epsilon(r)$ est la permittivité diélectrique du cœur ou de la gaine, μ_0 : la perméabilité magnétique des milieux supposée égale à celle du vide.

Dans toute la suite, nous remplacerons $E_{\text{guidé}}(r,\theta,z)$ et $H_{\text{guidé}}(r,\theta,z)$ par $E(r,\theta,z)$ et $H(r,\theta,z)$.

Nous cherchons des solutions sous la forme d'ondes planes monochromatiques se propageant suivant la direction oz avec la constante de propagation β : c'est à dire des solutions sous la forme $E(r,\theta,z) = E(r,\theta)e^{i\beta z}$ et $H(r,\theta,z) = H(r,\theta)e^{i\beta z}$.

L'équation de Helmholtz devient :

$$\Delta_t \begin{pmatrix} E(r,\theta) \\ H(r,\theta) \end{pmatrix} + (\epsilon(r)\mu_0\omega^2 - \beta^2) \begin{pmatrix} E(r,\theta) \\ H(r,\theta) \end{pmatrix} = 0 \quad (I.4)$$

où Δ_t est l'opérateur Laplacien transverse (composante du Laplacien dans le plan de section droite).

Le champ électromagnétique $\begin{pmatrix} E(r,\theta) \\ H(r,\theta) \end{pmatrix}$ peut s'écrire comme la somme d'un champ transverse (dans le plan de section droite) et d'un champ longitudinal (sur l'axe oz) :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}(r,\theta) \\ \mathbf{H}(r,\theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}_t(r,\theta) \\ \mathbf{H}_t(r,\theta) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{E}_z(r,\theta) \\ \mathbf{H}_z(r,\theta) \end{pmatrix} \quad (\text{I.5})$$

Les équations de Maxwell qui ont conduit à l'équation I.3 appliquées au champ guidé donnent :

$$\text{rot} \begin{pmatrix} \mathbf{E}(r,\theta,z) \\ \mathbf{H}(r,\theta,z) \end{pmatrix} = i\omega \begin{pmatrix} \mu_0 \mathbf{H}(r,\theta,z) \\ -\epsilon(r) \mathbf{E}(r,\theta,z) \end{pmatrix} \quad (\text{I.6})$$

or

$$\text{rot} \begin{pmatrix} \mathbf{E}(r,\theta,z) \\ \mathbf{H}(r,\theta,z) \end{pmatrix} = \text{rot} \left[\begin{pmatrix} \mathbf{E}(r,\theta) \\ \mathbf{H}(r,\theta) \end{pmatrix} e^{i\beta z} \right]$$

et $\text{rot}(\alpha \mathbf{A}) = \alpha \text{rot}(\mathbf{A}) + \text{grad}(\alpha) \wedge \mathbf{A}$ ce qui donne, tout calcul fait :

$$\text{rot} \begin{pmatrix} \mathbf{E}(r,\theta) \\ \mathbf{H}(r,\theta) \end{pmatrix} + i\beta \mathbf{e}_z \wedge \begin{pmatrix} \mathbf{E}(r,\theta) \\ \mathbf{H}(r,\theta) \end{pmatrix} = i\omega \begin{pmatrix} \mu_0 \mathbf{H}(r,\theta) \\ -\epsilon(r) \mathbf{E}(r,\theta) \end{pmatrix} \quad (\text{I.7})$$

D'après l'équation (I.5) nous avons :

$$\text{rot} \begin{pmatrix} \mathbf{E}(r,\theta) \\ \mathbf{H}(r,\theta) \end{pmatrix} = \text{rot} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_t(r,\theta) \\ \mathbf{H}_t(r,\theta) \end{pmatrix} + \text{grad} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_z(r,\theta) \\ \mathbf{H}_z(r,\theta) \end{pmatrix} \wedge \mathbf{e}_z \quad (\text{I.8})$$

La projection de (I.7) sur un plan de section droite, donne, en tenant compte de (I.8) :

$$\text{grad} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_z(r,\theta) \\ \mathbf{H}_z(r,\theta) \end{pmatrix} \wedge \mathbf{e}_z + i\beta \mathbf{e}_z \wedge \begin{pmatrix} \mathbf{E}_t(r,\theta) \\ \mathbf{H}_t(r,\theta) \end{pmatrix} = i\omega \begin{pmatrix} \mu_0 \mathbf{H}_t(r,\theta) \\ -\epsilon(r) \mathbf{E}_t(r,\theta) \end{pmatrix} \quad (\text{I.9})$$

A partir d'ici, nous écrirons \mathbf{E}_z et \mathbf{H}_z au lieu de $\mathbf{E}_z(r,\theta)$ et $\mathbf{H}_z(r,\theta)$.

Du système d'équation (I.9) nous obtenons si $\omega^2 \mu_0 \epsilon(r) \neq \beta^2$:

$$\begin{aligned} E_t &= \frac{i}{\omega^2 \mu_0 \epsilon(r) - \beta^2} \beta (\text{grad } E_z)_t + \omega \mu_0 (\text{grad } H_z) \wedge e_z \\ H_t &= \frac{i}{\omega^2 \mu_0 \epsilon(r) - \beta^2} \beta (\text{grad } H_z)_t - \omega \epsilon(r) (\text{grad } E_z) \wedge e_z \end{aligned} \quad (\text{I.10})$$

La résolution de l'équation de propagation (I.4) à priori vectorielle se résume à la résolution d'un problème scalaire mettant en jeu uniquement les composantes E_z et H_z , les transversales étant calculées à posteriori en appliquant les relations ci-dessus (I.10). Il suffit donc de résoudre le système d'équations suivant :

$$\Delta_t \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix} + [\epsilon(r) \mu_0 \omega^2 - \beta^2] \begin{pmatrix} E_z \\ H_z \end{pmatrix} = 0 \quad (\text{I.11})$$

Les champs solutions de ce système, c'est à dire $E_z(r, \theta)$ et $H_z(r, \theta)$ doivent être périodiques, de période 2π en θ car la fibre possède l'axe oz comme axe de symétrie. Ils admettent dans ces conditions un développement en série de Fourier sous la forme :

$$E_z(r, \theta) = \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} F_v(r) e^{iv\theta} \quad H_z(r, \theta) = \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} G_v(r) e^{iv\theta} \quad (\text{I.12})$$

En substituant ces expressions dans le système d'équations (I.11) nous trouvons que $F_v(r)$ et $G_v(r)$ doivent satisfaire à l'équation différentielle :

$$\frac{d^2 F_v(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF_v(r)}{dr} + [n^2(r) k_0^2 - \beta^2 - \frac{v^2}{r^2}] F_v(r) = 0 \quad (\text{I.13})$$

où $n(r) = n_c$ dans le cœur et $n(r) = n_g$ dans la gaine et $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Introduisons les paramètres modaux U et W :

$$U = a \sqrt{n_c^2 k_0^2 - \beta^2} \quad W = a \sqrt{\beta^2 - n_g^2 k_0^2}$$

et posons $R = \frac{r}{a}$.

Nous trouvons alors que la solution dans le cœur est de la forme :

$$F_v(R) = a_v J_v(UR)$$

et celle dans la gaine de la forme :

$$G_v(R) = b_v K_v(WR)$$

où J_v est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre v et K_v celle de seconde espèce d'ordre v .

Les composantes axiales $E_z(r,\theta)$ et $H_z(r,\theta)$ du champ électromagnétique guidé dans la fibre s'expriment donc sous la forme :

$$\begin{bmatrix} E_z(R,\theta) \\ H_z(R,\theta) \end{bmatrix} = \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} \begin{bmatrix} A_v \\ B_v \end{bmatrix} J_v(UR) e^{iv\theta} \quad \text{dans le coeur } (0 \leq R \leq 1)$$

(I.14)

$$\begin{bmatrix} E_z(R,\theta) \\ H_z(R,\theta) \end{bmatrix} = \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} \begin{bmatrix} C_v \\ D_v \end{bmatrix} K_v(WR) e^{iv\theta} \quad \text{dans la gaine } (1 \leq R)$$

Nous avons donné les expressions des composantes axiales du champ, nous allons maintenant chercher celles des composantes transverses.

En coordonnées cylindriques l'opérateur gradient s'exprime sous la forme :

$$\text{grad.} = \frac{\partial}{\partial r} e_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} e_\theta + \frac{\partial}{\partial z} e_z$$

Donc d'après le système d'équation (I.10) nous avons :

- dans le coeur :

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{ia^2}{U^2} \left[\frac{\beta U}{a} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} A_v J'_v(UR) e^{iv\theta} + \frac{i\omega\mu_0}{r} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} B_v v J_v(UR) e^{iv\theta} \right] \\ E_\theta &= \frac{ia^2}{U^2} \left[\frac{i\beta}{r} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} A_v v J_v(UR) e^{iv\theta} - \frac{\omega\mu_0 U}{a} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} B_v J'_v(UR) e^{iv\theta} \right] \\ H_r &= \frac{ia^2}{U^2} \left[\frac{\beta U}{a} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} B_v J'_v(UR) e^{iv\theta} - \frac{i\omega\epsilon_0 n_c^2}{r} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} A_v v J_v(UR) e^{iv\theta} \right] \\ H_\theta &= \frac{ia^2}{U^2} \left[\frac{i\beta}{r} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} B_v v J_v(UR) e^{iv\theta} + \frac{\omega\epsilon_0 n_c^2 U}{a} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} A_v J'_v(UR) e^{iv\theta} \right] \end{aligned}$$

- dans la gaine :

$$\begin{aligned}
E_r &= -\frac{ia^2}{W^2} \left[\frac{\beta W}{a} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} C_v K'_v(WR) e^{iv\theta} + \frac{i\omega\mu_0}{r} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} D_{v\nu} K_v(WR) e^{iv\theta} \right] \\
E_\theta &= -\frac{ia^2}{W^2} \left[\frac{i\beta}{r} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} C_{v\nu} K_v(WR) e^{iv\theta} - \frac{\omega\mu_0 W}{a} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} D_v K'_v(WR) e^{iv\theta} \right] \\
H_r &= -\frac{ia^2}{W^2} \left[\frac{\beta W}{a} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} D_v K'_v(WR) e^{iv\theta} - \frac{i\omega\varepsilon_0 n_g^2}{r} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} C_{v\nu} K_v(WR) e^{iv\theta} \right] \\
H_\theta &= -\frac{ia^2}{W^2} \left[\frac{i\beta}{r} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} D_{v\nu} K_v(WR) e^{iv\theta} + \frac{\omega\varepsilon_0 n_g^2 W}{a} \sum_{v=-\infty}^{v=+\infty} C_v K'_v(WR) e^{iv\theta} \right]
\end{aligned}$$

A l'interface cœur-gaine, les composantes tangentielles du champ magnétique et les composantes tangentielles du champ électrique sont continues car la fibre ne contient pas de sources du champ. La continuité de E_z , E_θ , H_z , H_θ en $R=1$ donne un système linéaire et homogène de quatre équations. Ce système admet une solution si, et seulement si, son déterminant est nul. Ce qui nous conduit à l'équation de dispersion dont l'inconnu est β :

$\forall v \in \mathbb{Z}$,

$$\left[\frac{J'_v(U)}{U J_v(U)} + \frac{K'_v(W)}{W K_v(W)} \right] \left[\frac{k_c^2 J'_v(U)}{U J_v(U)} + \frac{k_g^2 K'_v(W)}{W K_v(W)} \right] = \beta^2 v^2 \left[\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right]^2 \quad (I.15)$$

\mathbb{Z} est l'ensemble des nombres entiers relatifs.

Les solutions de cette équation, notées $\beta_{v\mu}$, se situent dans l'intervalle $[n_g k_0, n_c k_0]$. Elle constituent un ensemble fini de valeurs discrètes où μ est le numéro de la racine de l'équation aux valeurs propres pour une valeur fixée de l'indice v . Les valeurs des $\beta_{v\mu}$ définissent les modes guidés de propagation du champ qui correspondent à des ondes planes se propageant dans l'axe de la fibre[3].

Le champ guidé peut donc être considéré comme la somme de modes guidés :

$$\begin{pmatrix} E_{\text{guidé}}(r,\theta,z) \\ H_{\text{guidé}}(r,\theta,z) \end{pmatrix} = \sum_j a_j \begin{pmatrix} E_j(r,\theta,z) \\ H_j(r,\theta,z) \end{pmatrix} \quad (\text{I.16})$$

où $E_j(r,\theta,z)$ et $H_j(r,\theta,z)$ sont les composantes électrique et magnétique du $j^{\text{ème}}$ mode guidé d'amplitude modale a_j .

Chaque mode guidé s'exprime sous la forme :

$$\begin{pmatrix} E_j(r,\theta,z) \\ H_j(r,\theta,z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_j(r,\theta) \\ h_j(r,\theta) \end{pmatrix} e^{i\beta_j z} \quad (\text{I.17})$$

où β_j est la constante de propagation du mode j .

I.1.2. Orthogonalité des modes

Considérons deux modes guidés distincts de numéro j et k , qui se propagent dans la direction oz ($z > 0$), et le mode $-k$ se propageant dans la direction oz ($z < 0$).

En utilisant le théorème de réciprocité[1] nous obtenons les expressions suivantes :

$$(\beta_j - \beta_k) \int_{A_\infty} \{E_j \wedge H_k^* + E_k^* \wedge H_j\} \cdot \widehat{z} \, dA = 0 \quad j \neq k \quad (\text{I.18})$$

$$(\beta_j + \beta_k) \int_{A_\infty} \{E_j \wedge H_k^* - E_k^* \wedge H_j\} \cdot \widehat{z} \, dA = 0 \quad j \neq k \quad (\text{I.19})$$

où dA est l'élément de surface de la section droite A_∞ et où E_k^* et H_k^* désignent respectivement l'expression conjuguée du champ électrique et du champ magnétique.

Remarque : $\beta_{-j} = -\beta_j$, $E_{-j}^* = E_{-j}$, $H_{-j}^* = -H_{-j}$.

Les équations (I.18) et (I.19) nous permettent d'obtenir les égalités suivantes :

$$\int_{\Lambda_c} \{E_j \wedge H_k^*\} \cdot \widehat{z} \, dA = 0 \quad \forall j \neq k \quad (I.20)$$

$$\int_{\Lambda_c} \{E_k^* \wedge H_j\} \cdot \widehat{z} \, dA = 0$$

C'est la relation d'orthogonalité des modes.

Tout mode numéro j est orthogonal à tout mode numéro k différent de j . Le théorème de réciprocité nous permet de déduire aussi que tout mode guidé est orthogonal au champ rayonné ; c'est à dire :

$$\int_{\Lambda_c} \{E_j \wedge H_{ray}^*\} \cdot \widehat{z} \, dA = 0 \quad \forall j \quad (I.21)$$

D'après la relation d'orthogonalité, nous déduisons que les modes guidés forment une base orthogonale finie de l'espace des champs électromagnétiques guidés. Nous pouvons donc décomposer tout champ électromagnétique guidé sur cette base.

I.1.3. Les modes guidés

Il existe un nombre fini de modes guidés pour un guide donné à une longueur d'onde donnée, tandis que le nombre de modes rayonnés est infini. Chaque mode j est caractérisé par sa constante de propagation β_j . L'existence de ce mode j , dans un guide donné, dépend de la valeur de la fréquence normalisée V de ce guide et du paramètre modal U_j du cœur associé au mode j .

$$U_j = \frac{2\Pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} \quad \text{avec } n_{eff} = \frac{\beta_j}{k_0}$$

Le nombre de modes guidés dans une fibre optique dépend de la valeur de la fréquence normalisée V de ce guide. A chaque mode guidé est associé une fréquence de coupure et la connaissance de la valeur de la fréquence normalisée permet de savoir l'existence ou non d'un mode donné.

Le champ correspondant à un mode guidé numéro j dans une fibre circulaire à saut d'indice a pour expression :

$$\begin{pmatrix} E_j(r,\theta,z) \\ H_j(r,\theta,z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_t(r,\theta) + E_z(r,\theta) \\ H_t(r,\theta) + H_z(r,\theta) \end{pmatrix} e^{i\beta_j z} \quad (I.22)$$

Les expressions de $E_t(r,\theta)$, $H_t(r,\theta)$, $E_z(r,\theta)$ et $H_z(r,\theta)$ sont données par les systèmes d'équations (I.10) et (I.15).

Suivant la forme de leurs champs, les modes guidés sont classés en :

- Modes Transverses Electriques notés $TE_{0\mu}$ quand la composante axiale du champ électrique E_z est nulle.
- Modes Transverses Magnétiques notés $TM_{0\mu}$ quand la composante axiale du champ magnétique H_z est nulle.

Et lorsque $v \neq 0$ on a les modes hybrides :

- $HE_{v\mu}$ quand la composante axiale du champ magnétique est plus grande que celle du champ électrique.
- $EH_{v\mu}$ quand la composante axiale du champ électrique est plus grande que celle du champ magnétique.

Lorsque le guidage est faible, c'est à dire pour une fibre optique telle que $n_c \neq n_g$, les modes hybrides sont deux fois dégénérés : ce qui signifie que les modes $HE_{v+1, \mu}$ et $EH_{v-1, \mu}$ ont la même constante de propagation β . La somme ou la différence de ces deux modes dégénérés donne un mode polarisé linéairement. L'ensemble de ces modes à polarisation linéaire constitue une base orthogonale [2] et la décomposition des champs se fait sur cette base de champs guidés à polarisation linéaire, notés LP_{mn} , où $m=v-1$ ou $m=v+1$, et $n=\mu$.

Le mode fondamental est le mode HE_{11} ou LP_{01} . Lorsque le mode est à symétrie circulaire, son champ n'a pas de dépendance angulaire :

$$\begin{pmatrix} E_j(r,\theta,z) \\ H_j(r,\theta,z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_j(r,z) \\ H_j(r,z) \end{pmatrix}$$

C'est le cas des modes LP_{0m} c'est à dire les modes HE_{1m} . La fréquence de coupure V_m^c du mode HE_{1m} est le $m^{\text{ième}}$ zéro de la fonction de Bessel J_1 .

Nous avons déjà vu que la fibre optique ne contient pas de source de champ, ce qui lui assure une certaine immunité vis à vis du champ électromagnétique extérieur. Cette propriété capitale concourt à son utilisation de plus en plus importante dans divers domaines, en particulier dans le domaine des capteurs.

1.2. Les capteurs à fibres optiques

Le développement de l'automatisation des procédés industriels, du contrôle et de la détection ont conduit à des besoins croissants de capteurs. Avant les années 80, les systèmes de mesure utilisaient les technologies disponibles (électronique, mécanique, ...) mais certains besoins restaient mal couverts : les mesures dans des milieux tels que les atmosphères humides, chimiquement réactives et corrosives, les mesures dans les milieux où règnent de fortes vibrations ou des interférences électromagnétiques importantes, les mesures devant se faire sans contact afin d'éviter toute destruction et, bien entendu, les mesures dans des endroits difficilement accessibles nécessitant avant tout une grande souplesse du capteur. Le problème majeur restait la sensibilité de la mesure aux variations du champ électromagnétique agissant sur la ligne de transport de l'information qui était constitué, en général, d'un câble électrique reliant le capteur à la centrale d'acquisition. L'apparition de la fibre optique a permis de résoudre de nombreux problèmes posés par les systèmes classiques de mesure, notamment grâce aux propriétés suivantes[4] :

- * l'absence de transport d'énergie électrique sur la ligne de mesure, ce qui garantit la sécurité et l'immunité aux perturbations électromagnétiques,
- * la possibilité d'avoir l'électronique de mesure déportée à grande distance du transducteur,
- * la capacité à opérer dans des environnements hostiles,
- * la compatibilité avec une organisation en réseau,
- * la bande passante théoriquement élevée.

Naturellement le domaine des capteurs à fibres optiques a bénéficié des avancées technologiques liées aux télécommunications par fibres optiques : le développement des sources et des détecteurs à semi-conducteurs, l'amélioration de la connectique, l'apparition de multiplexeurs/démultiplexeurs et l'augmentation des performances des fibres optiques. Ces progrès se sont traduits par une diminution des coûts des systèmes de mesure utilisant les fibres optiques. Dans un premier temps, les recherches ont porté sur l'étude de systèmes où la fibre était

utilisée uniquement pour le transport de la lumière et où le transducteur modifiait un des paramètres de cette dernière (intensité, longueur d'onde, ...). C'est ainsi qu'est apparue la première famille de capteurs à fibres optiques : les capteurs à fibres optiques extrinsèques. Rapidement cependant, les chercheurs ont réalisé que les fibres optiques pouvaient faire beaucoup plus. Elles peuvent convertir des paramètres physiques : mécaniques, électriques, thermiques et autres, en variations d'intensité, de phase, de polarisation de la lumière, de distribution de modes ou d'autres caractéristiques de la lumière. C'est à dire que les fibres, elles-mêmes, peuvent fonctionner comme des transducteurs. Les capteurs à fibres optiques intrinsèques ont alors vu le jour ; dans ce cas, le paramètre à mesurer modifie directement une ou plusieurs caractéristiques de la fibre, telles que son indice de réfraction ou sa distribution modale. La fibre joue dans ce type de capteurs une double fonction : elle assure le transport de l'information et elle fonctionne aussi comme un transducteur. Dans les capteurs à fibres optiques intrinsèques le trajet de la lumière n'est pas interrompu ; il n'y a donc pas rupture du guidage de la lumière. On n'a pas besoin d'avoir recours à l'optique discrète qui est plus volumineuse et sujette aux dérèglages. On s'affranchit ainsi des problèmes de recouplage de la lumière dans la fibre.

Le développement de ce type de capteurs a été favorisé par l'apparition de fibres "spéciales" (à maintien de polarisation, fluorescentes, à cœur liquide, ...).

I.2.1. Quelques exemples de capteurs à fibres optiques

Nous ne donnerons pas, bien sûr, ici, une liste exhaustive des capteurs à fibres optiques existants. Nous nous contenterons de citer les principes utilisés dans ce domaine en les illustrant par des exemples[5].

I.2.1.1. Les capteurs utilisant la modulation de l'intensité

Pour ces types de capteurs, la grandeur physique à mesurer module l'intensité de la lumière transmise par la ligne. Le transducteur peut être extérieur à la fibre (figure I.2) dans le cas d'un capteur de gaz où la transmission de la cellule dépend de la concentration du gaz [6]

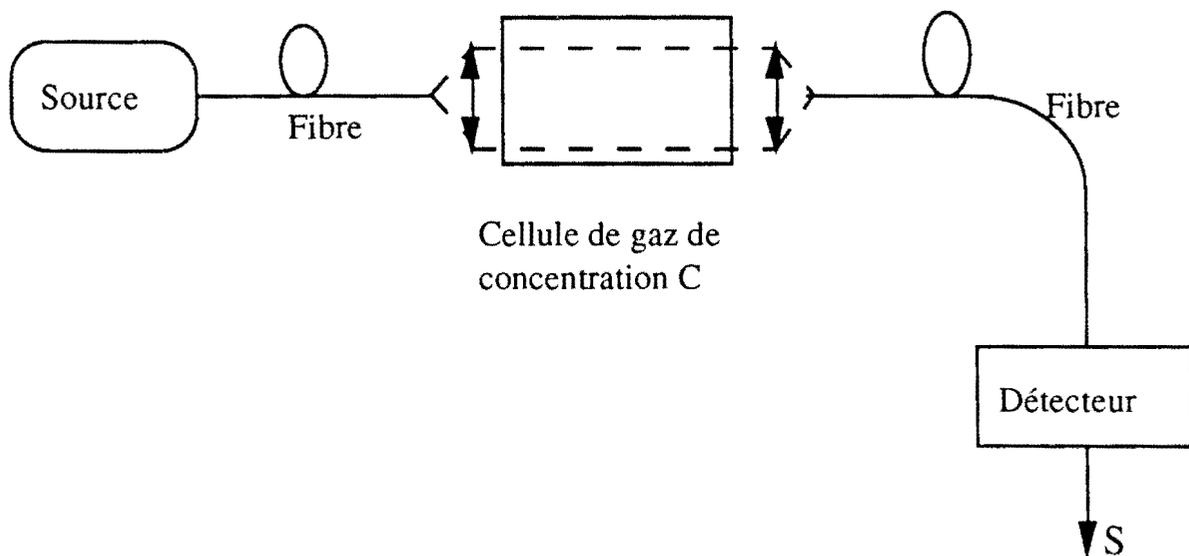


Fig. I.2 Capteur de gaz. L'intensité du signal S en sortie de ce capteur est fonction de la concentration C du gaz dans la cellule : $S=f(c)$

Ce genre de système rend la mesure sensible aux pertes de la ligne de transport de la lumière. Une amélioration peut être apportée en effectuant deux mesures par l'utilisation de deux sources. Dans ce cas, les longueurs d'ondes d'émission des sources sont choisies pour que le paramètre à mesurer agisse sur l'intensité transmise à l'une des longueurs d'onde (qui correspond à la voie de mesure) sans agir sur l'autre (qui correspond à la voie de référence). Dans ce cas, le rapport des intensités mesurées permet de remonter à la valeur du paramètre en réduisant fortement l'influence des pertes de la ligne. Nous verrons plus loin (chapitre III) que ce principe présente toutefois des inconvénients.

Le transducteur peut être la fibre elle-même, comme dans le cas d'un capteur de déplacement utilisant les micro-courbures de la fibre (figure I.3) [7] [8]

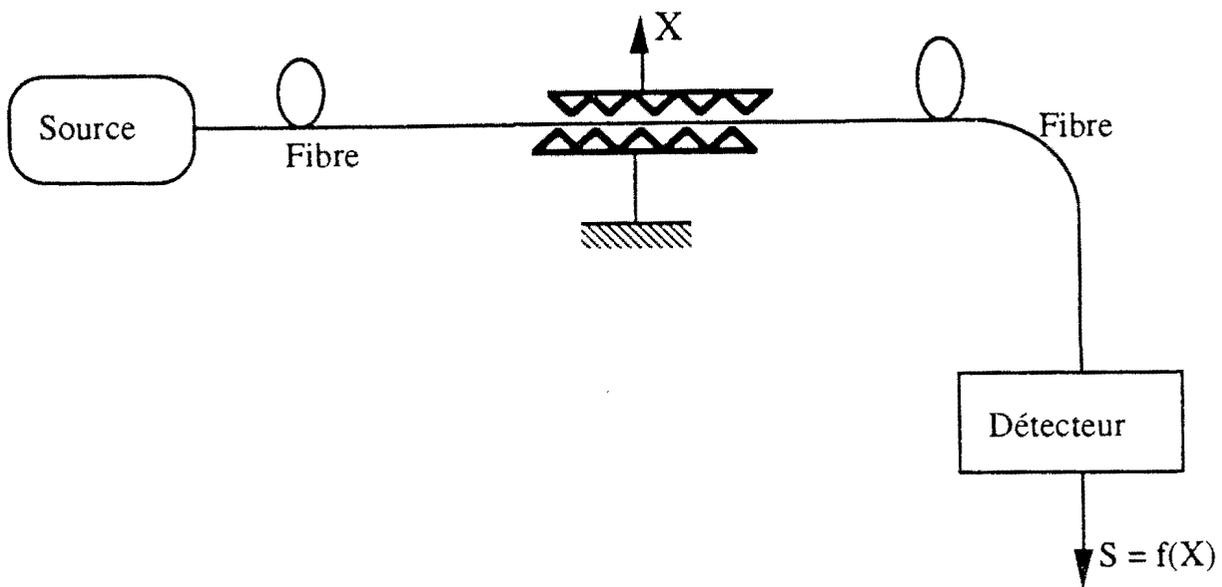
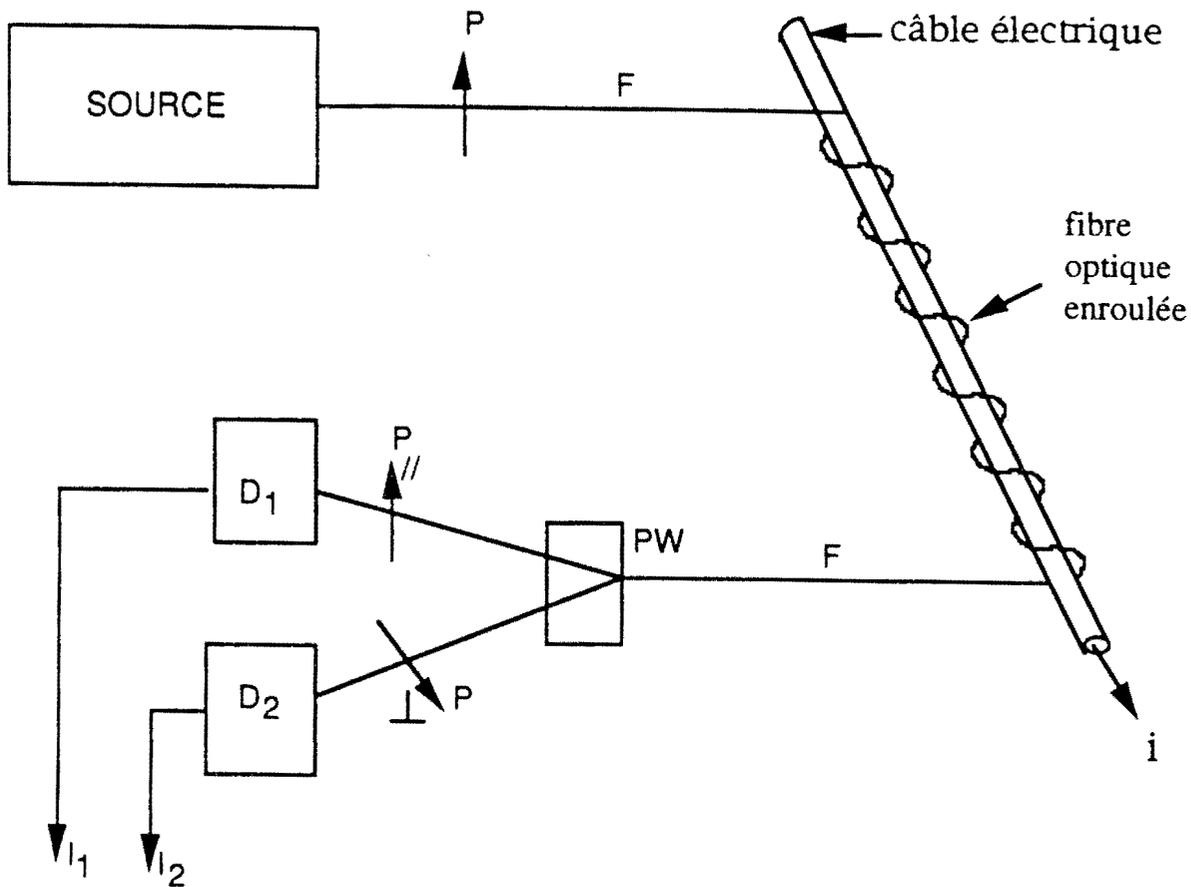


Fig. I.3 Capteur de déplacement utilisant les pertes induites par micro-courbures.

I.2.1.2. Les capteurs utilisant la modulation de la polarisation

Les paramètres physiques qui agissent sur l'état de polarisation de la lumière peuvent être mesurés à l'aide d'une fibre optique. On utilise pour cela les effets Faraday ou magnéto-optiques pour mesurer des champs magnétiques ou des courants [9] ou les effets électro-optiques pour mesurer des champs ou des tensions électrostatiques.



D₁, D₂ photodétecteurs P polariseur PW prisme de Wollaston F fibre optique

Fig. I.4 Capteur de courant i à effet Faraday.

Sur le figure I.4 est représenté le principe de mesure d'un courant électrique i qui induit par effet Faraday dans la fibre un changement (rotation) de l'état de polarisation du mode de la fibre unimodale.

La connaissance des intensités I_1 et I_2 permet de connaître la déviation angulaire de la polarisation de la lumière et donc la valeur de l'intensité I dans le fil conducteur autour duquel est enroulé la fibre optique.

Cette technique d'analyse par polarimétrie est très limitée par les imperfections intrinsèques des fibres unimodales et par l'importante variabilité de la biréfringence de la fibre vis à vis des perturbations extérieures telles que la température et les vibrations.

I.2.1.3. Les capteurs utilisant la modulation de la longueur d'onde

Dans ce cas le paramètre à mesurer agit sur la longueur d'onde transmise par le capteur. Ceci peut être réalisé à l'aide d'un réseau de diffraction, pour des mesures de rotation dans un capteur à fibre optique extrinsèque (figure I.5), ou d'un Fabry-Perot pour des mesures de température en utilisant les coefficients de dilatation thermique des matériaux.

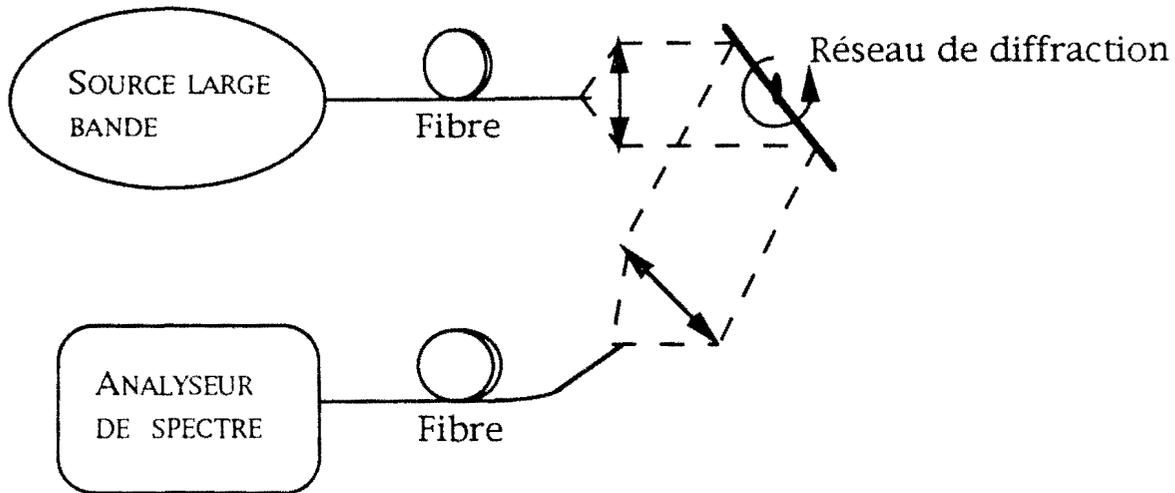


Fig. I.5 Capteur de mesure de rotation à fibres optiques.

L'épaisseur de l'étalon, donc la longueur d'onde transmise, dépend alors de la température à mesurer.

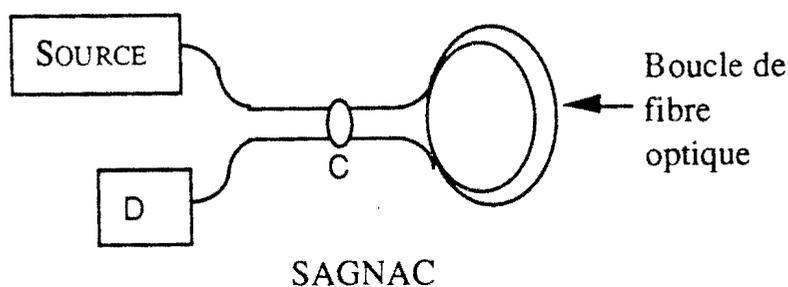
I.2.1.4. Les capteurs utilisant des impulsions temporelles.

Le mécanisme physique est, dans ce cas, "le temps de vol" dans les fibres. L'effet physique modifie la rétrodiffusion ou l'intensité réfléchi. Cette méthode est à la base du fonctionnement des réflectomètres OTDR (Optical Domain Reflectometry), elle permet théoriquement de démultiplexer temporellement plusieurs capteurs pouvant mesurer plusieurs paramètres sur une seule fibre. Les capteurs correspondants sont en général intrinsèques.

I.2.1.5. Les capteurs utilisant la modulation de la phase

Ces capteurs utilisent les phénomènes d'interférences ; le paramètre vient, dans ce cas, moduler la phase de l'onde sortant d'un interféromètre. Les capteurs utilisant ce principe permettent d'allier les avantages provenant de l'optique et de l'utilisation des fibres optiques avec en plus la sensibilité interférométrique. A l'heure actuelle, les capteurs à fibres optiques les plus performants utilisent ce principe. Plusieurs configurations de l'interféromètre capteur peuvent être utilisées. Celui qui est à la base du gyroscope à fibre optique (capteur intrinsèque) illustré à la figure I.6 [10] utilise un montage de Sagnac. Cet interféromètre en anneau permet la mesure de la vitesse de rotation par rapport à l'espace inertiel. Le déphasage, dans ce cas, est proportionnel à la surface délimitée par le chemin optique parcouru par les deux ondes qui se propagent en sens inverse dans la boucle. Dans ce cas l'utilisation de la fibre permet d'augmenter la sensibilité.

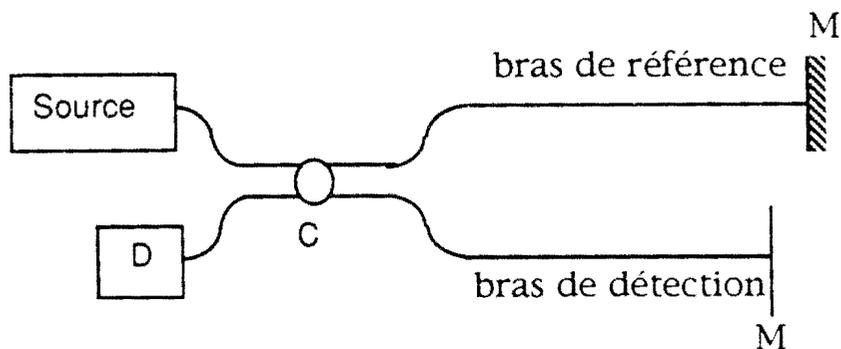
Une autre configuration est celle de l'interféromètre de Michelson. On peut améliorer ce montage à l'aide de composants à fibres optiques (figure I.7).



SAGNAC

C coupleur optique D photodétecteur

Fig. I.6 Interféromètre de Sagnac



MICHELSON

C coupleur optique D photodétecteur M miroir

Fig. I.7 Interféromètre de Michelson

Le coupleur qui joue le rôle de la lame séparatrice dans un montage conventionnel envoie la lumière dans les deux bras de l'interféromètre : l'un d'eux est le bras de référence, l'autre est le bras de mesure. Ce type d'interféromètre est utilisé pour mesurer des déplacements ou des défauts dans les fibres [11][12].

Une autre configuration utilisée est celle de l'interféromètre biréfringent qui est employé pour des mesures de température. Dans ce cas, la lumière sortant d'un polariseur orienté à 45° des lignes neutres d'un cristal biréfringent traverse celui-ci. Il existe donc un déphasage entre les deux vibrations rectilignes qui interfèrent ensuite à la sortie d'un analyseur. Le déphasage introduit dépend de l'épaisseur du cristal et de sa biréfringence qui dépend de la température [13]. Le montage de la figure 1.9 illustre ce principe.

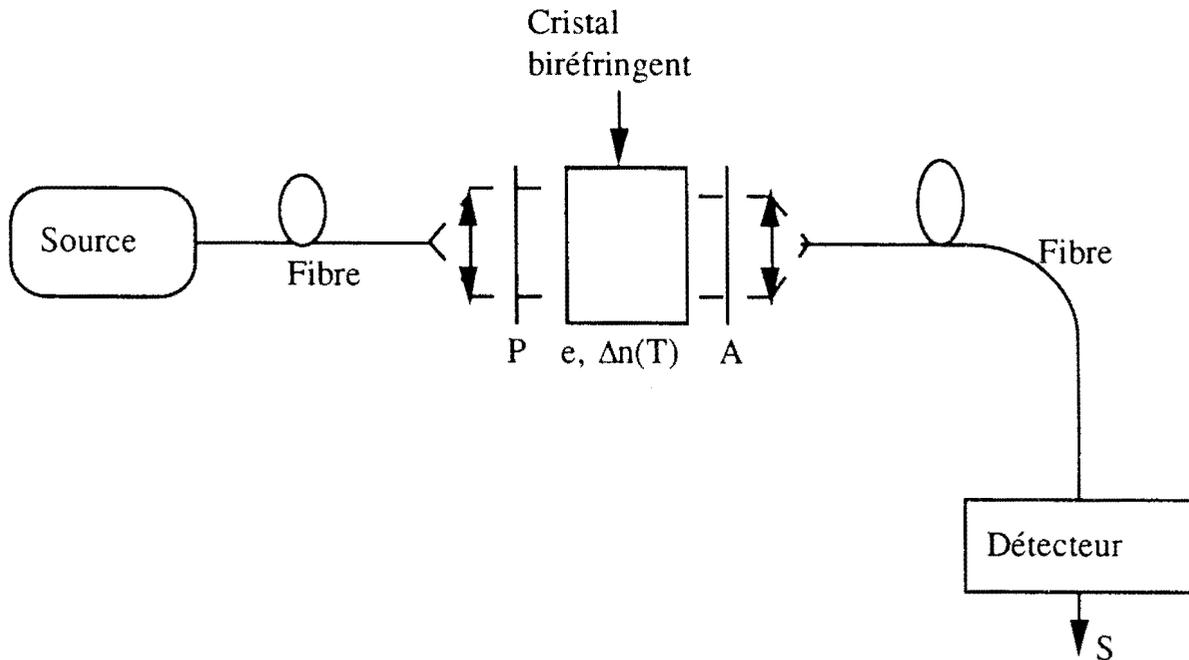
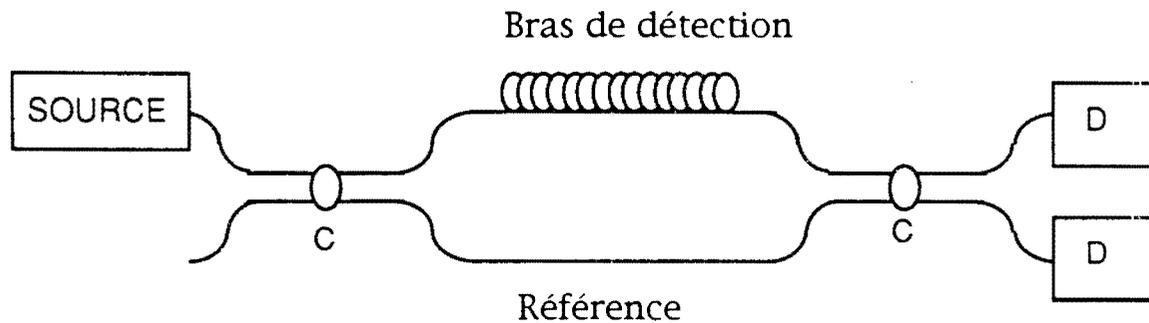


Fig. 1.9 Interféromètre biréfringent

La stabilité et la facilité de réglage constituent les principaux avantages de cette configuration.

Nous parlerons enfin de l'interféromètre de Mach-Zehnder. Le paramètre à mesurer agit sur le chemin optique dans le bras de détection.

L'autre bras peut être utilisé comme bras de référence. A la sortie, les deux ondes interfèrent et le détecteur enregistre une variation d'intensité liée à la valeur du paramètre à mesurer.



MACH-ZEHNDER

C coupleur optique D photodétecteur M miroir

Fig. I.8 Interféromètre de Mach-Zehnder

Dans le montage illustré par la figure I.8, le bras de détection est soumis à des variations de température. Cette configuration est à la base du principe du fonctionnement du capteur qui fait l'objet du travail présenté dans ce mémoire et dont l'étude est présentée au chapitre suivant. Il est important de noter qu'il est possible de choisir des cristaux biréfringents pour lesquels D_n ne dépend pas de température T . On obtient, avec ces cristaux, des interféromètres stables et faciles à mettre en oeuvre. C'est la raison pour laquelle cette configuration a été adoptée dans le système de démodulation. Nous terminerons cette partie en mentionnant que les capteurs interférométriques éclairés en lumière à faible longueur de cohérence sont utilisés dans la méthode de codage/démodulation appelée multiplexage de cohérence ou codage spectral détaillée dans le chapitre III.

CHAPITRE II
FIBRES OPTIQUES EFFILEES

II. Fibres optiques effilées (Tapers)

Il est possible de changer les caractéristiques de la propagation en modifiant les propriétés opto-géométriques de la fibre. Ceci peut être fait en agissant sur les indices de la gaine ou du cœur ou sur le rayon du cœur ; c'est ce qui est réalisé dans une fibre optique effilée. En effet, la fibre optique effilée est une fibre optique monomode (en général à saut d'indice) qui est chauffée et étirée très lentement sur une faible longueur. Dans cette région, le cœur disparaît et la gaine optique devient la zone guidante : c'est la région effilée. On y distingue trois parties : deux régions coniques reliées par une zone quasi cylindrique à symétrie de révolution et dont le rayon varie très peu (figure II.1) [14].

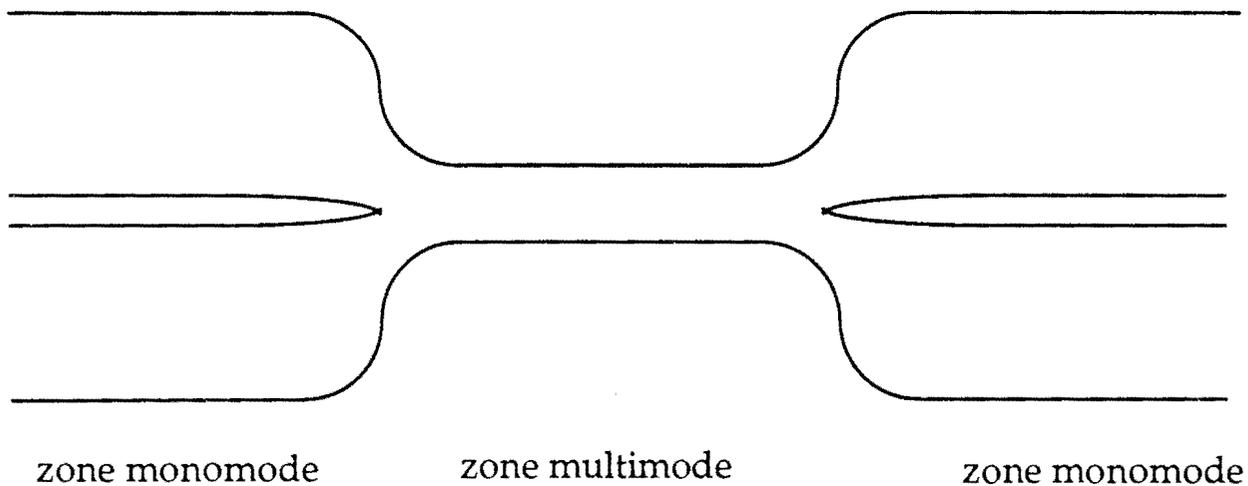


Fig II.1 Vue d'une coupe de la fibre optique effilée. On distingue trois zones : deux zones monomodes et une zone multimode pour laquelle le milieu extérieur ambiant (ici l'air) joue le rôle de la gaine optique.

Lorsque la pente des régions coniques est très grande, nous dirons que la fibre optique effilée est à pentes abruptes [15]. Il est possible de choisir les paramètres opto-géométriques d'une telle zone effilée pour que, plongée dans l'air, elle soit multimode. Au niveau de la partie conique, la lumière issue de la zone monomode se couple dans les modes pouvant être guidés dans la zone multimode. Les constantes de propagation des modes étant différentes, il apparaît des déphasages entre ces différents modes. Après

leur propagation dans la partie effilée, les modes se recouplent dans la fibre monomode, à partir de la deuxième région conique [16][17][18].

Dans les fibres effilées, qui possèdent la symétrie de révolution cylindrique, seuls les modes ayant la même symétrie sont excités dans la zone multimode, ces modes sont les modes HE_{1m} ($m \geq 1$) [2].

Les déphasages entre ces modes augmentent avec la longueur de la zone effilée. Ils dépendent aussi de la longueur d'onde et de l'indice du milieu extérieur. Ces dépendances se traduisent par une oscillation de la puissance lumineuse transmise par le cœur de la fibre effilée en fonction de la longueur d'onde, de la longueur d'étirage et de l'indice de réfraction du milieu extérieur [19][20][21][22][23][24].

Les figures II.2, II.3 et II.4 ont été obtenues en utilisant des fibres monomodes à saut d'indice F.SV provenant de Newport Corporation avec $V=2.16$ à $\lambda=633$ nm, $ON=0.121$ et $n_g=1.458$ à 589 nm. Ce sont des courbes tirées de la référence [19].

II.1. Modes locaux

Nous admettons que l'étirage change le profil d'indice du guide proportionnellement au rayon de la fibre optique [19].

Soit $n_0(r)$ le profil d'indice radial avant l'étirage où r est le rayon en coordonnées cylindriques, ρ_0 son rayon initial et ρ_z le rayon de la fibre effilée en un point z . Son profil d'indice $n_z(r)$ est donné par :

$$n_z(r) = n_0\left(\frac{\rho_z}{\rho_0} r\right) \quad (\text{II.1})$$

La fibre effilée perd son uniformité le long de l'axe de propagation mais elle conserve sa symétrie de révolution. Donc pour ce type de guide déformé les solutions des équations de Maxwell ne sont plus les mêmes qu'avant l'étirage. Aussi introduisons-nous le concept des modes locaux [2][25] pour décrire le champ. En effet, dans ce concept, nous faisons une approximation de la structure par une série de marches cylindriques (figure II.5). Pour trouver le champ à l'intérieur d'une marche de largeur dz , nous supposons que cette marche est de largeur infinie. La recherche des modes guidés dans ce guide fictif est ensuite conduite. Les modes guidés trouvés sont

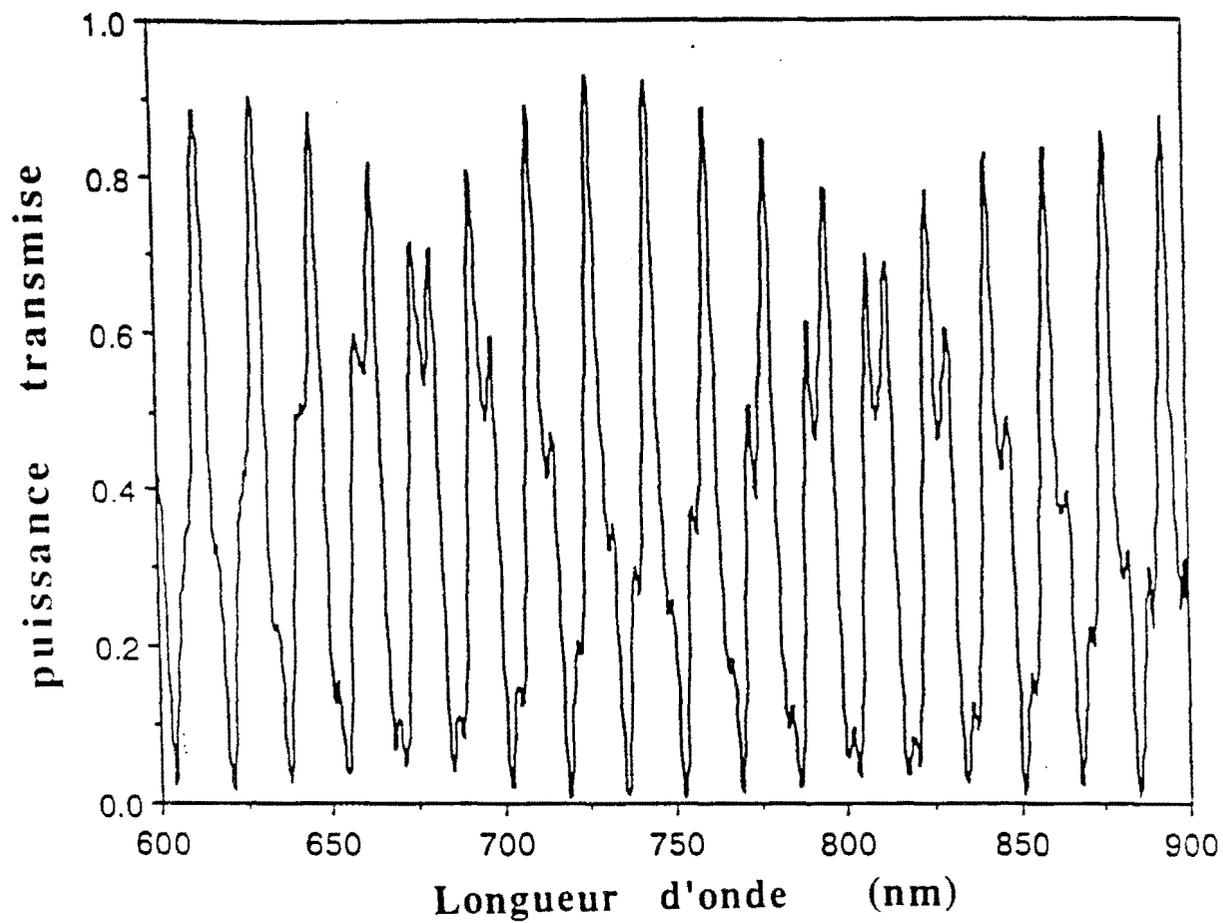


Fig. II.2 Puissance transmise par la fibre optique effilée en fonction de la longueur d'onde. L'air est le milieu extérieur.

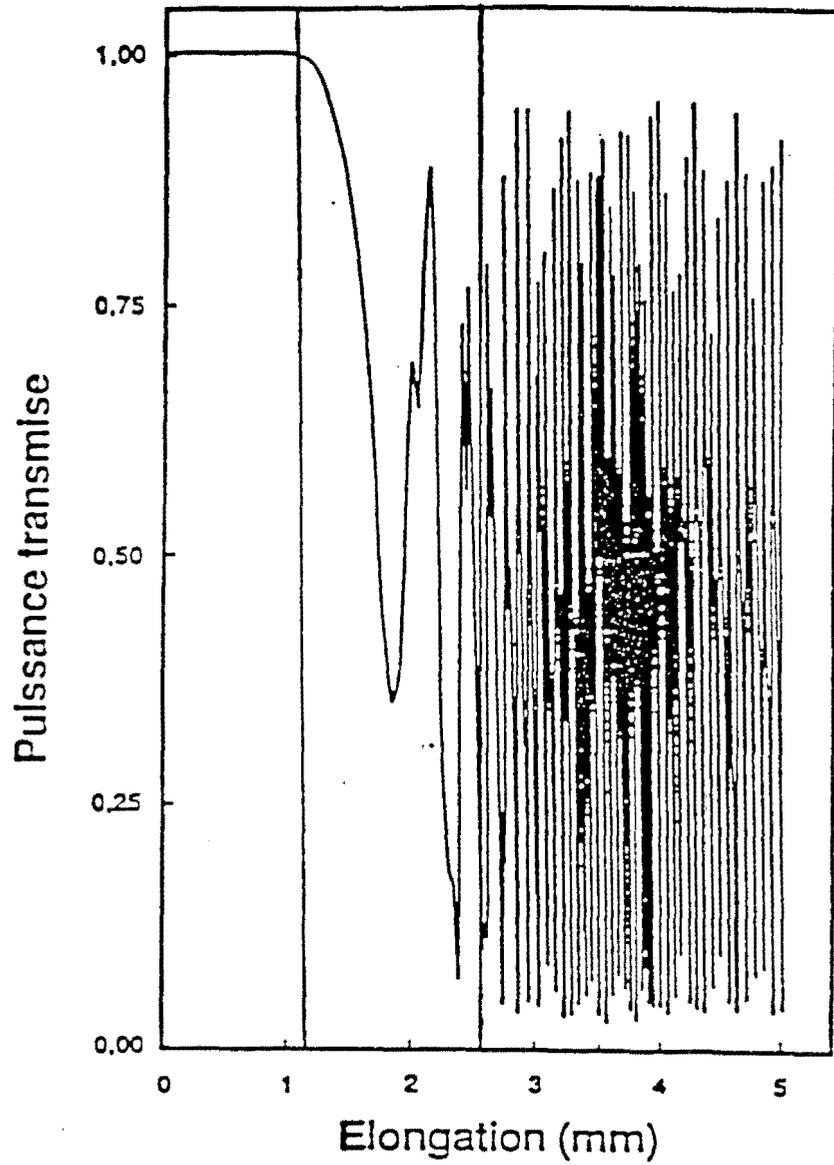
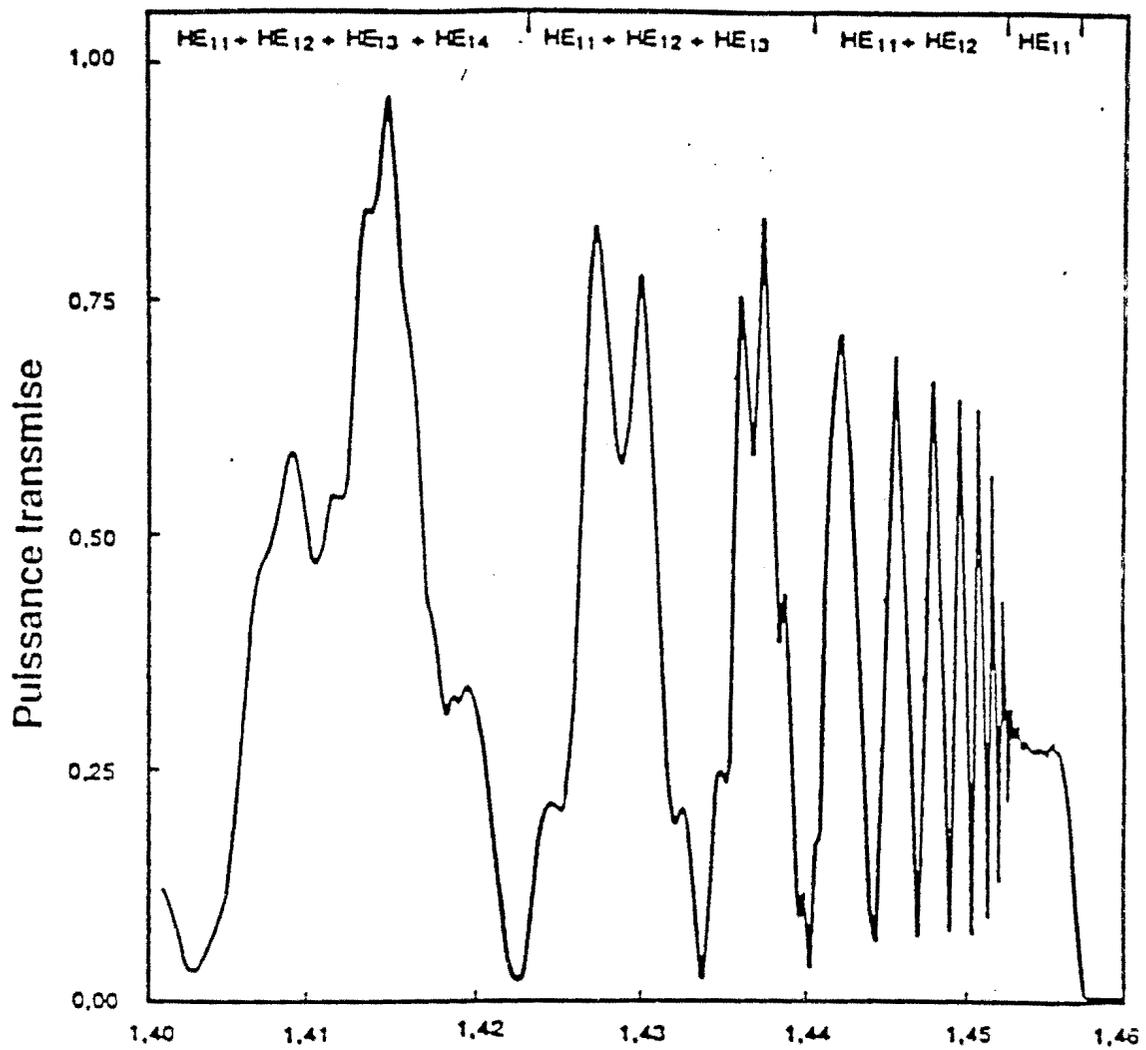


Fig. II.3 Puissance transmise par la fibre optique effilée en fonction de l'élongation.



Indice de réfraction du milieu extérieur

Fig. II.4 Puissance transmise par la fibre optique effilée en fonction de l'indice de réfraction du milieu extérieur.

considérés comme une bonne approximation du champ existant dans cette marche.

Le $j^{\text{ème}}$ mode du guide fictif est alors considéré comme le $j^{\text{ème}}$ mode local de la marche "a" et son champ est de la forme :

$$\begin{pmatrix} E_j^a(r,\theta)e^{i\beta_j^a z} \\ H_j^a(r,\theta)e^{i\beta_j^a z} \end{pmatrix} = |\varphi^a(r,\theta)\rangle e^{i\beta_j^a z} \quad (\text{II.2})$$

où β_j^a est la constante de propagation du $j^{\text{ème}}$ mode et où $|\varphi^a(r,\theta)\rangle$ est le vecteur de composantes $\begin{pmatrix} E^a(r,\theta) \\ H^a(r,\theta) \end{pmatrix}$

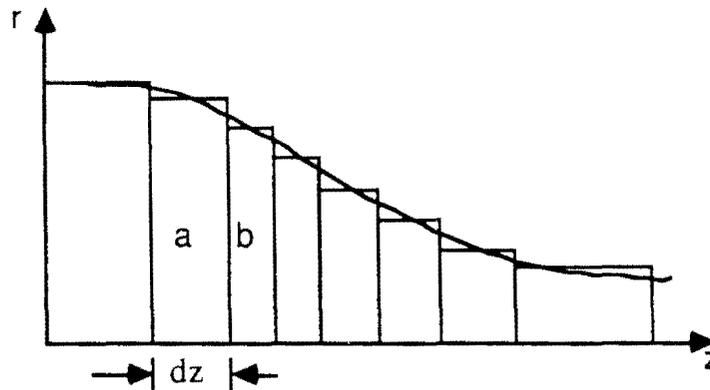


Fig II.5 Approximation d'un guide conique par une série de marches successives de largeur dz fonction de z .

La propagation d'un mode local le long du guide déformé s'exprime de la même façon qu'un mode normal. Il faut cependant tenir compte ici de la variation de la forme du champ et de la constante de propagation du mode en fonction de z .

Les modes locaux sont des solutions approchées dans une tranche cylindrique donnée. Donc si un mode est solution dans une tranche "a", il n'est pas solution dans la tranche adjacente "b". Il n'y a donc pas d'orthogonalité entre les modes de la tranche "a" et ceux de la tranche "b".

Cette non orthogonalité entraîne des couplages entre les modes des différentes tranches adjacentes. Néanmoins, si la variation du profil géométrique de la fibre effilée est très faible, le couplage entre les modes des différentes tranches est très infime, voire quasi inexistant. Il faut noter aussi que le couplage entre deux modes différents est d'autant plus important que les formes de leurs champs sont semblables [2]. Aussi, il s'effectue essentiellement vers les modes de même symétrie les plus proches.

Les fibres optiques effilées que nous utilisons conservent la symétrie de révolution de la fibre monomode sur laquelle elles sont réalisées. Par conséquent, les modes locaux excités par le mode fondamental HE_{11} sont les modes locaux HE_{1m} qui ont la même symétrie circulaire. Nous admettons que ces modes locaux HE_{1m} conservent l'orthogonalité avec les autres modes qui n'ont pas cette symétrie circulaire.

Il faut souligner que le concept des modes locaux n'est valable que lorsqu'il y a une variation lente du profil géométrique de la fibre effilée. Ce qui n'est pas le cas très souvent sur une portion des régions coniques (les zones de couplage). Pour ces types de régions, un autre modèle est adopté pour leurs études : l'approximation soudaine.

II.2. L'approximation soudaine.

Pour les régions où la pente du profil géométrique est forte et qui sont le siège de couplages intenses entre les différents modes, nous adoptons le modèle dit de "l'approximation soudaine" ; c'est à dire que nous identifions ces zones de couplage à des épissures entre une fibre monomode et une fibre multimode (figure II.6) [19]. Nous admettons toujours que la symétrie de révolution est conservée.

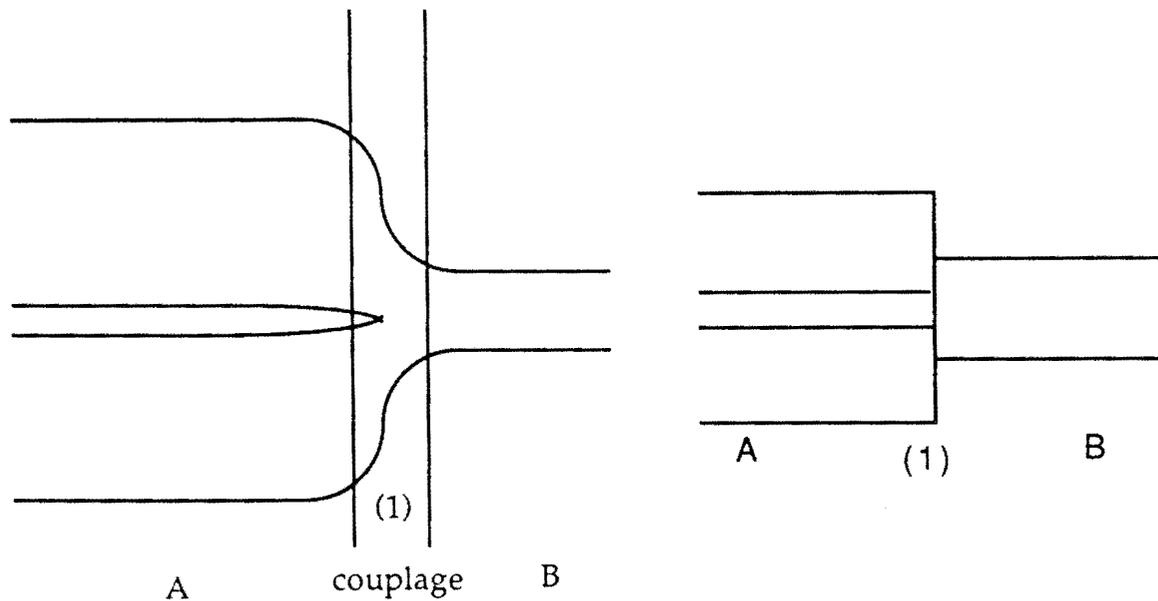


Fig. II.6 Modèle de l'approximation soudaine; la zone de couplage est identifiée à une épaisseur entre deux guides (A et B) de profils d'indice différents.

Soit EM le champ électromagnétique existant à l'interface de la zone A et de la zone B. Si nous ne tenons pas compte des modes à fuite, nous pouvons décomposer ce champ, soit sur la base des modes guidés du guide A, soit sur celle des modes guidés du guide B. Le guide A étant monomode, nous avons : [19] [26][27]

$$EM = a_1 |HE_{11}\rangle_A$$

et le guide B étant multimode, nous avons également :

$$EM = \sum b_{mn} |HE_{mn}\rangle_B$$

où a_1 est l'amplitude du mode fondamental dans le guide A et où b_{mn} est l'amplitude du mode mn guidé dans le guide B.

Le calcul de ces amplitudes se fait en utilisant les relations d'orthogonalité[1] :

$$b_{mn} = {}_B\langle HE_{mn} | EM \rangle = a_1 {}_B\langle HE_{mn} | HE_{11} \rangle_A$$

L'utilisation combinée de ces deux modèles, à savoir l'approximation soudaine et les modes locaux permet de faire une très bonne modélisation de la fibre optique effilée.

II.3. Modélisation de la fibre optique effilée.

Nous distinguons trois zones importantes sur le profil géométrique d'une fibre optique effilée : deux régions de forte pente reliées par une zone de faible pente [28]. Dans les deux régions de forte pente, nous adoptons le modèle de "l'approximation soudaine" et dans la région de faible pente, le modèle des modes locaux, avec l'hypothèse que le couplage entre les différents modes est nul. Ce qui nous amène à adopter pour le profil géométrique de la fibre optique effilée le modèle illustré par la figure II.7

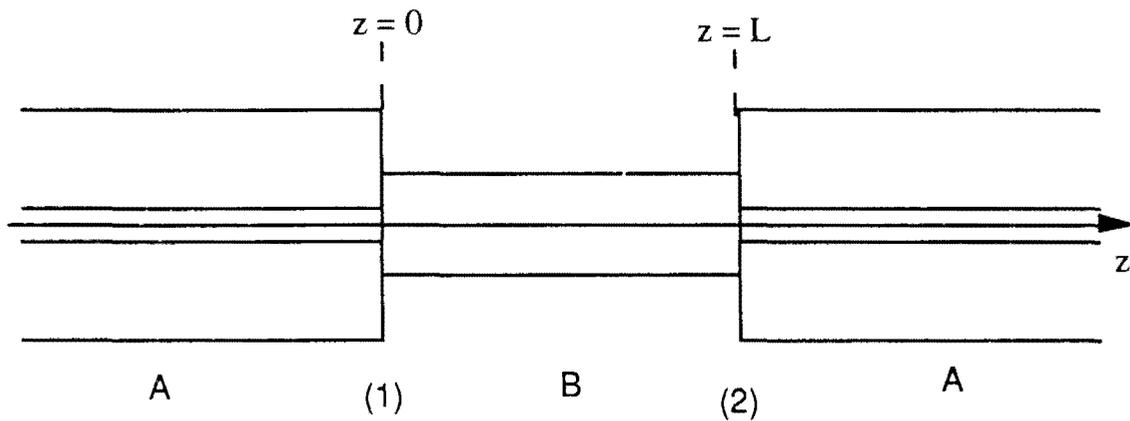


Fig. II.7 Les interfaces (1) et (2) sont les zones de couplage (approximation soudaine). Le guide A est monomode à saut d'indice et le guide B est multimode à saut d'indice aussi.

Le champ électromagnétique total dans la région B s'exprime comme suit [2] :

$$EM = \sum_{m,n} a_{mn} |HE_{mn}\rangle e^{i \int_z \beta_{mn}(z) dz} \quad (II.3)$$

où β_{mn} est la constante de propagation du mode mn dans la tranche considérée de largeur dz.

Mais puisque la fibre conserve sa symétrie circulaire, seuls les modes HE_{1m} sont excités [2]. D'où :

$$EM = \sum_j a_j |HE_{1j}\rangle e^{i \int_z \beta_j(z) dz} \quad (II.4)$$

Les phénomènes de couplage et les modes à fuite dans la zone B étant négligés, l'amplitude du champ de chaque mode guidé dans cette zone reste constante et donc sa valeur est indépendante de z . Par conséquent, le calcul de l'amplitude du champ de chaque mode peut se faire à l'interface $z=0$. L'amplitude du champ du $j^{\text{ème}}$ mode guidé du guide B est donc donnée par :

$$a_j = {}_B\langle HE_{1j} | HE_{11} \rangle_A |_{z=0}$$

Remarque :

Dans toute la suite de cette rédaction, nous ne parlerons plus que des modes linéairement polarisés, c'est à dire les modes LP (voir chapitre I). Les fibres utilisées sont telles que l'approximation du guidage faible est justifiée.

II.4. La fibre optique effilée : équivalence avec un interféromètre de Mach-Zehnder

La zone multimode de la fibre optique effilée (voir figure II.7) est une zone dans laquelle le nombre de modes qui s'y propagent dépend de l'indice du milieu extérieur [29]. Par un choix approprié de cet indice, cette zone multimode peut être bimode, et alors, seuls les modes LP_{01} et LP_{02} sont guidés. Les constantes de propagation respectives β_1 et β_2 de ces modes étant différentes, il apparaît une différence de marche que nous noterons Δ_c entre ces deux modes après propagation dans la zone effilée. La fibre optique effilée se comporte alors comme un interféromètre à deux ondes [30][31]. Nous avons ainsi l'équivalent d'un interféromètre de Mach-Zehnder où les zones coniques et les modes jouent respectivement le rôle des séparatrices et des bras. Un avantage capital de cet interféromètre est que les deux fronts d'ondes empruntent le même chemin, subissant, par conséquent, les mêmes perturbations. Nous avons vu au chapitre I que les systèmes interférentiels sont utilisés pour réaliser des capteurs interférométriques, et, dans tous ces systèmes, il faut un bras de référence. La fibre optique effilée étant un système interférentiel, elle peut donc être utilisée pour réaliser des capteurs interférométriques [32], avec l'avantage

que les deux fronts d'ondes subissent les mêmes perturbations ce qui lui confère une grande robustesse en tant que capteur.

Considérons un Mach-Zehnder constitué de deux miroirs M et de deux lames séparatrices. Soit A_0 l'amplitude de l'onde arrivant à l'entrée du Mach-Zehnder. Notons a^{0_1} et a^{0_2} respectivement le coefficient de réflexion et le coefficient de transmission de la première lame séparatrice S_0 et a^{L_1} et a^{L_2} respectivement les coefficients de transmission et de réflexion de la seconde lame séparatrice S_L (voir figure II.8). A la sortie du Mach-Zehnder, les amplitudes A_1 et A_2 des ondes provenant respectivement du bras 1 et du bras 2 s'expriment de la manière suivante :

$$A_1 = A_0 a^{0_1} a^{L_1} \exp(i\phi_1)$$

$$A_2 = A_0 a^{0_2} a^{L_2} \exp(i\phi_2)$$

où $\phi_i (i=1,2)$ est une phase induite par la propagation de l'onde.

L'intensité lumineuse en sortie du Mach-Zehnder a pour expression :

$$I = (A_1 + A_2)^* (A_1 + A_2)$$

où (*) l'étoile indique le conjugué de l'expression qui est entre parenthèses.

Le calcul final de cette intensité donne :

$$I = |A_0|^2 \left[(a^{0_1} a^{L_1})^2 + (a^{0_2} a^{L_2})^2 + 2a^{0_1} a^{L_1} a^{0_2} a^{L_2} \cos(\phi_{12}) \right]$$

où ϕ_{12} est le déphasage entre les deux bras après la traversé du Mach-Zehnder

$$\phi_{12} = \phi_1 - \phi_2$$

Nous prenons dans la suite du développement $|A_0| = 1$.

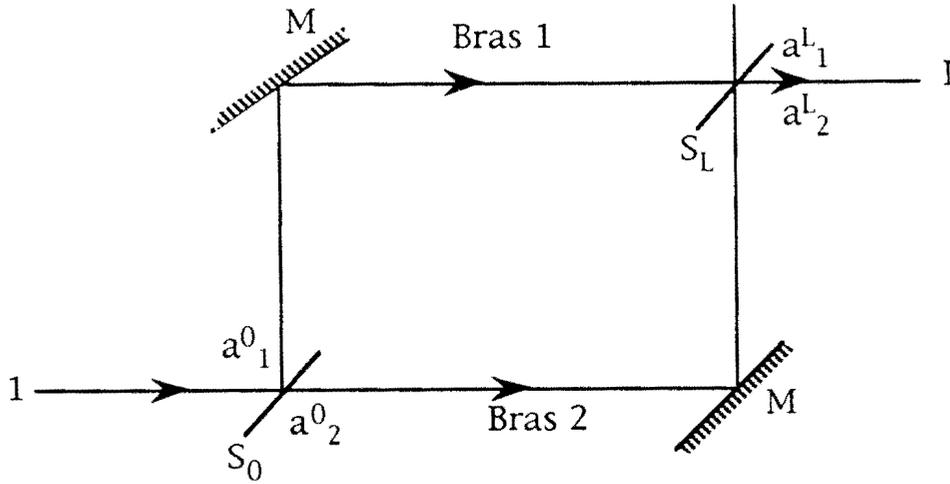


Fig. II.8 Interféromètre de Mach-Zehnder.

L'intensité I en sortie de cet interféromètre a pour expression :

$$I = (a^0_1 a^L_1)^2 + (a^0_2 a^L_2)^2 + 2a^0_1 a^L_1 a^0_2 a^L_2 \cos(\phi_{12}) \quad (\text{II.5})$$

qui peut se mettre sous la forme :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi_{12}) \quad (\text{II.6})$$

avec

$$I_1 = (a^0_1 a^L_1)^2$$

$$I_2 = (a^0_2 a^L_2)^2$$

L'intensité I en sortie d'une fibre optique effilée a la même expression que celle de la formule (II.5) si nous supposons que le module de l'amplitude du mode fondamental LP_{01} est égale à l'unité et si nous notons (voir figure II.9) :

a^0_1 et a^0_2 les coefficients de couplage du mode LP_{01} vers, respectivement, les modes LP'_{01} et LP'_{02} à l'entrée de la zone effilée ($z = 0$) et a^L_1 et a^L_2 les coefficients de couplage respectivement des modes LP'_{01} et LP'_{02} vers le mode LP''_{01} à la sortie de la zone effilée ($z = L$).

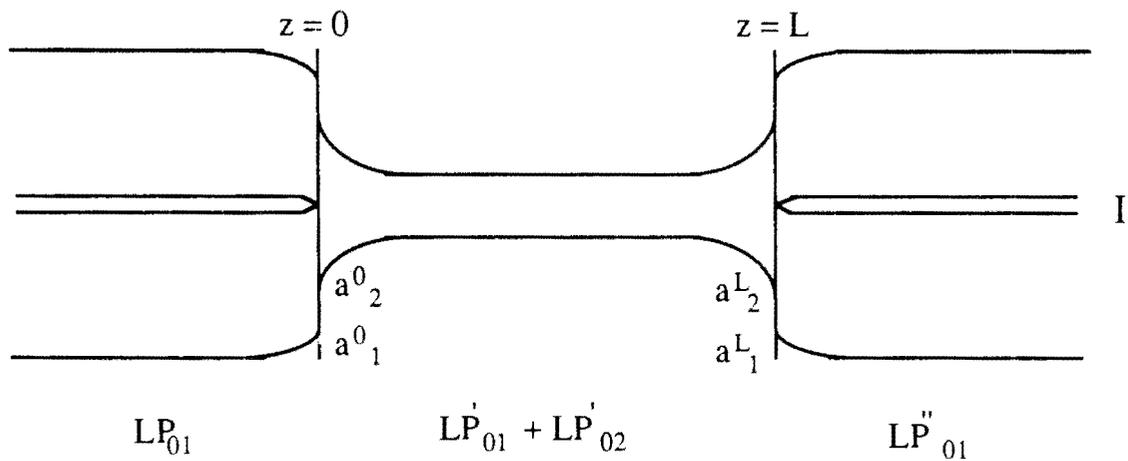


Fig.II.9 Interféromètre modal à fibre optique effilée.

Le capteur à fibre optique effilée dont l'étude fait l'objet de ce mémoire, est utilisé comme capteur de température. Cette dernière modifie la différence de marche entre les deux ondes associées aux modes LP_{01} et LP_{02} [33].

Avant de présenter les résultats expérimentaux, nous avons conduit une modélisation fine de l'influence de la température sur les caractéristiques optiques (donc sur la différence de marche entre les modes LP_{01} et LP_{02}), en tenant compte des variations, en fonction de la température, des indices de réfraction des différents milieux constituant le capteur. La technique utilisée pour le "codage" et la démodulation des signaux (mesure des déphasages) nous a amenés également à tenir compte des dépendances spectrales induites par la dispersion des milieux.

CHAPITRE III

MULTIPLEXAGE DE COHERENCE

III. MULTIPLEXAGE DE COHERENCE

III.1. Système classique de codage

Dans de nombreux systèmes de mesure utilisant les capteurs à fibres optiques, le système de codage utilisé est le codage en intensité ; c'est à dire que le paramètre à mesurer modifie l'intensité lumineuse qui traverse le capteur. La variation de cette intensité lumineuse, par rapport à une référence, permet de remonter à la valeur de ce paramètre. Ce type de codage est, en général, facile à mettre en œuvre, mais il ne permet pas de faire la distinction entre les variations de la puissance lumineuse dans la ligne de transmission (qui dépendent de la longueur d'onde) et les variations induites par le paramètre à mesurer. Le domaine d'application du codage en intensité, pour les capteurs à fibres, est donc limité.

Illustrons notre explication par un exemple. Considérons un système de mesure, utilisant deux sources s_1 et s_2 qui émettent respectivement aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 , et dont les puissances spectrales sont respectivement $P_{01}(\sigma)$ et $P_{02}(\sigma)$ où σ est le nombre d'onde. Notons $P_{11}(\sigma)$ et $P_{12}(\sigma)$ les puissances spectrales, correspondant respectivement à s_1 et s_2 , transmises par le système de mesure. Supposons que la source s_2 est utilisée comme une référence et que le paramètre X à mesurer n'agit que sur $P_{11}(\sigma)$.

Notons $T(\sigma)$ la transmission spectrale de la ligne de transport de la lumière. A cause d'une perturbation (courbure de la fibre, ajout d'un connecteur, variation de la température...) la transmission spectrale devient $T'(\sigma)$.

La figure III.1 illustre les puissances spectrales des deux sources et les fonctions $T(\sigma)$ et $T'(\sigma)$.

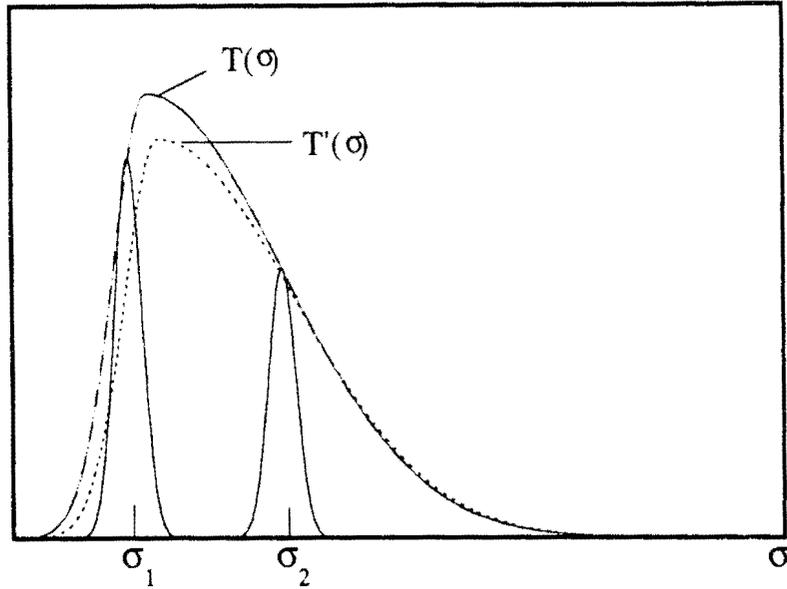


Fig. III.1 Puissance spectrale des deux sources; l'une centrée sur s_1 et l'autre sur s_2 . $T(\sigma)$ et $T'(\sigma)$ sont les transmissions spectrales de la ligne respectivement sans aucune perturbation et avec perturbation.

On voit dans ce cas, que l'atténuation, due à une perturbation de la ligne de transmission, affecte différemment les puissances spectrales transmises des deux sources. Par conséquent, en supposant que la valeur du paramètre X n'ait pas changé, le rapport des deux puissances spectrales n'est pas le même en l'absence et en présence d'une perturbation. On obtient deux valeurs différentes du paramètre X pour ces deux situations bien que, réellement, il n'y ait aucune variation de X . Ce système de mesure peut conduire à des mesures erronées puisqu'il n'est pas capable de discerner une variation due à une perturbation de celle due effectivement à une évolution du paramètre X . Pour avoir une réponse fiable avec un tel système, il faut s'assurer que la réponse spectrale de la ligne de transport ne varie point, ou encore, isoler cette ligne de transport de toute perturbation. Bien que de réalisation facile, ce type de système ne peut être utilisé dans n'importe quel environnement. D'où la nécessité de trouver d'autres systèmes beaucoup plus fiables que le précédent.

III.2. Le principe du multiplexage de cohérence

Le principe du multiplexage de cohérence repose sur "l'interférométrie en lumière blanche" terme dérivé de l'optique visible qui suppose l'utilisation d'une source à spectre large, donc à faible longueur de cohérence. Le multiplexage de cohérence est aussi appelé codage spectral. C'est l'équivalent en optique de la modulation de fréquence utilisée en électronique.

III.2.1. La formation d'un spectre cannelé

Lorsque le flux issu d'une source à faible longueur de cohérence traverse un système interférentiel qui introduit une différence de marche grande devant cette longueur de cohérence, on dispose, à la sortie, d'une lumière possédant un spectre cannelé. Dans le cas d'un interféromètre à deux ondes introduisant une différence de marche Δ_c , la période des cannelures T_σ sur l'axe des nombres d'onde est inversement proportionnelle à Δ_c :

$$T_\sigma = \frac{1}{\Delta_c}.$$

Lorsque cette période T_σ est très petite devant la bande passante B_σ de la transmission spectrale $T(\sigma)$ de la ligne, on peut considérer que les modifications de $T(\sigma)$ dues aux perturbations subies par la ligne à fibre optique n'ont aucune influence sur la valeur de T_σ .

Dans le principe du codage spectral, un paramètre modifie la valeur de la différence de marche (supposée grande devant la longueur de cohérence de la source) d'un interféromètre. Cette variation entraîne celle de la fréquence des cannelures du spectre de la lumière obtenue en sortie. Une variation de Δ_c entraîne une variation de T_σ et c'est ce principe de modulation de T_σ qui est appelé le codage spectral.

III.2.2. Le codage de la grandeur à mesurer

III.2.2.1. Equations de base

Nous utilisons ici le formalisme basé sur les fonctions de corrélation temporelle[34][35]. Soit un interféromètre à deux ondes (de type Michelson, par exemple), éclairé en lumière parallèle, dans lequel la différence de marche Δ entre les deux bras est caractérisée par un retard θ tel que :

$$\Delta = c\theta \text{ et avec } \Delta \gg l_c$$

où c est la vitesse de la lumière dans l'air et l_c est la longueur de cohérence de la source, définie de la manière suivante : soit λ_0 , la longueur d'onde centrale d'émission et $\Delta\lambda$ la largeur spectrale à mi-hauteur, alors

$$l_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$$

Nous ne tenons pas compte des différentes causes d'atténuation du signal lumineux. Soit $V_0(t)$ la fonction décrivant l'amplitude de l'onde lumineuse incidente et $S(t)$ celle décrivant l'amplitude de l'onde lumineuse à la sortie de l'interféromètre, supposé parfait (sans pertes et avec des bras équilibrés). L'expression de $S(t)$ en fonction de $V_0(t)$ est :

$$S(t) = \frac{1}{2} V_0(t) + \frac{1}{2} V_0(t-\theta)$$

et sa fonction d'autocorrélation s'exprime de la manière suivante :

$$\bar{I} \cdot \gamma(\tau) = \overline{S^2} \gamma(\tau) = \langle S(t) \cdot S^*(t-\tau) \rangle$$

soit

$$\bar{I} \cdot \gamma(\tau) = \frac{1}{2} \bar{I}_0 \cdot \gamma_0(\tau) + \frac{1}{4} \bar{I}_0 [\gamma_0(\tau+\theta) + \gamma_0(\tau-\theta)] \quad (\text{III.1})$$

où :

\bar{I}_0 et \bar{I} désignent respectivement les intensités moyennes à l'entrée et à la sortie du système interférométrique.

$\gamma_0(\tau)$ et $\gamma(\tau)$ désignent respectivement les fonctions d'autocorrélation temporelle de la lumière en entrée et en sortie de l'interféromètre.

$$\gamma_0(0) = \gamma(0) = 1.$$

La transformée de Fourier de l'équation (III.1) nous donne :

$$\bar{I} \cdot \Phi(v) = \frac{1}{2} \bar{I}_0 \cdot \Phi_0(v) [1 + \cos(2\pi v \theta)] \quad (\text{III.2})$$

où $\Phi_0(v)$ et $\Phi(v)$ désignent respectivement les répartitions spectrales normées de la lumière à l'entrée et à la sortie de l'interféromètre et v la fréquence.

Avec l'équation (III.1), lorsque $\tau=0$ nous obtenons :

$$\bar{I} = \frac{1}{2} \bar{I}_0 + \frac{1}{4} \bar{I}_0 [\gamma_0(\theta) + \gamma_0(-\theta)]$$

or la fonction d'autocorrélation $\gamma_0(\tau)$ est une fonction paire donc

$$\bar{I} = \frac{1}{2} \bar{I}_0 + \frac{1}{2} \bar{I}_0 [\gamma_0(\theta)]$$

soit

$$\bar{I}(\theta) = \frac{1}{2} \bar{I}_0 [1 + \gamma_0(\theta)]$$

Par hypothèse, nous avons :

$$\theta = \frac{\Delta}{c} \gg \frac{l_c}{c}$$

dans ce cas, $\gamma_0(\theta) = 0$ et par conséquent $\bar{I}(\theta) = \frac{1}{2} \bar{I}_0$.

En conclusion, l'intensité totale est indépendante du retard dans l'interféromètre pour $\Delta \gg l_c$.

On a alors :

$$\Phi(v) = \Phi_0(v) [1 + \cos(2\pi v \theta)] \quad (\text{III.3})$$

Nous obtenons ainsi une modulation périodique du spectre de la lumière transmise.

III.2.2.2. Codage

En introduisant le nombre d'onde $\sigma = \frac{v}{c} = \frac{1}{\lambda}$ et dans le cas où la différence de marche Δ_c introduite par l'interféromètre dépend de X suivant une loi connue, nous pouvons écrire d'après l'équation précédente (III.2) :

$$P_c(X, \sigma) = \frac{1}{2} P_0(\sigma) \{1 + \cos[2\pi\sigma\Delta_c(X, \sigma)]\} \quad (\text{III.4})$$

où $P_c(X, \sigma)$ et $P_0(\sigma)$ sont respectivement la densité spectrale du flux transmis par l'interféromètre et la densité spectrale de flux incident. La densité spectrale de flux est le produit de l'intensité moyenne par la répartition spectrale normée de la lumière :

$$P(\nu) = \bar{I} \Phi(\nu)$$

Le spectre de la lumière transmise par l'interféromètre est cannelé et la différence de marche $\Delta_c(X)$ joue le rôle de la fréquence de modulation dans l'espace des nombres d'onde. La grandeur à mesurer X est donc codée à l'aide de l'interféromètre [36]. Nous pouvons donner la définition suivante [37] :

" Un capteur à codage de modulation est un capteur interférométrique dans lequel le spectre de la lumière transmise présente une modulation périodique et où l'évolution d'un paramètre X se traduit par une modification de la période de cette modulation ".

Deux conditions sont nécessaires pour réaliser le codage spectral [37] : d'une part, la différence de marche entre les deux bras de l'interféromètre doit être supérieure à la longueur de cohérence de la source et d'autre part, les directions de propagation des deux ondes qui interfèrent doivent être confondues ou quasi-confondues.

III.3. La démodulation

Pour remonter à la fréquence des cannelures dans l'espace des nombres d'onde et donc à celle du paramètre X , on peut utiliser plusieurs modes de détection.

On peut effectuer une détection spectrale directement à la sortie du capteur en dispersant, par exemple, la lumière sur une barrette de photodiodes à l'aide d'un réseau [38]. Une transformée de Fourier numérique du signal permet ensuite de remonter à la valeur de la différence de marche du capteur[39][40]. Cette méthode n'est cependant pas utilisable lorsque la différence de marche du capteur dépasse quelques

centaines de micromètres. En effet, dans ce cas, on a un resserrement des cannelures dans l'espace des nombres d'onde et la barrette de photodiodes ne permet plus de les résoudre.

Il est également possible de placer un deuxième interféromètre en série avec le premier et de disperser le flux sortant du système sur une barrette de photodiodes. Lorsque les différences de marche des deux interféromètres sont voisines, le signal enregistré apparaît comme le résultat du battement entre deux spectres cannelés. C'est un phénomène de Moiré spectral. Cette méthode, par rapport à la précédente, offre l'avantage d'être utilisable quelle que soit la différence de marche du capteur[37]. Elle nécessite cependant l'utilisation d'une source de forte puissance pour que chaque élément de la barrette reçoive une quantité de lumière suffisante.

Une méthode qui permet de résoudre les problèmes posés par les deux précédents types de détection est celle qui consiste à effectuer une détection dans l'espace de Fourier.

Le système de démodulation, ACCORD que nous décrivons plus loin, utilise ce type de détection dans l'espace de Fourier. Dans ce mode de détection, tout le flux lumineux est envoyé sur un seul photorécepteur : on a donc une meilleure résolution et une bande passante beaucoup plus grande que dans les deux précédentes méthodes. C'est la raison pour laquelle nous avons utilisé cette méthode dans nos expériences.

III.3.1. La détection dans l'espace de Fourier

Ce mode de détection nécessite un deuxième interféromètre placé à la sortie du capteur interférométrique. Le spectre du flux lumineux à la sortie du capteur est caractérisé par une modulation périodique dont la fréquence est reliée au paramètre à mesurer. La démodulation consiste en la mesure de cette fréquence. Pour ce faire, on utilise un photodétecteur placé au foyer d'une lentille qui intercepte le flux lumineux à la sortie du deuxième interféromètre.

III.3.1.1. Equations de base

A la sortie du capteur interférométrique, nous avons :

$$\overline{I}_c \cdot \Phi_c(\nu) = \frac{1}{2} \overline{I}_0 \cdot \Phi_0(\nu) [1 + \cos(2\pi\nu\theta_c)] \quad (\text{III.5})$$

Où :

Φ_0 et Φ_c désignent respectivement la densité spectrale du flux à l'entrée et à la sortie du capteur et $\Delta_c = c\theta_c$.

\bar{I}_0 et \bar{I}_c désignent respectivement l'intensité moyenne à l'entrée et à la sortie du capteur.

θ_c désigne le retard de l'interféromètre.

A ce stade et uniquement pour avoir un exemple simple, nous avons supposé que θ_c ne dépend pas de la fréquence ν mais seulement du paramètre X à mesurer.

A la sortie du démodulateur, nous avons :

$$\begin{aligned} \bar{I}_d \cdot \Phi_d(\nu) &= \frac{1}{2} \bar{I}_c \cdot \Phi_c(\nu) [1 + \cos(2\pi\nu\theta_d)] \\ \Delta_d &= c\theta_d \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

où θ_d désigne le retard de l'interféromètre de démodulation et où Φ_d et \bar{I}_d désignent respectivement la densité spectrale de flux et l'intensité à la sortie du démodulateur.

Si nous remplaçons $\bar{I}_c \cdot \Phi_c(\nu)$ par son expression dans cette nouvelle équation, nous obtenons :

$$\bar{I}_d \cdot \Phi_d(\nu) = \frac{1}{4} \bar{I}_0 \cdot \Phi_0(\nu) [1 + \cos(2\pi\nu\theta_c)] [1 + \cos(2\pi\nu\theta_d)]$$

Cette expression peut s'écrire aussi :

$$\begin{aligned} \bar{I}_d \cdot \Phi_d(\nu) &= \frac{1}{4} \bar{I}_0 \cdot \Phi_0(\nu) \{ 1 + \cos(2\pi\nu\theta_c) + \cos(2\pi\nu\theta_d) \\ &\quad + \frac{1}{2} \cos[2\pi\nu(\theta_c - \theta_d)] + \frac{1}{2} \cos[2\pi\nu(\theta_c + \theta_d)] \} \end{aligned} \quad (\text{III.7})$$

La répartition spectrale du flux efficace disponible à la sortie du démodulateur est notée $P_e(\sigma)$

$$P_e(\sigma) = \frac{1}{4} \bar{I}_0 \cdot \Phi_0(\sigma)$$

Nous notons aussi $\widetilde{P}_e(\Delta)$, la transformée de Fourier de $P_e(\sigma)$ prise au point Δ , par :

$$\widetilde{P}_e(\Delta) = \int_{\sigma} P_e(\sigma) \cos(2\pi\sigma\Delta) d\sigma$$

Si nous faisons l'hypothèse que la répartition spectrale du flux émis par la source est symétrique par rapport au nombre d'onde central d'émission σ_0 (ce qui est le cas pour les Diodes Electro-Luminescentes : D E L), nous pouvons écrire, grâce aux propriétés de la transformation de Fourier des fonctions symétriques,

$$\widetilde{P}_e(\Delta) = \widetilde{P}_e(0)g(\Delta)\cos(2\pi\sigma_0\Delta)$$

où

$$g(\Delta) = \frac{1}{\widetilde{P}_e(0)} \int_{\sigma} P_e(\sigma - \sigma_0) \cos(2\pi\sigma\Delta) d\sigma$$

Le flux lumineux émergent de l'interféromètre de démodulation est envoyé sur un photodétecteur.

La puissance spectrale à la sortie du démodulateur est : $P_d(\sigma)$. Le photodétecteur réalise l'intégration de cette puissance spectrale sur toute la plage de la fenêtre spectrale utile. On réalise ainsi une transformée de Fourier optique du signal issu du capteur. Le signal fourni par le photodétecteur est proportionnel à $S(X)$ défini par :

$$S(X) = \int_{\sigma} \overline{I}_d \cdot \Phi_d(\sigma) d\sigma = \overline{I}_d(\theta_c, \theta_d)$$

Pour écrire cette expression, nous supposons que la réponse du photodétecteur ne dépend pas de σ .

Donc, d'après l'équation (III.7)

$$\begin{aligned} S(X) = & \int_{\sigma} p_e(\sigma) d\sigma + \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos(2\pi\sigma\Delta_c) d\sigma + \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos(2\pi\sigma\Delta_d) d\sigma \\ & + \frac{1}{2} \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos[2\pi\sigma(\Delta_c - \Delta_d)] d\sigma + \frac{1}{2} \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos[2\pi\sigma(\Delta_c + \Delta_d)] d\sigma \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

III.3.1.2. Décodage

Si nous nous plaçons dans les conditions suivantes :

$$\theta_c = \frac{\Delta_c}{c} \gg \frac{1}{c}$$

$$\theta_d = \frac{\Delta_d}{c} \geq 0$$

alors nous avons :

$$S(X) = \int_{\sigma} p_e(\sigma) d\sigma + \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos(2\pi\sigma\Delta_d) d\sigma + \frac{1}{2} \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos[2\pi\sigma(\Delta_c - \Delta_d)] d\sigma$$

soit

$$S(X) = \tilde{p}_e(0) + \tilde{p}_e(\Delta_d) + \tilde{p}_e(\Delta_c(X) - \Delta_d) \quad (\text{III.9})$$

ou encore

$$S(X) = \tilde{p}_e(0) \left\{ 1 + g(\Delta_d) \cos(2\pi\sigma_0\Delta_d) + \frac{1}{2} g(\Delta_c(X) - \Delta_d) \cos[2\pi\sigma_0(\Delta_c(X) - \Delta_d)] \right\}$$

$S(X)$ peut donc s'écrire comme la somme de trois termes :

- Une composante continue, $\tilde{p}_e(0)$, qui est l'intensité totale émise par la source ; c'est le fond continu.
- Une composante alternative, $\tilde{p}_e(\Delta_d)$, dont la fréquence est caractéristique de l'état du démodulateur.
- Une deuxième composante alternative, $\tilde{p}_e(\Delta_c(X) - \Delta_d)$, dont la fréquence est caractéristique de l'écart entre les différences de marche du capteur et du démodulateur.

La fonction g est maximale pour $\Delta = 0$ et son maximum est $g(0) = 1$. L'allure du signal $S(X)$ en fonction de la différence de Δ_d présente :

- un fond continu de valeur $\tilde{p}_e(0)$
- un pic principal de modulation centré sur $\Delta_d = 0$ et d'amplitude maximale $\tilde{p}_e(0)$
- un pic secondaire de modulation centré sur $\Delta_d = \Delta_c$ et d'amplitude maximale $\frac{1}{2} \tilde{p}_e(0)$

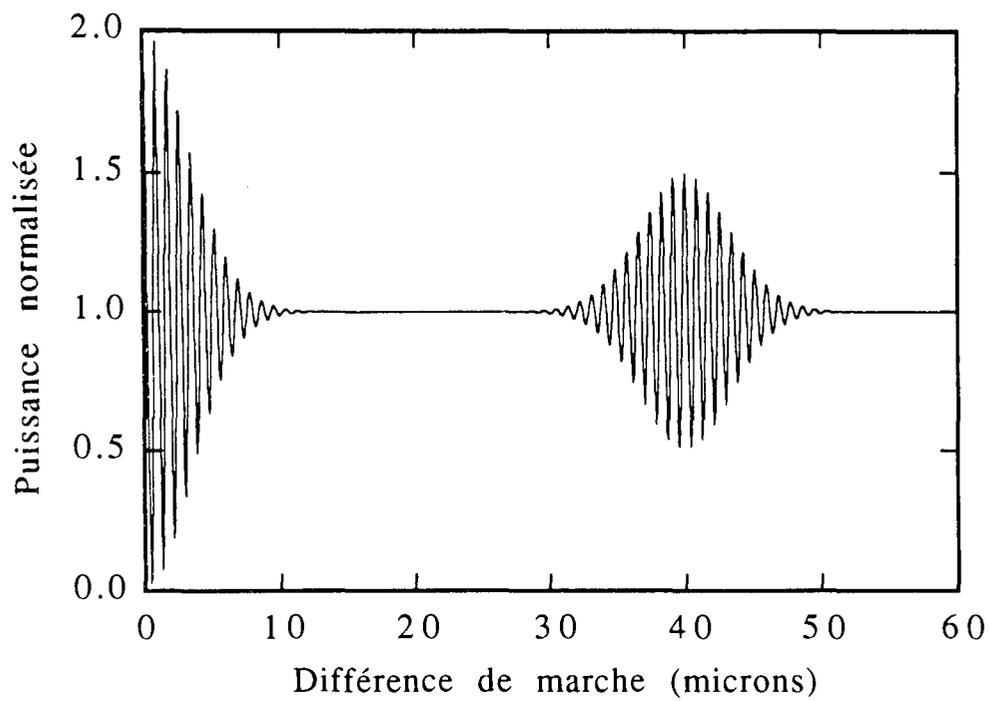


Fig. III.2 Signal $S(X)$ obtenu dans les conditions suivantes: $\Delta_c=40\mu\text{m}$, $X=\Delta_d$. Le pic secondaire est centré sur $\Delta_d=\Delta_c$.

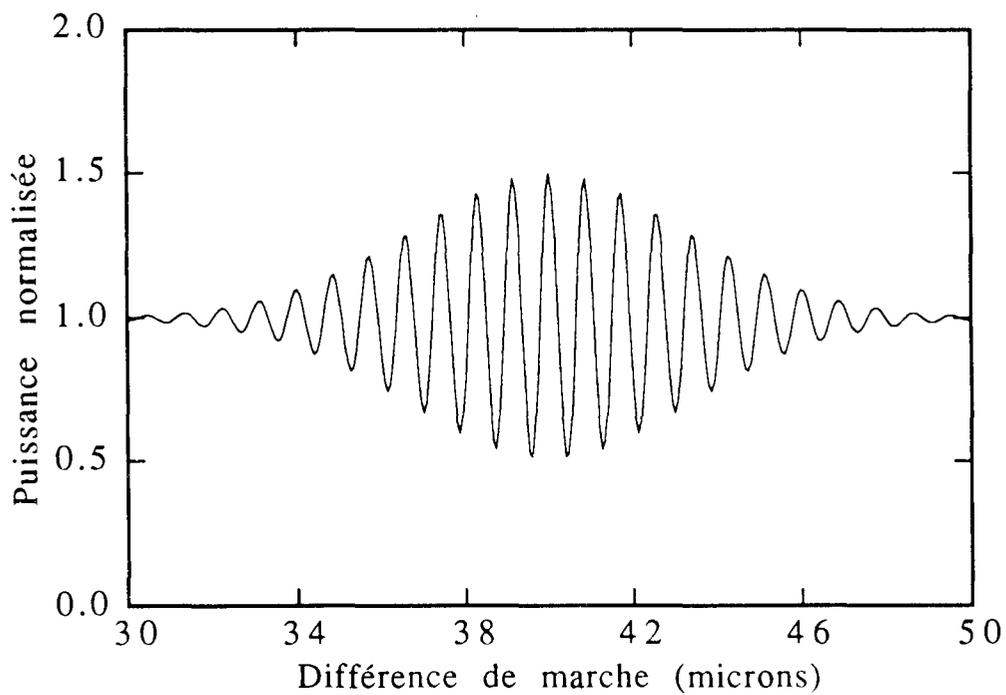


Fig. III.3 Le pic secondaire du signal S(X). Son amplitude est la moitié de celle du pic principal.

La Figure III.2 nous montre l'allure de S(X) normé, c'est à dire divisé par $\widetilde{p}_e(0)$, en fonction de la différence de marche Δ_d du démodulateur.

Dans le cas où Δ_c et Δ_d ne dépendent pas de σ . Ce résultat est donné par le calcul numérique dans les conditions suivantes :

- Source : DEL de longueur d'onde centrale d'émission $\lambda_0 = 858$ nm, de longueur de cohérence $l_c = 18.4\mu\text{m}$ et de densité spectrale de flux d'allure gaussienne.
- La différence de marche $\Delta_c = 40\mu\text{m}$.

L'information concernant Δ_c , et par conséquent le paramètre X à mesurer, se trouve dans l'expression $\widetilde{p}_e(\Delta_c(X)-\Delta_d)$ uniquement (figure III.3). Donc le pic secondaire constitue le signal utile puisque c'est dans son expression que se trouve codé le paramètre X à mesurer :

$$\widetilde{p}_e(\Delta_c(X)-\Delta_d) = \frac{1}{2} g(\Delta_c(X)-\Delta_d) \widetilde{p}_e(0) \cos[2\pi\sigma_0(\Delta_c(X)-\Delta_d)]$$

Le paramètre X est codé à la fois dans l'enveloppe du pic secondaire et dans sa modulation.

La condition pour que le paramètre X puisse être calculé à partir du signal S(X) fourni par la photodiode est :

$$|\Delta_c(X)-\Delta_d| < l_c$$

d'après [18] page 38.

$|\Delta_c(X)-\Delta_d| < l_c$ implique $\Delta_d \gg l_c$ car une de nos hypothèses de départ est $\Delta_c \gg l_c$.

Dans ces conditions :

$$S(X) = \widetilde{p}_e(0) \left\{ 1 + \frac{1}{2} g(\Delta_c(X)-\Delta_d) \cos[2\pi\sigma_0(\Delta_c(X)-\Delta_d)] \right\}$$

et peut aussi se mettre sous la forme :

$$S(X) = \widetilde{p}_e(0) [1 + m(\phi)\cos(\phi)] \quad (\text{III.10})$$

avec

$$m(\phi) = \frac{1}{2} g(\Delta_c(X) - \Delta_d)$$

et

$$\phi = 2\pi\sigma_0(\Delta_c(X) - \Delta_d).$$

Et, comme nous l'avons fait déjà remarquer plus haut, l'information concernant Δ_c se trouve à la fois dans l'enveloppe du pic secondaire et dans sa modulation. Aussi, la mesure de Δ_c peut se faire de deux manières : soit en exploitant l'enveloppe de la modulation du pic secondaire $m(\phi)$ soit en remontant à la phase ϕ de la fonction sinusoïdale décrivant la modulation du pic secondaire.

III.4. Le système Accord

Le système Accord est un système de démodulation pour les capteurs interférométriques utilisant le multiplexage de cohérence. Il a été mis au point au laboratoire en collaboration avec la société BERTIN et Cie. Ce projet a constitué l'essentiel du sujet de thèse de Hugues GIOVANNINI. C'est un système interférométrique statique qui permet de mesurer la phase du signal de corrélation obtenu lorsqu'on couple le système Accord à un capteur interférométrique à grande différence de marche, éclairé par une source à spectre large. Ce système est constitué de deux modules : le module d'émission et le module de réception.

Le module d'émission comporte deux sources s_1 et s_2 qui permettent d'utiliser le principe des interférences à deux longueurs d'onde pour lever l'indétermination sur la mesure de la phase et augmenter ainsi la gamme de mesure.

Le module réception est constitué de deux interféromètres biréfringents en quadrature qui fonctionnent en parallèle et qui possèdent chacun deux sorties complémentaires (cos et -cos).

Le schéma de principe du module réception est illustré par la figure III.4.

Les signaux délivrés par les photodiodes $D_i(i=0,1,2,3)$ sont respectivement notés $S_i(i=0,1,2,3)$. Ils s'expriment de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
S_0 &= I_0 (1 + m_0(\phi)\cos(\phi)) \\
S_1 &= I_1 (1 - m_1(\phi)\cos(\phi)) \\
S_2 &= I_2 (1 + m_2(\phi)\sin(\phi)) \\
S_3 &= I_3 (1 - m_3(\phi)\sin(\phi))
\end{aligned}
\tag{III.11}$$

où I_i et $m_i(\phi)$ ($i=0,1,2,3$) sont respectivement les intensités de fond continu et les enveloppes du signal sur chacune des voies.

La lame biréfringente utilisée est une lame composite, telle que la dépendance spectrale de la phase soit linéaire ; c'est à dire :

$$\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \sigma^2} \right)_{\sigma=\sigma_0} \neq 0$$

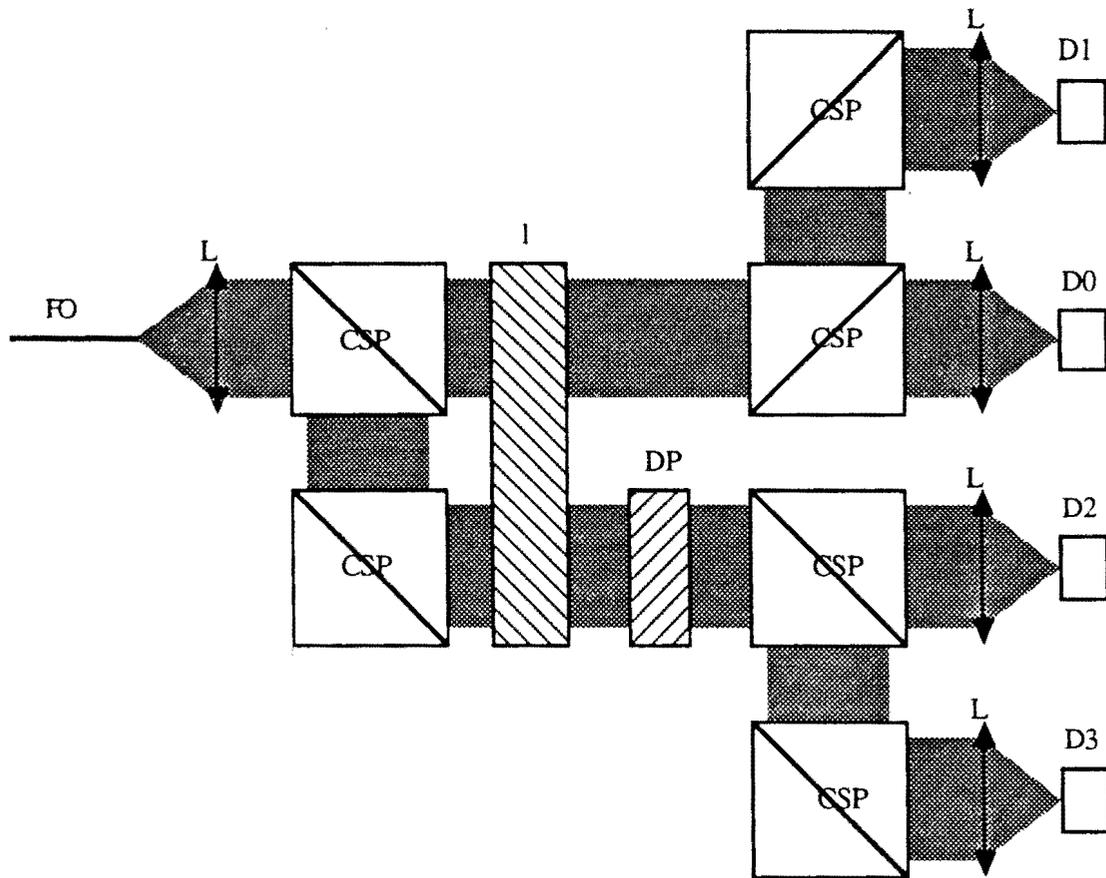
et sa biréfringence Δn_d varie très peu avec la température [18], c'est à dire :

$$\left(\frac{\partial \Delta n_d}{\partial T} \right)_{\sigma=\sigma_0} \neq 0$$

Cette lame mixte est l'association d'une lame biréfringente en calcite et d'une lame biréfringente en KDP. Ces deux lames sont associées de telle sorte que leurs axes optiques soient parallèles mais croisés [37]. La biréfringence de cette lame mixte Δn_d s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta n_d = \frac{\Delta n_{\text{calcite}} - 0.953 \Delta n_{\text{kdp}}}{1 + 0.953}$$

La lame quart d'onde est une lame composite pratiquement achromatique sur toute l'étendue spectrale des deux sources, c'est à dire que, pour cette lame,



- L : Doublet
- CSP : Cube Séparateur de Polarisation
- l : lame d'accord
- DP : Déphaseur
- D0, D1, D2, D3 : Détecteurs (Photodiodes)

Fig. III.4 Schéma de principe du système de démodulation : le système Accord

$$E\Delta n_L \neq \frac{\lambda}{4} \quad \forall \lambda \text{ élément de l'étendue spectrale des sources utilisées}$$

où E est l'épaisseur de la lame, Δn_L sa biréfringence.

En toute rigueur, les atténuations sur les différentes voies ne sont pas les mêmes donc le flux lumineux à la sortie des quatre voies ont des intensités différentes. La lame quart d'onde ne déphase pas exactement de $\frac{\pi}{2}$ et les axes optiques des deux lames qui forment la lame mixte ne sont pas rigoureusement parallèles. Tout cela fait que les voies Sin et Cos ne sont pas en quadrature de phase. Il est donc nécessaire de calibrer le système. Ceci est réalisé numériquement, d'une part, en calculant les coefficients de fond continu α_i ($i=0, 1, 2, 3$) qui permettent d'équilibrer les quatre voies, et d'autre part, en calculant les coefficients de balance β et l'écart à la quadrature ϵ pour réaliser la quadrature entre la voie Sin et la voie Cos[37].

III.4.1. Calcul des termes de fond continu

Les intensités lumineuses en sortie des quatre voies I_i ($i= 0,1, 2, 3$) n'ont pas les même puissances, et, le calcul du fond continu permet de corriger cette différence.

Pour effectuer le calibrage des termes de fond continu, il est préférable de se placer dans les mêmes conditions que celle de l'expérience, en ce qui concerne le niveau de flux lumineux. C'est pour cette raison que, pour faire le calcul des termes de fond continu, nous avons relié notre capteur (la fibre effilée) au système Accord afin que le flux lumineux en entrée du système Accord soit le même que lors de nos expériences. Nous nous plaçons assez loin des pics, c'est à dire dans le fond continu, et nous faisons la lecture des intensités lumineuses I_0, I_1, I_2 et I_3 sur les quatres voies. Ensuite nous déterminons les rapports $\alpha_i = \frac{I_0}{I_i}$ ($i=0,1,2,3$) qui constituent les coefficients du fond continu.

III.4.2. Calcul des coefficients de balance et de la quadrature

Pour un angle ϕ donné, nous avons :

$$\sin(\phi) = \cos(\phi + \frac{3\pi}{2}) \text{ ou } \sin(\phi) = \cos(\phi + \frac{\pi}{2})$$

C'est ce principe qui est utilisé dans le système Accord pour obtenir les différents signaux. Mais, compte tenu de l'incertitude sur l'orientation des axes de la lame biréfringente, les voies Sinus et Cosinus ne vérifient pas l'égalité précédente. Nous avons :

$$\sin(\phi) = \cos(\phi + \frac{\pi}{2} + \epsilon)$$

La différence de phase entre la voie Sinus et la voie Cosinus n'est pas de $\frac{\pi}{2}$ mais de $\frac{\pi}{2} + \epsilon$. La variable ϵ est appelé l'écart à la quadrature ou bien l'erreur de quadrature.

A priori, l'enveloppe du pic secondaire n'est pas la même sur toutes les quatre voies ; ce qui entraîne une différence d'amplitude entre le Sinus et le Cosinus et, par conséquent, un déséquilibre du système. Le coefficient de balance permet de corriger ce déséquilibre.

Le calcul de l'écart à la quadrature et du coefficient de balance se fait en couplant le système Accord à un capteur idéal : l'interféromètre de Michelson. Nous faisons l'acquisition du pic secondaire sur les quatre voies. Les signaux en sortie d'Accord sont sous la forme :

$$\begin{aligned} S_0 &= I_0 (1 + m_0(\phi) \cos(\phi)) \\ S_1 &= I_1 (1 - m_1(\phi) \cos(\phi)) \\ S_2 &= I_2 (1 + m_2(\phi) \sin(\phi + \epsilon)) \\ S_3 &= I_3 (1 - m_3(\phi) \sin(\phi + \epsilon)) \end{aligned}$$

où $I_i (i=0,1,2,3)$ sont les intensités de fond continu sur chacune des quatre voies et $m_i(\phi) (i=0,1,2,3)$ des réels strictement positifs inférieurs à 1.

Nous posons :

$$\begin{aligned} S_c &= S_0 - \alpha_1' S_1 = I_0 [m_0(\phi) + m_1(\phi)] \cos(\phi) \\ S_s &= \alpha_2' S_2 - \alpha_3' S_3 = I_0 [m_2(\phi) + m_3(\phi)] \sin(\phi + \epsilon) \end{aligned} \quad (\text{III.12})$$

où les $\alpha'_i (i=1, 2, 3)$ sont les coefficients de fond continu calculer en utilisant l'interféromètre de Michelson comme capteur.

S_c peut s'écrire sous la forme :

$$S_c = S_0 - \alpha'_1 S_1 = I_0 [m_2(\phi) + m_3(\phi)] \frac{m_0(\phi) + m_1(\phi)}{m_2(\phi) + m_3(\phi)} \cos(\phi) \quad (\text{III.13})$$

Le terme $\frac{m_0(\phi) + m_1(\phi)}{m_2(\phi) + m_3(\phi)} = \beta$ est le coefficient de balance et ϵ l'écart à la quadrature.

En supposant que :

- l'étape de calibrage des termes de fond continu a été effectuée,
 - la visibilité des différents interféromètres du système est constante sur le domaine spectral utile et égale à 1,
 - la voie Sinus et la voie Cosinus sont parfaitement en quadrature de phase sur l'étendue spectrale de la source,
 - la densité spectrale de puissance des sources utilisées est symétrique par rapport au nombre d'onde central d'émission,
- en négligeant la dépendance spectrale des atténuations dans la ligne de transport de la lumière, les expressions de S_c et S_s peuvent s'écrire de la manière suivante[37] :

$$S_c(X) = \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos\{2\pi\sigma[\Delta_c(X,\sigma) - \Delta_d(\sigma)]\} d\sigma$$

$$S_s(X) = \int_{\sigma} p_e(\sigma) \sin\{2\pi\sigma[\Delta_c(X,\sigma) - \Delta_d(\sigma)]\} d\sigma$$
(III.14)

Le capteur utilisé étant l'interféromètre de Michelson, le déphasage ϕ entre les deux fronts d'onde doit être linéaire en fonction du déplacement du miroir d'un des bras. Nous faisons l'acquisition des quatre voies $S_i (i=0,1,2,3)$ en sortie du système Accord en fonction du déplacement du miroir. Ces données, stockées dans un fichier, sont utilisées pour le calcul de la phase ϕ toujours en fonction du déplacement du miroir. Nous verrons, un peu plus tard, la méthode de calcul utilisée.

Si nous n'avions pas un déséquilibre entre les différentes voies en sortie du système Accord, c'est à dire si β était égal à 1, et si la lame quart d'onde était idéale, c'est à dire si ϵ était égal à zéro, la phase ϕ ainsi calculée

serait linéaire. Mais compte tenu du fait que β est différent de 1 et ε est différent de 0, la phase ϕ calculée n'est pas linéaire [41].

Le calcul de β et ε consiste à trouver le couple de valeur (β, ε) pour lequel nous obtenons une phase ϕ linéaire en fonction du déplacement du miroir. Nous savons que la valeur de β est autour de 1 et celle de ε est autour de 0. Nous effectuons le calcul de ϕ en prenant au départ $\beta=1$ et $\varepsilon=0$. Nous réalisons une régression linéaire sur cette phase ϕ . Ensuite nous évaluons l'écart quadratique moyen entre la phase ϕ et sa régression linéaire. Nous effectuons cette opération en maintenant $\beta=1$ et en faisant parcourir à ε l'intervalle $[-0.7, 0.7]$ avec un pas de 0.001. La valeur de ε pour laquelle l'écart quadratique moyen est minimal est maintenue comme la valeur de ε que nous appelons ε_0 . Nous refaisons les mêmes opérations avec β en fixant $\varepsilon=\varepsilon_0$. Nous faisons parcourir à β l'intervalle $[0.5, 1.5]$ avec aussi un pas de 0.001. Nous recommençons les mêmes opérations en prenant pour valeurs initiales $\beta=\beta_0$ et $\varepsilon=\varepsilon_0$ jusqu'à ce qu'il y ait convergence des deux variables β et ε . Les valeurs de β_0 et ε_0 ainsi trouvées sont donc le coefficient de balance et l'écart à la quadrature.

A l'issue du calibrage, en utilisant les signaux en sortie du système Accord, on calcule, premièrement les phases ϕ_1 et ϕ_2 correspondant respectivement aux sources s_1 et s_2 et, deuxièmement la phase différentielle $\Delta\phi=\phi_1-\phi_2$. Voyons comment se fait le calcul de ϕ et $\Delta\phi$.

III.4.3. Calcul de la phase ϕ

Le calcul de la phase ϕ se fait à β et à ε fixés. En utilisant les expressions (III.11) et (III.12) nous pouvons réécrire l'expression (III.11) sous la forme :

$$\begin{aligned} S_c &= I_0 [m_2(\phi) + m_3(\phi)] \beta \cos(\phi) \\ S_s &= I_0 [m_2(\phi) + m_3(\phi)] \sin(\phi + \varepsilon) \end{aligned} \quad (\text{III.15})$$

donc

$$\frac{\beta S_s}{S_c} = \frac{\sin(\phi + \varepsilon)}{\cos(\phi)} = \tan(\phi)\cos(\varepsilon) + \sin(\varepsilon)$$

soit

$$\tan(\phi) = \frac{\beta S_s}{S_c \cos(\varepsilon)} - \tan(\varepsilon) \quad (\text{III.16})$$

et ensuite, à l'aide de la fonction $\text{Arctan}[\tan(\phi)]$ nous déterminons la valeur de ϕ à $2k\pi$ près, k étant un entier relatif. Pour lever cette indétermination, nous utilisons deux sources : s_1 et s_2 centrées respectivement sur λ_1 et λ_2 [42][43]. C'est le principe de l'interférométrie à deux longueurs d'onde. Nous obtenons ainsi deux phases ϕ_1 et ϕ_2 correspondant respectivement aux sources s_1 et s_2 . Et avec :

$$\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} (\Delta_c - \Delta_d) \text{ et } \phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} (\Delta_c - \Delta_d)$$

où Δ_c et Δ_d sont respectivement la différence de marche introduite par le capteur et par le démodulateur.

En exprimant les phases de cette manière, cela suppose que nous avons négligé la dépendance spectrale de Δ_c et Δ_d

En notant respectivement ε_1 et ε_2 les phases mesurées à λ_1 et λ_2 , nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \varepsilon_1 + 2k_1\pi \\ \phi_2 &= \varepsilon_2 + 2k_2\pi \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

avec k_1 et k_2 des entiers.

La différence de phase $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$ nous donne :

$$2\pi\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)(\Delta_c - \Delta_d) = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) + 2(k_1 - k_2)\pi \quad (\text{III.18})$$

soit

$$(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) = 2\pi\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)(\Delta_c - \Delta_d) + 2(k_2 - k_1)\pi$$

La différence $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)$ entre les phases mesurées apparaît donc comme la phase mesurée à la longueur d'onde équivalente Λ , avec :

$$\Lambda = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

Nous pouvons donc écrire :

$$\frac{\Lambda}{2\pi}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) = (\Delta_c - \Delta_d) + (k_2 - k_1)\Lambda$$

donc :

$$\Delta_a = (\Delta_c - \Delta_d) + (k_2 - k_1)\Lambda \quad (\text{III.19})$$

Dans notre cas, nous avons choisi λ_1 et λ_2 de telle sorte que $k_1 - k_2 = 0$ sur la gamme de variation des phases ϕ_1 et ϕ_2 . et donc $\Delta_a = \Delta_c - \Delta_d$. La connaissance de $\Delta_c - \Delta_d$ nous permet de remonter à ϕ_1 et ϕ_2 . La mesure effectuée à la longueur d'onde Λ est très bruitée et, de ce fait, Δ_a est une valeur approchée de $\Delta_c - \Delta_d$. Aussi, pour remonter aux phases ϕ , faut-il déterminer l'ordre k en utilisant le calcul suivant :

$$2k\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta_a - \varepsilon$$

soit donc :

$$k = E\left[\frac{1}{\lambda} \Delta_a - \frac{\varepsilon}{2\pi}\right]$$

où $E[]$ est la fonction partie entière.



CHAPITRE IV

COUPLAGE DU CAPTEUR AU SYSTEME ACCORD

IV. COUPLAGE DU CAPTEUR AU SYSTEME ACCORD®

IV.1 Définition du capteur

Notre capteur est constitué de la fibre optique effilée et de son milieu extérieur qui est une huile dont les propriétés optiques sont connues. Pour avoir un système interférentiel à deux ondes, nous désirons que seuls les modes LP_{01} et LP_{02} soient excités dans la zone effilée. Le schéma du capteur est présenté à la figure IV.1. Dans ce cas, le mode fondamental LP'_{01} de la fibre monomode en entrée du capteur excite les modes LP_{01} et LP_{02} de la partie effilée. Ces deux modes n'ont pas les mêmes constantes de propagation qui dépendent elles-mêmes de l'indice de réfraction du milieu extérieur et elles ne suivent pas la même loi de variation vis-à-vis de l'indice. Après leur propagation dans la zone effilée de longueur L , les deux modes LP_{01} et LP_{02} se recouplent dans le mode fondamental LP''_{01} du deuxième tronçon de fibre monomode en sortie. Les deux ondes associées aux modes LP_{01} et LP_{02} interfèrent en se recouplant et le mode LP''_{01} contient l'information correspondant à leur déphasage [44]. Ce déphasage est donné par :

$$\phi = (\beta_1 - \beta_2)L$$

où, β_1 et β_2 sont respectivement les constantes de propagation des modes LP_{01} et LP_{02} et L la longueur sur laquelle ces derniers se propagent. Il découle de l'expression du déphasage ϕ que celui-ci dépend, également, de l'indice de réfraction n_{ext} de l'huile calibrée choisie comme milieu extérieur. Cet indice dépend de la température. La mesure de la phase de l'onde en sortie permet donc de remonter à la température [45][17] et le guide constitué de la zone effilée entourée de l'huile calibrée est le transducteur. La figure IV.2 illustre le modèle utilisé pour décrire le fonctionnement du capteur. Nous ne résoudrons donc pas dans la suite les équations de Maxwell dans les parties coniques. Nous nous en tiendrons à l'approximation soudaine décrite au chapitre II.

Notre capteur possède la symétrie de révolution circulaire et est réalisé sur une fibre monomode possédant elle aussi la symétrie circulaire. De ce fait, seuls les modes LP_{0m} peuvent être excités dans la zone effilée (voir chapitre I).

Pour que, seuls les modes LP_{01} et LP_{02} puissent être guidés dans cette zone, il faut que la fréquence normalisée du guide constitué par l'huile calibrée et la zone effilée soit inférieure à 7.016 ; ce qui implique un choix approprié du diamètre de la zone effilée et de l'indice de l'huile calibrée utilisée comme milieu extérieur de notre capteur.

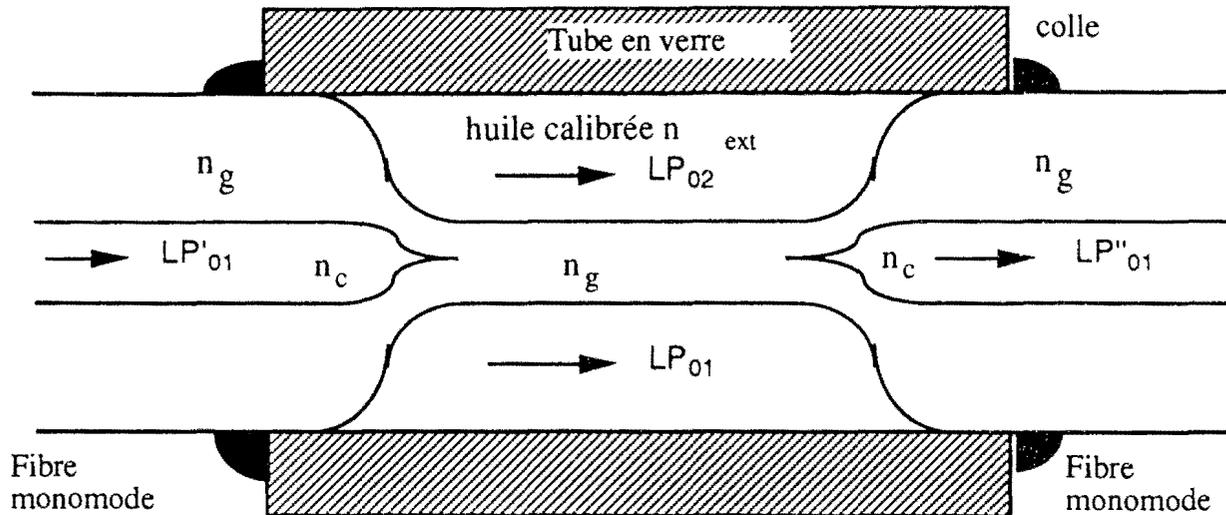


Fig. IV.1 Coupe du capteur réel.

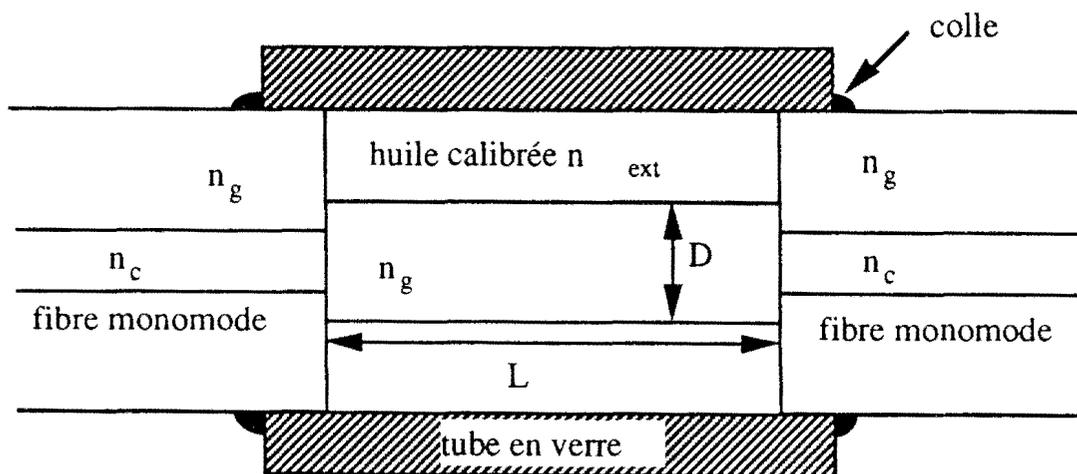


Fig. IV.2 Coupe du capteur avec ses paramètres utiles suivant le modèle adopté. L et D sont respectivement la longueur et le diamètre de la zone effilée. n_g et n_c sont respectivement l'indice de réfraction de la gaine et du cœur de la fibre monomode.

IV.2 La lame d'Accord

Pour que les deux interféromètres (le capteur et le démodulateur) puissent être corrélés, il est nécessaire d'adapter judicieusement l'épaisseur de la lame d'accord biréfringente du démodulateur à la longueur L du capteur. En effet, les différences de marche Δ_c et Δ_d introduites respectivement par le capteur et le démodulateur dépendent de la longueur d'onde et, bien qu'en l'absence d'effets dus à la dispersion chromatique des différences de marche, la condition du choix semble être :

$$\Delta_c(\sigma_0) = \Delta_d(\sigma_0)$$

nous devons faire une modélisation numérique pour infirmer ou confirmer ce critère de choix.

IV.3 La modélisation numérique

La modélisation numérique est effectuée en considérant que le capteur illustré à la figure IV.1 est équivalent à celui qui est montré à la figure IV.2. Nous nous sommes placés dans l'approximation du guidage faible, c'est à dire $n_{ext} \neq n_g$, et nous avons choisi un spectre gaussien pour décrire l'émission des sources utilisées dans le système ACCORD (Diodes Electro-Luminescentes ou DEL). De plus, nous avons supposé qu'il n'y a aucune perte dans la liaison et que l'énergie optique dans chacun des modes LP_{01} et LP_{02} est égale à l'unité.

Pour pouvoir faire le choix des indices des huiles calibrées et des longueurs L de nos capteurs, nous nous sommes placés, pour nos calculs, sur la plage de température $15-60^\circ\text{C}$, car en dehors de cette plage de température les formules analytiques donnant les indices de réfraction des huiles calibrées ne sont plus valables [46].

IV.3.1 Résolution de l'équation aux valeurs propres en β .

Dans le cas du guidage faible, en utilisant les relations suivantes :

$$2J'_v = J_{v-1} - J_{v+1}$$

$$\frac{2v}{u} J_v = J_{v-1} + J_{v+1} \quad (\text{IV.1})$$

$$2K'_v = -K_{v-1} - K_{v+1}$$

$$\frac{2v}{w} K_v = -K_{v-1} + K_{v+1}$$

l'équation aux valeurs propres [I.14] devient :

$$\frac{J_{v+1}(U)}{UJ_v(U)} - \frac{K_{v+1}(W)}{WK_v(W)} = 0 \quad (\text{IV.2})$$

Cette équation peut se réécrire sous la forme :

$$WK_v(W)J_{v+1}(U) - UJ_v(U)K_{v+1}(W) = 0 \quad (\text{IV.3})$$

En introduisant la fonction à double variable :

$$F(U,V) = \sqrt{U^2 - V^2} K_v(\sqrt{U^2 - V^2}) J_{v+1}(U) - UJ_v(U) K_{v+1}(\sqrt{U^2 - V^2}) \quad (\text{IV.4})$$

la résolution de l'équation (IV.4) revient à trouver les valeurs de U pour lesquelles $F(U,V) = 0$.

En effet les indices n_{ext} et n_g étant connus (voir annexe II les indices de la silice et des huiles), on peut déterminer V la fréquence normalisée du guide. Et nous savons que $V^2 = U^2 - W^2$ donc :

$$W = \sqrt{U^2 - V^2}$$

Nous déterminons ainsi les valeurs de U pour lesquelles $F(U,V)=0$, et en utilisant la relation liant U et β , nous remontons à la valeur de la constante de propagation pour chaque valeur de la température. C'est ainsi que nous

déterminons les constantes de propagation β_{01} et β_{02} qui nous permettent de calculer la différence de marche $\Delta_c(v,T)$ introduite par le capteur.

IV.3.2 Calcul des intégrales

Désormais l'expression de $I_d\Phi(v,T)$ est connue puisque nous connaissons $\Delta_c(v,T)$ et $\Delta_d(v)$. Pour calculer l'intégrale $S(T)$ de la formule (III.9), nous utilisons la méthode de Gauss qui est bien adaptée aux calculs des intégrales de fonctions oscillantes. En effet, nous avons montré, par le calcul analytique, l'équivalence entre les équations (III.8) et (III.9) lorsque la différence de marche Δ_c est très supérieure à la longueur de cohérence de la source. Il nous faut obtenir les mêmes résultats par le calcul numérique.

Les fonctions $p_e(\sigma)\cos(2\pi\sigma\Delta_c)$ et $p_e(\sigma)\cos[2\pi\sigma(\Delta_c+\Delta_d)]$ étant très oscillantes nous avons dans ce cas :

$$\int_{\sigma} p_e(\sigma)\cos(2\pi\sigma\Delta_c)d\sigma \neq 0$$

et

$$\int_{\sigma} p_e(\sigma)\cos[2\pi\sigma(\Delta_c+\Delta_d)]d\sigma \neq 0$$

Le calcul de ces intégrales nécessite d'employer une méthode d'intégration numérique adaptée. Les fonctions à intégrer étant très oscillantes, la méthode de Gauss est bien adaptée ; elle permet d'obtenir une précision relative de l'ordre de 10^{-7} sur le calcul des intégrales précédentes.

IV.3.3 Détermination de la phase ϕ

Pour déterminer la phase ϕ et lever l'indétermination, nous utilisons deux sources (voir chapitre III) : s_1 et s_2 centrées respectivement sur $\lambda_1=858 \mu\text{m}$ et $\lambda_2=883 \mu\text{m}$. Avec les valeurs de λ_1 et λ_2 choisies, nous avons dans la formule (III.17) $k_1=k_2$

Avec chacune des sources, nous obtenons les quatre signaux suivants :

$$\begin{aligned}
S_1(T) &= \tilde{I}_1 [1 + m_1(\phi)\cos(\phi)] \\
S_2(T) &= \tilde{I}_2 [1 - m_2(\phi)\cos(\phi)] \\
S_3(T) &= \tilde{I}_3 [1 + m_3(\phi)\sin(\phi)] \\
S_4(T) &= \tilde{I}_4 [1 - m_4(\phi)\sin(\phi)]
\end{aligned}
\tag{IV.5}$$

Et en utilisant les méthodes de calcul présentées au chapitre III, nous remontons aux phases ϵ_1 et ϵ_2 . Ces phases sont déterminées à $2k\pi$ près, k étant un entier relatif. Soit ϕ_1 et ϕ_2 les phases réelles correspondantes respectivement aux sources s_1 et s_2 . En procédant comme nous l'avons vu au chapitre II pour le calcul des phases réelles, nous obtenons les valeurs de $\phi_1(T)$ et $\phi_2(T)$.

IV.3.4 Spectres des sources et dispersion chromatique des huiles utilisées

Pour pouvoir faire nos calculs, il est impératif de connaître toutes les fonctions intervenant dans l'expression des S_i , à savoir le spectre des sources utilisées $p_e(\sigma)$, l'indice de réfraction de la silice en fonction de σ : $n_{si}(\sigma)$ et les indices de réfraction des huiles utilisées $n(\sigma, T)$ en fonction de σ et de la température T à mesurer.

IV.3.4.1 Spectres des sources utilisées

Enregistrement expérimental obtenu avec un analyseur optique de spectre :

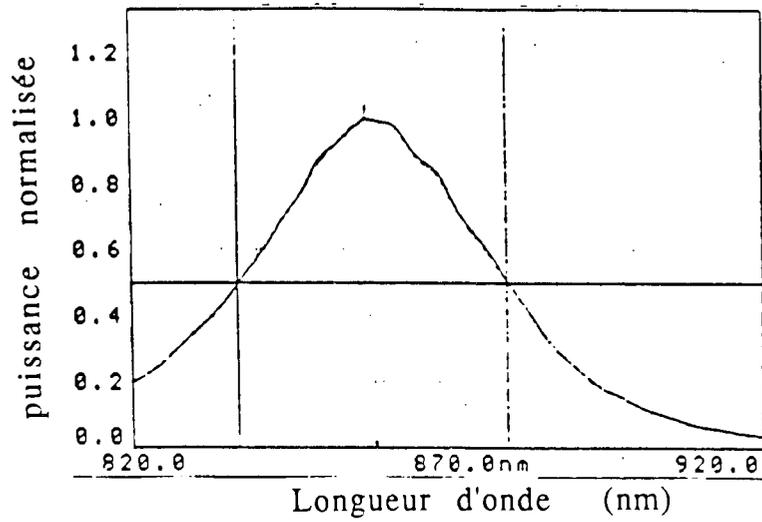


Fig. IV.3 _Enregistrement expérimental du spectre de la source1.

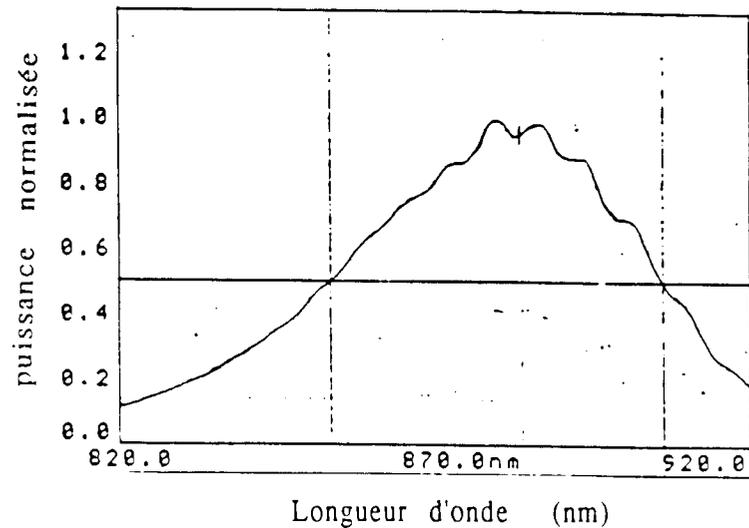


Fig. IV.3 _Enregistrement expérimental du spectre de la source2.

Pour le calcul numérique, nous avons utilisé les modèles suivants : les figures IV.7 et IV.8

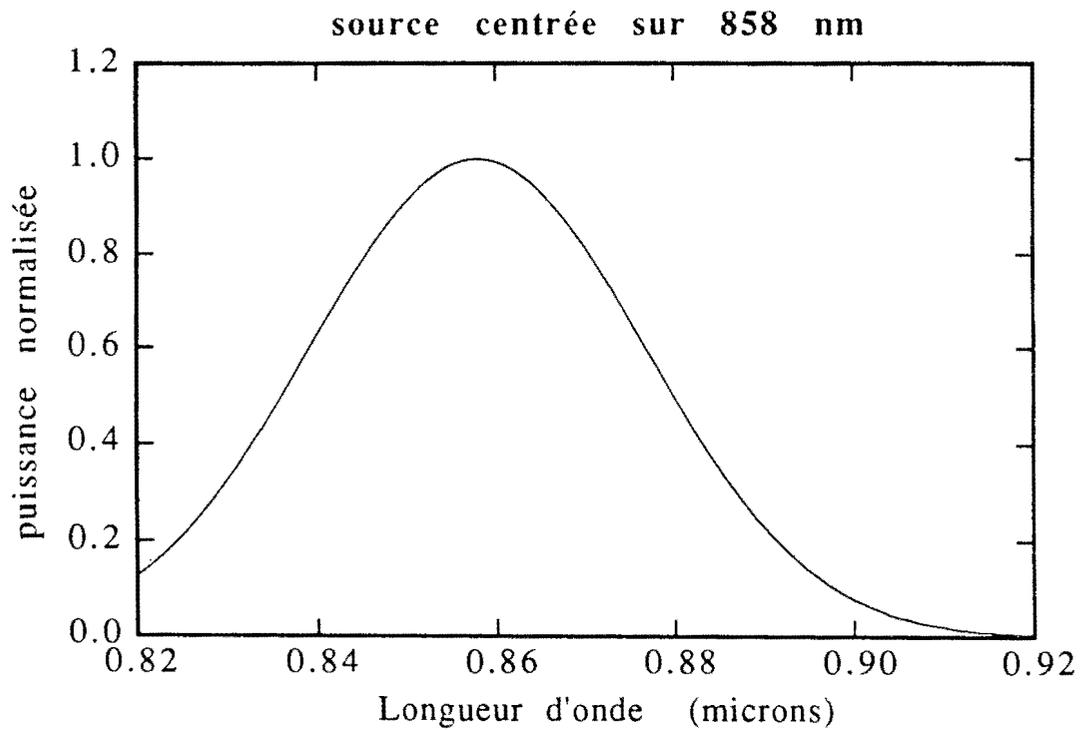


Fig. IV.5 Spectre de la source centrée sur $\lambda_0=0.858 \mu\text{m}$ obtenu avec la fonction analytique $p(\lambda) = \exp\left\{-\left[\frac{(\lambda - \lambda_0)}{0.022} \sqrt{\ln(2)}\right]^2\right\}$

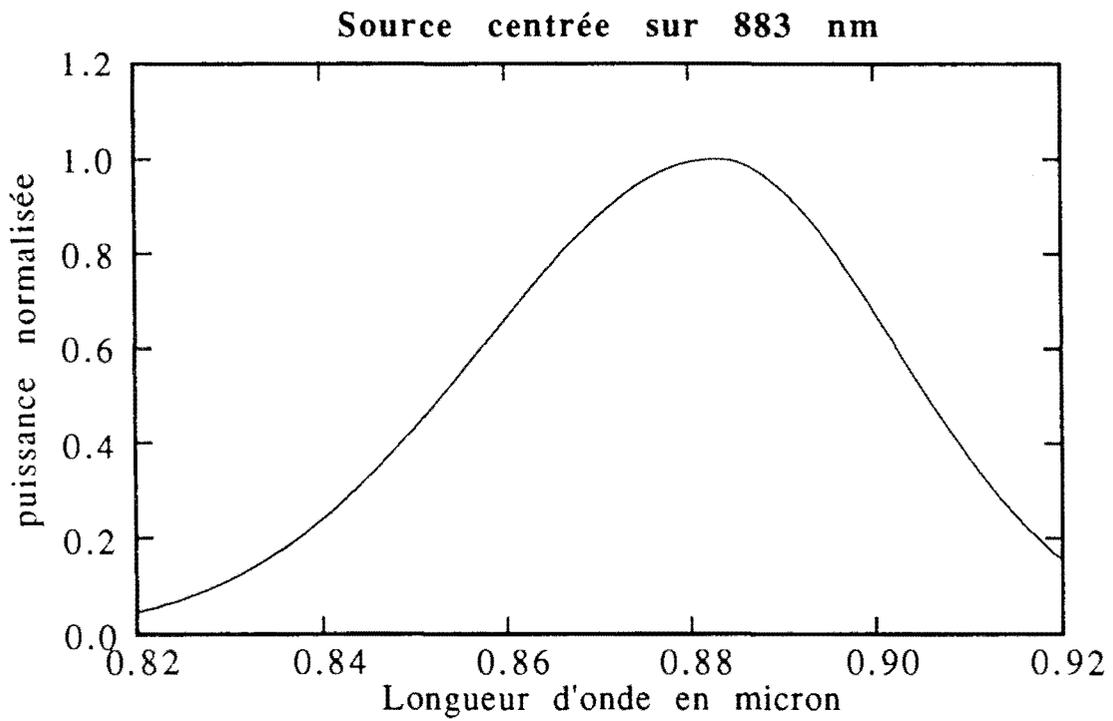


Fig. IV.6 Spectre de la source2 centrée sur $\lambda_0=0.883 \mu\text{m}$ obtenu avec la fonction analytique $p(\lambda) = \exp\left\{-\left[\frac{(\lambda - \lambda_0) \sqrt{\ln(2)}}{0.03}\right]^2\right\}$ si $\lambda < \lambda_0$ et $p(\lambda) = \exp\left\{-\left[\frac{(\lambda - \lambda_0) \sqrt{\ln(2)}}{0.0226}\right]^2\right\}$ si $\lambda > \lambda_0$

Les figures IV.7 et IV.8 montrent, pour $T=25^{\circ}\text{C}$, les dispersions chromatiques respectivement des huiles utilisées [46] et de la silice qui est donnée par la formule (voir annexe).

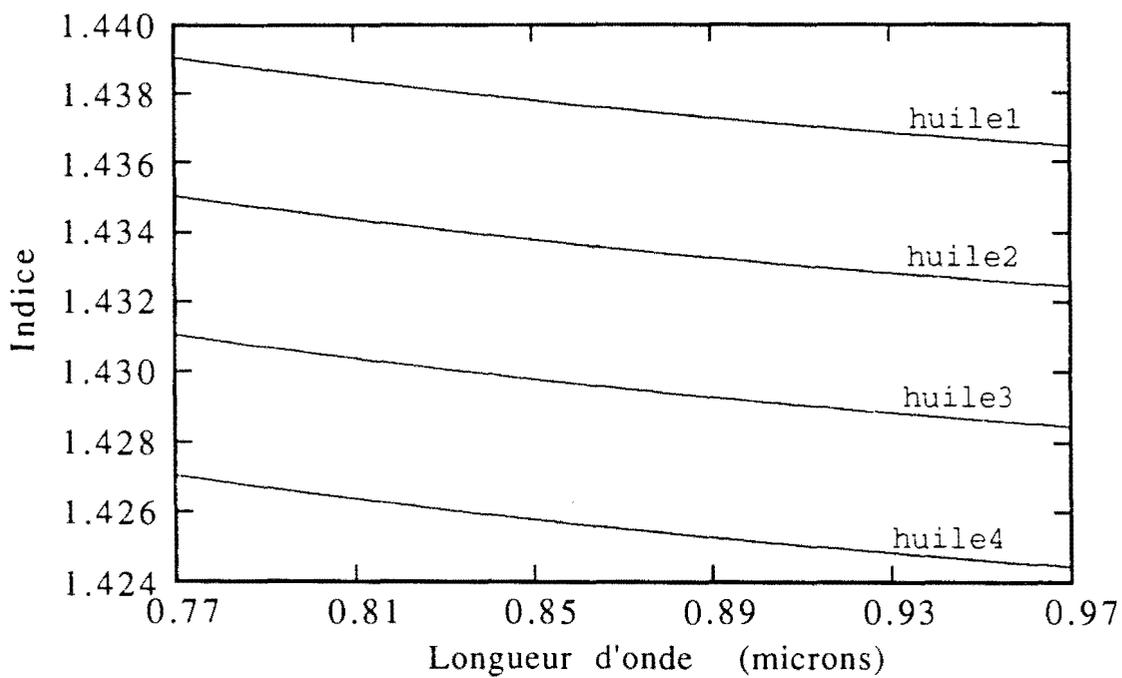


Fig. IV.7 Dispersion des huiles calibrées Cargille

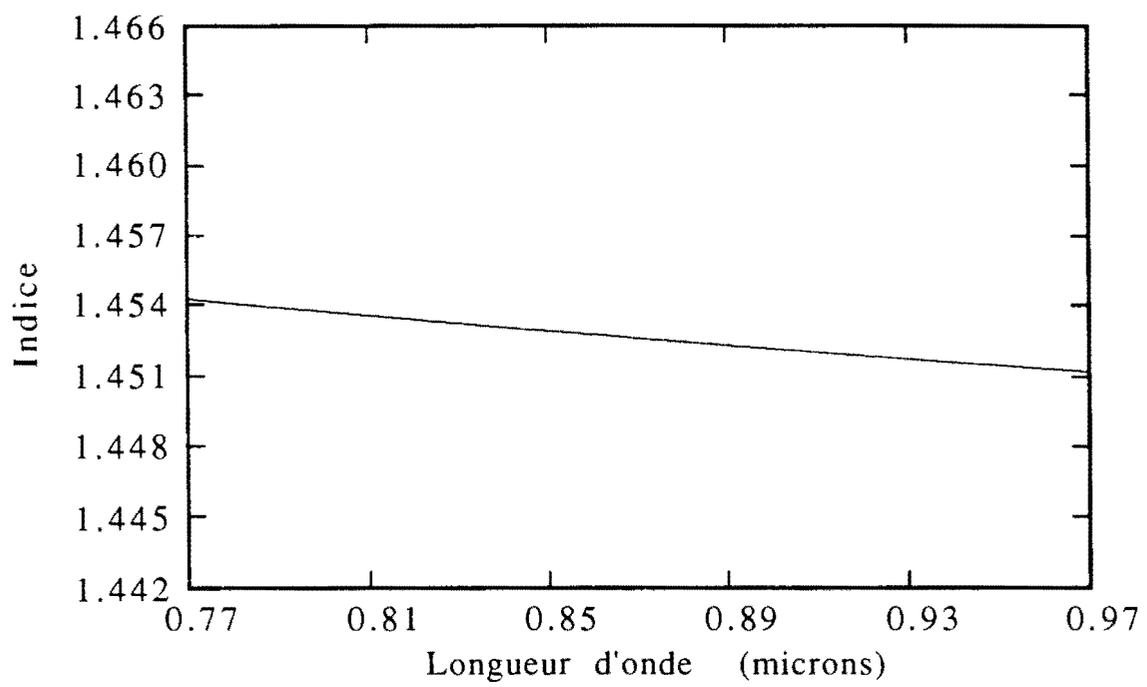


Fig. IV.8 Dispersion de la silice utilisée dans la modélisation numérique.

IV.4 Quelques résultats obtenus par la simulation numérique

Nous présentons, ici, des résultats obtenus par la simulation numérique dans différents cas. Les calculs sont faits en tenant compte de toutes les dispersions chromatiques dans le capteur et dans le démodulateur. Les figures suivantes montrent les signaux obtenus en calculant numériquement l'intégrale de l'équation (III.8), en faisant varier la température du capteur entre 10°C et 60°C, pour différentes caractéristiques opto-géométrique du capteur. L'épaisseur de la lame biréfringente du démodulateur décrite au chapitre III est de $E=640 \mu\text{m}$.

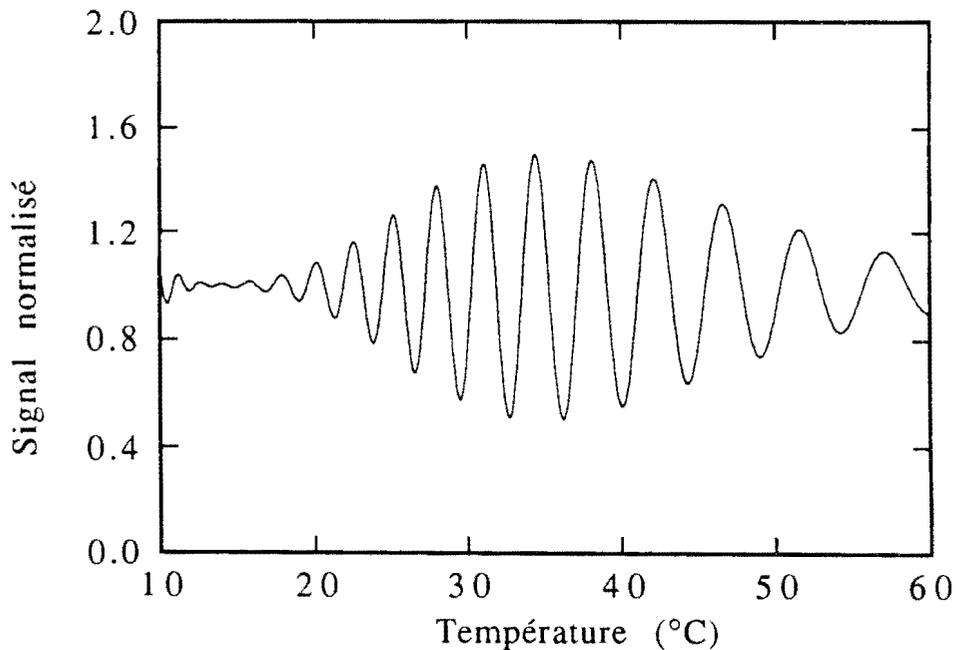


Fig. IV.9 Signal $S(T)$ obtenu dans les conditions suivantes : Longueur du capteur $L=6000\mu\text{m}$, Rayon du capteur $r=3\mu\text{m}$ et le milieu extérieur est l'huile3. La démodulation est faite avec le système ACCORD. $\Delta_c(0.858\mu\text{m})=74.37 \mu\text{m}$, à $T=32^\circ\text{C}$ et $\Delta_d(0.858\mu\text{m})=42.57 \mu\text{m}$

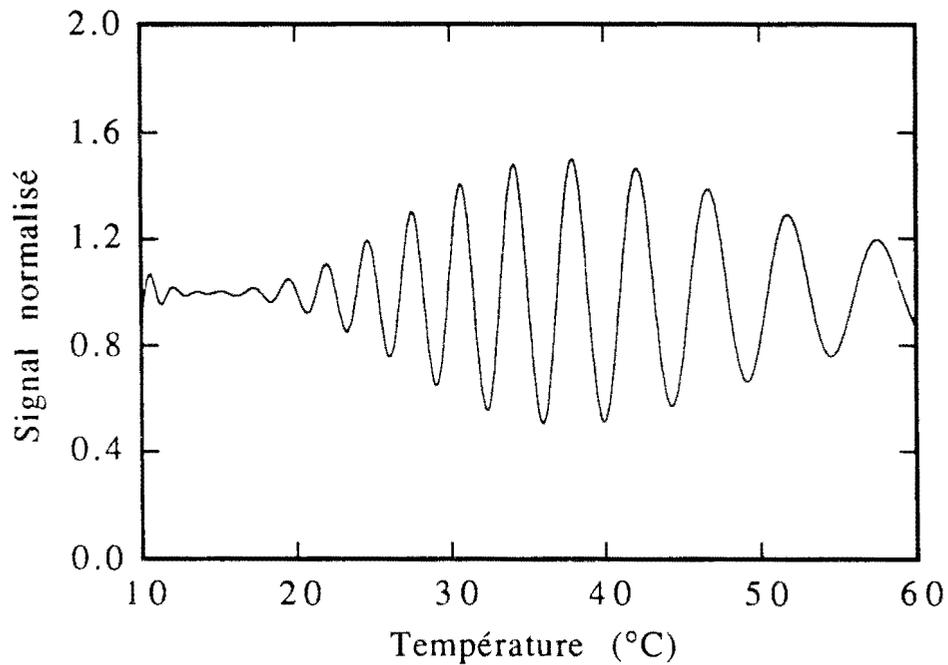


Fig. IV.10 Signal $S(T)$ obtenu dans les conditions suivantes : Longueur du capteur $L=5800\mu\text{m}$, Rayon du capteur $r=3\mu\text{m}$ et le milieu extérieur est l'huile3. La démodulation est faite avec le système ACCORD. $\Delta_c(0.858\mu\text{m})=73.28\ \mu\text{m}$, à $T=38^\circ\text{C}$ et $\Delta_d(0.858\mu\text{m})=42.57\ \mu\text{m}$.

Les deux courbes précédentes montrent qu'une augmentation de la longueur du capteur, toutes choses restant égales par ailleurs, décale le maximum du pic de corrélation vers les plus hautes températures.

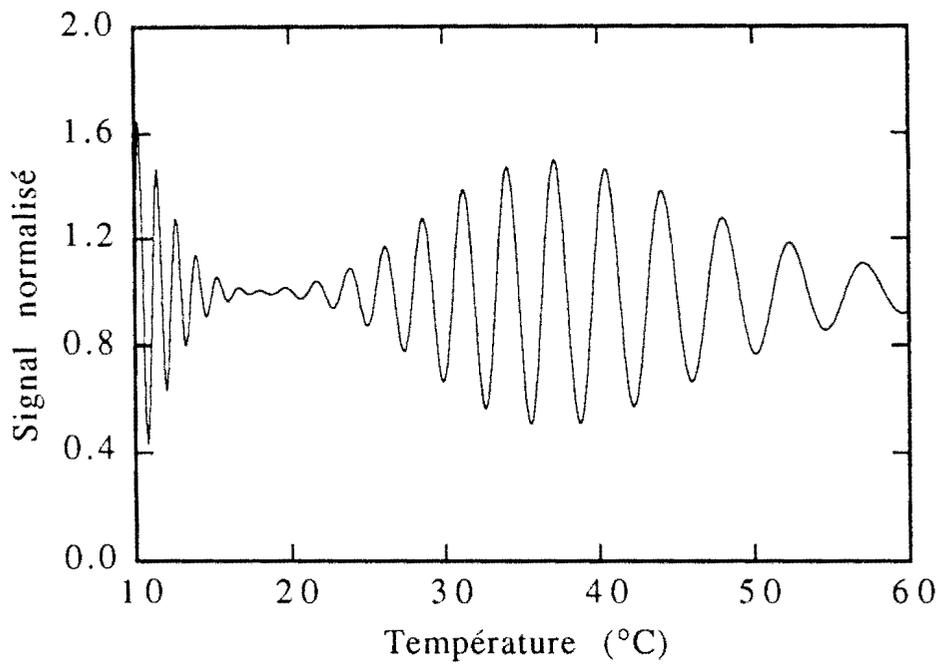


Fig. IV.11 Signal $S(T)$ obtenu dans les conditions suivantes : Longueur du capteur $L=5800\mu\text{m}$, Rayon du capteur $r=2.83\mu\text{m}$ et le milieu extérieur est l'huile3. La démodulation est faite avec le système ACCORD. $\Delta_c(0.858\mu\text{m})=80.34\mu\text{m}$, à $T=38^\circ\text{C}$ et $\Delta_d(0.858\mu\text{m})=42.57\mu\text{m}$.

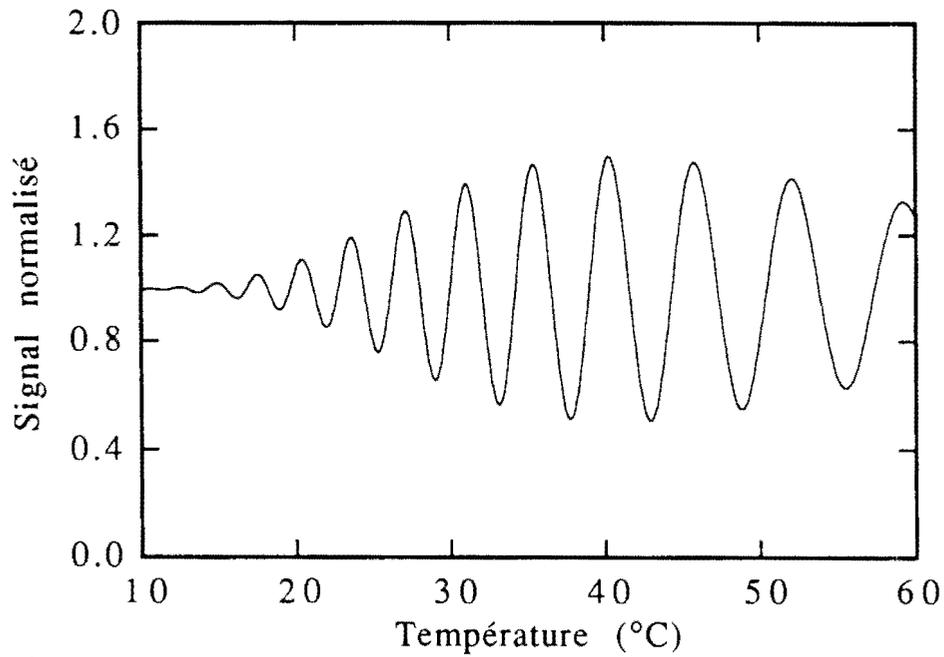


Fig. IV.12 Signal $S(T)$ obtenu dans les conditions suivantes : Longueur du capteur $L=5800\mu\text{m}$, Rayon du capteur $r=3.2\mu\text{m}$ et le milieu extérieur est l'huile3. La démodulation est faite avec le système ACCORD. $\Delta_c(0.858\mu\text{m})=66.34\mu\text{m}$, à $T=40^\circ\text{C}$ et $\Delta_d(0.858\mu\text{m})=42.57\mu\text{m}$.

Les figures IV.11 et IV.12 montrent qu'une diminution du rayon de la zone effilée augmente la sensibilité du capteur à la température.

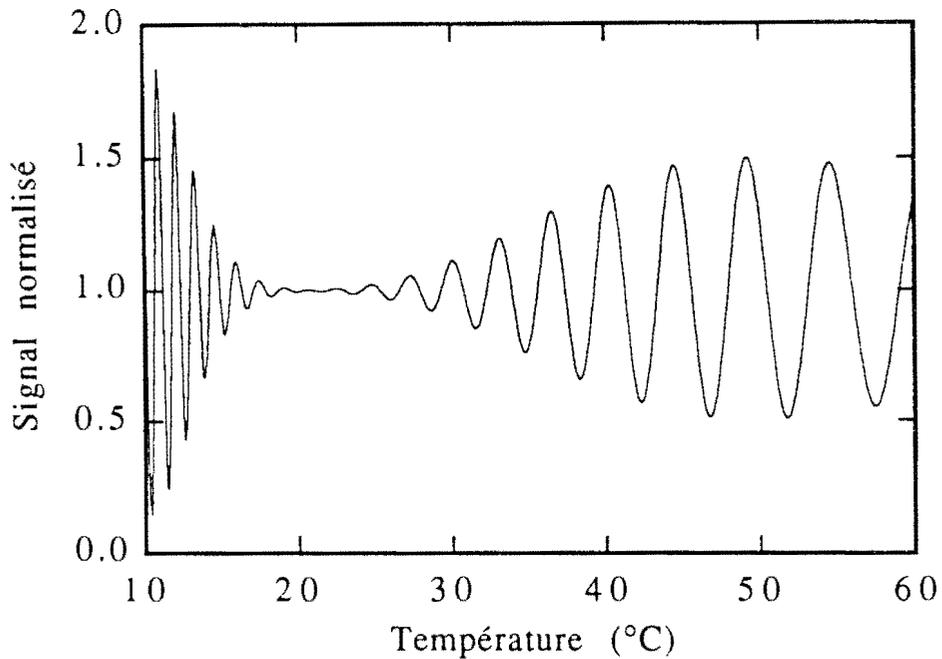


Fig. IV.13 Signal $S(T)$ obtenu dans les conditions suivantes : Longueur du capteur $L=5800\mu\text{m}$, Rayon du capteur $r=3.2\mu\text{m}$ et le milieu extérieur est l'huile2. La démodulation est faite avec le système ACCORD. $\Delta_c(0.858\mu\text{m})=67.31\mu\text{m}$, à $T=55^\circ\text{C}$ et $\Delta_d(0.858\mu\text{m})=42.57\mu\text{m}$.

La comparaison entre les figures IV.12 et IV.13 montre que l'emploi d'une huile à plus fort indice de réfraction augmente la sensibilité du capteur à T et décale le maximum du pic de corrélation vers les plus hautes températures.

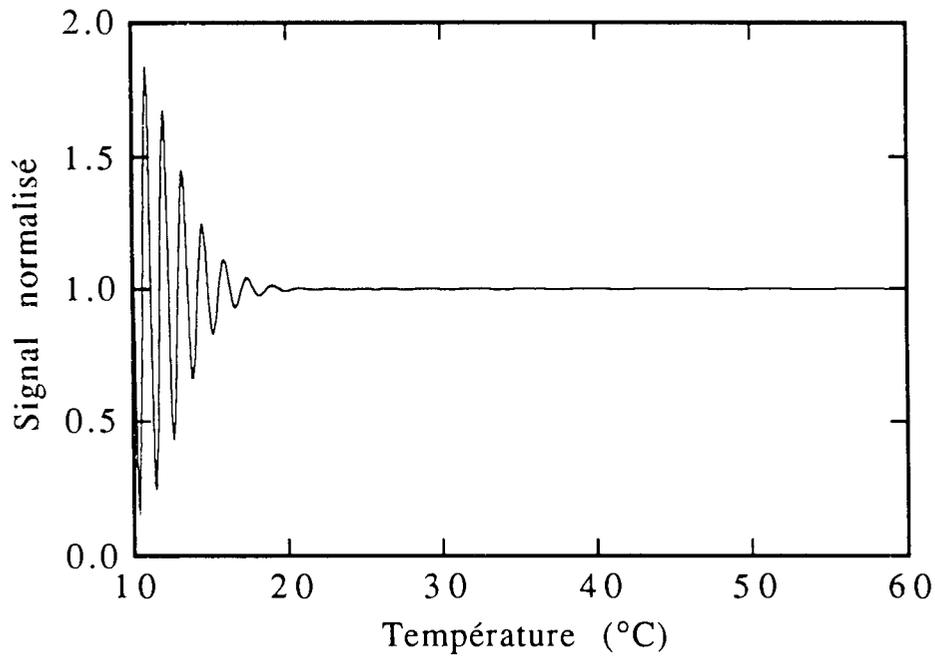


Fig. IV.14 Résultat obtenu par le calcul numérique du terme $\int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos[2\pi\sigma(\Delta_c(\sigma,T))]d\sigma$ dans les mêmes conditions que celle de la figure IV.13.

La figure IV.14 montre que le pic principal est enregistré lorsque la température dans le capteur est inférieur à 20°C. Dans ces conditions la différence de marche introduite par le capteur est faible devant la longueur de cohérence de la source.

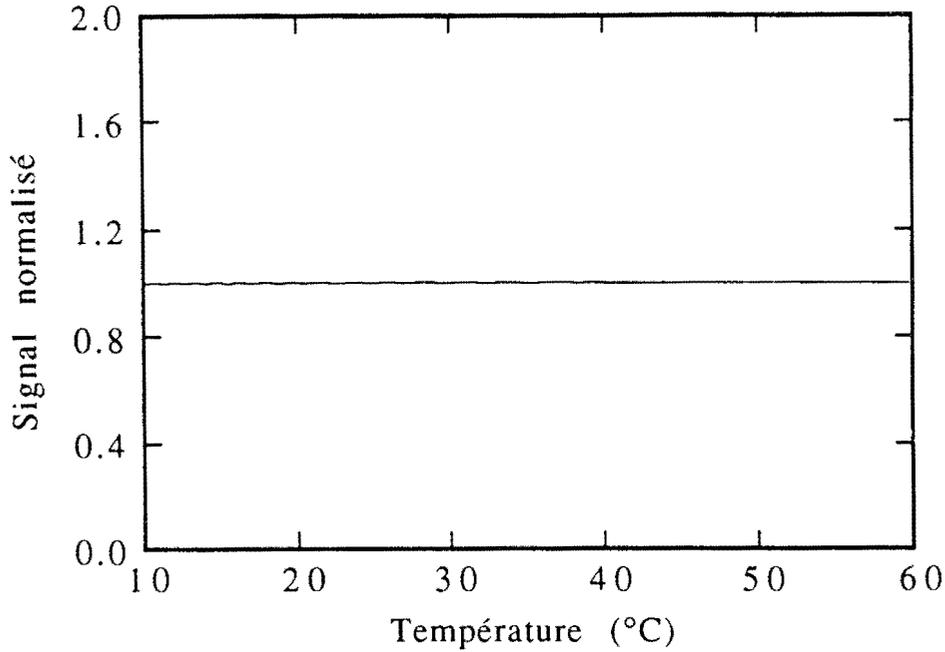


Fig. IV.15 Résultat obtenu par le calcul numérique du terme $\frac{1}{2} \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos[2\pi\sigma(\Delta_c(\sigma,T) - \Delta_d(\sigma))] d\sigma$ dans les mêmes conditions que celle de la figure IV.13.

Nous constatons que le pic de corrélation entre les deux interféromètres ne correspond pas au terme :

$$\frac{1}{2} \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos[2\pi\sigma(\Delta_c(\sigma,T) - \Delta_d(\sigma))] d\sigma$$

contrairement à ce que prévoit la théorie dans le cas où Δ_c et Δ_d ne dépendent pas de σ .

Toutes les courbes précédentes montrent les effets dus à la dispersion chromatique : en particulier le décalage de l'enveloppe du pic secondaire par rapport à la modulation décrit au chapitre III. En effet, dans ce cas, la corrélation entre les interféromètres capteur et démodulateur n'est pas obtenue pour $\Delta_c \approx \Delta_d$.

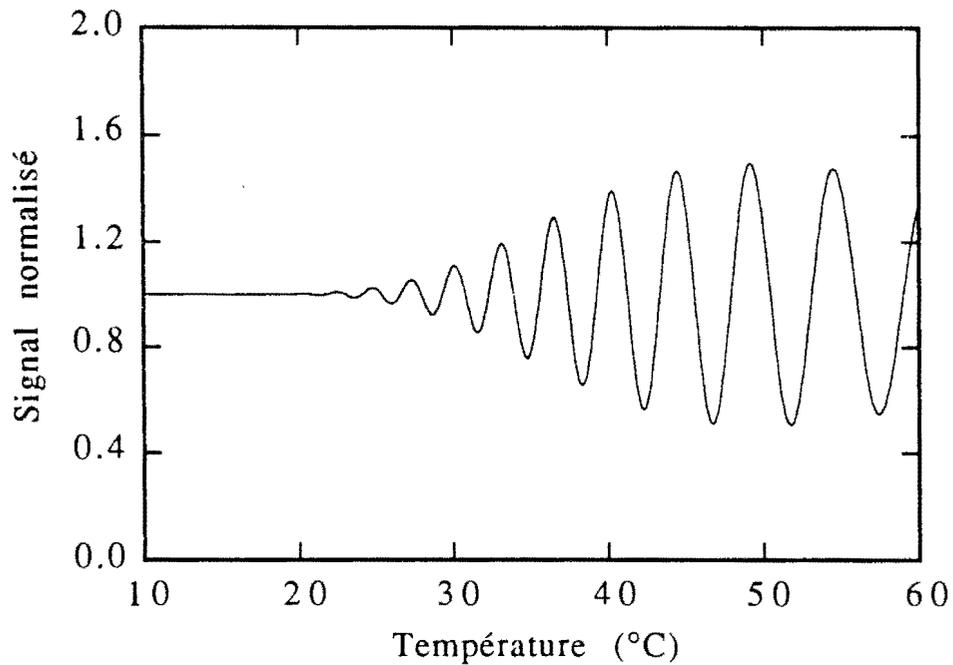


Fig. IV.16 Résultat obtenu par le calcul numérique du terme $\frac{1}{2} \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos[2\pi\sigma(\Delta_c(\sigma, T) + \Delta_d(\sigma))] d\sigma$ dans les mêmes conditions que celle de la figure (IV.13). C'est le pic de corrélation.

La comparaison des figures IV.15 et IV.16 nous apprend que le pic de corrélation est engendré par le terme :

$$\frac{1}{2} \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos[2\pi\sigma(\Delta_c(\sigma, T) + \Delta_d(\sigma))] d\sigma$$

et non par le terme :

$$\frac{1}{2} \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos[2\pi\sigma(\Delta_c(\sigma, T) - \Delta_d(\sigma))] d\sigma$$

Tous ces effets observés sur les courbes obtenues par le calcul numérique sont dus à la forte dépendance spectrale de la différence de marche de nos capteurs. Cela nous conduit inéluctablement vers l'étude des effets spectraux.

IV.5 Effets spectraux

A la lumière des résultats obtenus par la simulation numérique, nous nous apercevons clairement de la forte influence des effets spectraux. Ce qui nous amène à nous intéresser à ces effets afin de pouvoir prédire leur importance.

Les effets, dus à la dépendance chromatique des différentes fonctions, sont principalement de deux types : d'une part, le décalage de l'enveloppe du pic secondaire par rapport à la modulation et d'autre part, la non linéarité de la phase [41].

IV.5.1 Décalage de l'enveloppe

S'il n'y avait pas une forte dépendance spectrale de la différence de marche Δ_c , nous aurions :

$$\begin{aligned}\Delta_c(\sigma, T) + \Delta_d(\sigma) &\equiv \Delta_c(\sigma_0, T) + \Delta_d(\sigma_0) \\ \Delta_c(\sigma, T) - \Delta_d(\sigma) &\equiv \Delta_c(\sigma_0, T) - \Delta_d(\sigma_0)\end{aligned}\tag{IV.6}$$

sur toute l'étendue spectrale de chacune des sources. Le pic secondaire se trouverait, dans ce cas, centré sur $\Delta_d \equiv \Delta_c$. Ce n'est pas le cas, comme le montrent les figures IV.9 à IV.16. Le maximum du pic de corrélation n'est pas obtenu pour $\Delta_c(\sigma_0) \equiv \Delta_d(\sigma_0)$. Il y a donc décalage du pic secondaire. Posons :

$$\Delta(\sigma, T) = \Delta_c(\sigma, T) - \Delta_d(\sigma)$$

Le développement limité au premier ordre de $2\pi\sigma\Delta(\sigma, T)$ donne :

$$2\pi\sigma\Delta(\sigma, T) = 2\pi\sigma_0\Delta(\sigma_0, T) + 2\pi(\sigma - \sigma_0)\left(\frac{\partial(\sigma\Delta(\sigma, T))}{\partial\sigma}\right)_{\sigma_0}\tag{IV.7}$$

En utilisant ce développement limité au premier ordre, le calcul analytique de l'expression (IV.8) nous donne :

$$\int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos[2\pi\sigma\Delta(\sigma, T)] d\sigma = \cos(\phi_0) \widetilde{p}_e \left[\left(\frac{\partial(\sigma\Delta(\sigma, T))}{\partial\sigma} \right)_{\sigma_0} \right] \quad (\text{IV.8})$$

où

$$\phi_0 = 2\pi\sigma_0\Delta(\sigma_0, T)$$

et

$$\widetilde{p}_e \left[\left(\frac{\partial(\sigma\Delta(\sigma, T))}{\partial\sigma} \right)_{\sigma_0} \right] = \widetilde{p}_e \left[\Delta(\sigma_0, T) + \sigma_0 \left(\frac{\partial(\Delta(\sigma, T))}{\partial\sigma} \right)_{\sigma_0} \right] \quad (\text{IV.9})$$

Le pic secondaire se trouve centré sur la valeur de Δ_d telle que :

$$\Delta(\sigma_0, T) + \sigma_0 \left(\frac{\partial(\Delta(\sigma, T))}{\partial\sigma} \right)_{\sigma_0} = 0 \quad (\text{IV.10})$$

Nous voyons dans l'expression (IV.12) qu'il y a un décalage du pic secondaire et la valeur de ce décalage en différence de marche est donnée par :

$$\delta = \sigma_0 \left(\frac{\partial\Delta(\sigma, T)}{\partial\sigma} \right)_{\sigma=\sigma_0} \quad (\text{IV.11})$$

Ce décalage est très gênant car, il se peut, suivant la valeur de δ donnée par l'expression (IV.13), que le pic secondaire se trouve soit dans la zone du pic principal, dans ce cas la mesure est impossible, soit loin de la zone où $\Delta_c = \Delta_d$, dans ce cas il est nécessaire de changer la lame biréfringente du démodulateur. Il est donc impératif de faire une estimation de la valeur de ce décalage.

Nous donnons, ici, une évaluation de ce décalage pour une fibre optique effilée de longueur $L=5800\mu\text{m}$ et de rayon $r=3\mu\text{m}$, une source centrée sur $\lambda_0=0.858\mu\text{m}$, une température $T=38^\circ\text{C}$ et avec l'huile3 dont l'indice

$$n(T, \lambda) = n_1 + \frac{n_2}{\lambda^2} + \frac{n_3}{\lambda^4} + (T - 25)K_T$$

où

$$\begin{aligned} n_1 &= 1.42408 \\ n_2 &= 412225 \text{ \AA}^2 \end{aligned}$$

$$n_3 = 5.43885 \cdot 10^{+10} \text{ \AA}^4$$

$$K_T = -3.95 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$$

λ en Angströms

Ces paramètres opto-géométriques donnés ci-dessus correspondent à ceux de la figure IV.10.

Nous trouvons que ce décalage $\delta = -117 \mu\text{m}$. or $\Delta_d(\lambda = 0.858 \mu\text{m}) = 43 \mu\text{m}$ pour la lame biréfringente utilisée et $\Delta_c(\lambda = 0.858 \mu\text{m}) = 73 \mu\text{m}$. Nous avons bien $(\delta + \Delta_c) = -44 \mu\text{m}$, ce qui est très proche de $-\Delta_d$. Ce résultat montre que, dans le cas d'un capteur à fibre effilée, le décalage entre l'enveloppe du pic de corrélation et la modulation est si important que le maximum du signal décrit par

$$\frac{1}{2} \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos[2\pi\sigma(\Delta_c(\sigma, T) - \Delta_d(\sigma))] d\sigma$$

est obtenu pour des valeurs de Δ_d de signe opposé à celui de Δ_c . Il y a donc une permutation des pics de corrélation avec en plus un décalage résiduel de l'ordre de $40 \mu\text{m}$ en différence de marche Δ_d . Cet effet n'est pas gênant, puisque le signal $S(T)$ est symétrique par rapport à $\Delta_d = 0$. Il faut cependant tenir compte de ce décalage résiduel de l'ordre de $40 \mu\text{m}$; C'est ce qui a conduit au choix d'une lame biréfringente dans le démodulateur d'épaisseur $E = 640 \mu\text{m}$ pour interroger les capteurs ayant les caractéristiques précédemment citées.

IV.5.2 La non linéarité de ϕ en fonction de la température T.

La phase ϕ ne varie pas linéairement en fonction de la température T. En effet, la phase ϕ s'exprime de la manière suivante :

$$\phi(\sigma, T) = 2\pi\sigma[\Delta_c(\sigma, T) - \Delta_d(\sigma)] \quad (\text{IV.12})$$

où σ , Δ_c et Δ_d sont respectivement le nombre d'onde, la différence de marche introduite par le capteur et la différence de marche introduite par le démodulateur. Δ_c et Δ_d dépendent de la longueur d'onde.

Nous avons aussi l'égalité :

$$\Delta_c(\sigma, T) = \frac{\Delta\beta_{12}(\sigma, T)L}{2\pi\sigma} \quad (\text{IV.13})$$

où L est la longueur de la zone effilée de la fibre optique.
d'où :

$$\phi(\sigma, T) = \Delta\beta_{12}(\sigma, T)L - 2\pi\sigma\Delta_d(\sigma) \quad (\text{IV.14})$$

Dans le cas où le paramètre normalisé V du capteur est très grand devant l'unité (loin de la coupure du mode LP_{02}), nous avons :

$$\Delta\beta_{12}(\sigma, T) = \frac{\lambda}{4\pi r^2 n_g(\sigma, T)} \left[U_{2\infty}^2 - U_{1\infty}^2 \right]$$

où $U_{1\infty}=2.405$ et $U_{2\infty}=5.520$

L'indice optique $n_g(\sigma, T)$ de la silice varie linéairement en fonction de la température T , du moins sur la plage de température [15°C 60°C]. $\Delta\beta_{12}(\sigma, T)$ n'est donc manifestement pas linéaire en fonction de la température.

Pour les autres valeurs du paramètre normalisé, $\Delta\beta_{12}(\sigma, T)$ n'admet pas, en général, d'expression analytique. La loi de variation de $\Delta\beta_{12}(\sigma, T)$ en fonction de la température T est illustrée par la figure IV.17.

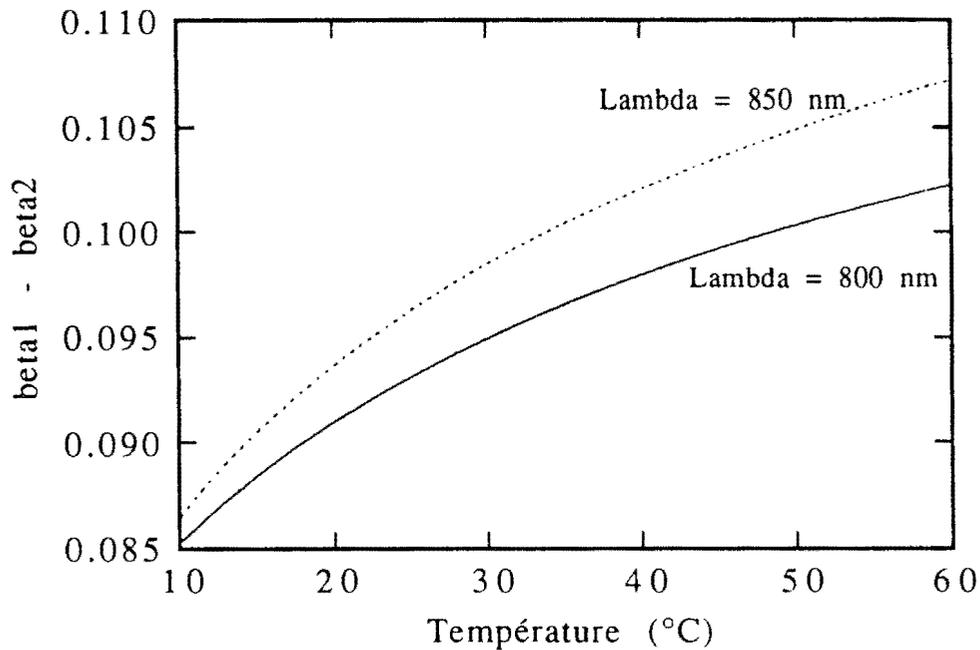


Fig. IV.17 Calcul numérique de $\Delta\beta_{12}$ à deux longueurs d'ondes en fonction de la température pour une fibre optique effilée de rayon $r=2.83 \mu\text{m}$ plongée dans l'huile3.

La figure IV.17 nous montre que $\Delta\beta_{12}(\sigma,T)$ n'est pas linéaire en fonction de la température pour les longueurs d'onde utilisées. Il s'en suit que $\phi(\sigma,T)$ n'est pas linéaire en fonction de la température sur le domaine spectral considéré.

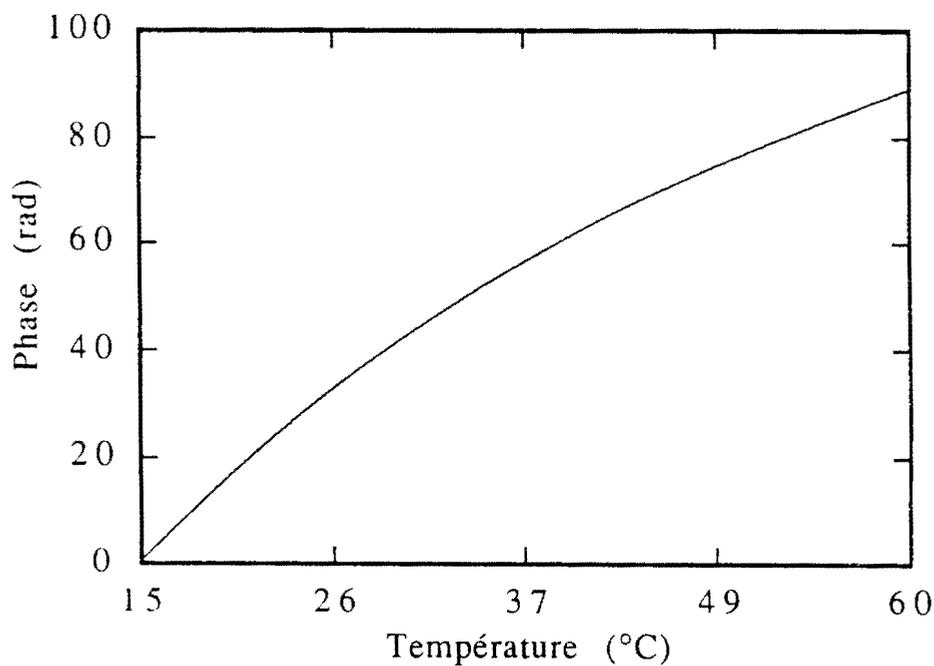


Fig. IV.18 Calcul numérique de la phase ϕ dans les conditions suivantes : $L=5948\mu\text{m}$, $r=2.88\mu\text{m}$ et milieu extérieur = huile3.

IV.6 Choix des paramètres de la fibre effilée et de l'huile.

Cette modélisation nous a permis de nous rendre compte du décalage de l'enveloppe du pic secondaire par rapport à la modulation, mais aussi d'adapter le capteur au système de démodulation.

IV.6.1 Paramètres de la fibre effilée.

Grâce aux courbes obtenues par la simulation numérique, et en tenant compte des caractéristiques des fibres effilées facilement réalisables à ce moment-là, nous avons choisi d'utiliser des fibres effilées de rayon typique r de l'ordre de $3\mu\text{m}$ et de longueur typique L de l'ordre de $6000\mu\text{m}$. En nous basant sur ces données, nous avons déterminé l'épaisseur de la lame d'accord (voir chapitre III) permettant d'adapter le capteur au démodulateur. La valeur de cette épaisseur $E=640\mu\text{m}$.

IV.6.2 Les huiles d'indice

Caractéristiques optiques des huiles calibrées disponibles ne sont données que dans la plage de températures allant de 15 à 60°C . De ce fait, il nous faut choisir une huile d'indice telle que, d'une part, le guide, formé par la zone effilée de la fibre optique et cette huile, soit un guide bimode sur la plage de température considérée et aux longueurs d'ondes de nos sources, et, d'autre part, que nous observions le pic secondaire sur cette plage de températures. Notre choix s'est porté sur trois huiles dont la formule de l'indice en fonction de la température et de la longueur d'onde est la suivante :

$$n(T,\lambda) = n_1 + \frac{n_2}{\lambda^2} + \frac{n_3}{\lambda^4} + (T - 25)K_T$$

IV.7 Couplage du capteur à l'interféromètre de Michelson

Avant de réaliser ce couplage, nous avons fait les simulations numériques des couplages capteur-interféromètre de Michelson et capteur-système Accord. Les figures donnent les résultats de ces simulations.

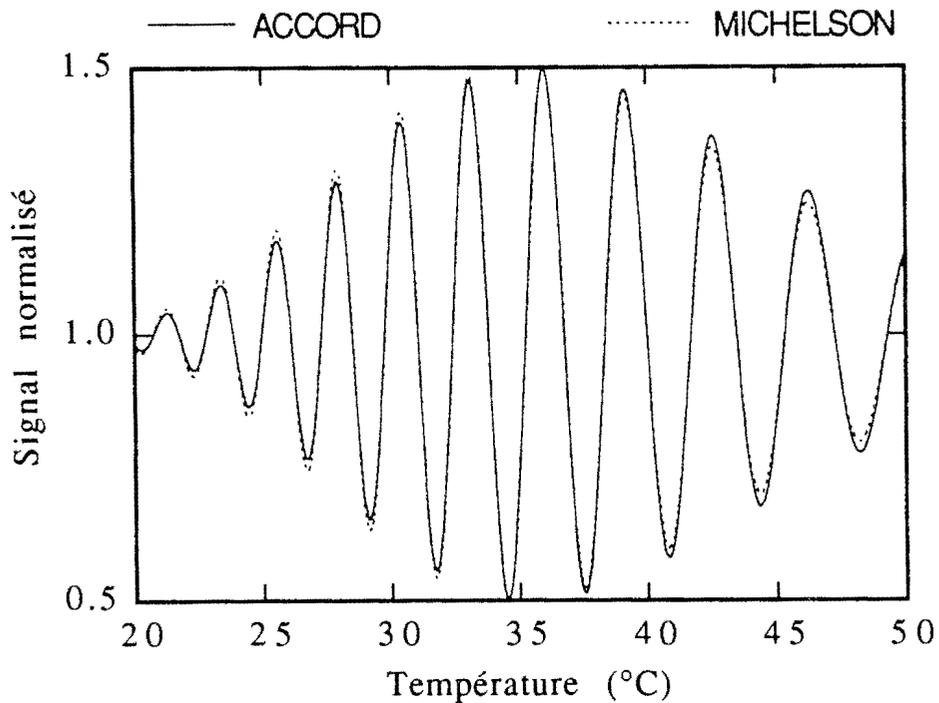


Fig. IV.19 Réponses d'un capteur interrogé par un interféromètre de Michelson et par le système ACCORD. $L=5948\mu\text{m}$, $r=2.83\mu\text{m}$, le milieu extérieur l'huile3. $\Delta_d(0.858\mu\text{m})=42.57\mu\text{m}$ pour la lame biréfringente et $\Delta_d=42.57\mu\text{m}$ pour le Michelson.

La figure IV.19 nous montre que nous avons le même résultat quand nous utilisons un interféromètre de Michelson ou le système Accord comme système de démodulation, pour interroger le même capteur. Ceci est dû à la faible dépendance spectrale de la différence de marche de la lame biréfringente utilisée dans le système ACCORD.

Cette modélisation numérique nous a permis de nous rendre compte des effets de la dispersion chromatique des huiles utilisées et aussi de montrer que nous avons le même pic de corrélation quand nous interrogeons nos capteurs avec le système ACCORD ou avec un interféromètre de Michelson. Nous avons donc décidé, dans un premier temps, d'utiliser un interféromètre de Michelson comme système de démodulation afin de valider la modélisation numérique.

CHAPITRE V

RESULTATS EXPERIMENTAUX

V. RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre, nous allons présenter, les différents résultats expérimentaux obtenus lors de ce travail. Nous n'hésiterons pas, chaque fois que cela est nécessaire, à confronter ces résultats à ceux obtenus par le calcul numérique. Les différents capteurs sont décrits en annexe I.

V.1. Réponses spectrales des capteurs

La réponse spectrale de la fibre optique effilée dépend de l'indice du milieu extérieur [20][21]. Lorsque peu de modes sont excités dans la fibre optique effilée, sa réponse spectrale permet d'en déterminer le nombre. Nous présentons dans la suite la réponse spectrale de l'une de nos fibres optiques effilées dans l'air et dans une huile. Mais tout d'abord, voyons le montage expérimental qui nous a permis de faire ces enregistrements.

V.1.1. Montage expérimental.

Le montage expérimental est constitué d'une source de lumière blanche et de l'analyseur de spectre : ANDO AQ-6310B

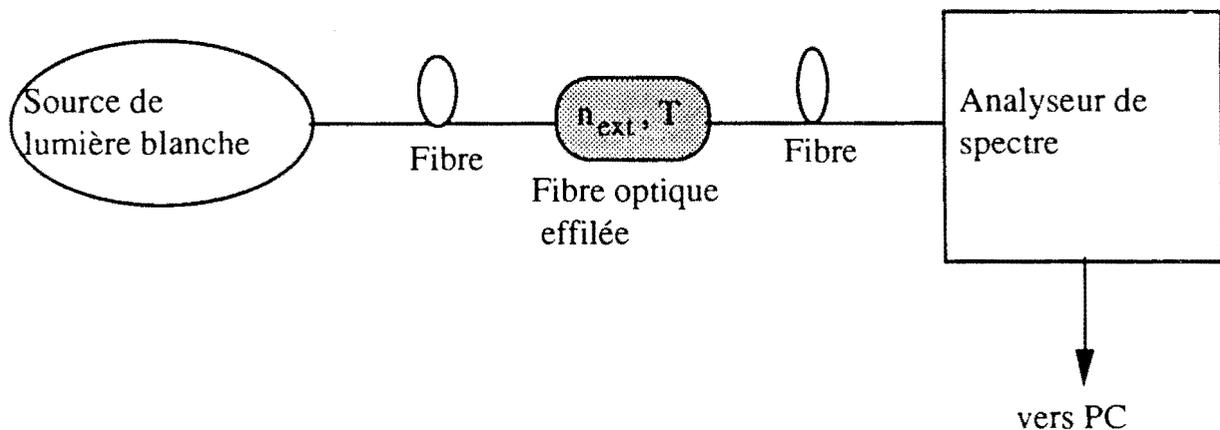


Fig. V.1 Schéma du montage expérimental utilisé.

La fibre optique effilée est plongée dans un milieu à la température T et d'indice n_{ext} . Un thermomètre numérique donne la valeur de T . Le PC permet de faire l'acquisition du signal en sortie de l'analyseur à l'aide d'une carte GpIb.

V.1.2. Fibre optique effilée plongée dans l'air.

La réponse spectrale de la fibre effilée du 02/02/93 plongée dans l'air est donnée par la figure V.2. On y observe les battements entre les modes guidés qui témoignent de la présence d'au moins quatre modes.

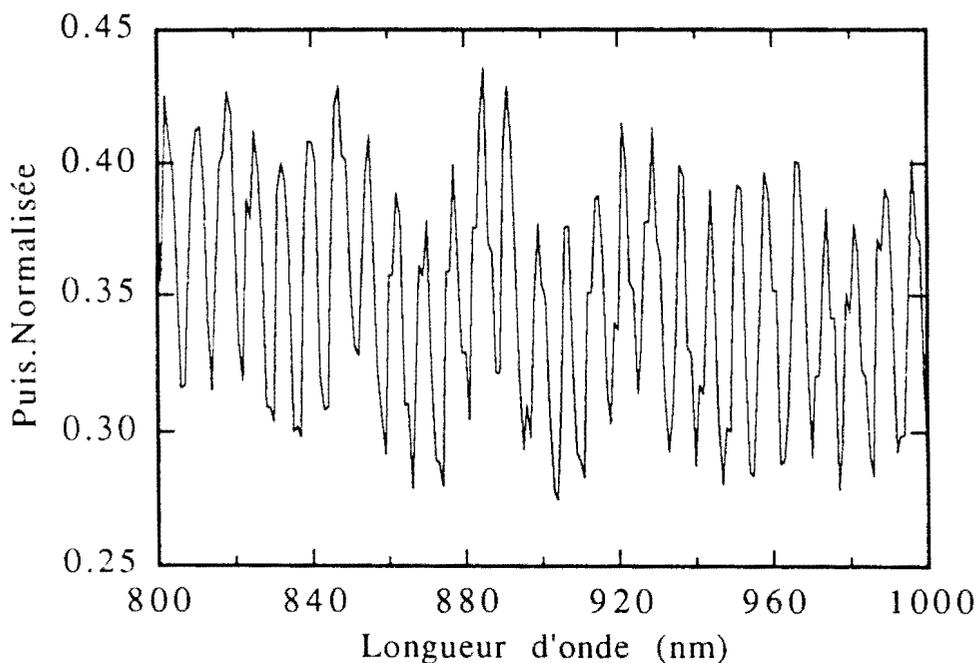


Fig. V.2 Réponse spectrale de la fibre optique effilée du 02/02/93 plongée dans l'air

V.1.3. Fibre optique effilée plongée dans une huile.

Pour réduire le nombre de modes excités dans la fibre optique effilée, nous avons noyé la fibre optique effilée du 09/02/93 dans l'huile3 dont l'indice est proche de celui de la silice. La réponse spectrale obtenue

est montrée à la figure V.3. Ici, nous sommes en présence de deux modes : le mode LP_{01} et le mode LP_{02} .

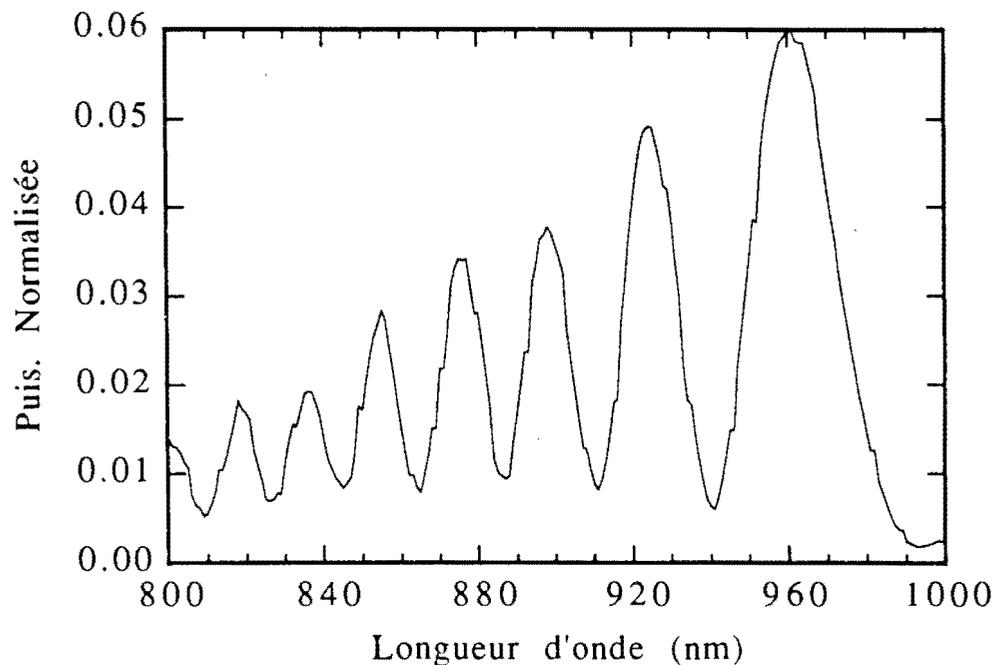


Fig. V.3 Réponse spectrale du capteur A0. Ces oscillations sont les battements entre les modes LP_{01} et LP_{02}

V.2. Couplage des capteurs à un interféromètre de Michelson.

Nous avons effectué cette opération pour, premièrement, valider le principe de l'utilisation du multiplexage de cohérence pour interroger des capteurs à fibre optique effilée et, deuxièmement, vérifier que la différence de marche introduite par les capteurs est compatible avec celle du système ACCORD puisque, d'après la figure IV.19, nous avons le même pic de corrélation que nous interrogeons le capteur avec le système ACCORD ou avec un interféromètre de Michelson à condition que la différence de marche Δ_d soit le même.

V.2.1. Montage expérimental.

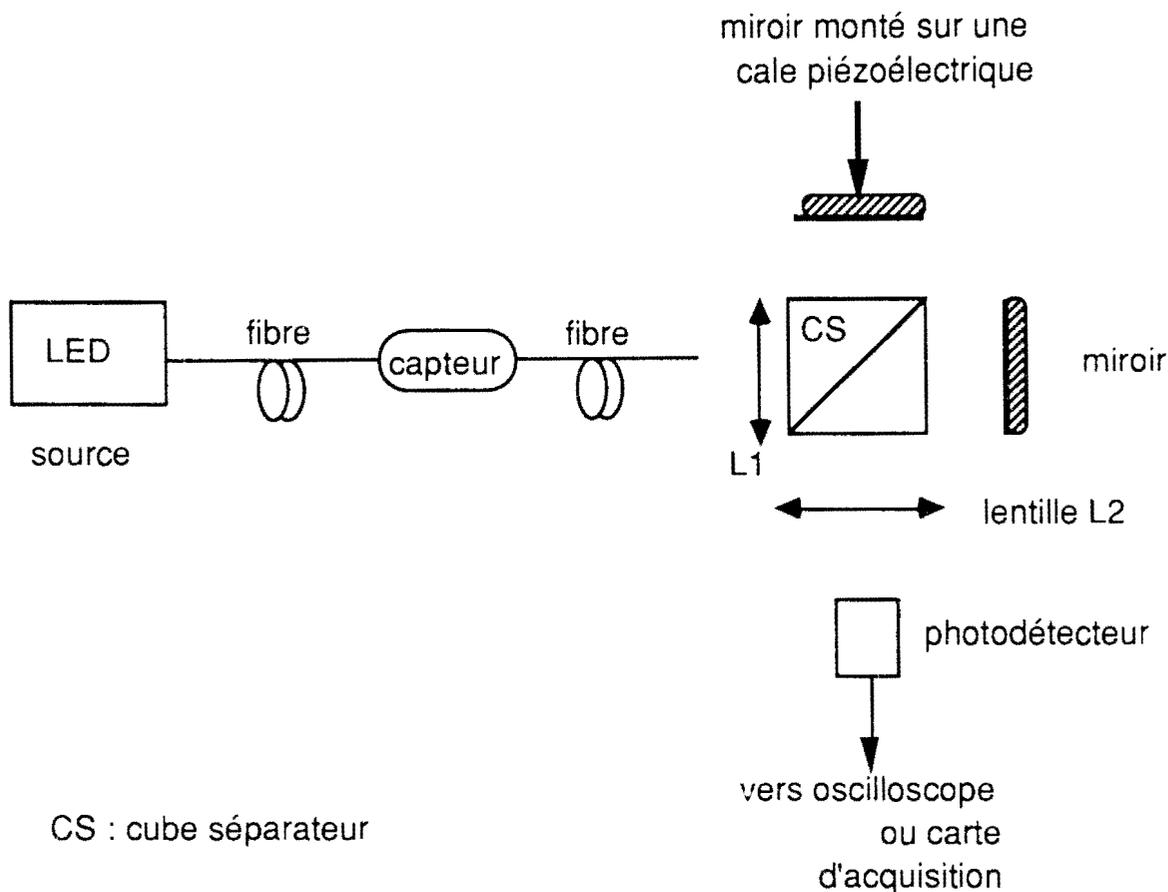


Fig. V.4 Schéma du montage expérimental : Capteur à fibre optique effilée couplé à un interféromètre de Michelson

L'extrémité de la fibre est maintenue par un système qui possède les trois axes de déplacement. Ce système permet d'optimiser la position de l'extrémité de la fibre au foyer de la lentille L_1 . Le photodétecteur est en silicium et sa surface sensible est assez large, ce qui facilite son positionnement au foyer de la lentille L_2 . La source utilisée est une diode électroluminescente centrée sur la longueur d'onde $\lambda=860$ nm. C'est une longueur d'onde voisine de 858 nm sur laquelle est centrée l'une des sources du système ACCORD. Pour faire varier la différence de marche introduite par l'interféromètre de Michelson, nous utilisons une cale piézoélectrique qui permet le déplacement en translation de l'un des miroirs.

V.2.2. Résultats.

Nous allons présenter les résultats dans le cas où le milieu extérieur à la fibre optique effilée dans le capteur est l'air ou le glycérol.

V.2.2.1. Le milieu extérieur est l'air.

Lorsque dans le capteur, le milieu extérieur est l'air, c'est à dire $n_{\text{ext}}=1$, plusieurs modes à symétrie de révolution LP_{0m} sont excités car le paramètre V de la zone effilée est très grand devant 1. Mais la puissance couplée dans les modes d'ordre supérieur à 2 ($m>2$) devient rapidement très faible. Aussi est-il difficile de mettre en évidence tous ces modes. Néanmoins, nous avons pu mettre en évidence les modes LP_{01} , LP_{02} et LP_{03} [31]. Les figures V.7 et V.8 montrent respectivement le résultat expérimental et le résultat donné par le calcul numérique.

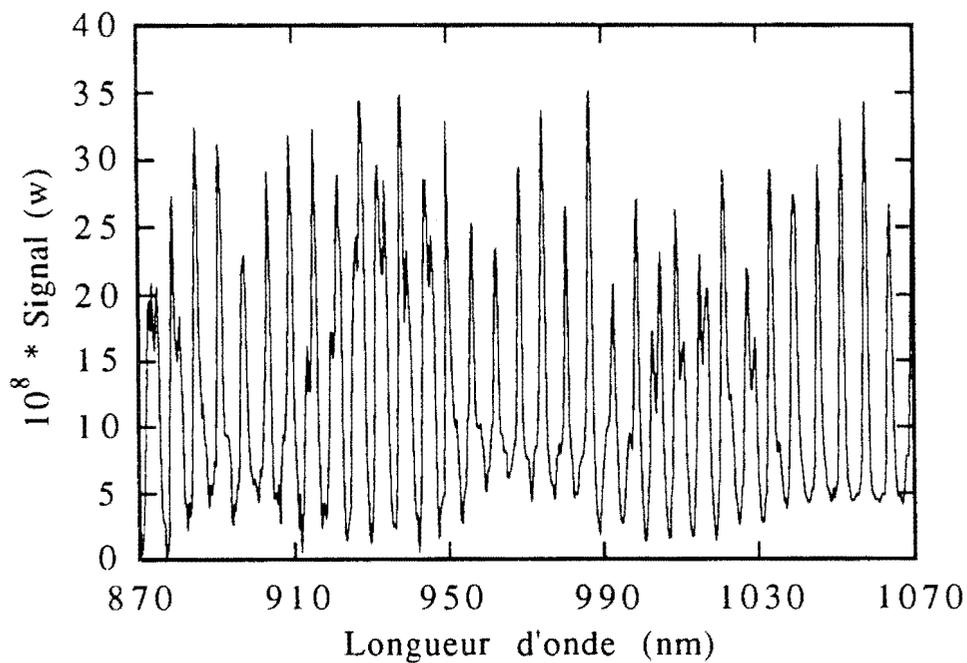


Fig. V.6 Réponse spectrale du fibre optique effilée dans l'air

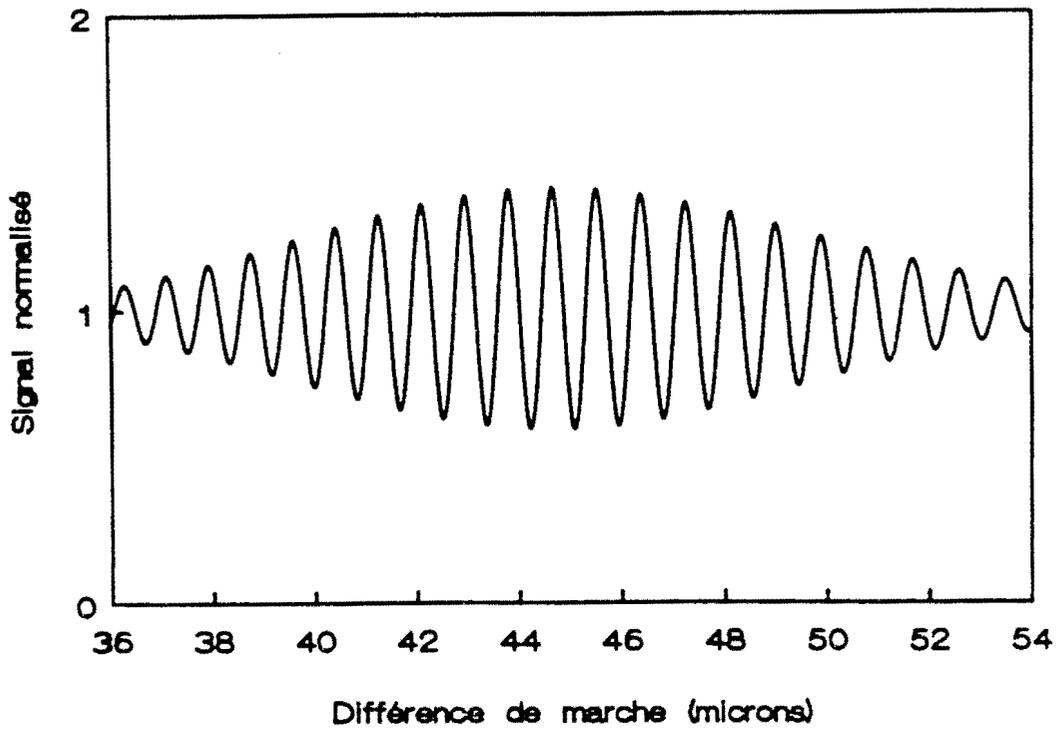


Fig. V.7 _Calcul numérique du signal de corrélation lorsque le milieu extérieur est l'air : $n_{ext}=1$.

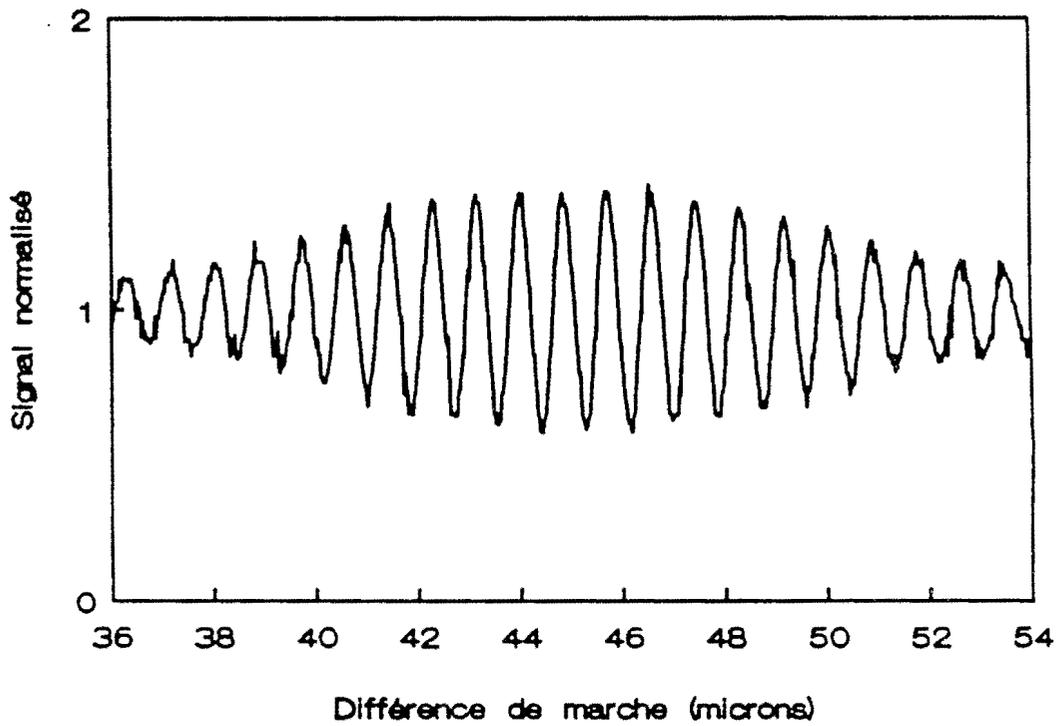


Fig. V.8 _Résultat expérimental.

V.2.2.2. Le milieu extérieur est le glycérol.

L'indice du glycérol est environ de 1.43 à 860 nm. Et nous l'avons utilisé comme milieu extérieur pour que notre capteur soit bimode, mais aussi, pour être dans les conditions du guidage faible, afin de pouvoir faire le calcul numérique en résolvant l'équation aux valeurs propres. Les figures V.10 et V.11 montrent respectivement le résultat expérimental et numérique dans ces conditions.

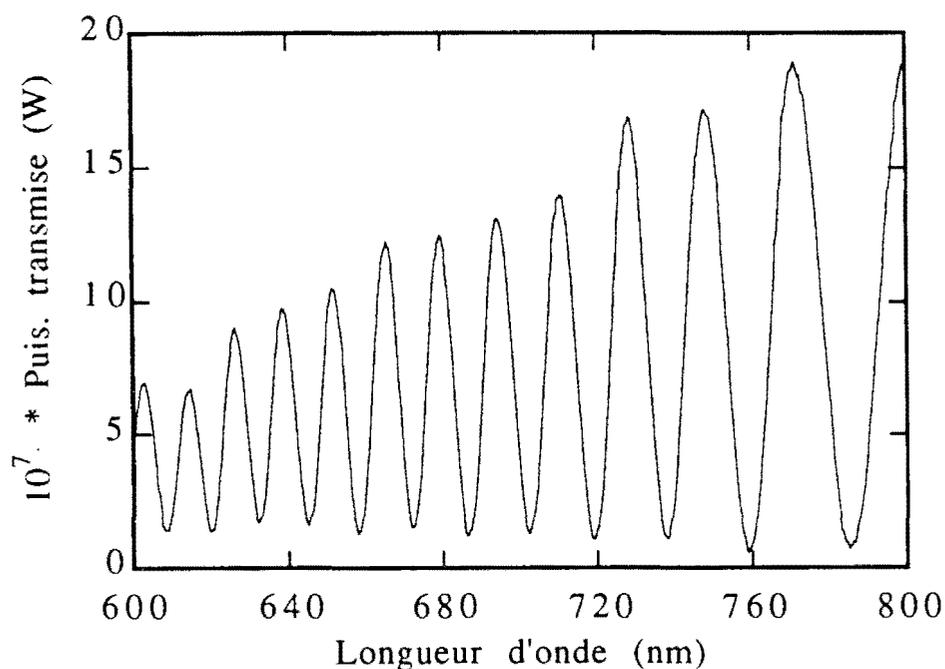


Fig. V.9 Réponse spectrale du capteur D1.

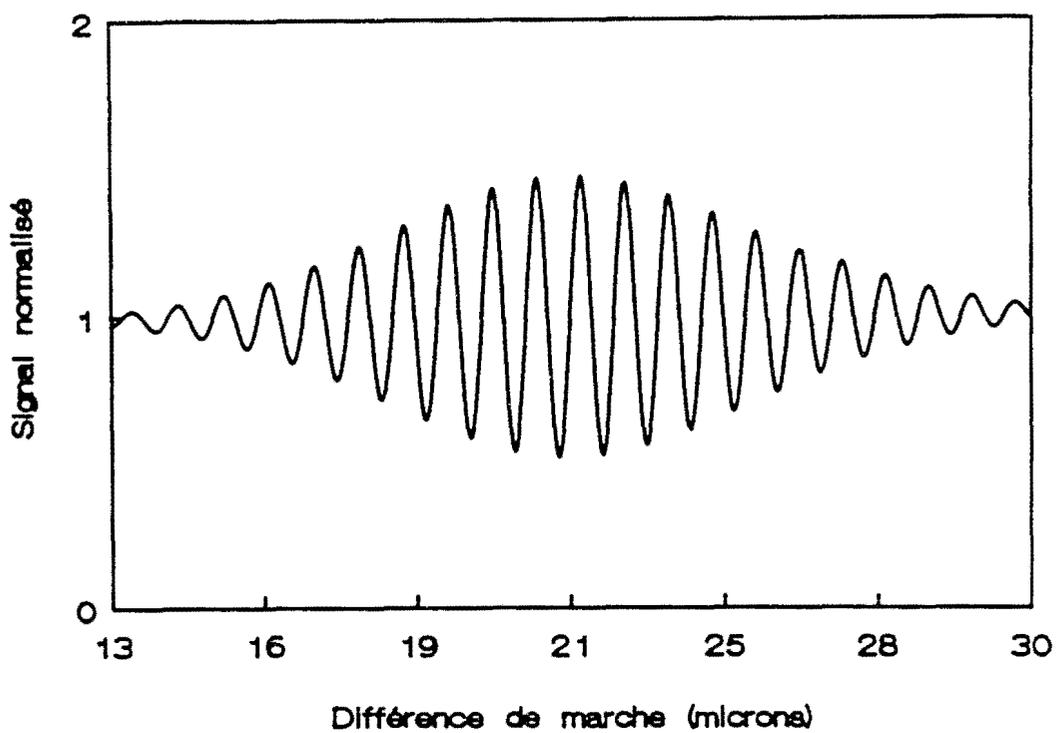


Fig. V.10 _Calcul numérique du signal de corrélation lorsque le milieu extérieur est le glycérol.

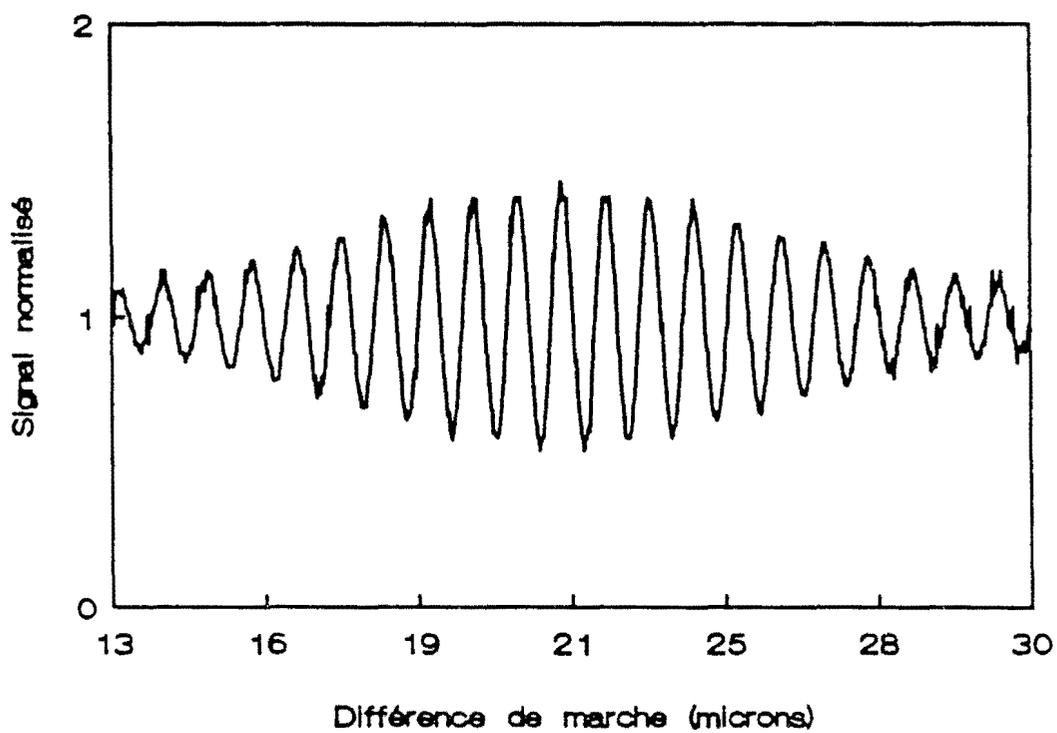


Fig. V.11 _Résultat expérimental.

En conclusion, cette première manipulation a permis de valider l'utilisation du multiplexage de cohérence pour des capteurs à fibre optique effilée et, par la même occasion, de valider notre modélisation numérique. L'étape suivante va consister à coupler les capteurs à fibre optique effilée au système ACCORD ; auparavant, il faut calibrer ce dernier.

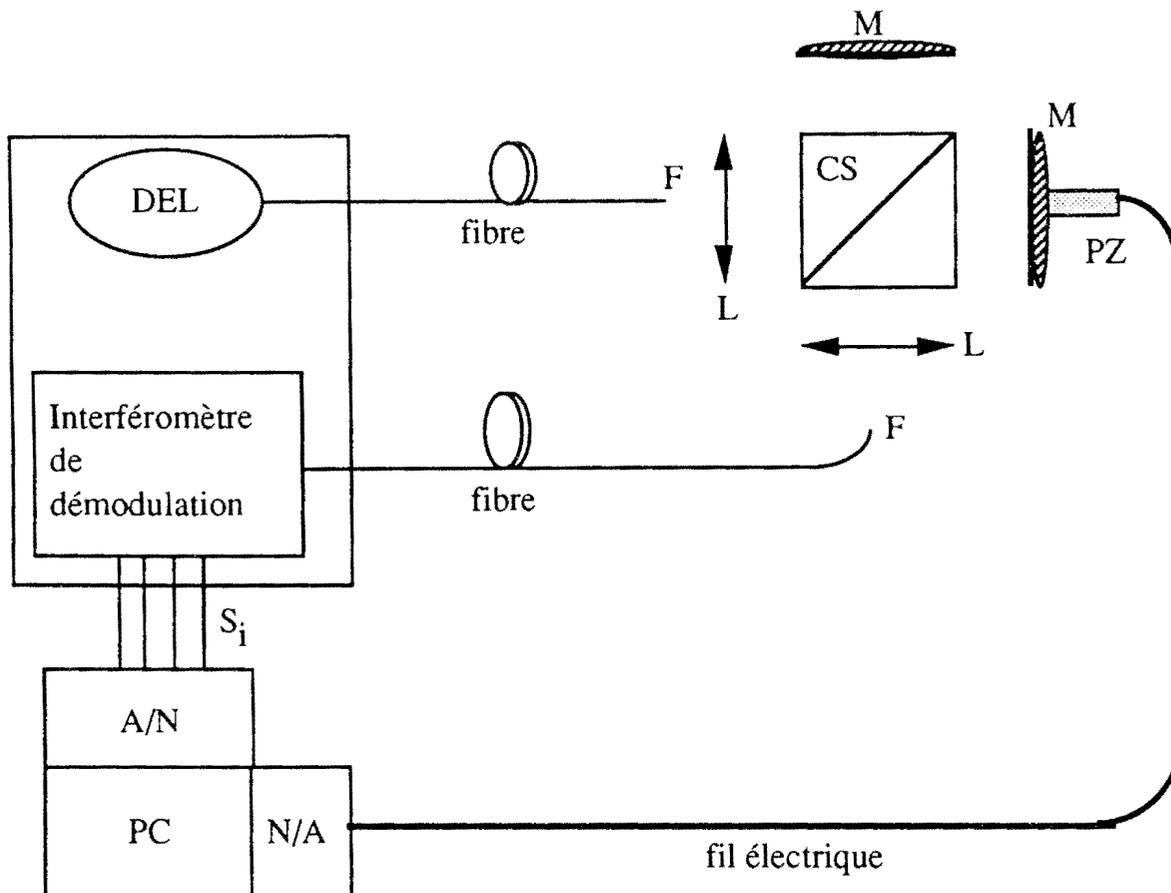
V.3. Calibrage du système ACCORD.

Le système ACCORD nécessite des étapes de calibrage dont les principes sont décrits au chapitre III. Ce calibrage permet, d'une part, d'avoir une valeur moyenne nulle et la même amplitude pour les signaux S_c et S_s qui représentent, à un facteur multiplicatif près, respectivement un cosinus et un sinus et, d'autre part, de réaliser la quadrature entre ces deux signaux. Nous utilisons pour cela un interféromètre de Michelson.

V.3.1. Couplage du système ACCORD à un interféromètre de Michelson.

Cette manipulation nous permet de déterminer le coefficient de balance et l'écart à la quadrature. Nous utilisons un interféromètre de Michelson pour simuler le fonctionnement d'un capteur idéal dont on peut faire varier précisément la différence de marche en déplaçant un miroir solidaire d'une cale piézoélectrique.

V.3.1.1. Le montage expérimental



CS : cube séparatrice
M : miroir
F : foyer
L : lentille
PZ : cale piézoélectrique

Fig. V.12 Montage expérimental

Le PC commande la différence de marche introduite par l'interféromètre de Michelson par le biais de la cale piézoélectrique qu'il pilote, tout en faisant l'acquisition des signaux S_i en sortie du système ACCORD. Les extrémités des fibres sont placées au foyer des lentilles L.

Avec ce montage, nous déterminons les termes de fond continu sur les quatre voies pour les deux sources du système ACCORD en plaçant le système hors du pic de corrélation. Ensuite, nous repérons la différence de marche pour laquelle on observe le pic de corrélation. Nous nous plaçons à un endroit de ce pic et nous faisons les acquisitions des signaux S_i à l'aide

du PC. Avec ces signaux, nous calculons numériquement la valeur de l'écart à la quadrature et le coefficient de balance. Il faut souligner que ce calibrage nous permet aussi de bien orienter les axes des lames biréfringentes. En effet, une mauvaise orientation des axes de la lame quart d'onde, utilisée dans le démodulateur entraîne un écart de quadrature. A la fin de cette manipulation, l'écart à la quadrature obtenu est de : 0.4° . Les détails sur la méthode de calcul sont expliqués au chapitre III. Nous allons présenter les signaux obtenus à la fin du calibrage.

V.3.1.2. Résultats obtenus après calibrage des termes de fond continu, du coefficient de balance et de l'écart à la quadrature.

L'objet des figures qui vont suivre est de nous permettre de juger de la qualité de notre calibrage.

L'enregistrement du pic de corrélation ne nous donne pas accès à la valeur exacte de la différence de marche Δ_c introduite par l'interféromètre de Michelson car nous avons des unités arbitraires sur l'axe des abscisses mais, par contre, la plage de variation est connue et vaut $10 \mu\text{m}$.

Les figures V.13, V.14, V.15 et V.16 représentent les signaux S_c et S_s pour chacune des deux sources. Et nous remarquons qu'ils sont tous bien centrés autour de l'axe des abscisses passant par l'origine.

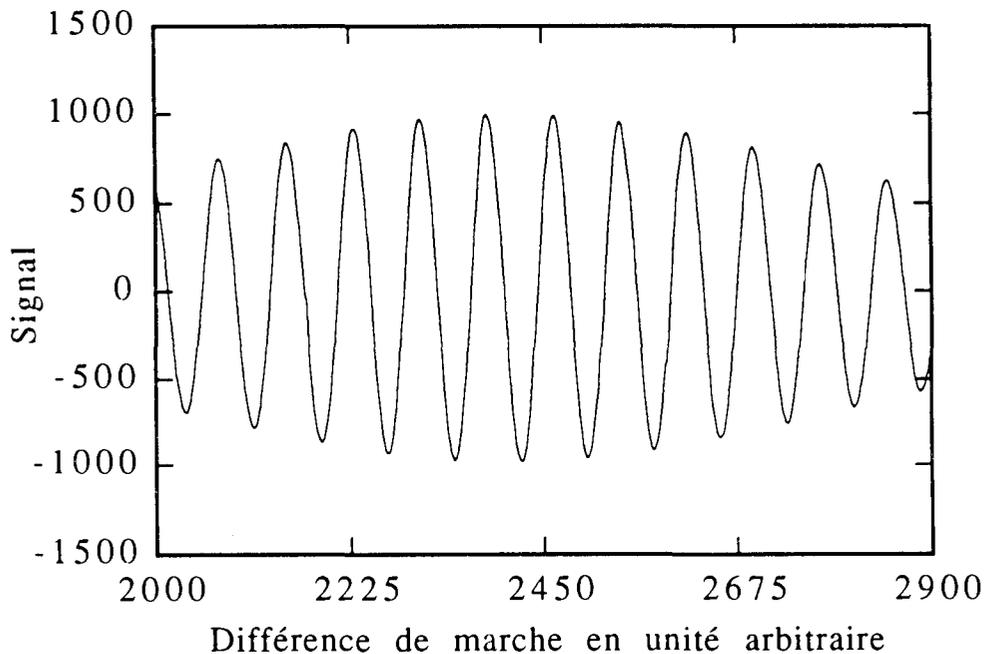


Fig. V.13 Signal correspondant au cosinus obtenu à partir de la source1

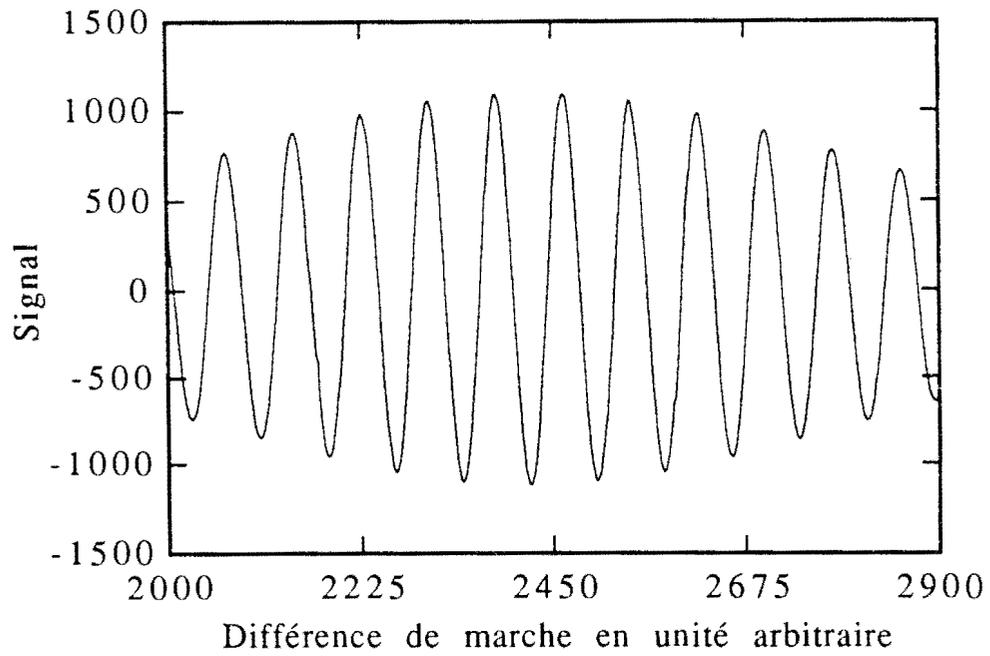


Fig. V.14 Signal correspondant au cosinus obtenu à partir de la source2

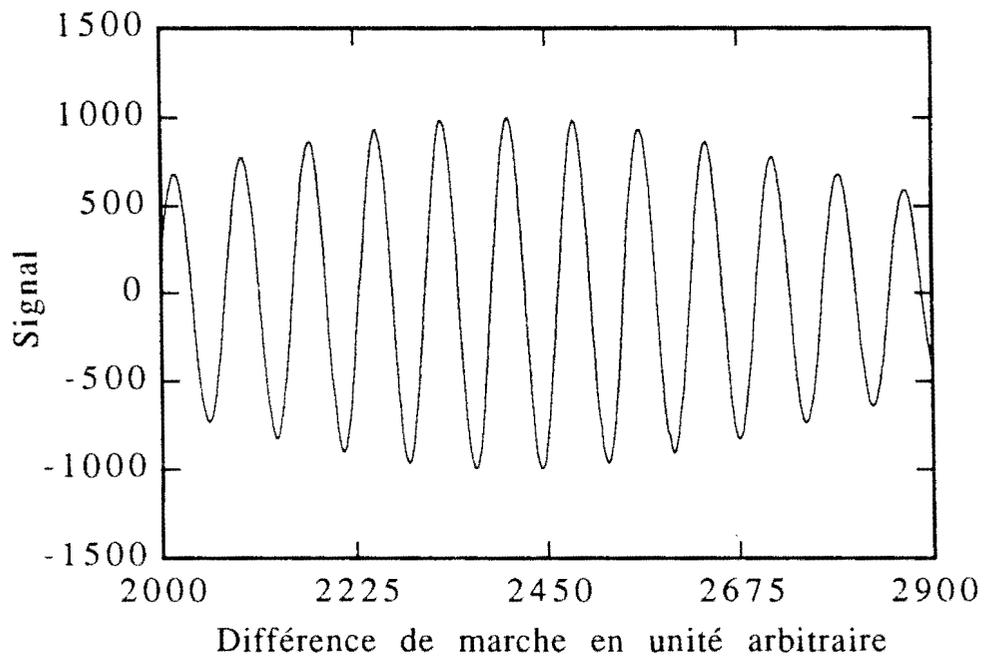


Fig. V.15 Signal correspondant au sinus obtenu à partir de la source1

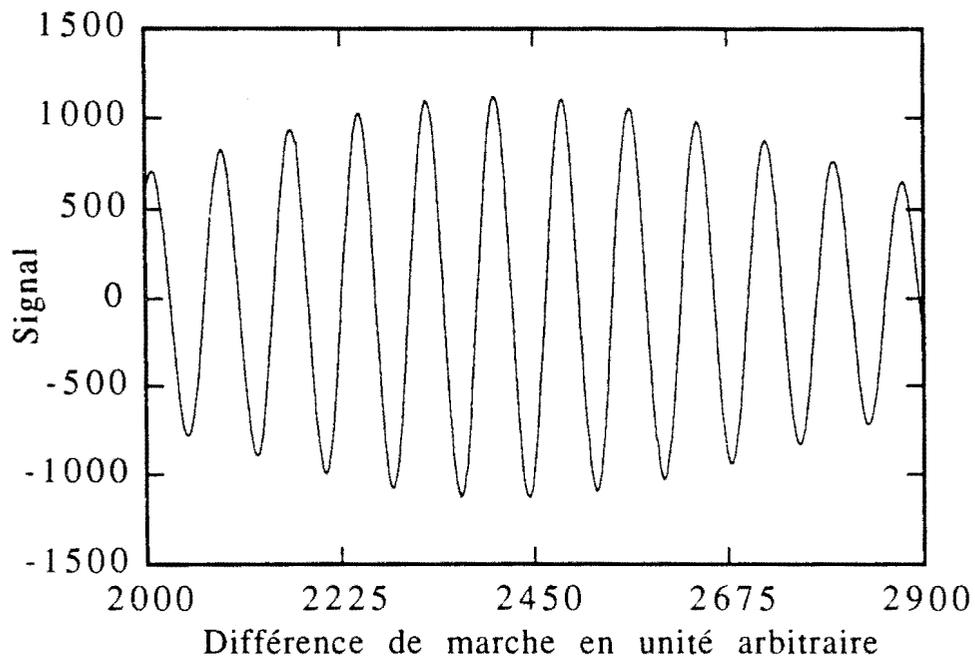


Fig. V.16 Signal correspondant au sinus obtenu à partir de la source2

Les phases ϕ obtenues sont présentées aux figures V.17 et V.18 respectivement pour la source1 et pour la source2. Elles sont linéaires [47][48][49] et elles ont presque la même pente.

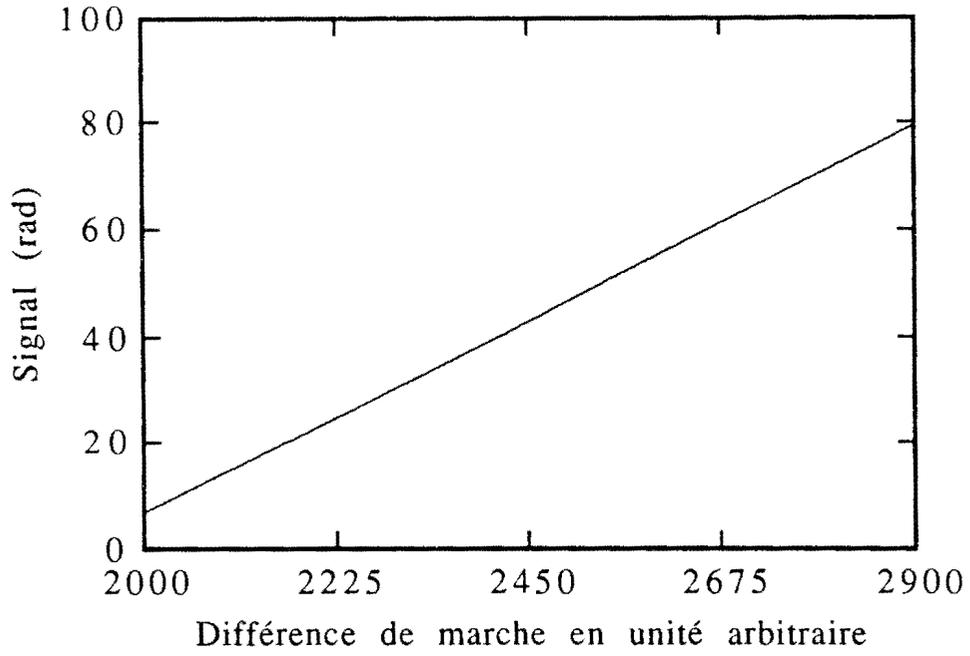


Fig. V.17 Phase ϕ obtenue avec la source1.

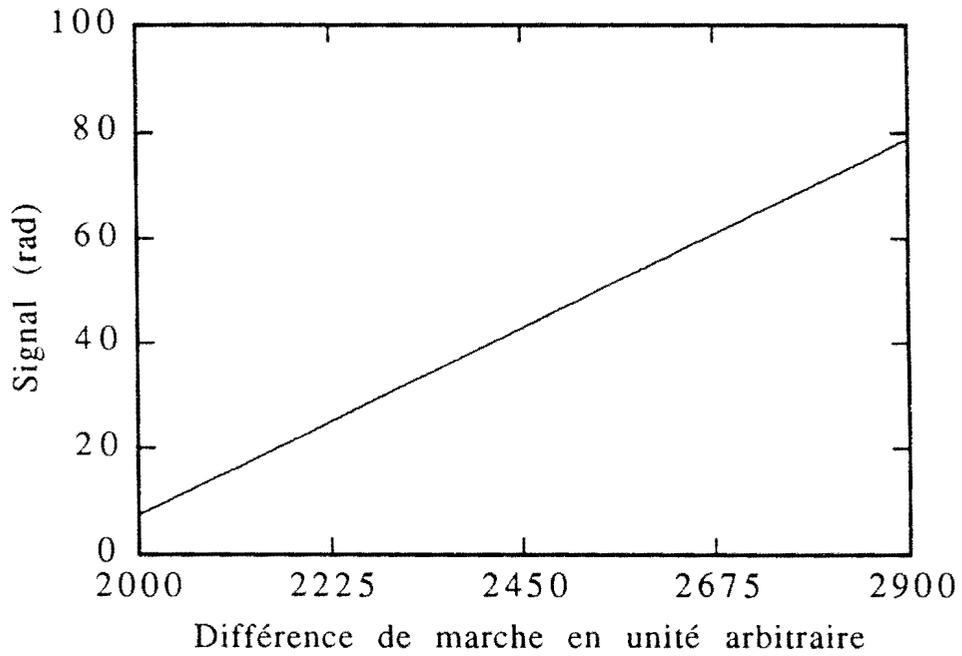


Fig. V.18 Phase ϕ obtenue avec la source2.

La figure V.19 montre les signaux S_c et S_s relatifs à la source 1 et qui sont en parfaite quadrature. Quant à la figure V.20, elle montre les signaux S_c relatifs aux deux sources. Nous remarquons que le déphasage entre ces deux signaux varie avec la différence de marche.

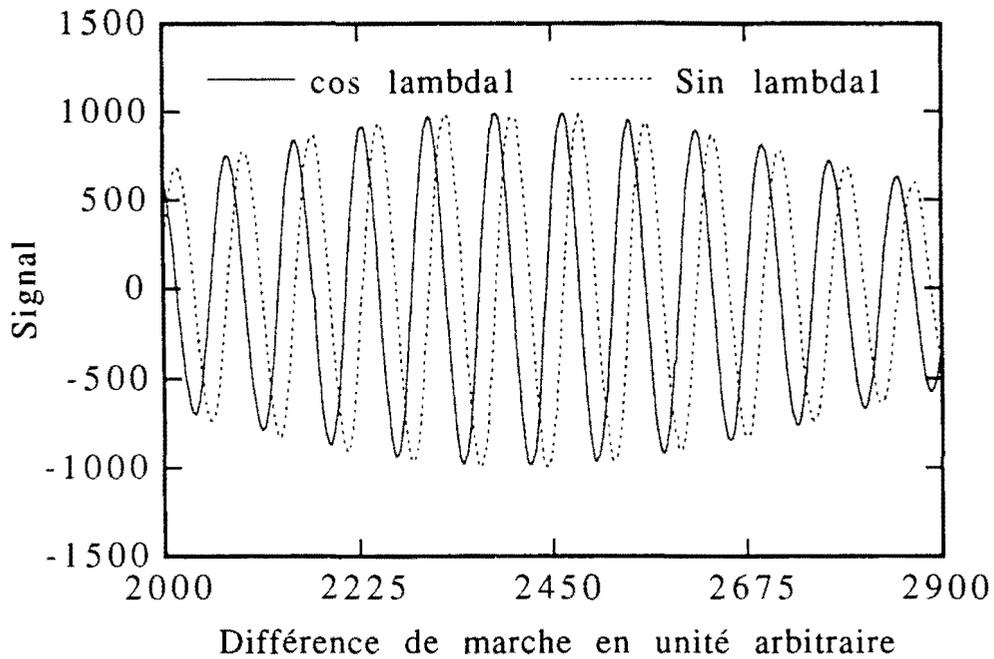


Fig. V.19 La quadrature entre la voie Sinus et la voie Cosinus.

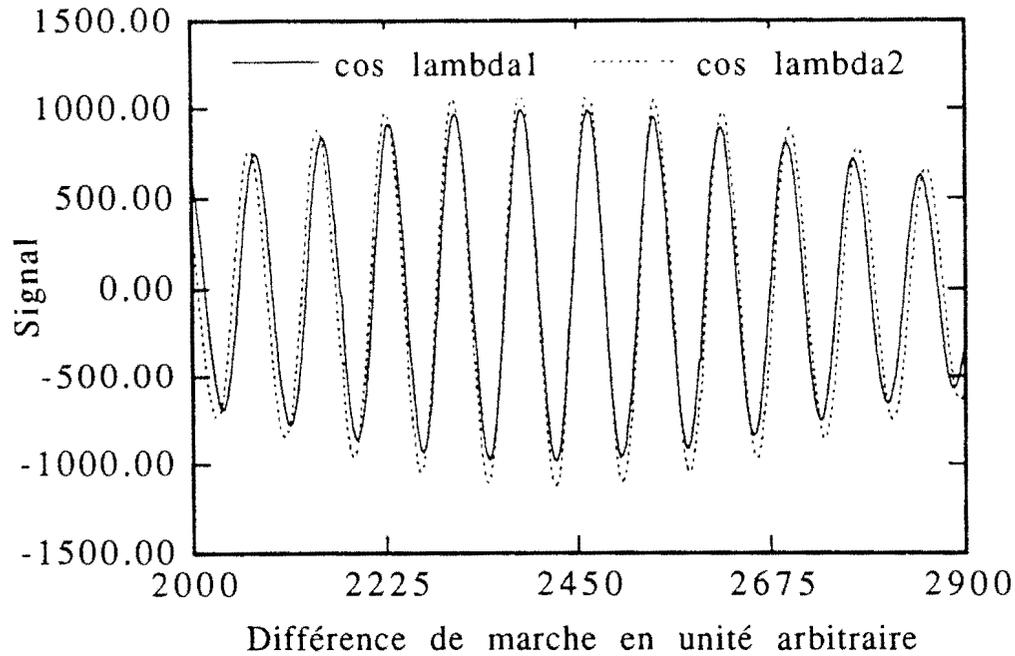


Fig. V.20 Déphasage entre les voies Cosinus pour la source1 et Cosinus pour la source2

Enfin, la figure V.21 nous montre la phase différentielle qui n'est pas linéaire. Elle oscille autour d'une direction. Ces oscillations sont dues au fait que la lame quart d'onde n'est pas achromatique. Il faut ajouter aussi à cela, le flux lumineux assez faible que nous avons en sortie de l'interféromètre de Michelson, ce qui se traduit par une phase différentielle très bruitée.

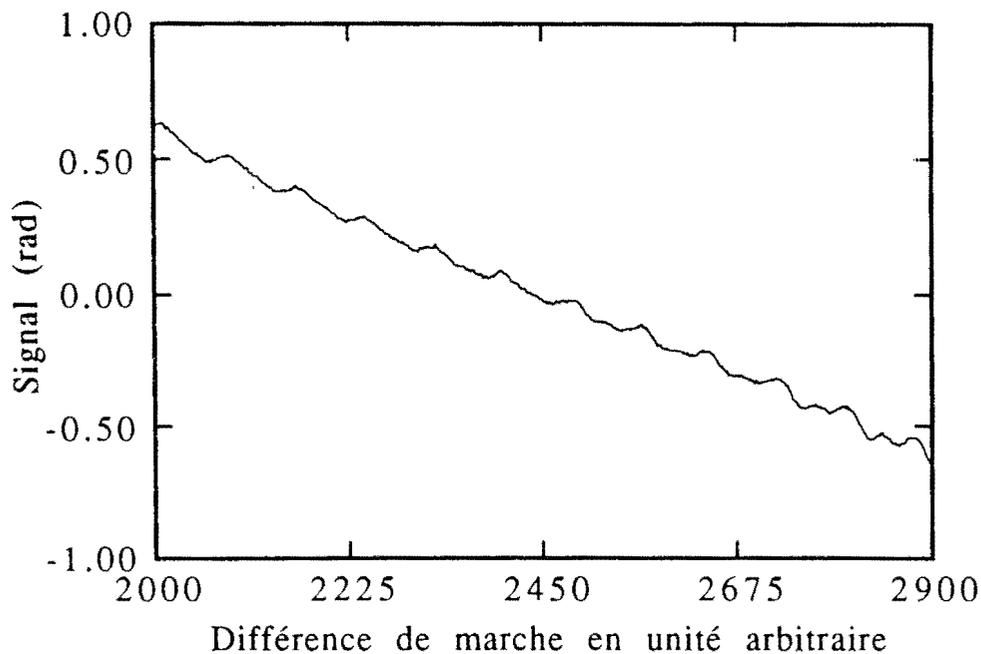


Fig. V.21 La différence de phase obtenue avec l'interféromètre de Michelson utilisé comme capteur. Elle n'est pas linéaire en fonction de Δ_c .

V.3.2. Correction de la phase différentielle par le calcul numérique

Hypothèse : Nous supposons dans ce paragraphe que Δ_c et Δ_d ne dépendent pas de la longueur d'onde.

La lame quart d'onde utilisée dans le système ACCORD n'est pas parfaitement achromatique sur toute l'étendue spectrale des deux sources. Or, la voie Sinus est obtenue par l'adjonction, par rapport à la voie Cosinus, de cette lame. De ce fait, la phase différentielle n'est pas monotone strictement mais elle oscille autour d'une droite.

En effet, soit $\Delta_L(\sigma)$, la différence de marche introduite par cette lame quart d'onde entre l'onde ordinaire et l'onde extraordinaire. Cette différence de marche induit une phase $\phi_L(\sigma)$ qui est :

$$\phi_L(\sigma) = 2\pi\sigma\Delta_L(\sigma)$$

En reprenant la formulation donnée dans le chapitre III, le signal numérique $S_s(X)$ relatif à la modulation en sinus a pour expression :

$$S_s(X) = \int_{\sigma} p_c(\sigma) \cos\{2\pi\sigma[\Delta_c(X) - \Delta_d - \Delta_L(\sigma)]\} d\sigma \quad (V.1)$$

Si la phase $\phi_L(\sigma)$ introduite par le déphaseur de la voie sinus est linéaire en σ alors $S_s(X)$ peut s'exprimer sous une forme assez simple.

Supposons que :

$$\phi_L(\sigma) = \frac{\pi}{2} + 2\pi A(\sigma - \sigma_0) \quad (V.2)$$

où

$$A = \left(\frac{\partial \sigma \Delta_L(\sigma)}{\partial \sigma} \right)_{\sigma_0} = \Delta_L(\sigma_0) + \sigma_0 \left(\frac{\partial \Delta_L(\sigma)}{\partial \sigma} \right)_{\sigma_0} \quad (V.3)$$

Le signal $S_s(X)$ devient donc :

$$S_s(X) = \int_{\sigma} p_c(\sigma) \sin\{2\pi[\sigma(\Delta_c(X) - \Delta_d) - A(\sigma - \sigma_0)]\} d\sigma \quad (V.4)$$

$\Delta_c(X) - \Delta_d$ étant constant sur le domaine spectral utile, la phase $\phi(\sigma, X)$ admet pour développement au premier ordre :

$$\phi(\sigma, X) = 2\pi\sigma_0(\Delta_c(X) - \Delta_d) + 2\pi(\Delta_c(X) - \Delta_d - A)(\sigma - \sigma_0) \quad (V.5)$$

$S_s(X)$ s'écrit :

$$S_s(X) = \sin[\phi_0(X)] \int_{\sigma} p_c(\sigma) \sin[2\pi(\Delta_c(X) - \Delta_d - A)(\sigma - \sigma_0)] d\sigma \quad (V.6)$$

ou encore :

$$S_s(X) = \widetilde{p}_e [\Delta_c(X) - \Delta_d - A] \sin[\phi_0(X)] \quad (V.7)$$

où

$$\phi_0(X) = 2\pi\sigma_0(\Delta_c(X) - \Delta_d) \quad (V.8)$$

Le signal $S_c(X)$ peut s'écrire :

$$S_c(X) = \widetilde{p}_e [\Delta_c(X) - \Delta_d] \cos[\phi_0(X)] \quad (V.9)$$

d' où,

$$\frac{S_s(X)}{S_c(X)} = \frac{\widetilde{p}_e [\Delta_c(X) - \Delta_d - A]}{\widetilde{p}_e [\Delta_c(X) - \Delta_d]} \tan[\phi_0(X)] \quad (V.10)$$

ce qui peut s'écrire encore :

$$\tan[\phi_0(X)] = \kappa(X) \frac{S_s(X)}{S_c(X)} \quad (V.11)$$

où

$$\kappa(X) = \frac{\widetilde{p}_e [\Delta_c(X) - \Delta_d]}{\widetilde{p}_e [\Delta_c(X) - \Delta_d - A]} \quad (V.12)$$

Donc, il nous faut multiplier le rapport de $S_s(X)$ sur $S_c(X)$ par le coefficient $\kappa(X)$ pour avoir la valeur de $\tan[\phi_0(X)]$. Ce qui signifie que nous n'avons pas $\phi_0(X)$ quand nous prenons l'Arctangente du rapport de $S_s(X)$ sur $S_c(X)$.

$$\arctan\left[\frac{S_s(X)}{S_c(X)}\right] \neq \phi_0(X) \quad (\text{V.13})$$

Si la lame quart d'onde était parfaitement achromatique sur toute l'étendue spectrale utile de nos deux sources le coefficient $\kappa(X)$ serait égal à 1.

Nous essayons donc de remédier à cet inconvénient par le calcul numérique. Et pour cela, nous utilisons comme capteur l'interféromètre de Michelson. Ensuite, l'intervalle de mesure est subdivisé en quatre parties. Nous supposons que, sur chacune des parties, le coefficient $\kappa(X)$ reste constant. Pour que notre supposition soit valable, si ce n'est pas le cas, il suffit d'augmenter le nombre de parties. Sur chaque partie, nous cherchons à déterminer le coefficient $\kappa(X)$. Ainsi,

$$\arctan\left[\kappa(X) \frac{S_s(X)}{S_c(X)}\right] = \phi_0(X) \quad (\text{IV.14})$$

Les valeurs de $\kappa(X)$ sont autour de 1. Soit $\kappa_1(X)$ et $\kappa_2(X)$ les coefficients attachés respectivement aux sources s_1 et s_2 . Il suffit de faire varier $\kappa_1(X)$ et $\kappa_2(X)$ au voisinage de 1 et d'observer l'allure de la phase différentielle. Les valeurs de $\kappa_1(X)$ et de $\kappa_2(X)$ qui permettent d'obtenir une phase différentielle strictement monotone sur un sous intervalle sont considérées comme les bons coefficients sur cet intervalle.

Nous avons ainsi fait la correction sur la phase différentielle pour obtenir une fonction strictement monotone.

Une fois les opérations de calibrage du système ACCORD finies, nous avons couplé nos capteurs les uns après les autres à ce système de démodulation.

V.4. Couplage du capteur au système ACCORD.

Après avoir validé le principe de l'utilisation du multiplexage de cohérence pour des capteurs à fibre optique effilée, nous réalisons ce couplage pour faire nos premières acquisitions qui nous permettront d'avancer dans cette étude.

V.4.1. Montage expérimental

Les épissures sont des épissures mobiles DORRAN. La cuve thermostatée contient un bain qui est maintenu à la température T de consigne donnée par le PC. C'est dans ce bain que se trouve notre capteur. Les signaux S_i en sortie du système ACCORD sont stockés dans des fichiers. Un traitement numérique, sur ces derniers, nous donne la phase ϕ .

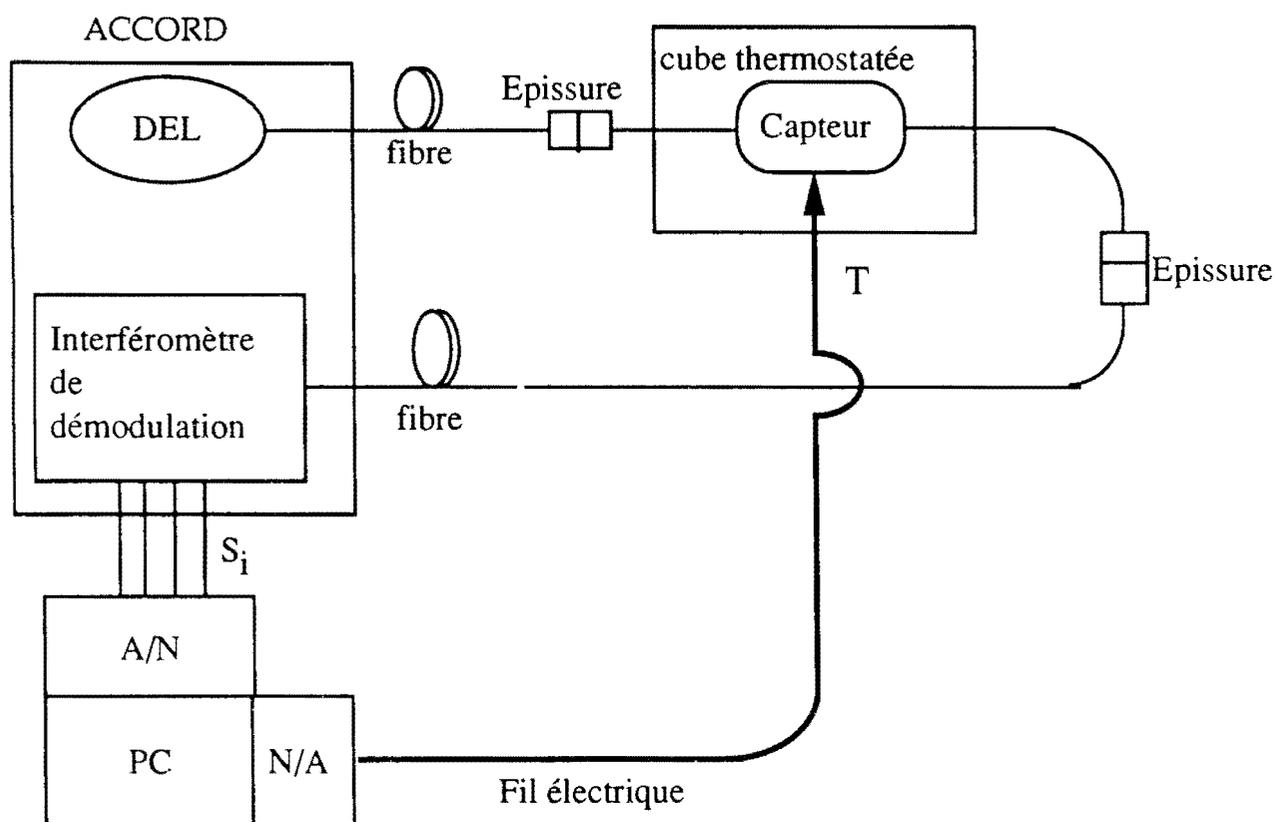


Fig. V.22 Schéma du montage expérimental

V.4.2. Bilan énergétique.

Les sources du système Accord sont couplées sur des fibres multimodes 50/125. Pour coupler le système Accord au capteur, il nous faut réaliser deux connections mobiles. Nous disposons pour cela d'épissures mobiles DORRAN. La première épissure permet de coupler la lumière issue

de la fibre 50/125 à la fibre 4/125 et la deuxième fait passer la lumière de la fibre 4/125 à la fibre 50/125.

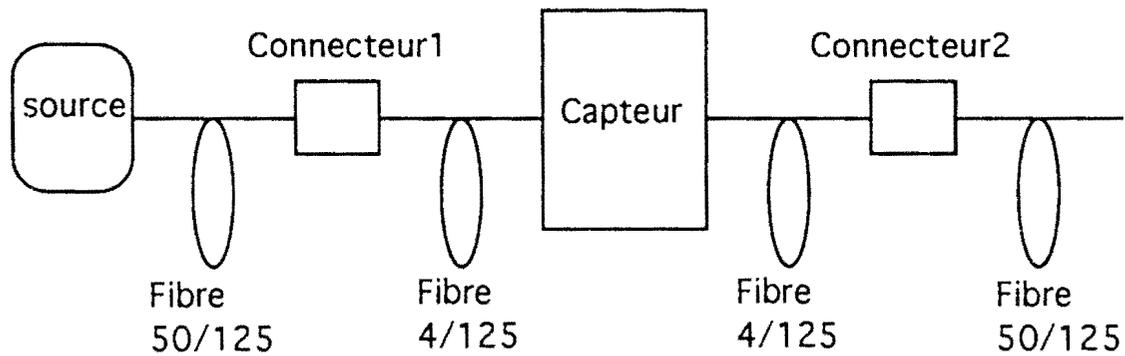


Fig. V.23 Ligne de transport de la lumière

Le flux lumineux en sortie du capteur étant très faible par rapport au flux lumineux issu du système Accord, nous avons éprouvé le besoin de faire un bilan énergétique.

Ce bilan est fait avec l'appareil Photodyne Model 22XLC. Le flux lumineux en sortie de la fibre 50/125 est de $52\mu\text{w}$.

Nous avons évalué les pertes de la ligne dues aux différentes épissures en utilisant une diode électroluminescente émettant à $\lambda=860\text{ nm}$, de puissance comparable à celles utilisées dans le système ACCORD. Cette diode électroluminescente est couplée sur une fibre multimode 50/125 dont la puissance lumineuse en sortie est de $114,6\ \mu\text{w}$. Cette fibre 50/125 est couplée sur une fibre 4/125 à l'aide d'une épissure mobile DORRAN. Le flux lumineux en sa sortie est de $0,6\ \mu\text{w}$. Le rapport de la puissance de sortie sur la puissance d'entrée est donc égal à $1/191$ ce qui correspond quasiment au rapport des surfaces de la section droite des cœurs des deux fibres, c'est à dire $1/156$.

Nous avons refait la même épissure mais avec une fibre 4/125 sur laquelle est réalisée le capteur. Et cette fois-ci, la puissance lumineuse en sortie est de $0,156\ \mu\text{w}$; soit donc une perte de $5,85\ \text{dB}$ au niveau du capteur [50].

Le couplage de la lumière de la fibre 4/125 vers la fibre 50/125 se fait quasiment sans pertes. En effet, après cette épissure, la puissance lumineuse mesurée en sortie de la fibre 50/125 est d'environ $0,156\ \mu\text{w}$; c'est à dire, la puissance lumineuse en sortie de la fibre 4/125. En

supposant qu'à partir de là il n'y ait plus de pertes et que chacun des quatre détecteurs du système Accord reçoive quasiment la même quantité de lumière, la puissance lumineuse reçue par chaque photodétecteur serait environ 40 nW.

C'est un flux lumineux assez faible. La perte de puissance lumineuse la plus importante se situe au niveau de l'épaisseur mobile entre la fibre multimode 50/125 et la fibre monomode 4/125. Pour réduire ce type de perte, il serait préférable, voire utile, d'avoir une source puissante couplée dans une fibre monomode [8].

V.4.3. Résultats expérimentaux obtenus.

Nous avons fait des enregistrements de signaux en sortie du système Accord couplé à quelques-uns de nos capteurs. Les figures V.24 et V.25 sont les enregistrements des pics de corrélation obtenus avec le capteur du 9/02/93 N°2. Ce capteur se présente sous la même forme que celui de la figure (IV.1). Pour des raisons pratiques, nous avons aussi des fibres optiques effilées montées sur des fourchettes (voir figure V.26). Dans ce cas, nous pouvons changer le milieu extérieur ; ce qui nous permet de réaliser différents capteurs avec la même fibre optique effilée. C'est l'exemple de la fibre effilée du 5/02/93 N°2 que nous avons plongée dans l'huile³. Le pic de corrélation relatif à ce deuxième capteur est illustré par la figure V.27. Quant aux figures V.28 et V.29, elles présentent respectivement la phase obtenue avec la source et la phase différentielle données avec ce même capteur.

Les coefficients utilisés, pour avoir une phase différentielle strictement monotone, lorsque l'interféromètre de Michelson est couplé au système Accord, ne donnent pas de bons résultats quand nous interrogeons notre capteur avec le système Accord : La phase différentielle n'est pas strictement monotone mais elle oscille encore autour d'une direction.

L'origine de ce problème se trouve certainement dans notre capteur.

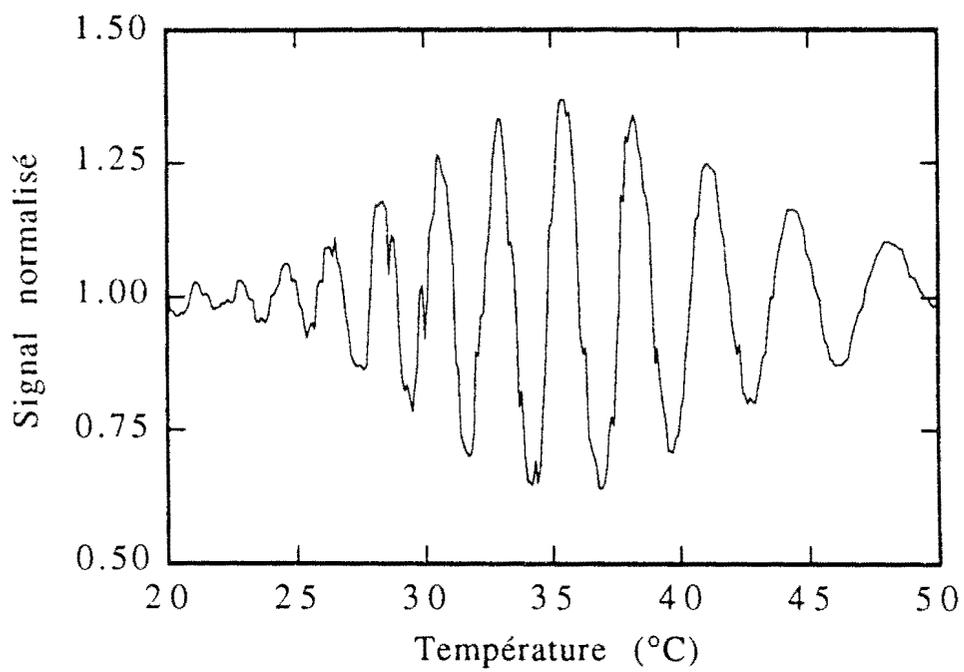


Fig. V.24 Pic de corrélation obtenu avec le capteur A0 couplé au système ACCORD. Ce signal est obtenu avec la source centrée sur $\lambda=858$ nm

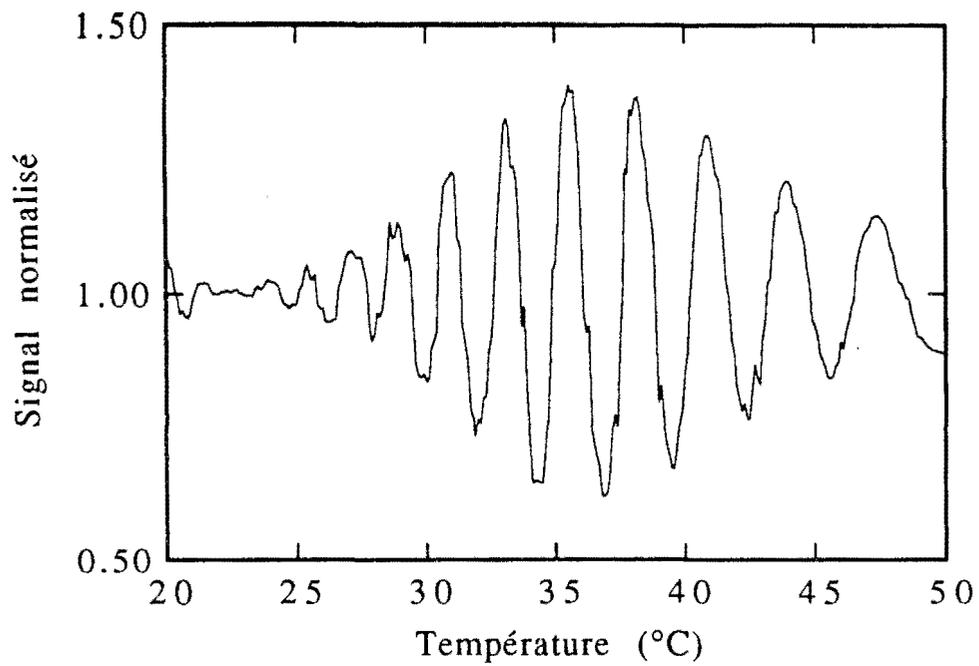


Fig. V.25 Pic de corrélation obtenu avec le capteur A0 couplé au système ACCORD. Ce signal est obtenu avec la source centrée sur $\lambda=883$ nm

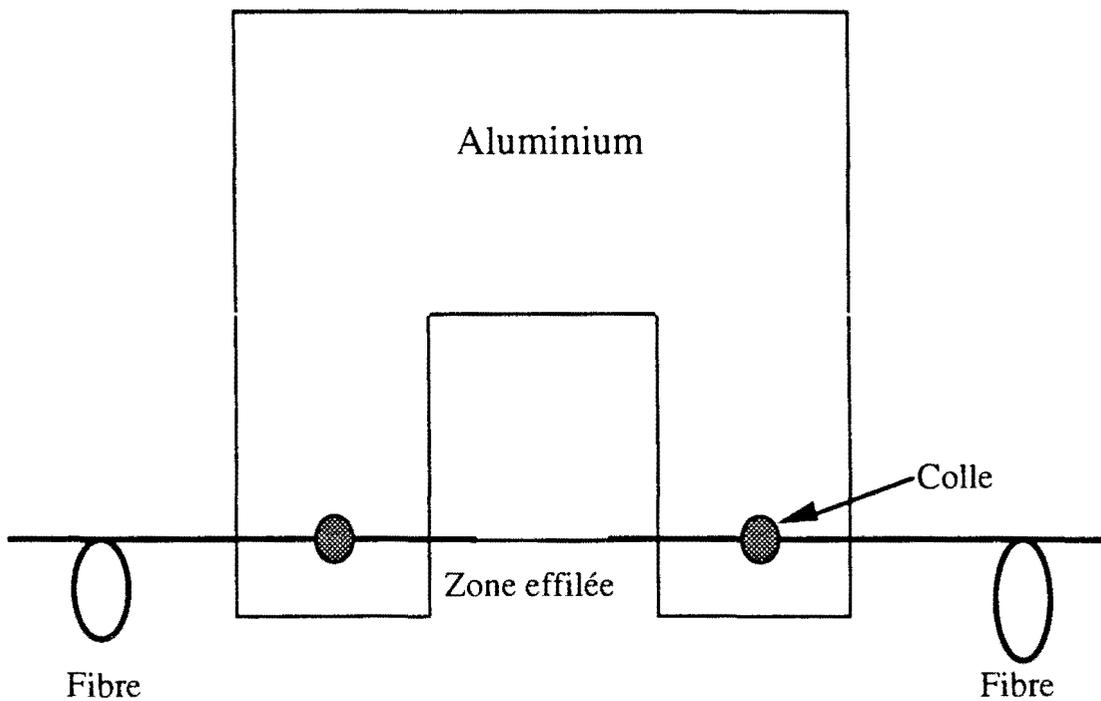


Fig. V.26 Fibre optique effilée mise sur une fourchette en aluminium.

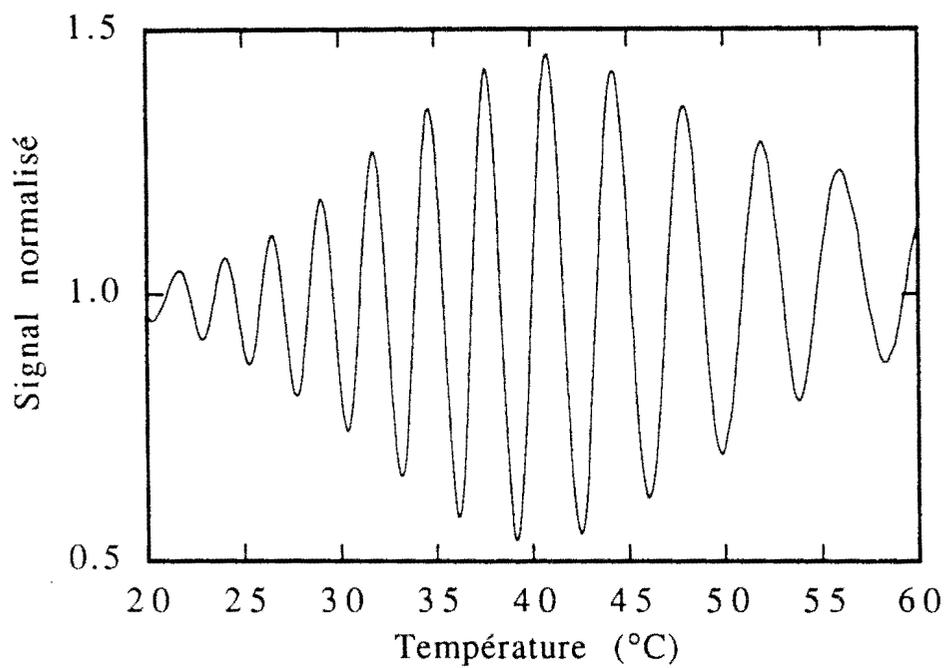


Fig. V.27 Pic de corrélation obtenu avec le capteur B0 couplé au système ACCORD. La fibre optique effilée de ce capteur est montée sur une fourchette. La source est centrée sur la longueur d'onde $\lambda=858$ nm

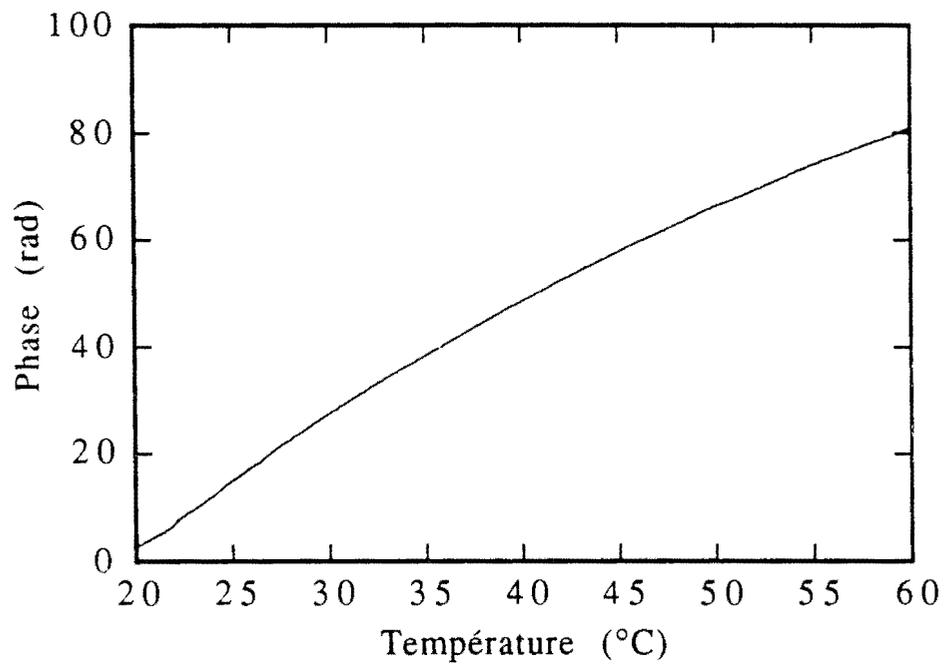


Fig. V.28 La phase obtenue avec le capteur B0 couplé au système ACCORD. La fibre optique effilée de ce capteur est montée sur une fourchette. La source est centrée sur la longueur d'onde $\lambda=858$ nm

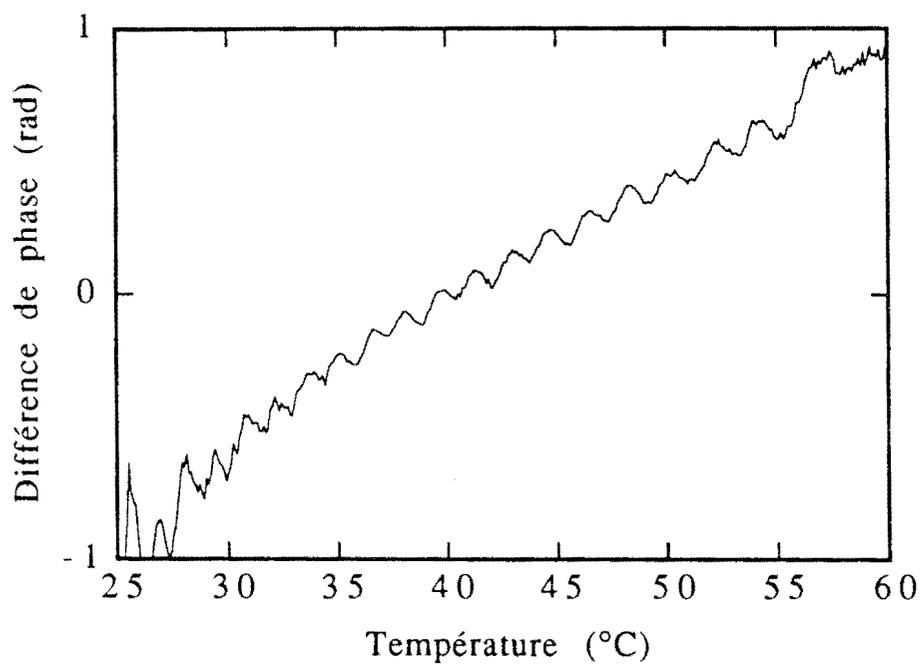


Fig. V.29 La phase différentielle obtenue avec le capteur B0 couplé au système ACCORD. La fibre optique effilée de ce capteur est montée sur une fourchette.

V.5. Effet sur la phase différentielle.

La dispersion chromatique des huiles qui constituent la gaine de notre capteur est très importante. La différence de marche Δ_c entre les modes LP_{01} et LP_{02} dépend donc très fortement de la longueur d'onde comme nous pouvons le constater sur la figure V.30 qui présente la différence de marche en fonction de la longueur d'onde calculée pour une température $T=25^\circ\text{C}$ et une fibre optique effilée de longueur $L=5020$ mm et de rayon $r=2.69$ mm plongée dans l'huile3.

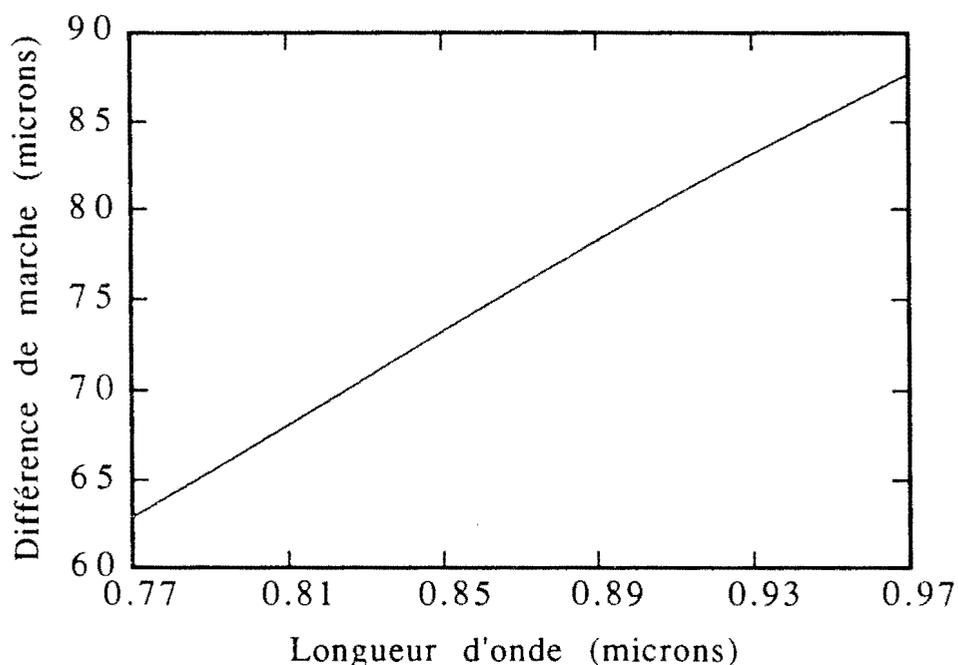


Fig. V.30 Différence de marche introduite par le capteur dont les paramètres sont : $L=5020$ mm, $r=2.69$ mm, milieu extérieur huile3.

Comme nous l'avons déjà vu, cette forte dépendance de la différence de marche Δ_c entraîne un décalage du pic secondaire.

Dans cette configuration, nous avons aussi :

$$S_c(T) = \int_{\sigma} p_e(\sigma) \cos\{2\pi\sigma[\Delta(T,\sigma)]\} d\sigma$$

$$S_s(T) = \int_{\sigma} p_e(\sigma) \sin\{2\pi[\sigma\Delta(T,\sigma)-A(\sigma - \sigma_0)]\} d\sigma$$
(V.15)

$$\text{où } \Delta(T, \sigma) = \Delta_c(T, \sigma) - \Delta_d(\sigma)$$

Ici, les différences de marche introduites par le capteur et le démodulateur ne sont plus constantes sur le domaine spectral utile. En faisant un développement au premier ordre en σ de $\sigma\Delta(T, \sigma)$:

$$\sigma\Delta(T, \sigma) = \sigma_0\Delta(T, \sigma_0) + (\sigma - \sigma_0)\Delta(T, \sigma_0) + (\sigma - \sigma_0)\left(\frac{\partial\Delta(T, \sigma)}{\partial\sigma}\right)_{\sigma_0} \quad (\text{V.16})$$

nous trouvons, pour $S_c(T)$ et $S_s(T)$, les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} S_c(T) &= \widetilde{p}_e \left[\Delta(T, \sigma_0) + \sigma_0 \left(\frac{\partial\Delta(T, \sigma)}{\partial\sigma} \right)_{\sigma_0} \right] \cos[\phi_0(T)] \\ S_s(T) &= \widetilde{p}_e \left[\Delta(T, \sigma_0) + \sigma_0 \left(\frac{\partial\Delta(T, \sigma)}{\partial\sigma} \right)_{\sigma_0} - A \right] \sin[\phi_0(T)] \end{aligned} \quad (\text{V.17})$$

où :

$$\phi_0(T) = 2\pi\sigma_0\Delta(T, \sigma_0)$$

et

$$A = \left(\frac{\partial\sigma\Delta_L(\sigma)}{\partial\sigma} \right)_{\sigma_0} = \Delta_L(\sigma_0) + \sigma_0 \left(\frac{\partial\Delta_L(\sigma)}{\partial\sigma} \right)_{\sigma_0} \quad (\text{V.18})$$

Ici encore, nous nous apercevons que

$$\tan[\phi_0(T)] = \kappa'(T) \frac{S_s(T)}{S_c(T)} \quad (\text{V.19})$$

où

$$\kappa'(T) = \frac{\widetilde{p}_e \left[\Delta(T, \sigma_0) + \sigma_0 \left(\frac{\partial \Delta(T, \sigma)}{\partial \sigma} \right)_{\sigma_0} \right]}{\widetilde{p}_e \left[\Delta(T, \sigma_0) + \sigma_0 \left(\frac{\partial \Delta(T, \sigma)}{\partial \sigma} \right)_{\sigma_0} - A \right]} \quad (V.20)$$

donc pour avoir accès à la phase $\phi_0(T)$, il faut connaître $\kappa'(T)$.

Les deux coefficients $\kappa(T)$ et $\kappa'(T)$ sont différents et ils sont obtenus respectivement lorsque le système de démodulation est l'interféromètre de Michelson et le système ACCORD. C'est ce qui explique le résultat de la figure V.29.

En conclusion, il faut faire le calibrage du capteur, c'est à dire déterminer les valeurs de $\kappa'(T)$ pour un certain nombre de valeurs du paramètre T. Ici encore, nous avons fait une correction par le calcul numérique comme précédemment. Nous montrons, ci-dessous, quelques résultats obtenus. La figure V.31 illustre la phase différentielle sans correction relative à la source et obtenue avec la fibre optique effilée du 5/02/93 N°2 plongée dans l'huile³. L'amplitude des oscillations est importante. Quant à la figure V.32, elle présente la phase différentielle corrigée du même capteur précédent. L'amplitude des oscillations ici est assez faible.

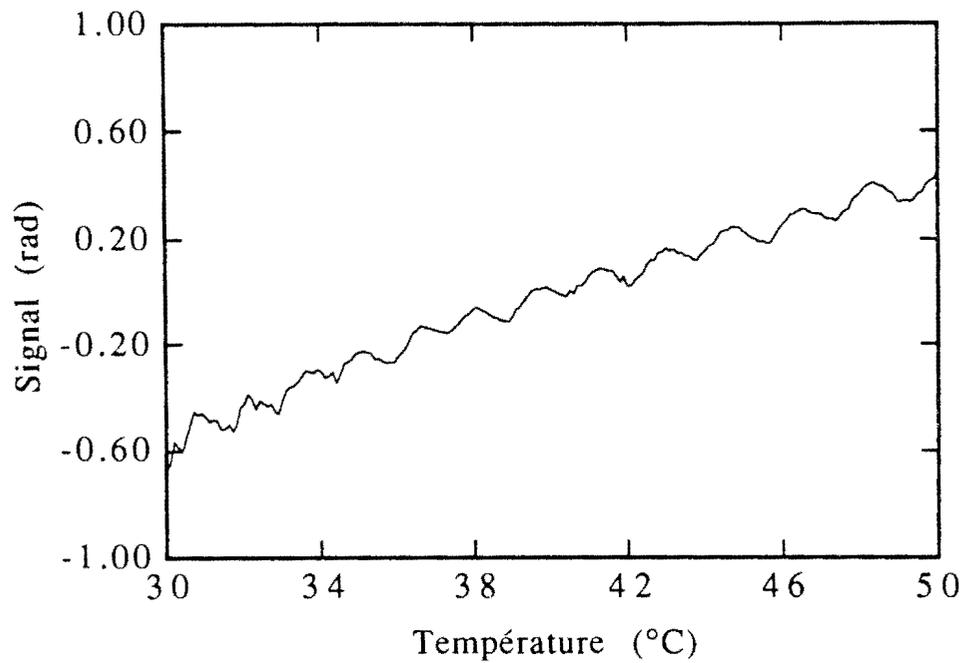


Fig. V.31 Phase différentielle obtenue avec le capteur B0 sans correction

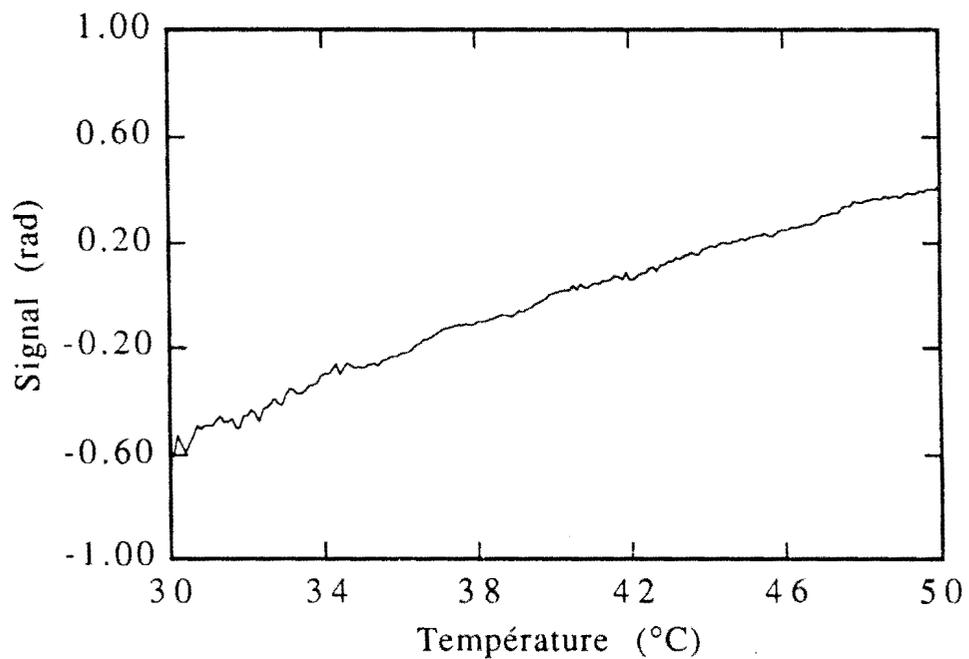


Fig. V.32 Phase différentielle obtenue avec le capteur B0 après correction

V.6. Comparaison des résultats numériques et des résultats expérimentaux

V.6.1. Détermination des paramètres opto-géométriques du capteur (L, r)

Le modèle adopté pour la simulation numérique exige la connaissance du couple (L, r) où L et r sont respectivement la longueur et le rayon de la zone effilée.

Dans un premier temps nous, avons utilisé le nombre de battements entre LP_{01} et LP_{02} obtenu pendant l'étirage de la fibre pour déterminer ces deux paramètres L et r. En effet, lors de l'étirage de la fibre optique effilée, on enregistre la puissance transmise par cette dernière en fonction de l'élongation. Soit N le nombre d'oscillations obtenu pour une fibre optique effilée avec la longueur d'onde λ_0 .

Le déphasage ϕ_{12} entre LP_{01} et LP_{02} s'exprime comme suit [19][23] :

$$\phi_{12} = 2\pi N \quad (\text{V.21})$$

La puissance transmise de la fibre optique effilée en fonction de la longueur d'onde est aussi une fonction oscillatoire due principalement au battement entre les modes LP_{01} et LP_{02} . Cette fonction devient périodique quand le paramètre $V \gg 1$, et dans ce cas :

$$\phi_{12} = \frac{2\pi\lambda}{2\Lambda} \quad (\text{V.22})$$

où Λ est la période des oscillations principales qui correspondent aux battements entre LP_{01} et LP_{02} .

D'après les deux expressions (IV.21) et (IV.22), nous avons :

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{N}{2\lambda} \quad (\text{V.23})$$

Cette relation nous permet de déterminer le nombre de battements entre LP_{01} et LP_{02} à d'autres longueurs d'ondes et avec la même fibre optique effilée.

Nous avons aussi l'égalité $\phi_{12} = \Delta\beta_{12}L$ où $\Delta\beta_{12}$ est la différence des constantes de propagation des modes LP_{01} et LP_{02} et dépend du rayon de la zone effilée. Lorsque le paramètre normalisé $V \gg 1$ (c'est le cas lorsque le milieu extérieur de la fibre effilée est l'air) :

$$\Delta\beta_{12} = \frac{U_{2\infty}^2 - U_{1\infty}^2}{4\pi n_g r^2} \lambda \quad (V.24)$$

d'où

$$\phi_{12} = \frac{U_{2\infty}^2 - U_{1\infty}^2}{4\pi n_g r^2} \lambda L \quad (V.25)$$

or $\phi_{12} = 2\pi N$ ce qui nous permet d'obtenir l'équation suivante :

$$\frac{r^2}{L} = \frac{U_{2\infty}^2 - U_{1\infty}^2}{4\pi n_g} \lambda \quad (V.26)$$

où $U_{1\infty}$ et $U_{2\infty}$ sont les valeurs asymptotiques, pour V grand, des paramètres modaux des modes LP_{01} et LP_{02} , et n_g l'indice de la gaine optique de la fibre sur laquelle est réalisée la fibre effilée.

En faisant une estimation de la longueur L de la zone effilée, nous pouvons déterminer la valeur du rayon r . Nous avons procédé ainsi pour déterminer des couples de valeur (L, r) permettant d'avoir une assez bonne correspondance entre les résultats expérimentaux et théoriques. Les figures V.33 et V.34 présentent les résultats obtenus pour deux capteurs différents. Les résultats numériques et expérimentaux sont en très bon accord. Les figures V.34 et V.35 montrent les résultats obtenus avec le même capteur mais pour deux couples de paramètres différents. Il est difficile ici de savoir quel couple choisir comme paramètres opto-géométriques de ce capteur. Les figures présentées, ici, sont obtenues avec la source 1.

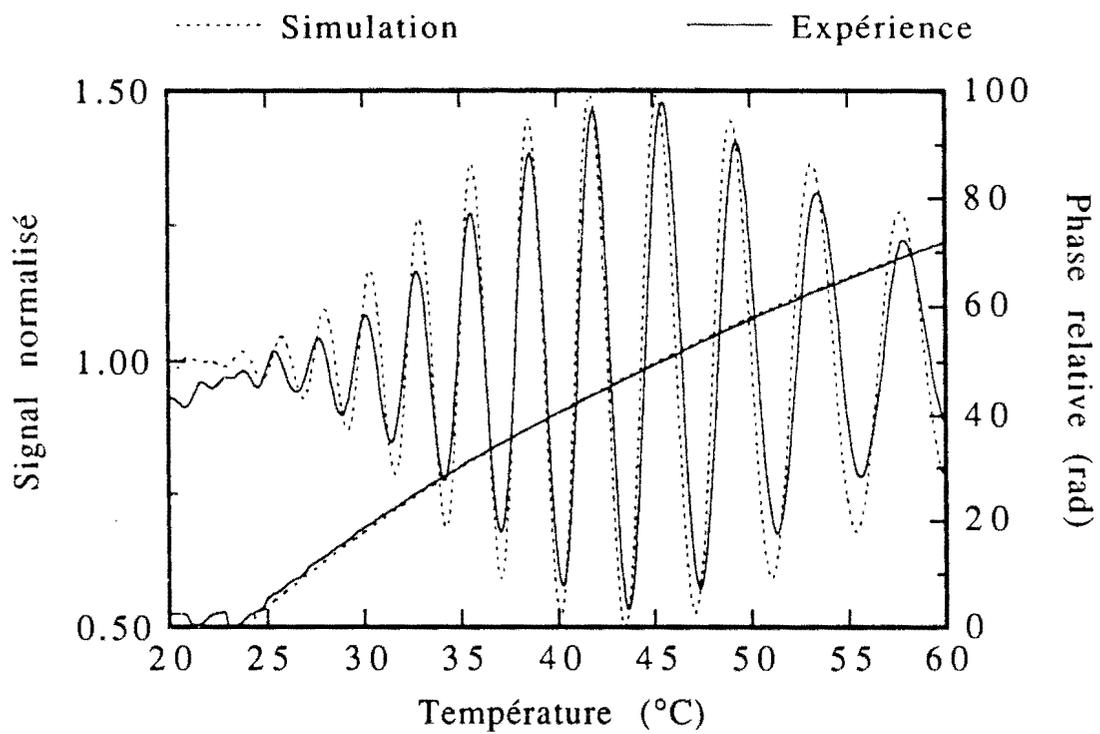


Fig. V.33 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux obtenus avec le capteur B0. Pour la modélisation numérique, nous avons pris $L=5948 \mu\text{m}$ et $r=2.9 \mu\text{m}$.

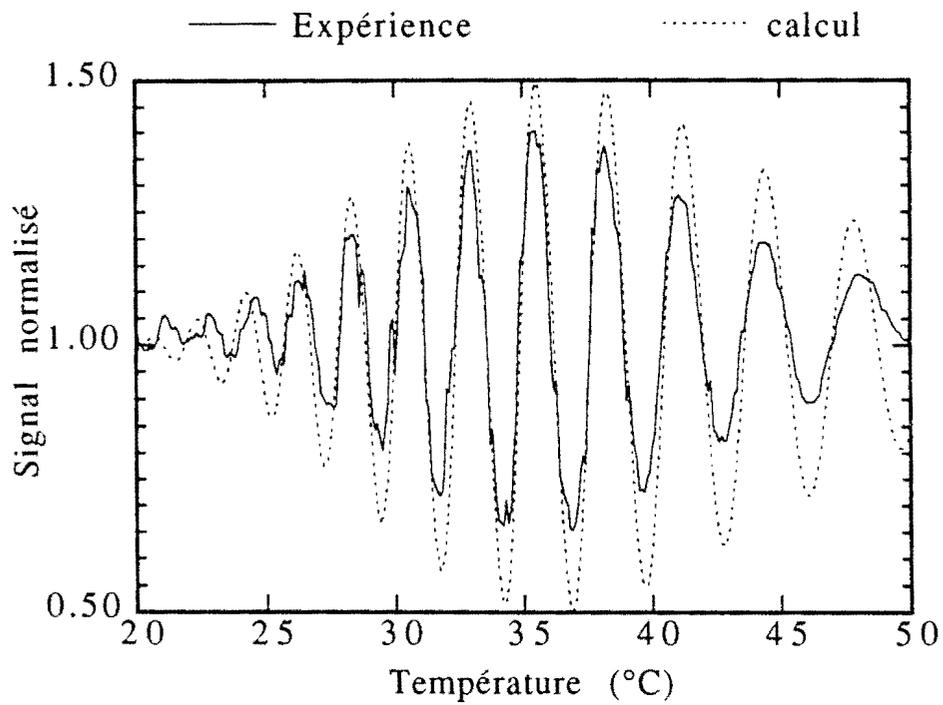


Fig. V.34 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux obtenus avec le capteur A0. Pour la modélisation numérique, nous avons pris $L=6250 \mu\text{m}$ et $r=2.83 \mu\text{m}$.

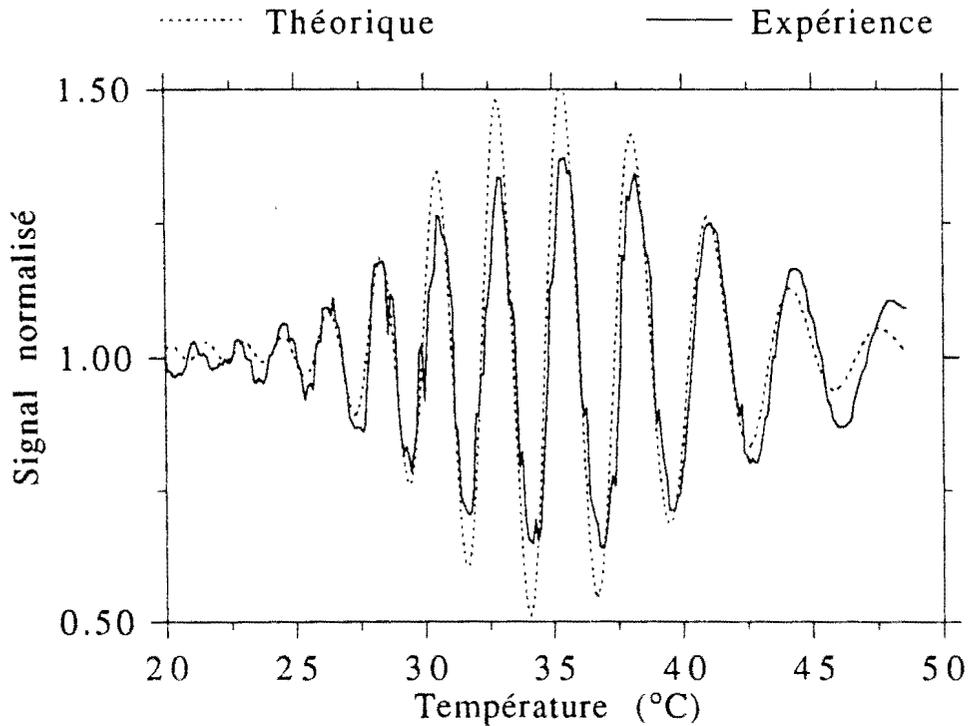


Fig. V.35 Comparaison des résultats numériques et expérimentaux obtenus avec le capteur A0. Pour la modélisation numérique, nous avons pris $L=7979 \mu\text{m}$ et $r=3.3 \mu\text{m}$.

Bien que les résultats obtenus par cette façon de procéder aient une assez bonne précision, la détermination du couple (L, r) n'est pas satisfaisant, puisqu'il semble que plusieurs couples (L, r) peuvent donner de bons résultats (figures V.34 et V.35). C'est pourquoi, nous avons décidé d'utiliser d'autres méthodes plus rigoureuses que la précédente pour déterminer (L, r) à savoir la méthode utilisant la longueur d'onde d'égalisation des vitesses des modes LP_{01} et LP_{02} ou la méthode utilisant la longueur d'onde de coupure du mode LP_{02} .

V.6.1.1. Détermination du rayon par la mesure de la longueur d'onde d'égalisation des vitesses de groupe entre LP_{01} et LP_{02} .

La vitesse de groupe de chaque mode i est définie de la manière suivante :

$$v_{gi} = \frac{d\omega}{d\beta_i} \quad (\text{V.27})$$

Et pour une longueur d'onde particulière, nous avons l'égalité des vitesses des modes LP_{01} et LP_{02} : $v_{g1} = v_{g2}$ [51][52][53].

Dans ces conditions, le déphasage ϕ_{12} entre LP_{01} et LP_{02} reste constant en fonction de la longueur d'onde soit donc :

$$\frac{d\phi_{12}}{d\lambda} = 0 \quad (V.28)$$

La puissance transmise par la fibre optique effilée, en fonction de la longueur d'onde, reste constante autour de la longueur d'onde d'égalisation des vitesses λ_e . La figure V.36 en est une illustration. elle est obtenue avec la fibre optique effilée du 12/09/94 plongée dans l'huile1 et à la température $T=26.9$ °C

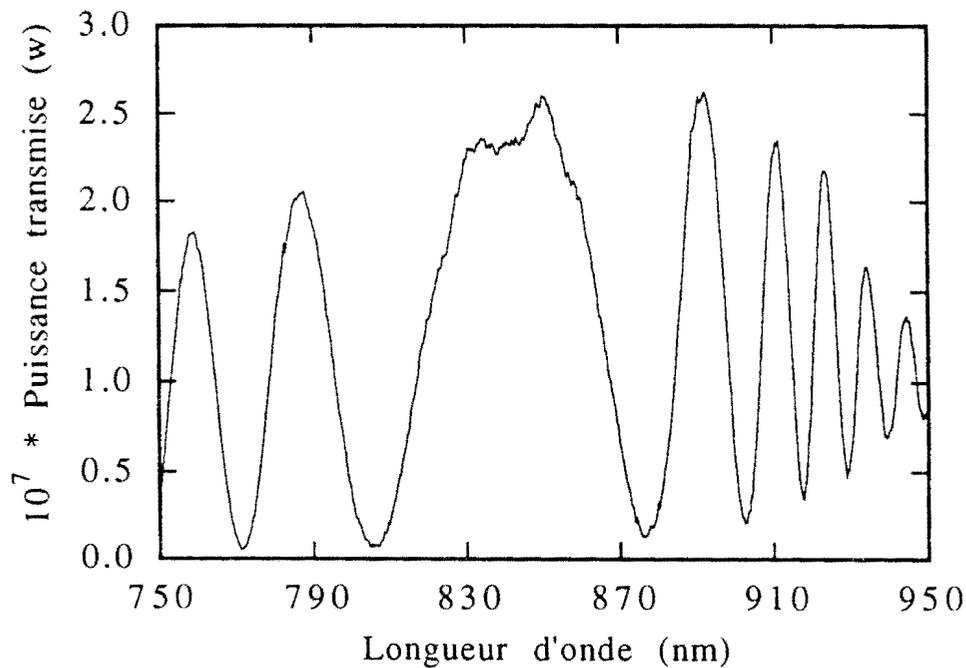


Fig. V.36 Cette courbe est obtenue avec la fibre optique effilée du 12/09/94 plongée dans l'huile1 et à la température $T=26.9$ °C. La longueur d'onde d'égalisation des vitesses de groupe est $\lambda_e=844$ nm.

Pour des fibres à saut d'indice l'égalisation des vitesses de LP_{01} et LP_{02} a lieu pour $V=V_e=4.4$. [51][52]

Or :

$$V_e = \frac{2\pi}{\lambda_e} r ON \quad (V.29)$$

où ON est l'ouverture numérique de la zone effilée de la fibre optique. En utilisant cette équation, nous pouvons accéder à la valeur du rayon r de la zone effilée.

V.6.1.2. Détermination du rayon par la mesure de la longueur d'onde de coupure du mode LP₀₂.

La fréquence normalisée V de la fibre optique effilée varie avec la longueur d'onde. Or à $V = V_c = 3.832$ nous avons la coupure du mode LP₀₂[54][2]. Cette coupure du mode LP₀₂ se traduit par l'absence d'oscillations sur la courbe de la puissance transmise par le capteur en fonction de la longueur d'onde. La figure V.37 en est une illustration. elle est obtenue avec la fibre optique effilée du 12/09/94 plongée dans l'huile³. La valeur de λ correspondant à la coupure de ce mode est la longueur d'onde de coupure de ce dernier ; nous la notons λ_c . Ici encore l'équation :

$$V_c = \frac{2\pi}{\lambda_c} r ON \quad (V.30)$$

nous permet d'avoir accès à la valeur du rayon r de la zone effilée.

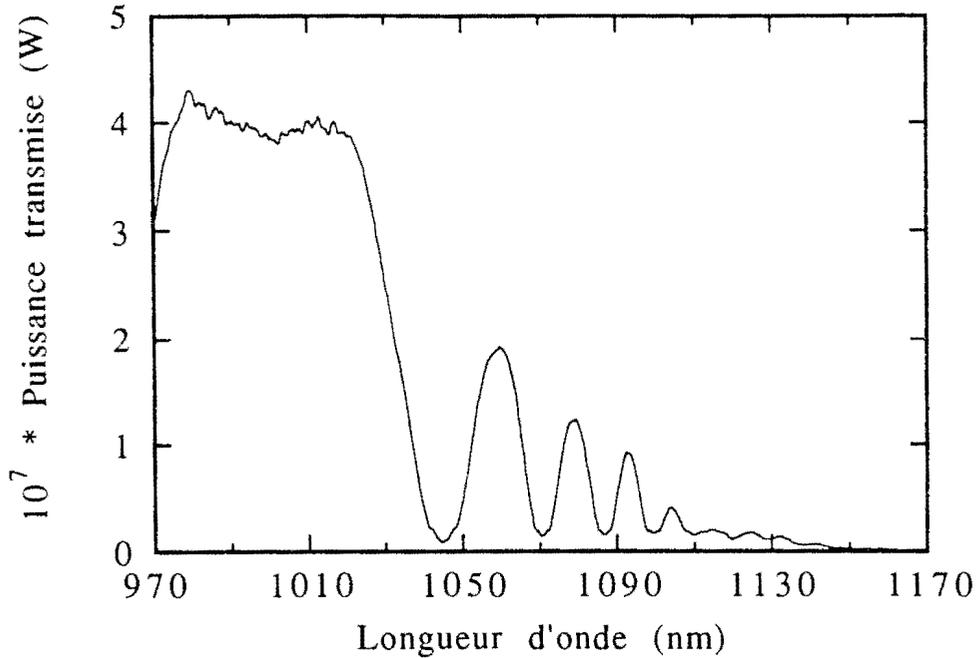


Fig. V.37 Courbe obtenue avec la fibre optique effilée du 12/09/94 plongée dans l'huile3 et à la température $T=22.1$ °C. La longueur d'onde de coupure du mode LP_{02} est $\lambda_c=1152$ nm.

V.6.1.3. Détermination de la longueur L connaissant le rayon r

Une fois ce rayon r déterminé, nous calculons $\Delta\beta_{12}(T,\lambda_1)$ et $\Delta\beta_{12}(T,\lambda_2)$ pour deux longueurs d'ondes différentes λ_1 et λ_2 et où T est la température de travail. Les deux longueurs d'ondes sont choisies sur la courbe donnant la puissance lumineuse en sortie du capteur en fonction de la longueur d'onde et telle que la variation de phase après la traversée du capteur entre ces deux longueurs d'ondes λ_1 et λ_2 soit un nombre entier n de fois 2π . Nous allons poursuivre les calculs en supposant n choisi. Dans ce cas, nous avons :

$$2n\pi = \left| [\Delta\beta_{12}(T,\lambda_1) - \Delta\beta_{12}(T,\lambda_2)] \right| L \quad (V.31)$$

où L est la longueur du capteur.

De cette relation, nous tirons l'expression de la longueur L :

$$L = \frac{2n\pi}{\left| \Delta\beta_{12}(T,\lambda_1) - \Delta\beta_{12}(T,\lambda_2) \right|} \quad (V.32)$$

Nous avons appliqué cette méthode de détermination du rayon et de la longueur à quelques-uns de nos capteurs, en particulier le capteur obtenu en plongeant la fibre optique effilée du 12/02/94 dans l'huile³. Nous avons enregistré sa réponse spectrale à la température $T=22.1^{\circ}\text{C}$ avec l'analyseur de spectre (voir figure V.38).

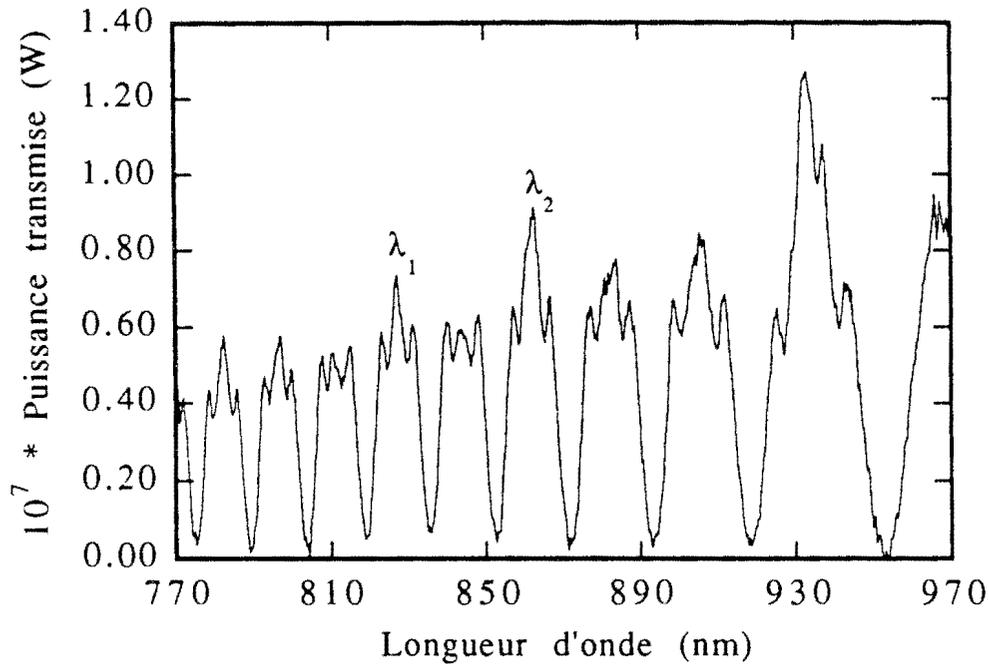


Fig. V.38 Réponse spectrale du capteur D0 à la température $T=22.1^{\circ}\text{C}$

Nous avons choisi deux longueurs d'ondes $\lambda_1=821.2\text{ nm}$ et $\lambda_2=927\text{ nm}$ sur cette courbe, telle que la variation de la phase soit de 10π en passant de λ_1 à λ_2 . Nous avons calculé, numériquement $\Delta\beta_{12}(T,\lambda_1)$ et $\Delta\beta_{12}(T,\lambda_2)$, puis la valeur de la longueur L du capteur à l'aide de la formule (V.32) dans laquelle nous avons pris 10π à la place de 4π . Les résultats obtenus sont très satisfaisants. La figure V.39 présente le résultat donné par le calcul numérique avec celui de l'expérience. Le calcul numérique est effectué avec les valeurs des paramètres opto-géométriques données par cette méthode : $L=7430\text{ }\mu\text{m}$ et $r=2.9\text{ }\mu\text{m}$ à $T=22.1^{\circ}\text{C}$.

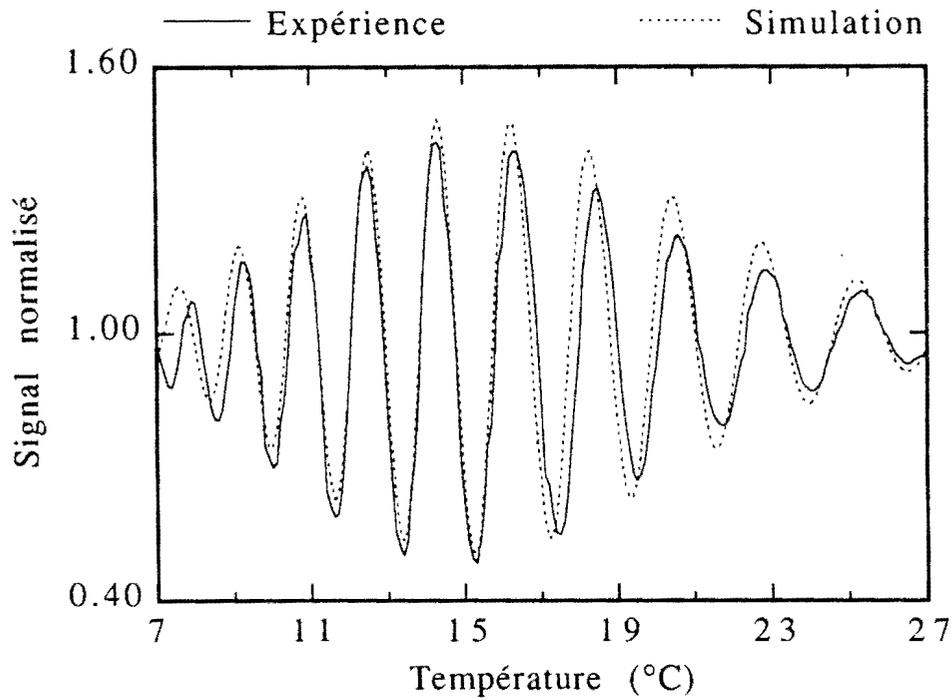


Fig. V.39 Comparaison du résultat numérique et expérimental du capteur D1.

La figure V.40 est le résultat donné par le calcul numérique en ayant pris comme paramètres opto-géométriques de la fibre optique effilée ceux qui ont été mesurés lors de l'étirage de la fibre. Nous voyons une nette différence avec le résultat expérimental de la figure V.39.

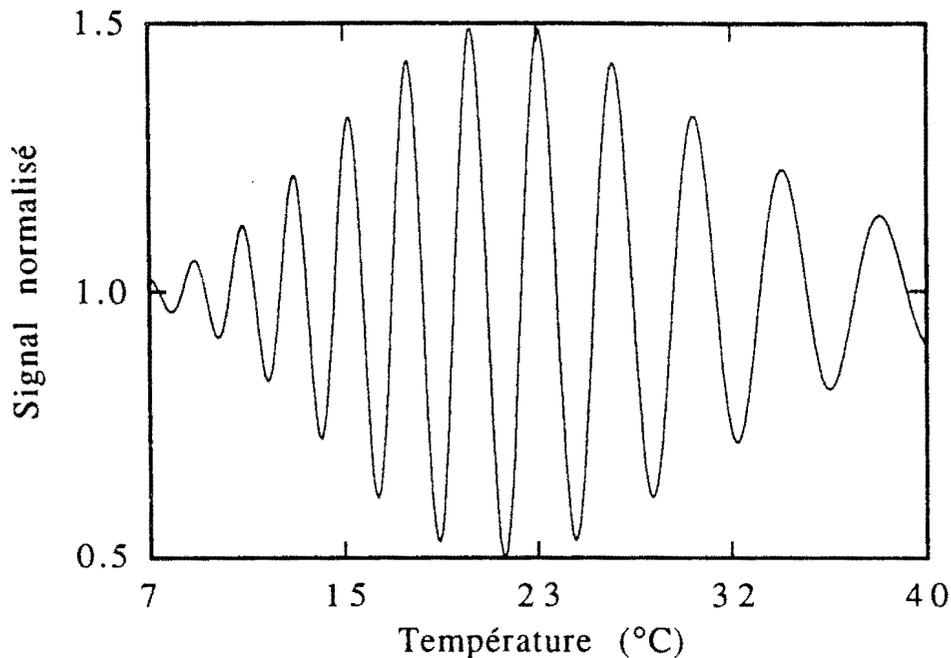


Fig. V.40 Calcul numérique avec $L=6300\text{mm}$, $r=2.94\text{mm}$ et l'huile4 comme milieu extérieur.

Actuellement d'autres méthodes, à savoir la mesure par diffraction ou par ombroscopie, sont à l'étude pour déterminer ces paramètres opto-géométriques.

V.6.2. Confrontation des résultats obtenus par les deux méthodes.

Avec une première méthode de détermination de la longueur L et du rayon r de nos fibres optiques effilées, nous avons trouvé deux couples de valeur (L , r) pour la fibre optique effilée du 9/2/93 N°2 (figure V.34 et figure V.35)

Nous avons donc vérifié, avec notre nouvelle méthode, en supposant connu le rayon de la fibre optique effilée, la valeur de sa longueur L . Nous disposons pour cela de la réponse spectrale de cette fibre optique effilée plongée dans l'huile3. Les résultats obtenus sont les suivants :

Pour $r=3.3 \mu\text{m}$, la longueur trouvée $L= 5497 \mu\text{m}$. Cette valeur de L est très différente de $L=7979 \mu\text{m}$ même en tenant compte des incertitudes sur les

valeurs des autres paramètres utilisés dans le calcul. Par contre pour $r=2.83 \mu\text{m}$, la longueur trouvée $L=6532 \mu\text{m}$. Cette valeur est voisine de $L=6250 \mu\text{m}$. Nous avons aussi, avec la fibre optique effilée du 3/02/93, utilisée deux huiles différentes (huile3 et huile4). Nous avons ainsi obtenu deux capteurs : le capteur 1 est constitué de cette fibre optique effilée plongée dans l'huile4 et le capteur 2 de la même fibre effilée plongée dans l'huile3. Nous avons fait des acquisitions avec chacun de ces capteurs et nous avons cherché à faire la modélisation numérique de chacun de nos deux capteurs, c'est à dire, trouver leurs paramètres opto-géométriques.

Avec le capteur 1, les paramètres opto-géométriques trouvés pour la modélisation numérique sont : $L=5020 \mu\text{m}$ et $r=2.69 \mu\text{m}$. Ce résultat numérique et expérimental sont présentés à la figure V.41 où nous voyons une assez bonne concordance entre le calcul numérique et l'expérience.

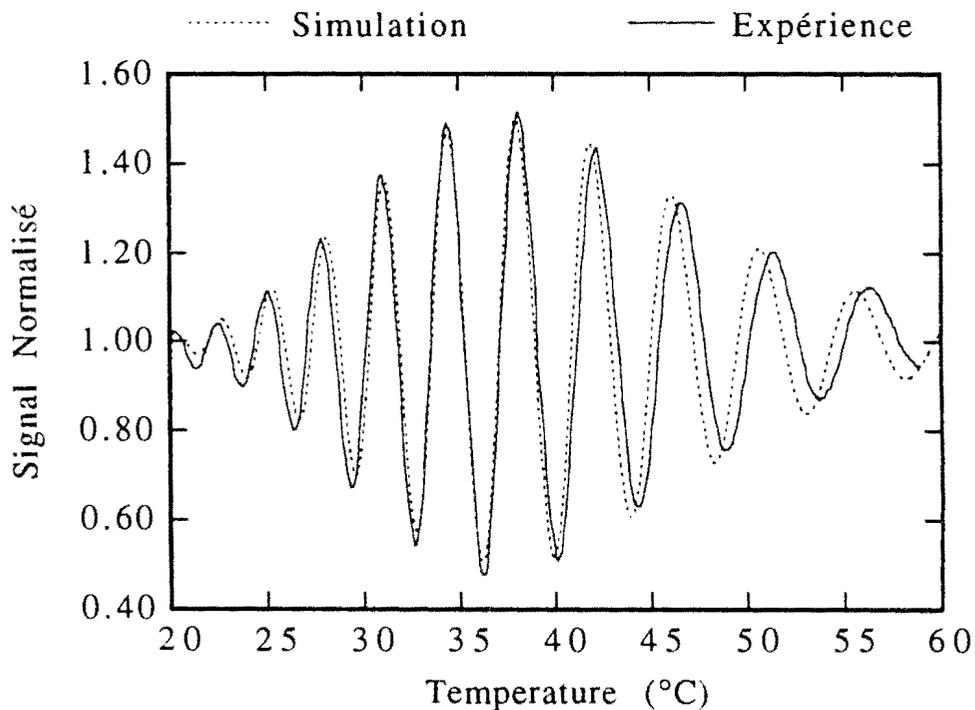


Fig. V.41 Comparaison du résultat expérimental et numérique obtenu avec le capteur 1.

Avec le capteur 2, nous trouvons $L=5022 \mu\text{m}$ et $r=2.72 \mu\text{m}$. Ce résultat est illustré à la figure V.42.

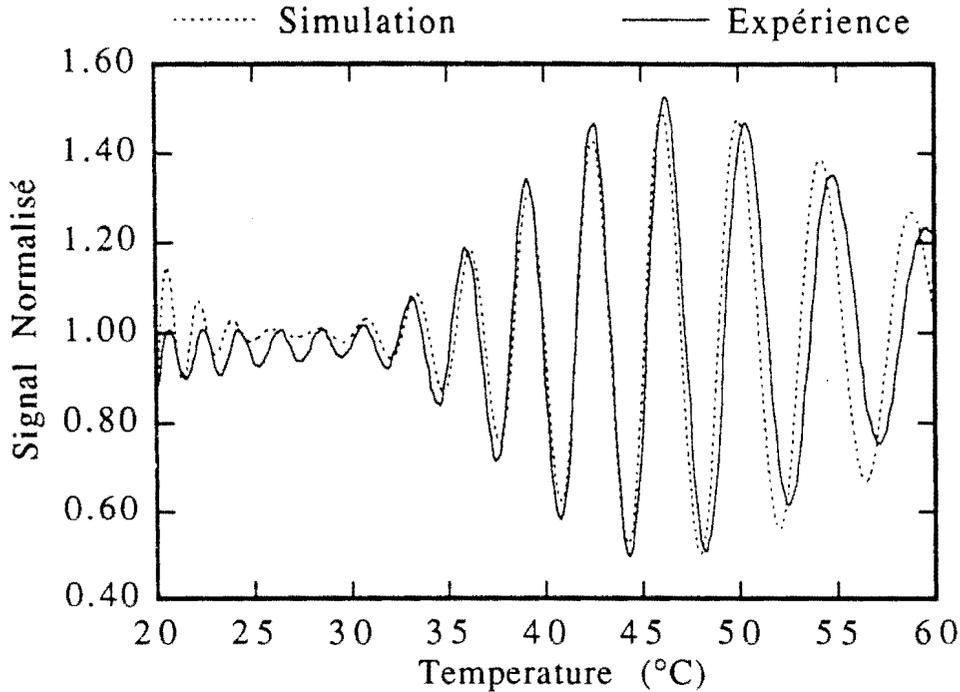


Fig. V.42 Comparaison du résultat expérimental et numérique obtenu avec le capteur 2.

Les figures V.41 et V.42 montrent un très bon accord entre les résultats expérimentaux et les résultats obtenus par simulation numérique pour des paramètres opto-géométriques pratiquement identiques ; $r=2.69\mu\text{m}$ contre $r=2.72\mu\text{m}$ et $L=5020\mu\text{m}$ contre $L=5022\mu\text{m}$. Sachant que ces résultats ont été obtenus avec la même fibre optique effilée, nous pouvons conclure que la simulation numérique permet de déterminer sans ambiguïté le couple (r, L) . L'incertitude restante provient de plusieurs facteurs :

- nous ne tenons pas compte du coefficient de dilatation thermique de la silice,
- la température est mesurée expérimentalement à 0.1°C près,
- la longueur d'onde de coupure du mode LP_{02} est déterminée avec une incertitude de l'ordre de $10\mu\text{m}$ (voir figure V.37).

En conclusion, nous dirons que cette méthode de détermination des paramètres opto-géométriques de la fibre optique effilée qui utilise la longueur d'onde de coupure du mode LP_{02} donne des résultats très satisfaisants par rapport aux autres méthodes utilisées antérieurement et permet de faire une bonne modélisation numérique de notre capteur.

V.6.3 Calcul de la phase absolue.

La phase ϕ mesurée en sortie de nos capteurs est une fonction strictement monotone en fonction de la température. Donc à chaque température T correspond une et une seule phase en sortie du capteur. La connaissance de cette phase absolue, plus un étalonnage de notre système, nous permettront d'avoir accès à la température. C'est pourquoi, nous nous intéressons à la mesure de cette phase absolue.

Dans le chapitre III, nous avons expliqué les méthodes de calcul de cette phase au moyen de la phase différentielle et ici nous présentons le résultat obtenu avec la fibre optique effilée du 5/02/93 N°2 plongée dans l'huile3. La figure V.43 est la phase relative et la figure V.44 la phase absolue correspondante. Il y a des sauts sur cette phase absolue à cause des oscillations observées sur la phase différentielle. Ces oscillations sont dues au mauvais rapport signal sur bruit obtenu sur l'enregistrement de la phase différentielle.

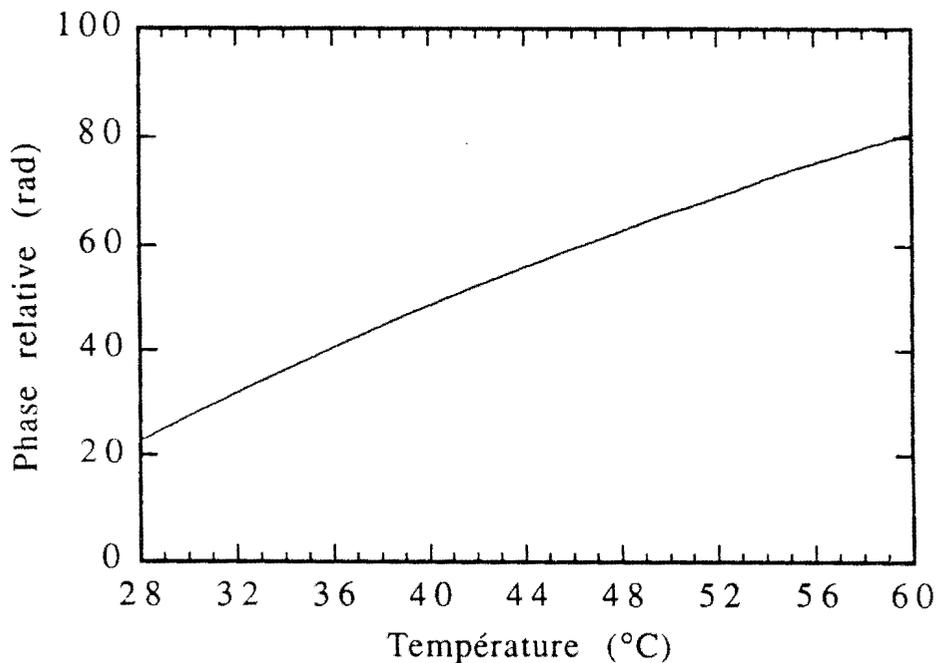


Fig. V.43 Phase relative obtenue avec le capteur B0.

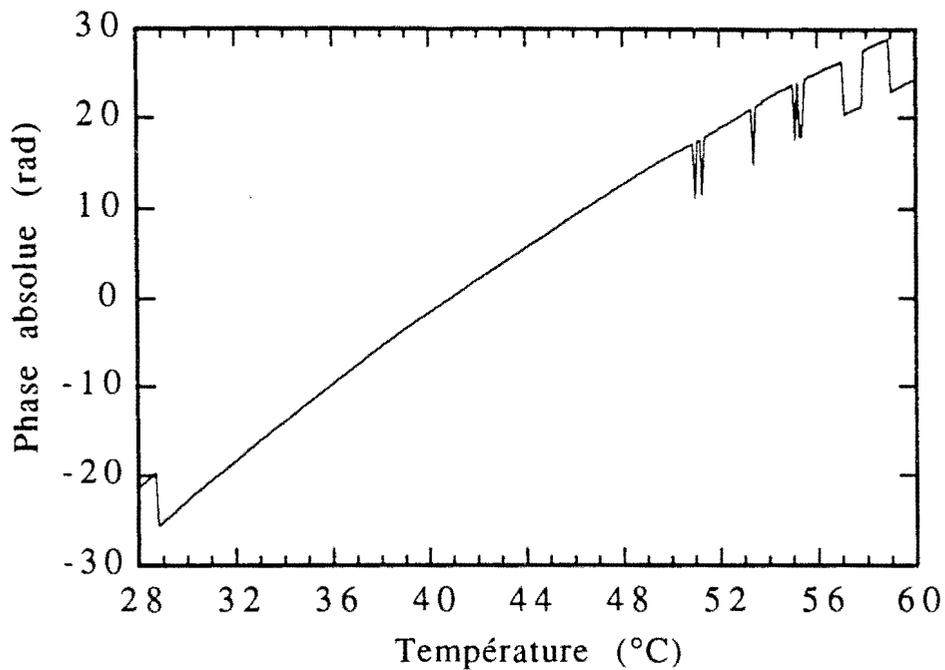


Fig. V.44 Phase absolue obtenue avec le capteur B0.

V.7. Répétabilité de la mesure

Avant de se fier à un tel système, il est capital de s'assurer que, dans les mêmes conditions, on obtient toujours le même signal. Nous nous sommes penchés sur ce problème en testant la répétabilité du système. La figure V.45 présente deux acquisitions effectuées le même jour et avec le même capteur : l'une dans la matinée et l'autre dans l'après midi. Elle nous montre que la mesure est bien répétable pour un capteur donné : nous avons toujours les mêmes oscillations. L'élément qui change ici est le flux lumineux moyen en sortie du capteur qui est dû au fait que notre huile, n'étant pas dans une enceinte close, se pollue au fil du temps. il y a donc des particules de poussière qui se déposent sans doute sur la fibre optique effilée provoquant ainsi des pertes de flux lumineux.

Quant à la figure V.46, il s'agit de deux enregistrements effectués avec le même capteur à quelques jours d'intervalle. Ici encore, nous avons les mêmes oscillations et seule l'amplitude des signaux diffère.

Forts de ces résultats, nous pouvons donc affirmer que nos mesures sont bien répétables. Nous allons maintenant nous intéresser à la gamme de mesure de nos capteurs.

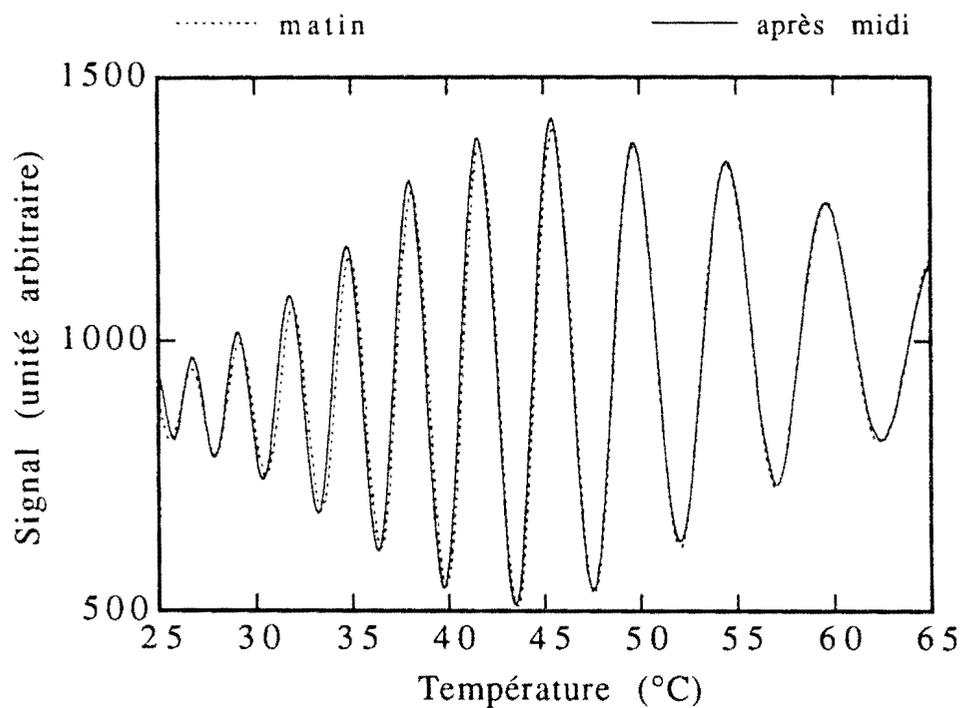


Fig. V.45 Test de répétabilité : comparaison de signaux obtenus avec le même capteur à quelques heures d'intervalles.

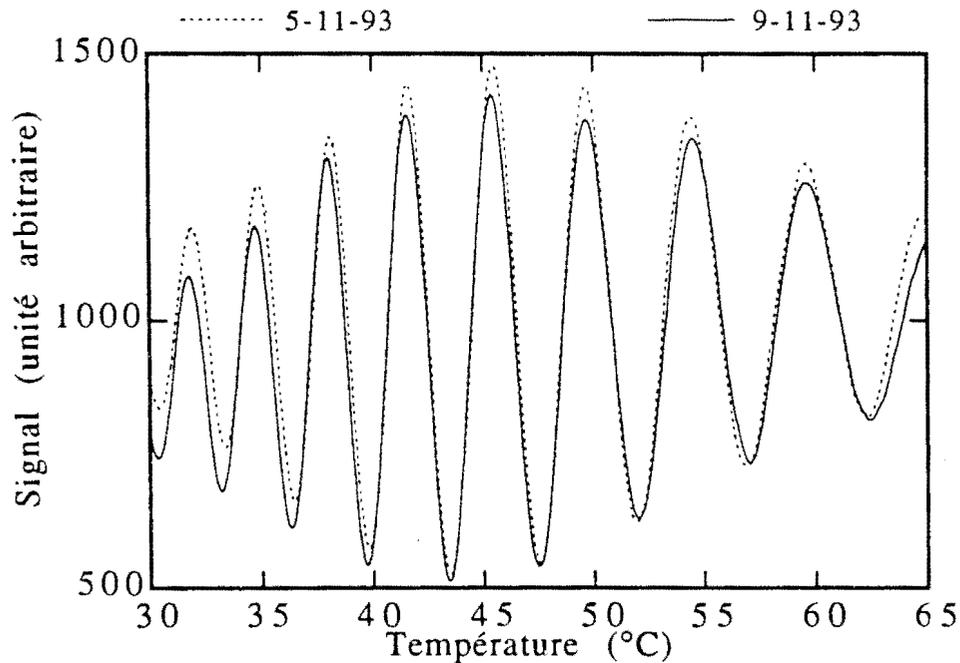


Fig. V.46 Test de répétabilité : comparaison de signaux obtenus avec le même capteur à quelques jours d'intervalles.

V.8. Gamme de mesure

Pour une fibre optique effilée donnée, la plage de mesure change en fonction de l'huile d'indice utilisée. Les figures V.47 et V.48 montrent des résultats obtenus avec la même fibre optique effilée plongée respectivement dans l'huile4 et dans l'huile3. Nous constatons que la plage de variation de la température est différente, mais également l'étendue du pic de corrélation. Cette gamme de mesure dépend aussi des paramètres opto-géométriques de la fibre optique effilée. Nous avons fait plusieurs simulations numériques pour étudier l'influence de ces paramètres sur la gamme de mesure. Et notre conclusion est que le choix d'une gamme de mesure dépend à la fois des paramètres opto-géométriques de la fibre optique effilée et de l'indice du milieu dans lequel est immergée cette dernière. La sensibilité du capteur augmente lorsque sa longueur augmente ou son rayon diminue. Tout cela nous conduit à parler des performances de nos capteurs.

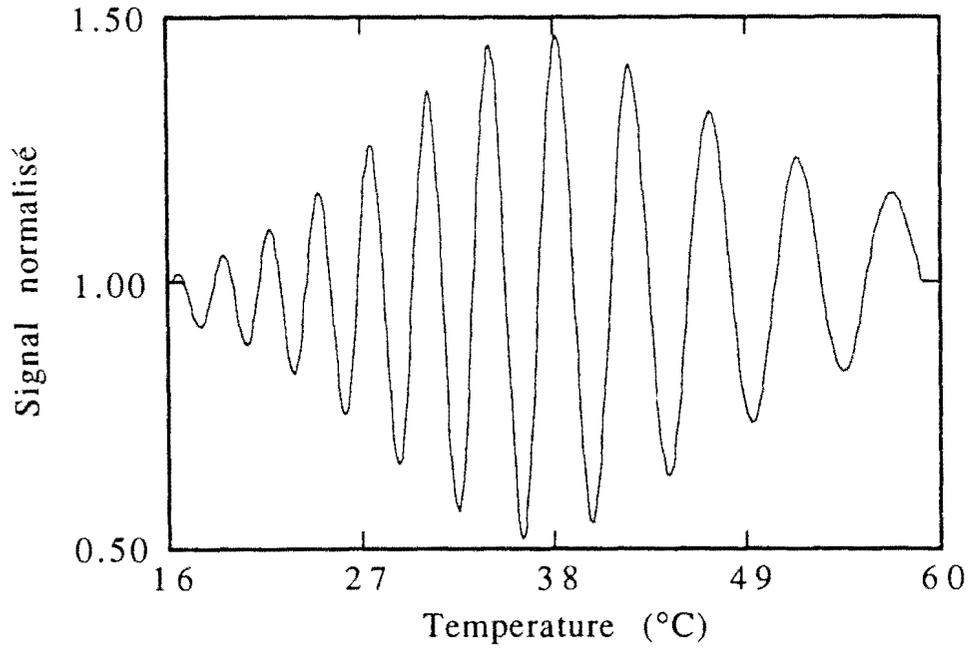


Fig. V.47 Signal obtenu avec le capteur C1

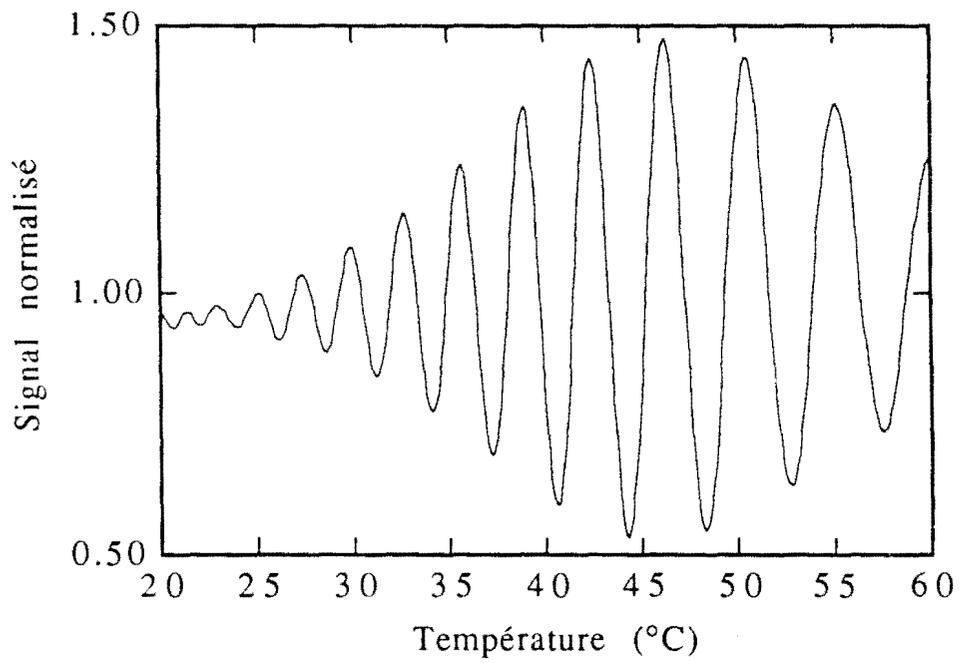


Fig. V.48 Signal obtenu avec le capteur C0

V.9. Les performances des capteurs

Les performances des capteurs dépendent de plusieurs facteurs : les paramètres opto-géométriques de la fibre optique effilée, les huiles d'indice utilisées et le flux lumineux moyen en sortie du capteur.

Par exemple, pour un flux lumineux moyen en sortie du capteur, un rayon de la fibre optique effilée et une huile d'indice donnés, la sensibilité du capteur augmente avec la longueur de la fibre optique effilée.

Nous avons évalué les performances de l'un de nos capteurs afin d'avoir une idée sur les ordres de grandeur. Cette évaluation s'est faite avec le capteur constitué de la fibre optique effilée du 05/02/93 plongée dans l'huile³. Nous avons cherché à estimer la résolution de l'ensemble du système. Pour cela, nous avons, premièrement, maintenu la température à 40°C et fait le calcul de la phase sur plusieurs acquisitions en sortie de ce capteur, et, deuxièmement, nous nous sommes placés à 41°C où nous avons également déterminé la valeur de la phase sur plusieurs acquisitions. Ensuite, nous avons déterminé la fluctuation de la phase $\delta\phi$ à une température donnée (c'est le bruit sur la mesure de la phase) et la variation de la phase $\Delta\phi$ pour une variation de température $\Delta T=1^\circ\text{C}$. Le rapport de $\Delta\phi$ sur $\delta\phi$ nous donne le nombre N de points que nous pouvons acquérir sur une plage d'amplitude 1°C . L'inverse de N est la résolution en température de notre système composé du capteur et du démodulateur. Nous avons refait la même manipulation à d'autres températures et le résultat du bruit $\delta\phi$ sur la mesure de la phase avait quasiment la même valeur à chaque mesure. Les figures V.49 et V.50 nous montrent les fluctuations sur la phase. La comparaison des figures V.49 ou V.50 et la figure V.51 montrent la variation de phase pour une variation de température $\Delta T=1^\circ\text{C}$. Nous avons trouvé en utilisant ces données :

- pour la source centrée sur $\lambda_1=0.858 \mu\text{m}$: $\Delta\phi\approx 1.96$, $\delta\phi\approx 0.04$ et $N\approx 49$ soit une résolution d'environ 0.02°C .

- pour la source centrée sur $\lambda_2=0.883 \mu\text{m}$: $\Delta\phi\approx 1.41$, $\delta\phi\approx 0.05$ et $N\approx 28$ soit une résolution d'environ 0.04°C .

La différence de résolution, pour les deux sources, est due au fait que nous avons un flux beaucoup plus faible en sortie du capteur avec la source centrée sur λ_2 qu'avec la source centrée sur λ_1 .

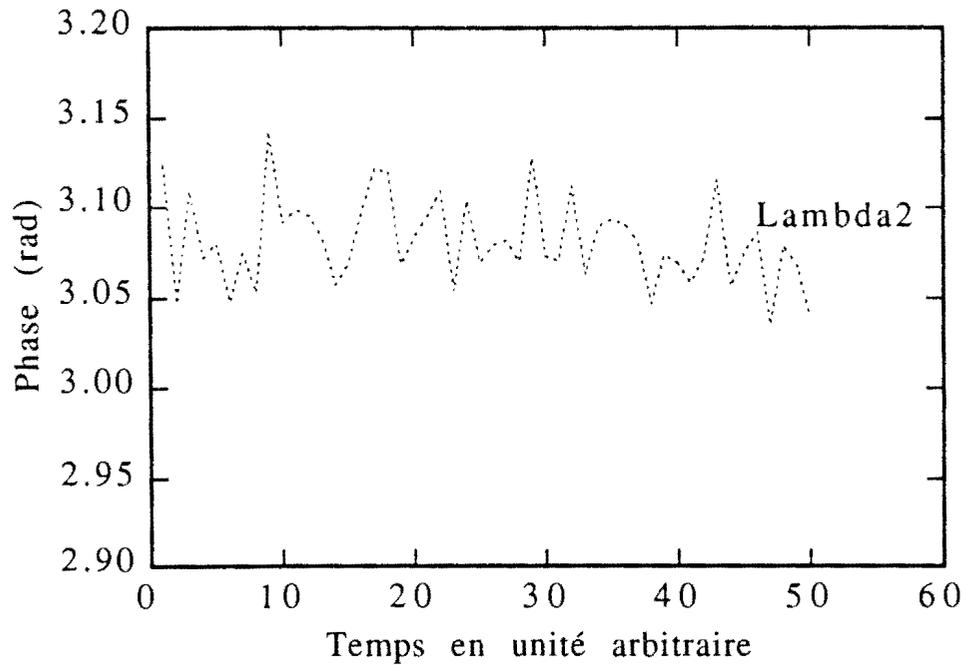


Fig. V.49 Fluctuations sur la phase à $T=40^{\circ}\text{C}$ avec la source centrée sur $\lambda=883$ nm

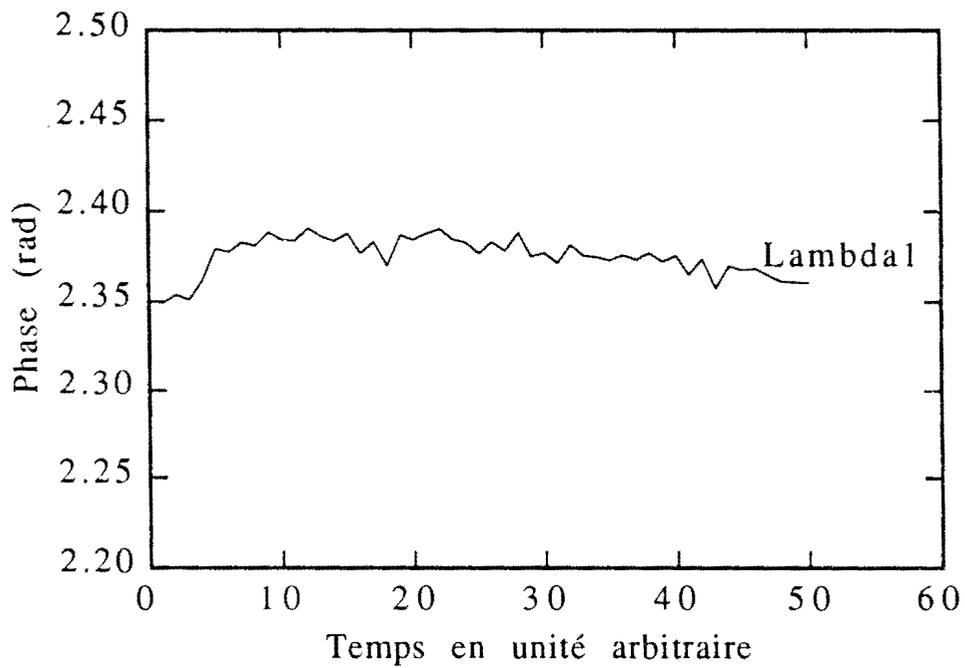


Fig. V.50 Fluctuations sur la phase à $T=40^{\circ}\text{C}$ avec la source centrée sur $\lambda=858$ nm

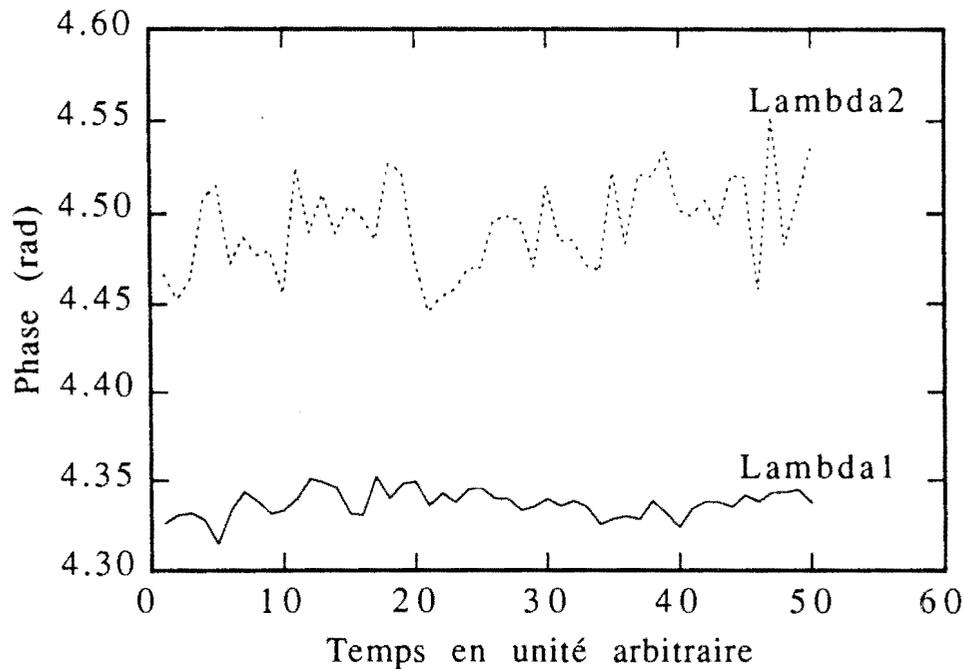


Fig. V.51 Fluctuations sur les phases à $T=41^{\circ}\text{C}$ avec les deux sources.

Les performances du système en terme de résolution sont limités par plusieurs facteurs, en particulier, le flux lumineux très faible en sortie du capteur qui fait que nous avons un très mauvais rapport signal sur bruit. Pour illustrer l'ampleur de la dégradation de la résolution découlant du très faible flux lumineux, nous avons cherché à connaître le bruit sur la voie Cos et sur la voie Sin du système accord en fort et en faible flux lumineux. Nous avons donc relié les deux sources au système Accord sans passer par le capteur. Nous avons fait les acquisitions en fort et en faible flux. Nous avons trouvé, à fort flux une fluctuation de phase $\delta\varphi=1.6 \cdot 10^{-4}$ rad et à faible flux $\delta\varphi=0.03$ rad. Ce qui correspond à une résolution en terme de température du capteur, dans le premier cas, d'environ 10^{-4}°C et, dans le second, d'environ 0.02°C .

CHAPITRE VI
CONCLUSION



Conclusion

Dans ce mémoire, nous avons montré le fonctionnement d'un capteur de température à fibre optique effilée utilisant le multiplexage de cohérence. Un capteur, plongé dans une huile calibrée, a été couplé au système de démodulation ACCORD. L'étude des effets dus à la dépendance spectrale de la différence de marche dans le capteur a permis d'adapter ses caractéristiques opto-géométriques pour que la corrélation avec l'interféromètre de démodulation soit possible. Pour cela une simulation numérique du fonctionnement du système a été utilisée. Cette simulation a, également, permis de déterminer, sans ambiguïté, la longueur et le rayon des fibres optiques effilées fournies par le laboratoire des fibres optiques de l'Ecole Polytechnique de Montréal. Les résultats expérimentaux obtenus pour des variations de températures dans différentes gammes ont permis de valider le principe de l'utilisation des fibres optiques effilées, éclairées par une source à spectre large pour la mesure de la température. Avant cette étude, quelques résultats avaient été obtenus dans d'autres laboratoires mais ces études avaient toujours été menées dans le cas d'une lumière cohérente [55]. De plus, aucune étude n'avait abouti à un capteur prêt à être utilisé dans l'industrie.

Ce type de capteur offre plusieurs avantages : son coût est très faible car seule la fibre et l'huile calibrée sont nécessaires à sa réalisation, sa sensibilité et sa gamme de mesure peuvent être ajustées en changeant d'huile et enfin la technologie de réalisation des fibres optiques effilées bénéficie des développements dans le domaine des multiplexeurs en longueur d'onde.

Ces capteurs sont compatibles avec une organisation en réseau [56][57] et les performances obtenues par le laboratoire des fibres optiques de Montréal, en ce qui concerne la longueur des fibres optiques effilées, autorisent le multiplexage de six capteurs sur la même ligne de fibre optique monomode.

Les performances obtenues : résolution de 0.02°C sur une gamme de températures de 40°C , peuvent être améliorées d'un facteur 10^4 grâce à l'utilisation de sources plus puissantes qui émettent jusqu'à 2 mW couplés dans une fibre monomode [58]. Ces types de sources sont apparues, il y a peu de temps, sur le marché. Une telle résolution n'est pas nécessaire dans la plupart des applications, mais cette résolution ultime, obtenue à flux maximum, pourrait être affectée à plusieurs capteurs organisés en réseau.

Ces sources permettraient, en outre, d'éliminer quelques sauts d'ordre sur la mesure de la phase. En effet, ces sauts d'ordre sont dus à un mauvais rapport signal sur bruit sur la mesure de la phase différentielle.

L'apparition de matériaux ferrofluides ouvre de nouvelles perspectives pour l'utilisation des fibres optiques effilées dans le domaine de la mesure. On devrait pouvoir utiliser les principes énoncés dans ce mémoire pour la mesure de champs électriques et de champs magnétiques. Ces fluides seraient utilisés à la place des huiles calibrées. Mais certains effets dus à l'orientation des molécules au voisinage de la fibre n'ont pas permis, jusqu'ici, d'obtenir des résultats intéressants.

ANNEXE I

Définition des différents capteurs utilisés dans ce mémoire :

Capteur A0 : Fibre optique effilée du 09/02/93 plongée dans l'huile³

Capteur B0 : Fibre optique effilée du 05/02/93 plongée dans l'huile³

Capteur C0 : Fibre optique effilée du 03/02/93 plongée dans l'huile³

Capteur C1 : Fibre optique effilée du 03/02/93 plongée dans l'huile⁴

Capteur D0 : Fibre optique effilée du 12/09/94 plongée dans l'huile³

Capteur D1 : Fibre optique effilée du 12/09/94 plongée dans l'huile⁴

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Références bibliographiques

- [1] **G. Fortunato**
"Application de la corrélation interférentielle de spectres à la détection de polluants atmosphériques."
J. Optics(Paris), Vol.9, No.5, pp.281-290,1978
- [2] **A. W. Snyder et J. D. Love**
"Optical waveguide theory", Chapman and Hall, 1983.
- [3] **A. W. Snyder, W. R. Young**
"Modes of optical waveguides."
J. Opt. Soc. Am. B Vol.68, No.3, pp.297-309, 1978
- [4] **D. Marcuse**
"Light transmission optics"
Van Nostrand, 1972.
- [5] **T. G. Giallorenzi, J. A. Bucaro, A. Dandridge, G. H. Sigel, J. H. Cole, S. C. Rashleigh, R. G. Priest**
"Optical fiber sensor technology."
IEEE Journal of quantum Electronics, Vol.QE-18, No.4, 1992.
- [6] **S. Huard, G. Pierre, P. Imbert**
"Détection de présence de méthane par un capteur à fibre."
Journées SSE, Gif-sur-Yvette, 1988
- [7] **N. Lagakos, et al.**
"Microbend Fiber Optic Sensor."
Appl. Opt. Vol.26, pp.2171, 1987
- [8] **Jun-ichi Sakai, Tatsuya Kimura**
"Splicing and bending losses of single-mode optical fibers."
Appl. Optics, Vol.17, No.22, pp.3653-3659, 1978

[9] **P. Ferdinand.**

"Réalisation d'un ampèremètre à fibre optique."

Thèse Doctorat 3ème cycle, Université Paris Sud, Orsay, 1982

[10] **H. C. Lefevre**

"Fiber optic Gyroscopes."

Optical Fiber Sensors de A. N. Chester, S. Martellucci, A. M. Verga Scheggi, pp.69

[11] **Ph. Dabkiewicz, R. Ulrich**

"Spectral encoding for fiber-optic industrial sensors."

EFOC/LAN/85

[12] **R. ULRICH**

"Principles of fiber optic sensors"

OFS 84, Tutorial day, Stuttgart, 1984

[13] **C. Mariller, M. Lequime**

"Fiber-optic 'white light' birefringent temperature sensor."

SPIE, 1987, 298, FOS II, pp.121-130.

[14] **T. A. Birks, Y. W. Li**

"The shape of fiber tapers."

Journal of lighthwave technology, Vol.10, No.4, pp.432-438, 1992

[15] **R. J. Black, S. Lacroix, F. Gonthier, J. D. Love**

"Tapered single-mode fibres and devices; part 2 : Experimental and theoretical quantification."

IEE Proc. Pt. J : Optoelectronics 138 (5) p.355-364, 1991.

[16] **K. Aba, Y. Lacroix, L. Bonnel, Z. Jakubczyk**

"Modal interference in a short fiber section : fiber length, splice loss, cutoff, and wavelength dependences."

Journal of lighthwave technology, Vol.10, No.4, pp.401-406, 1992

[17] **F. Gonthier, S. Lacroix, F. Ladouceur, R. J. Black, J. Bures**

"Interferomètre modaux à symétrie circulaire dans les fibres optiques"

Annales des télécommunications, Vol.44, pp.159-166, 1989

- [18] **P. G. Sinha, E. Kolltveit, K. Blotekjær**
"Two-mode fiber-optic time-delay scanner for white-light interferometry."
Optics Lett., Vol.20, No.1, pp.94-96, 1995
- [19] **F. Gonthier**
"Applications des fibres optiques unimodales effilées"
Mémoire de maitrise, Juillet 1988
- [20] **S. Lacroix, R. J. Black, C. Veilleux, J. Lapierre**
"Tapered single-mode fibers : external refractive index dependance."
Applied Optics, 25, p.2468-2469, 1986
- [21] **D. T. Cassidy, D. C. Johnson, K. O. Hill**
"Wavelength dependent transmission of monomode optical fiber tapers"
Applied optics, 24, p.945, 1985.
- [22] **F. Gonthier, J. Lapierre, C. Veilleux, S. Lacroix, J. Bures**
"Investgation of power oscillations along tapered monomode fibers."
Applied optics, 26, p.444-449, 1987
- [23] **S. Lacroix, F. Gonthier, J. Bures**
"Fibres unimodales effilées."
Annales des télécommunications, 43, No.1-2, p.43-47, 1988
- [24] **R. J. Black, F. Gonthier, S. Lacroix, J. Lapierre, J. Bures**
"Tapered fibers : an overview."
Spie vol.839 components for fiber optic applications II, 1987.
- [25] **F. Gonthier, A. Hénault, S. Lacroix, R. J. Black, J. Bures**
"Mode coupling in nonuniform fibers : comparison between coupled-mode theory and finite-difference beam-propagation methode simulations."
J. Opt. Soc. Am. B Vol.8, No.2, pp.416-421, 1991

[26] **J. Bures, S. Huard**

"Analyse modale de la réflexion et transmission d'une épissure centrée de deux fibres faiblement guidantes à gaine finie : application à l'interféromètre modal en réflexion."

Journal of Modern Optics, Vol.38, No.6, pp.1125-1135, 1991.

[27] **R. J. Black, F. Gonthier, S. Lacroix, J. Lapierre, J. Bures**

"Abruptly tapered fibers : index response for sensor applications."

Opto, Tokyo, 1987.

[28] **P. Kaczmariski, P. Lagasse, J. Vandewege**

"Propagating-beam model for a single-mode fibre fused coupler."

IEE Proc. Pt. J : Optoelectronics 134 (2) p.111-116, 1987.

[29] **S. Lacroix, F. Gonthier, C. Veilleux, R. Bourbonnais, J. Bures, J. Lapierre**

"Propriétés des fibres optiques effilées."

54^{ème} congrès de l'A.C.F.A.S, Montréal (Canada), 1986

[30] **S. Lacroix, F. Gonthier, R. J. Black, J. Bures**

"Interferometric properties of tapered monomode fibers."

Technical Digest I, ECOC'87 Helsinki (Finland), p.219-222, 1987

[31] **H. R. Giovannini, K. D. Konan, S. J. Huard, F. Gonthier, S. Lacroix, J. Bures**

"Modal interference in all-fibre sensor measured by coherence multiplexing technique."

Electron. Lett. Vol.29, No.1, pp.29-30, 1993.

[32] **S. Lacroix, F. Gonthier, J. Bures**

"Applications des fibres monomodes effilées aux capteurs."

8^{ème} journées nationales d'optique guidée, communication tardive, Montpellier (France), 1987.

[33] **T. A. Eftimov, W. J. Bock**

"Sensing with a LP₀₁-LP₀₂ intermodal interferometer."

Journal of lighthwave technology, Vol.11, No.12, pp.2150-2156, 1993

- [34] **C. Delisle, P. Cielo**
"Application de la modulation spectrale à la transmission de l'information."
Can. J. Phys., No.53, 1975
- [35] **L. Mandel**
"Interferences and the Alford-Gold effect."
J. Opt. Soc. Am., No.52, 1335, 1962
- [36] **L. M. Smith, C. C. Dobson**
"Absolute displacement measurements using modulation of the spectrum of white light in a Michelson interferometer."
Appl. Optics, Vol.28, No.15, pp.3339-3342, 1989
- [37] **H. Giovannini**
Etude et mise en oeuvre des méthodes de démodulation pour les capteurs à fibres optiques utilisant le codage de modulation spectrale.
Thèse docteur 3ème cycle, université de Droit, d'Economie et des Sciences d'Aix-Marseille, 1991.
- [38] **T. H. Barnes**
"Photodiode array Fourier transform spectrometer with improved dynamic range "
Appl. Optics, Vol.24, No.22, pp.3702-3706, 1985
- [39] **P. Cielo, C. Delisle**
"Multiplexage en communication optique par interférométrie à grande différence de marche en lumière blanche."
Can. J. Phys., Vol.54, pp.2322-2331, 1975
- [40] **J. M. Knox, P. M. Marshall, R. T. Murray**
"Birefringent filter temperature sensor"
1st Internat. Conf. on Optical Fiber sensors, 1983
- [41] **H. R. Giovannini, S. J. Huard, M. R. Lequime**
"Influence of chromatic dispersion on a dual-wavelength passive-homodyne detection method for fiber-coupled interferometers."
Appl. Optics, Vol.33, No.13, pp.2721-2733, 1994

- [42] **M. Lequime, C. Lecot, H. Giovannini, S. Huard**
"A dual wavelength passive-homodyne detection unit for fiber-coupled interferometers."
SPIE, 1990, 1267, FOS IV, pp.288-298.
- [43] **D. N. Wang, Y. N. Ning, K. T. V. Grattan, A. W. Palmer, K. Weir**
"The optimized wavelength combinations of two broadband sources for white light interferometry."
Journal of lightwave technology, Vol.12, No.5, pp.909-915, 1994
- [44] **M. Spajer**
"Linear phase detection for a bimodal fiber sensor."
Optics Letters, Vol.13, No.3, p.239-241, 1988.
- [45] **D. Konan, H. R. Giovannini, S. J. Huard, X. Daxhelet**
"Temperature measurement with a tapered monomode fibre using coherence multiplexing."
Jour. Eur. Soc.- Pure and Appl. Optics, Vol.3, pp.679-685, 1994
- [46] **Cargille Laboratories (Cedar Grove, NJ, USA)**
Optical Liquids catalog specification.
- [47] **C. Joenathan**
"Phase-measuring interferometry : new methods and error analysis."
Appl. Optics, Vol.33, No.19, 1994
- [48] **B. Y. Kim, H. J. Shaw**
"Gate phase-modulation approach to fiber-optic gyroscope with linearized scale factor."
Optics Lett., Vol.9, No.8, pp.375-377
- [49] **B. Y. Kim, H. J. Shaw**
"Phase-reading, all-fiber-optic gyroscope."
Optics Lett., Vol.9, No.8, pp.378-380, 1984

- [50] **F. Bilodeau, K. O. Hill, D. C. Johnson, S. Faucher**
"Compact, low-loss, fused biconical tapercouplers : overcoupled operation and antisymmetric supermode cutoff."
Optics Letters, 12, p.634-636, 1987
- [51] **J. L. Archambault, R. J. Black, J. Bures, F. Gonthier, S. Lacroix, C. Saravanos**
"Fiber core profile characterization by measuring group velocity equalization wavelengths"
IEEE Log Number 9144481
- [52] **A. C. Boucouvalas, S. C. Robertson**
"Simple technique for measurement of equalization wavelength in single-mode optical fibres."
Electron.Lett., Vol.23, pp.215-216, 1987
- [53] **S. Lacroix, F. Gonthier, R. J. Black, J. Bures**
"Tapered fiber interferometric wavelength response : the achromatique fringe."
Optics Letters, 13, p.395-397, 1988.
- [54] **J. L. Mc Millan, R. C. Robertson**
"Cutoff wavelength determination in single-mode optical fibres by measurement of equalization wavelength."
Electron. Lett. Vol.20, pp.215-216, 1987
- [55] **Y. N. Ning, K. T. V. Grattan, A. W. Palmer, B. T. Meggitt**
"Characteristics of a multimode laser diode in a dual-interferometer configuration."
Journal of lighthwave technology, Vol.8, No.12, pp.1773-1778, 1990
- [56] **T. Y. Liu, J. Cory, D. A. Jackson**
"Partially multiplexing sensor network exploiting low coherence interferometry."
Appl. Optics, Vol.32, No.7, pp.1100-1103, 1993

- [57] **B. L. Danielson, C. D. Whittenberg**
Guided-wave reflectometry with micrometer resolution."
Appl. Optics, Vol.26, No.14, pp.2836-2842, 1987
- [58] **R. R. Gauthier, F. Farahi, N. Dahi**
"Fiber-optic white-light interferometry : lead sensitivity considerations."
Optics Lett., Vol.19, No2, pp.138-140, 1994
- [59] **S. Lacroix, F. Gonthier, J. Bures**
"All fiber wavelength filter from successive biconical tapers."
Optics Letters, 11,p.671-673, 1986
- [60] **W. J. Stewart, J. D. Love**
"Design limitation on tapers and couplers in single-mode fibres."
Technical digest, Fifth International Conference on Integrated Optics and
Optical Fiber Communication-Eleventh European Conference on Optical
Communication (Genova, Italy), Vol. 1, p.559-562, 1985.
- [61] **B. Y. Kim, H. J. Shaw**
"Gate phase-modulation feedback approach to fiber-optic gyroscope."
Optics Lett., Vol.9, No6, pp.263-265, 1984
- [62] **R. J. Black, J. Lapierre, J. Bures**
"Field evolution in doubly clad lightguides."
IEE Proc. Pt. J : Optoelectronics 134 (2) p.111-116, 1987.
- [63] **D. L. Franzen, E. M. Kim**
"Long optical-fiber Fabry-Perot interferometers."
Appl. Optics, Vol.20, No.23, pp.3991-3992, 1981

Nom : KONAN

Prénoms : Kouadio Denis

Sujet : Etude et mise en œuvre de capteurs de température à fibre optique effilée utilisant le multiplexage de cohérence.

Résumé :

Dans ce mémoire, nous présentons l'étude d'un capteur de température utilisant les interférences entre les modes de propagation d'une fibre optique effilée plongée dans un milieu dont l'indice de réfraction dépend de la température. Nous étudions la réponse de ce capteur lorsqu'il est éclairé par une source à spectre large et nous utilisons la méthode de codage/démodulation dite du multiplexage de cohérence. Une étude théorique des effets dus à la dépendance spectrale de la différence de marche dans le capteur assortie d'une simulation numérique de son fonctionnement, permet d'adapter les paramètres opto-géométriques à ceux du système de démodulation ACCORD®. Dans ce cas, la valeur du paramètre à mesurer est traduite en la phase du signal de corrélation entre deux interféromètres.

Après avoir décrit les étapes de calibrage du système de mesure, nous présentons des résultats expérimentaux qui illustrent la réponse de plusieurs capteurs soumis à des variations de températures. Ces résultats sont comparés à ceux fournis par la simulation numérique basée sur l'approximation du guidage faible. La correspondance entre ces résultats permet de déterminer, avec précision, les paramètres opto-géométriques du capteur (longueur et diamètre de la zone effilée).

Nous obtenons, par cette méthode, des résultats qui sont en bon accord avec ceux obtenus avec d'autres techniques qui utilisent la longueur d'onde de coupure des modes de propagation ou la diffraction.

Nous terminons par une évaluation des performances de notre système de mesure et nous envisageons les développements futures pour étendre le principe à la détermination d'autres paramètres (champ magnétique, champ électrique, concentration de gaz, ...)

Mots clés : capteur de température, capteur à fibre optique effilée, interférences modales, multiplexage de cohérence, mesure de phase, ACCORD®, dispersion.