



HAL
open science

Vers une détermination optique directe des coefficients opto-mécaniques et thermo-optiques des couches minces optiques

Sébastien Michel

► **To cite this version:**

Sébastien Michel. Vers une détermination optique directe des coefficients opto-mécaniques et thermo-optiques des couches minces optiques. Matière Condensée [cond-mat]. Université Paul Cézanne - Aix-Marseille III, 2008. Français. NNT: . tel-00330005

HAL Id: tel-00330005

<https://theses.hal.science/tel-00330005>

Submitted on 13 Oct 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ PAUL CÉZANNE - AIX MARSEILLE III

TITRE :

**VERS UNE DETERMINATION OPTIQUE DIRECTE DES
COEFFICIENTS OPTO-MECANIKES ET THERMO-OPTIQUES
DES COUCHES MINCES OPTIQUES**

THESE

Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PAUL CEZANNE, AIX-MARSEILLE III

Discipline : Optique, Image et Signal

présentée et soutenue publiquement par

Sébastien MICHEL

le 30 juin 2008

École Doctorale : Physique & Sciences de la matière

JURY

M. Michel de LABACHELERIE (rapporteur)
M. Jacques MANGIN (rapporteur)
M. Thierry DESOYER
M. Laurent PINARD
M. Emmanuel SEIN
M. Frédéric LEMARQUIS (co-directeur de thèse)
M. Michel LEQUIME (directeur de thèse)

Année 2008

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse s'est déroulé à l'Institut Fresnel, au sein de l'équipe RCMO (Recherches en Couches Minces Optiques) d'octobre 2004 à juin 2008 et a bénéficié du soutien financier du Ministère de la Recherche.

Je remercie M. Michel DE LABACHELERIE, Directeur de Recherche au CNRS et Directeur de l'Institut FEMTO-ST à Besançon, ainsi que M. Jacques MANGIN, Directeur de Recherche à l'Institut Carnot de Bourgogne pour avoir accepté de rapporter ce mémoire de thèse. Je remercie également Mrs Thierry DESOYER, Professeur d'Université à l'Ecole Centrale de Marseille, Laurent PINARD, Ingénieur de Recherche au CNRS et Directeur Technique du LMA à Lyon, et Emmanuel SEIN, Responsable du Département Optique de EADS Astrium à Toulouse, d'avoir accepté le rôle d'examineur pour cette thèse.

J'adresse un grand merci à mes directeurs de thèse, sans qui cette étude n'aurait pu aboutir aux résultats présentés ici. Je tiens donc à remercier particulièrement Michel LEQUIME pour sa disponibilité, pour les nombreuses discussions à caractère scientifique que nous avons pu partager, mais également pour les moyens qu'il a mis à ma disposition afin de faire avancer cette étude le plus loin possible. Au cours de la préparation de cette thèse, j'ai énormément appris, tant d'un point de vue théorique qu'expérimental. Une grande part de ceci est du au travail que nous avons partagé ensemble. C'est donc à travers ces quelques mots que je souhaite lui exprimer toute ma gratitude et ma reconnaissance. Je remercie sincèrement Frédéric LEMARQUIS également pour ces quelques années agréables passées ensemble, pour le temps qu'il a pu me consacrer, en partageant ses idées et sa bonne humeur quotidienne, mais aussi pour la réalisation (parfois à domicile...) de quelques pièces mécaniques spécifiques.

Bien sûr, ce travail n'aurait pu se réaliser sans l'accueil et les moyens mis à disposition au sein de l'Institut Fresnel. Je remercie donc Claude AMRA pour m'avoir accueilli dans le laboratoire, ainsi que Hugues GIOVANINNI pour avoir poursuivi la direction du laboratoire et permettre la continuité de la réalisation de doctorats à l'Institut.

Enfin, je tiens à remercier sincèrement Jean-Pierre SPINELLI pour la réalisation des nombreuses (et si spécifiques...) pièces mécaniques. Il est important qu'il perçoive ces remerciements comme une véritable reconnaissance pour le travail réalisé. De même, je remercie Cihan KOC pour les divers dépôts de couches minces réalisés qui ont permis d'obtenir les mesures présentées ici (je le remercie également pour les heures supplémentaires de travail qu'il a pu me consacrer dû à certains timings plus serrés que d'autres...).

Les remerciements qui suivent sont un peu plus personnels, mais je souhaite y accorder une importance particulière.

Merci à mes parents, à qui je dois tout et sans qui je ne serais rien, qui m'ont permis de faire ces études et laissé le choix dans toutes mes décisions. Ces quelques lignes ne sont pas suffisantes pour exprimer toute la reconnaissance qu'ils méritent pour offrir, à mes frères et moi-même, une telle chance de se lancer dans la vie active. Ce mémoire de thèse leur est dédié.

Je souhaite terminer ces remerciements en adressant une dédicace et une pensée à tous ceux qui m'apporte un environnement agréable et heureux dans mon quotidien, ainsi que tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation et au bon déroulement de cette thèse. Merci donc :

à ma puce, pour son soutien (et amour) notamment pendant la période de rédaction de ce manuscrit, pour sa patience et sa compréhension pour les (nombreux) week-ends passés devant l'écran au lieu des calanques...

à DavidG & Capou pour avoir débuté cette belle et longue amitié (ainsi que nos thèses...) ensemble. Je vous souhaite ici une bonne continuation (la meilleure qu'il soit) pour la suite et vous laisse le choix dans la date de notre prochaine rencontre... ;

à Guigui (ne change rien), Turbo Francky (Vas-y Franky), Marti, Mika, Davy, MarieD, Alicja, Fabianna, Peter, Jens, Nadine, Ale, MimiZ, MartinB, MMdB, Caribou, SophieCars&François pour les bons moments Fresneliens;

à la minoterie Team : Nitch, Céliane, Fatfab, Falt, Amandine, CyrilleB ;

à l'ensemble des membres Mosaic pour leur accueil et leur sympathie ;

à la CycloDounoux's Team pour les fantastiques moments que nous vivons, Aubin, Marie, Denis, Dom, Fred, Mathilde, Pampinet, PhilippeO, PA&Mad&R&J, JP, Marco&A, Marion&Gatou, David, Alain&Birguite ;

aux (autres) Alcolytes Vosgiens, trop nombreux pour vous citer tous ;

aux Alcolytes de Marseille : MiniCapou, Aurr Aurr, Guillaume (Kurt), Richi, Thomas, NicoG, Antoine & Clem's (du Chat), Marie-Sophie, Toutoune, Zingus, Mam, PhilippeS ;

au Chat Perdu, QG de ces dernières années et devenu bien plus qu'un simple lieu de « rafraîchissement » à Marseille. Merci François & Marie Laure pour votre gentillesse et votre accueil ;

à Fred Forestier et Béa pour leur aide et leur bonne humeur, à LaurentG ;

aux participants des « goûters RCMOtians » du vendredi soir ;

à Nelly, Josiane, Guylène, et de façon plus générale aux services de gestion et du secrétariat de l'Institut ;

à Adrien & Marlène, Aurélien, Benjamin (Michel's Team), Paul&Kiki;

au TeamP2, 10 ans après mathSup, toujours présents.

« On sait si on a été heureux ou pas, le jour où on a assez de temps à perdre pour se poser la question. »

(Jim Fergus)

Table des matières

Table des matières	
Chapitre 1. Les empilements multicouches interférentiels : généralités	1
1.1. Introduction.....	2
1.2. Calcul des propriétés optiques d'un empilement multicouche interférentiel	3
1.3. Les techniques de dépôt et les matériaux	5
1.3.1. Les techniques de dépôt.....	5
1.3.1.1. Méthodes physiques (Physical Vapour Deposition).....	5
1.3.1.2. Méthodes chimiques (Chemical Vapour Deposition)	6
1.3.2. Les matériaux	7
1.4. Les spécifications des empilements	8
1.4.1. Evolution et exemples	8
1.4.2. Conséquences d'une sollicitation sur un empilement	9
1.4.3. Modèle de H. Takashashi et études complémentaires	10
1.4.4. Intérêt de la connaissance précise des variations de n et e	11
1.5. Conclusion.....	12
Chapitre 2. Comportement d'une monocouche sous sollicitation	15
2.1. Contrainte extérieure : effet sur une monocouche	16
2.1.1. Le modèle élastique	16
2.1.2. Effet d'une sollicitation thermique	18
2.1.3. Effet d'une contrainte mécanique	20
2.2. Détermination expérimentale des coefficients - Etat de l'art sur les connaissances.....	21
2.2.1. Les coefficients thermo-mécaniques α et ν	21
2.2.2. Les coefficients thermo-optique β et élasto-optiques p_{11} et p_{12}	26
2.3. Quelques ordres de grandeur.....	27
2.4. Principe de structures sensibles aux variations de n et de e	30
2.4.1. L'interféromètre de Fabry-Perot : concepts généraux	30
2.4.2. Intérêt de l'interféromètre de Fabry-Perot pour l'extraction des coefficients	33
2.4.2.1. Sensibilité d'un Fabry-Perot aux coefficients thermo-mécaniques : première structure d'épreuve.....	34
2.4.2.2. Adaptation de la structure à une sensibilité thermo-optique	35
2.4.3. Introduction aux problèmes optiques.....	37
2.4.4. Introduction aux problèmes mécaniques	37
2.4.4.1. Les contraintes dans les couches minces.....	37
2.4.4.2. Conséquences sur les structures Fabry-Perot	39
2.4.4.3. Nécessité d'une méthode par éléments finis	40
2.5. Conclusion.....	41

Chapitre 3. Etude optique détaillée pour l'extraction des coefficients thermo-mécaniques 43

3.1.	<i>Principe de la méthode</i>	44
3.2.	<i>La structure Fabry-Perot - Rappels</i>	45
3.3.	<i>Simulations avec prise en compte des erreurs et du bruit de mesure</i>	56
3.4.	<i>Annulation de la contribution thermo-optique</i>	59
3.5.	<i>Autres sources d'erreurs affectant l'extraction des coefficients thermo-mécaniques</i>	60
3.5.1.	Influence de la connaissance de la contrainte thermique appliquée	61
3.5.2.	Influence de la connaissance des propriétés des substrats	62
3.5.3.	Influence de la précision sur la variation de l'indice de l'air	64
3.5.4.	Influence du parallélisme des lames : compensation des erreurs par une stratégie multivoies	66
3.6.	<i>Conclusion sur les moyens expérimentaux nécessaires à une extraction précise des coefficients</i>	71

Chapitre 4. Etude des déformations thermo-mécaniques des structures Fabry-Perot par la méthode des éléments finis (FEM) 75

4.1.	<i>Introduction : la FEM</i>	76
4.1.1.	Présentation du logiciel COMSOL et de la FEM	76
4.1.2.	Première approche : courbure d'une structure substrat/couche mince sous sollicitation thermique	77
4.1.2.1.	Comparaison de la relation de Stoney avec la FEM.....	77
4.1.2.2.	Nécessité d'une simulation avec la FEM pour les structures Fabry-Perot	81
4.1.3.	Etude des déformations sur des structures « simples ».....	82
4.1.4.	Evaluation de la variation d'épaisseur de la couche dans le cas du plot.....	83
4.1.5.	Compensation des déformations par symétrisation des dépôts.....	85
4.1.5.1.	Effet de l'épaisseur du substrat	87
4.1.5.2.	Effet de l'épaisseur du plot	89
4.1.5.3.	Effet du diamètre du plot.....	90
4.2.	<i>Etude mécanique détaillée de la configuration thermo-mécanique</i>	91
4.2.1.	Validation de la méthode à contrainte thermique nulle avec et sans dépôt métallique	93
4.2.2.	Minimisation des déformations par un dépôt métallique partiel.....	96
4.2.3.	Résultats numériques à contrainte thermique non nulle	98
4.2.4.	Utilisation d'une structure de référence : élimination de l'effet du dépôt métallique	101
4.3.	<i>Effet de l'épaisseur du substrat sur la précision de l'extraction des paramètres</i>	105
4.3.1.	Extraction des paramètres thermo-mécaniques des couches minces à l'aide des structures d'épreuves	105
4.3.1.1.	Couche de Ta ₂ O ₅	105
4.3.1.2.	Couche de silice	106
4.3.2.	Sensibilité de l'épaisseur de substrat optimale vis-à-vis de différents paramètres	109
4.3.2.1.	Influence des paramètres thermo-mécaniques et des caractéristiques géométriques du dépôt métallique.....	109
4.3.2.2.	Influence de l'épaisseur de la couche.....	112
4.3.2.3.	Influence du diamètre du plot	113
4.3.3.	Sensibilité à la position et au diamètre des faisceaux de mesures	115
4.4.	<i>Effet de la gravité</i>	118
4.4.1.	Sur une structure simple : Comparaison avec la FEM.....	118
4.4.2.	Sur une structure d'épreuve Fabry-Perot : conséquences sur l'extraction des paramètres thermo-mécaniques de la couche	120

4.5.	<i>Conclusion : Structure définitive</i>	121
Chapitre 5.	Présentation du montage expérimental	123
5.1.	<i>Présentation générale</i>	124
5.2.	<i>Supports mécaniques et enceinte thermostatée</i>	133
5.2.1.	Système mécanique de positionnement et de réglage des deux lames.....	133
5.2.2.	Enceinte régulée en température.....	134
5.3.	<i>Réalisation des lames de l'interféromètre Fabry-Perot</i>	135
5.3.1.	Réalisation de dépôt métallique partiel.....	135
5.3.2.	Caractérisation dimensionnelle du dépôt métallique	138
5.4.	<i>Montage expérimental</i>	141
5.4.1.	Schéma global	141
5.4.2.	Algorithme d'acquisition des données.....	142
5.4.3.	Traitement des données	144
5.5.	<i>Caractérisation photométrique du montage</i>	145
5.5.1.	Stabilité en puissance de la source laser	145
5.5.2.	Répétabilité de la mesure à vide	147
5.5.3.	Comparaison avec le montage basé sur le WAVEMASTER	148
5.6.	<i>Conclusion</i>	150
Chapitre 6.	Résultats expérimentaux	151
6.1.	<i>Qualification métrologique du montage expérimental</i>	152
6.1.1.	Choix de la structure d'épreuve	152
6.1.2.	Répétabilité des mesures à température fixe.....	153
6.1.3.	Application à la mesure des caractéristiques thermiques du BK7	154
6.2.	<i>Qualification fonctionnelle du montage expérimental</i>	157
6.2.1.	Résultats obtenus sur cette structure.....	162
6.2.2.	Comparaison des mesures avec la simulation par FEM	169
6.2.3.	Conclusion	170
	Conclusion	173
	Bibliographie	178
	Table des Figures	182
	Index des tableaux	187
	Annexes	189

Chapitre 1.

Les empilements multicouches interférentiels : généralités

1.1.	Introduction	2
1.2	Calcul des propriétés optiques d'un empilement multicouche interférentiel	3
1.3	Les techniques de dépôt et les matériaux	5
1.4.	Les spécifications des empilements	8
1.5	Conclusion	12

1.1.Introduction

Les empilements multicouches interférentiels font l'objet d'études approfondies, tant au niveau de la modélisation ou du design, que des techniques de dépôts et des matériaux utilisés, afin de répondre aux performances toujours plus exigeantes demandées par l'industrie ou la recherche.

Dans les cas extrêmes, les spécifications sont si sévères que la performance optique de l'empilement devient alors sensible aux sollicitations extérieures. C'est par exemple le cas pour les filtres passe-bande très étroits utilisés en télécommunications optiques qui doivent garder une grande stabilité de leur longueur d'onde de centrage indépendamment des fortes variations de température auxquels ils peuvent être soumis.

On perçoit à l'énoncé de ce seul exemple le grand intérêt qu'il y aurait à pouvoir prédire le comportement de ces filtres interférentiels lorsqu'ils sont soumis à de telles sollicitations. Mon travail de thèse s'inscrit dans cet objectif général et vise donc à déterminer de manière expérimentale les valeurs prises par l'ensemble des paramètres physiques qui interviennent dans la description du comportement thermo-mécanique des matériaux en couches minces.

La première partie de ce chapitre d'introduction est consacrée à une présentation des outils de calculs utilisés pour décrire le comportement des empilements multicouches, ainsi qu'à une description rapide des différentes techniques de dépôt actuellement utilisées. Puis nous présenterons d'une manière générale l'évolution des spécifications optiques que le domaine des couches minces a rencontrée en citant quelques exemples parmi les plus exigeants, comme celui des filtres à bandes étroites pour les télécommunications optiques, ou celui des traitements intervenant dans des interféromètres à hautes performances. L'une des sources d'instabilité est l'évolution de l'environnement dans lequel est placé le composant. En particulier les contraintes thermiques, ou mécaniques par le biais des montures, peuvent induire une évolution des propriétés optiques des traitements excédant les tolérances spécifiées.

Nous poursuivrons donc cette introduction en présentant l'effet des contraintes extérieures, tant mécaniques que thermiques, sur l'épaisseur optique d'une couche mince, en adoptant un modèle de contrainte élastique. Nous verrons l'importance de la connaissance des coefficients thermo-mécaniques et thermo-optiques pour décrire cet effet, et nous présenterons alors les différentes études déjà effectuées pour mesurer ces coefficients, notamment sur des matériaux massifs. Nous mettrons alors l'accent sur la difficulté qu'il y a à mesurer ces coefficients sur des couches de très faible épaisseur (typiquement de l'ordre de quelques centaines de nanomètres).

1.2. Calcul des propriétés optiques d'un empilement multicouche interférentiel

Pour décrire le comportement de la lumière lors de son passage à travers un empilement de couches minces, il est courant d'utiliser le formalisme dit matriciel suivant :

À chaque couche indiquée j , éclairée sous incidence normale par une onde plane de longueur d'onde λ , on associe la matrice suivante M_j :

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos(\delta_j) & \frac{i}{n_j} \sin(\delta_j) \\ in_j \sin(\delta_j) & \cos(\delta_j) \end{bmatrix} \quad (1)$$

avec $\delta_j = 2\pi \frac{n_j e_j}{\lambda}$, n_j et e_j désignant respectivement l'indice de réfraction de la couche à la longueur d'onde λ et son épaisseur. Pour caractériser un empilement complet, on effectue alors le produit matriciel sur l'ensemble des couches de l'empilement :

$$M = \prod_{j=1}^p M_j \quad (2)$$

La couche indiquée 1 correspond à la première couche rencontrée par le faisceau incident, l'indice p à la dernière. Dans le cas usuel d'un traitement déposé sur un substrat et illuminé par le superstrat comme représenté Figure 1, l'indice 1 correspond donc à la dernière couche déposée tandis qu'à la première correspond l'indice p , ce qui peut prêter à confusion.

On définit alors l'admittance Y de l'empilement au contact avec le milieu extérieur n_0 , donnée par le rapport $Y = \frac{C}{B}$, avec B et C résultant du produit

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} 1 \\ n_s \end{bmatrix}.$$

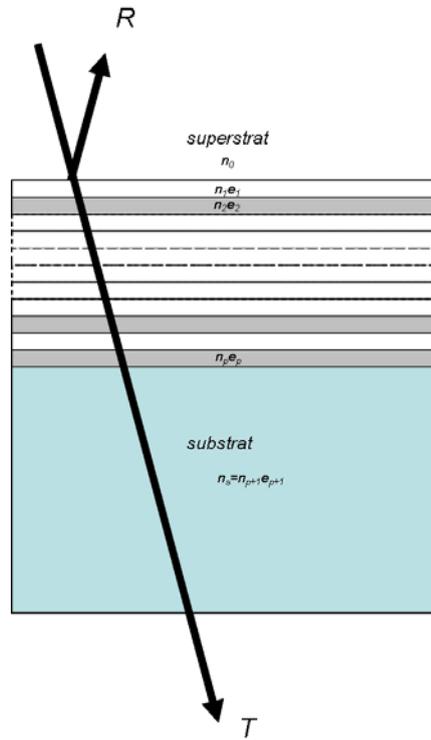


Figure 1: Notations utilisées pour le calcul matriciel.

On obtient enfin les propriétés optiques de l'empilement, c'est-à-dire les coefficients de réflexion, de transmission, et d'absorption en intensité par les relations suivantes, valables à la longueur d'onde λ considérée (et sous incidence normale) [1]:

$$R = \left(\frac{n_0 - Y}{n_0 + Y} \right) \left(\frac{n_0 - Y}{n_0 + Y} \right)^* \quad (3)$$

$$T = \frac{4n_0 \operatorname{Re}(n_s)}{(n_0 B + C)(n_0 B + C)^*} \quad (4)$$

$$A = 1 - R - T \quad (5)$$

Dans ces relations, le symbole * désigne le complexe conjugué de la quantité considérée, $\operatorname{Re}(n_s)$ la partie réelle de l'indice de réfraction du substrat et n_0 l'indice du superstrat. Ainsi, lorsqu'on considère un empilement de couches minces, les propriétés optiques de celui-ci vont dépendre de la longueur d'onde, des paramètres n_j et e_j de chaque couche constituant l'empilement, ainsi que des indices n_o et n_s des milieux extérieurs. Le calcul en incidence oblique est légèrement différent, et doit tenir compte de l'état de polarisation.

Cet outil mathématique essentiel et facile d'usage permet de calculer la réponse spectrale théorique d'un empilement. Il est également à la base de la synthèse des empilements, c'est-à-dire de la définition d'une formule d'empilement (nombre de couches, matériaux et épaisseurs) permettant d'obtenir les propriétés optiques désirées et exprimées aux travers d'un jeu de spécifications.

1.3. Les techniques de dépôt et les matériaux

1.3.1. Les techniques de dépôt

Les caractéristiques optiques, mécaniques et climatiques des empilements sont propres à chaque technique de dépôt. Leur importance dépend essentiellement de l'application.

La compacité des couches est critique vis-à-vis des phénomènes d'absorption et de désorption avec l'atmosphère ambiante. Elle doit de préférence être maximale pour tous les composants devant travailler sous vide, ce qui est le cas notamment pour les applications spatiales.

La minimisation des pertes par absorption ou par diffusion, en lien avec la transparence ou la rugosité des couches, devient plus critique pour des filtres à bande étroite par exemple, où ces phénomènes sont amplifiés à la longueur d'onde de centrage du fait de la résonance Fabry-Perot.

La stabilité de la vitesse de dépôt est un paramètre important pour la maîtrise des épaisseurs déposées. Elle est donc primordiale pour tout empilement particulièrement sensible aux erreurs de réalisation sur les épaisseurs déposées.

Le choix d'une technologie de dépôt se fait donc en fonction des contraintes propres à l'application visée et une fois la technologie choisie, la définition de l'empilement est optimisée en fonction de ce choix, de façon à bien prendre en compte les caractéristiques des matériaux déposés par cette technologie. En effet, l'indice de réfraction par exemple peut changer sensiblement d'une technologie à une autre, notamment du fait de la compacité plus ou moins élevée des couches. Bien évidemment les caractéristiques thermique et mécanique des couches sont elles aussi dépendantes de la technologie choisie.

1.3.1.1. Méthodes physiques (Physical Vapour Deposition)

La technique la plus courante consiste à évaporer directement le matériau que l'on souhaite déposer. Il suffit pour cela de chauffer le matériau jusqu'à sa température d'évaporation ou de sublimation, ce qui a pour conséquence de créer une pression superficielle supérieure à la pression résiduelle dans l'enceinte. Les particules se propagent alors en ligne droite jusqu'à la rencontre d'une surface solide, le substrat ou la paroi de l'enceinte par exemple, sur lequel ils vont se déposer. Le dépôt est réalisé sous vide secondaire (quelques 10^{-6} mm Hg), ce qui rend pratiquement nulle la probabilité de collision entre particules pour une

machine de taille standard (le libre parcours moyen des particules étant de l'ordre du mètre).

La compacité de la couche dépend de la rapidité avec laquelle ces particules vont se fixer lors du dépôt. Par évaporation, l'énergie donnée aux molécules est minimale, ce qui se traduit par une condensation immédiate, sans réarrangement particulier des atomes. Il en résulte une microstructure lacunaire pour la couche avec un taux de remplissage pouvant baisser aux environs de 70% pour des matériaux de type fluorure.

Pour améliorer cette compacité, une première solution consiste à apporter de l'énergie en chauffant le substrat. La condensation s'opère alors avec un meilleur réarrangement atomique, mais cela ne permet pas d'accéder à une compacité maximale, et un chauffage excessif se traduit par un début de cristallisation avec des grains suffisamment gros pour induire de la diffusion lumineuse.

L'autre méthode consiste à apporter de l'énergie au travers d'un bombardement ionique de la couche en cours de dépôt. On brise et compacte ainsi la microstructure de la couche. On obtient alors un matériau amorphe dont la compacité est quasi maximale. Ce bombardement ionique peut être réalisé à l'aide d'un canon à ions : on parle alors de technologie IAD pour *Ion Assisted Deposition*. Il peut également être issu d'un plasma créé dans la totalité de l'enceinte de dépôt, et on parle alors de technologie IP pour *Ion Plating*.

A côté de ces méthodes d'évaporation assistées ou non, il existe des méthodes de pulvérisation ionique, le flux d'ions servant à la pulvérisation pouvant comme précédemment être issu d'un canon à ions (IBS pour *Ion Beam Sputtering*) ou d'un plasma remplissant toute la chambre de dépôt (cas de la pulvérisation cathodique). La source de matériau n'est donc plus évaporée, mais pulvérisée, i.e. ablatée sous l'impact des ions. Il ne s'agit plus d'un processus thermique, mais d'un transfert de quantité de mouvement qui permet de donner bien plus d'énergie aux particules devant se déposer. Les couches obtenues par pulvérisation sont donc naturellement de densité élevée.

Le procédé DIBS (*Dual Ion Beam Sputtering*) combine la pulvérisation par canon IBS et l'assistance ionique IAD avec un second canon compactant la couche en cours de formation. Le matériau ainsi obtenu a la même densité que le matériau massif.

1.3.1.2. Méthodes chimiques (*Chemical Vapour Deposition*)

On utilise ici des précurseurs gazeux injectés dans une enceinte sous atmosphère contrôlée (par exemple SiCl_4 avec H_2 pour déposer du silicium). Les substrats sont chauffés sous de fortes températures (1000 à 1500°C), et la réaction de dépôt se déroule à la surface de ceux-ci, après adsorption des réactifs gazeux. Cette technique a subi de nombreuses améliorations pour limiter par exemple les effets des contraintes sur les substrats apparaissant pendant la phase de refroidissement. Nous en citerons deux à titre d'exemple :

- La technique LPCVD (pour *Low Pressure Chemical Vapour Deposition*). Les réactions ont lieu dans un environnement de pression inférieure à la pression atmosphérique. Ceci permet de limiter des réactions gazeuses non désirées et d'améliorer l'uniformité de la couche sur le substrat.
- La technique PECVD (pour *Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*). On utilise ici un plasma qui améliore les rendements des réactions chimiques avec les précurseurs gazeux. Ce procédé permet d'effectuer les dépôts à de faibles températures, et donc d'éviter les effets de contraintes thermiques dues à une phase de refroidissement.

Selon la technique de dépôt utilisée, la compacité, l'arrangement des atomes, l'adhésion des couches sur le substrat diffèrent. Ainsi, nous pouvons supposer que les propriétés thermo-mécaniques et thermo-optiques des matériaux, auxquelles nous nous intéresserons dans les prochaines parties, dépendent de la technique utilisée. Nous verrons notamment que les contraintes résiduelles, après dépôts de couches minces sur un substrat, sont responsables du réarrangement des atomes, et induisent des déformations de la structure support.

1.3.2. Les matériaux

De nombreux matériaux peuvent être déposés en couches minces, aussi bien des métaux que des diélectriques. Les empilements de couches minces sont le plus souvent constitués par une alternance de deux matériaux seulement, ayant si possible le rapport d'indice de réfraction le plus important. Celui de bas indice de réfraction est noté B (par exemple la silice SiO_2), et l'autre (de haut indice) sera noté H (par exemple le pentoxyde de tantale Ta_2O_5 , ou le dioxyde de titane TiO_2). Plus précisément, une couche H ou B désigne conventionnellement une couche d'épaisseur optique $\lambda_0/4$, λ_0 étant la longueur d'onde de centrage indiquée dans la formule de l'empilement. Le passage d'une onde électromagnétique dans ces alternances de couches haut et bas indices crée des phénomènes interférentiels qui permettent d'obtenir des fonctions de filtrage telles que passe-haut, passe-bas, passe-bande, antireflets, ... sur des domaines de longueurs d'onde adaptés à l'utilisation envisagée pour ce filtre. On peut ainsi avoir besoin de plusieurs dizaines, voire une centaine de couches déposées sur le substrat pour obtenir la fonction de filtrage désirée.

Plusieurs familles de matériaux sont d'un usage courant. En premier lieu, les oxydes métalliques, dans lesquels on trouve à la fois des matériaux de bas indice comme la silice (SiO_2) et des matériaux de haut indice comme TiO_2 ou Ta_2O_5 . Ces matériaux permettent de couvrir les domaines visible et proche infrarouge (de 300 nm environ à 2-3 μm). Ils sont bien adaptés à toutes les méthodes de dépôt, en particulier les technologies énergétiques (IAD, IP, IBS, DIBS) et donnent alors des couches de très bonnes caractéristiques, tant optiques que mécaniques.

Viennent ensuite les fluorures, qui permettent d'étendre ce domaine d'application vers l'UV et jusque dans l'infrarouge thermique (12-15 μm). Ce sont cependant essentiellement des matériaux de bas indices de réfraction, compatibles uniquement avec l'évaporation sans assistance. La compacité des couches n'est donc pas optimale, avec toutes les conséquences que cela implique en termes de comportement mécanique et optique.

Enfin, on dispose de matériaux semi-conducteurs tels que ZnS, ZnSe, Ge, PbTe dont la fenêtre de transmission s'étend, selon le matériau, du domaine visible jusqu'à 20 μm , le plus souvent déposés par évaporation sans assistance.

Afin d'obtenir un empilement répondant à tous les critères exigés, il est important de connaître précisément les propriétés du matériau déposé dans une technologie donnée, ainsi que l'évolution de ces propriétés lorsque les caractéristiques du milieu environnant sont modifiées (température, humidité, ...). En effet, pour une fonction de filtrage donnée, on peut être amené à recourir à des matériaux différents, qui imposent des empilements de formules différentes, selon le milieu environnant d'utilisation.

1.4. Les spécifications des empilements

1.4.1. Evolution et exemples

L'amélioration des techniques de calcul, des technologies de dépôt, ainsi que des contrôles en cours de fabrication permettent aujourd'hui de réaliser tout un ensemble de fonctions optiques (passe-haut, passe-bas, passe-bande, séparatrice, antireflet, polariseur). Le domaine des télécommunications optiques a notamment amené les industriels à fournir des composants optoélectroniques répondant à des spécifications très exigeantes. Nous ne souhaitons pas en dresser ici une liste exhaustive, mais plutôt nous intéresser à un type de filtres utilisé dans les réseaux de télécommunications optiques, et dont le potentiel de développement fut d'une portée gigantesque : le filtre à bande passante très étroite, ou *Dense Wavelength Division Multiplexing*, DWDM. Ce filtre fut développé industriellement dans les années 1990, et permet d'augmenter considérablement la bande passante des télécommunications par fibre optique en rendant possible la multiplication du nombre de canaux spectraux transmis à l'intérieur d'une même fibre (multiplexage en longueur d'onde). Du fait du faible espacement de ces différents canaux (environ 0,8 nm pour un filtre 100 GHz par exemple), ces filtres demandent une parfaite stabilité dans le temps de leur longueur d'onde de centrage.

Considérons par exemple le filtre de formule :



comportant 101 couches alternées de silice et de pentoxyde de tantale, et présentant 3 cavités (on parle de filtres passe-bande Fabry-Perot à cavités

multiples). Le profil spectral transmis par ce filtre est donné à la Figure 2 ci-après.

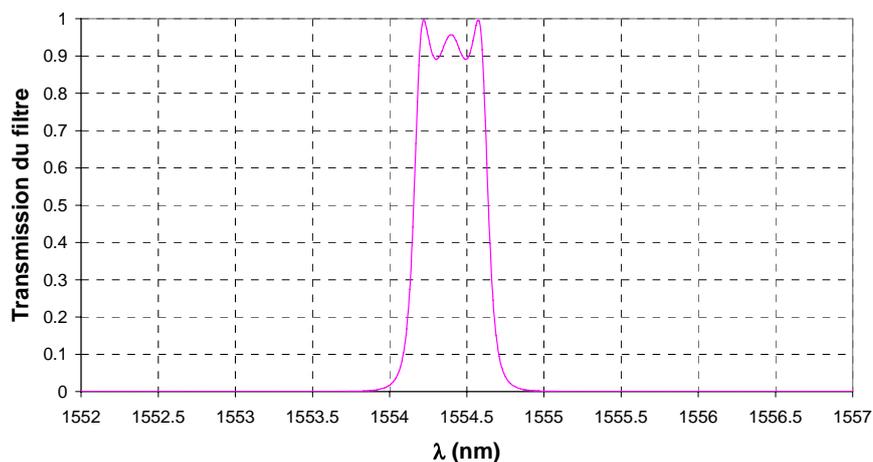


Figure 2 : Profil spectral d'un filtre passe bande Fabry-Perot à 3 cavités.

La largeur à mi-hauteur du pic de résonance est d'environ 400pm. On conçoit assez facilement l'exigence de stabilité requise pour la longueur de centrage (1/10000 de variation représente 1/3 de la bande passante) et le fait qu'une sollicitation extérieure puisse modifier ce centrage de manière significative.

1.4.2. Conséquences d'une sollicitation sur un empilement

Le problème de la stabilité des filtres DWDM a représenté un point crucial pour la viabilité de cette technologie de multiplexage. De nombreuses études ont ainsi été menées pour comprendre et annuler la dérive spectrale de ces filtres sous une sollicitation thermique ou mécanique [2-4]. L'objectif de ces études est de conférer à un filtre de télécommunications optiques une stabilité thermique quasi-parfaite, c'est-à-dire meilleure que le picomètre par degré. Pour un empilement donné, le comportement des couches sous la sollicitation présente une partie intrinsèque, dépendant des propriétés physiques des couches elles-mêmes, et une partie extrinsèque due au fait que l'empilement soit déposé sur un substrat. Le comportement du substrat, essentiellement sa dilatation, agit sur le comportement global du filtre par le transfert des contraintes mécaniques à l'empilement. H. Takashashi [4] a ainsi montré qu'il était possible, pour un empilement donné, de choisir le coefficient de dilatation du substrat pour que cet effet annule la dérive « intrinsèque » de cet empilement. Le centrage du filtre reste alors stable, indépendamment de la température et des variations de celle-ci.

1.4.3. Modèle de H. Takashashi et études complémentaires

Dans sa démonstration, H. Takashashi utilise la notion d'indice effectif de l'empilement introduit par H.A. Macleod [5]. L'empilement est alors réduit à une couche unique ayant cet indice effectif et dont l'épaisseur est égale à la somme des épaisseurs des couches constituant l'empilement. En utilisant les relations tensorielles entre les contraintes et les déformations, il parvient à donner un modèle simple pour caractériser l'indice effectif et l'épaisseur effective de cette couche unique lorsque l'empilement se trouve sollicité thermiquement. Au contraire R. Parmentier [3] s'intéresse lui à la modification de l'indice de réfraction et de l'épaisseur mécanique de chacune des couches, lorsqu'elles sont sollicitées. Cette approche sera reprise dans notre étude par la suite, et nous la présenterons en détail (partie 2.1.1). Ces deux études ont montré :

- Un bon accord entre les deux approches effectuées par H. Takashashi et R. Parmentier. Les deux auteurs obtiennent, en outre, une valeur du coefficient de dilatation thermique du substrat identique pour obtenir la stabilité thermique d'un filtre à bande étroite donné.
- L'importance de la connaissance des paramètres thermo-mécaniques et thermo-optiques des couches composant l'empilement (dans le cas d'une approche telle que celle effectuée par R. Parmentier), ou du bon choix des valeurs du coefficient de Poisson ν et du coefficient de dilatation thermique α affectés à la couche effective (dans le cas de H. Takashashi).

Pour reprendre l'exemple du filtre à bande étroite précédent, nous avons adopté une démarche similaire à celle de R. Parmentier afin de simuler le comportement de ce filtre soumis à un échelon de température $\Delta T=50^\circ\text{C}$. Nous avons ainsi imaginé le cas où le filtre a été déposé sur un substrat de faible coefficient de dilatation thermique ($\alpha_s=3.10^{-8}/^\circ\text{C}$) tel que le verre *Ultra Low Expansion* ou ULE de Corning, et un autre cas où l'empilement est déposé sur un substrat de fort coefficient d'expansion thermique ($\alpha_s=2.10^{-5}/^\circ\text{C}$) (Figure 3). Dans le premier cas, on constate un décalage spectral de la longueur d'onde de centrage du filtre vers les grandes longueurs d'onde d'une quantité environ égale à 580 pm. Dans le second cas, la stabilité du filtre est améliorée et les effets de la sollicitation thermique sur les couches sont en partie compensés par les effets du substrat sur l'empilement via la sollicitation.

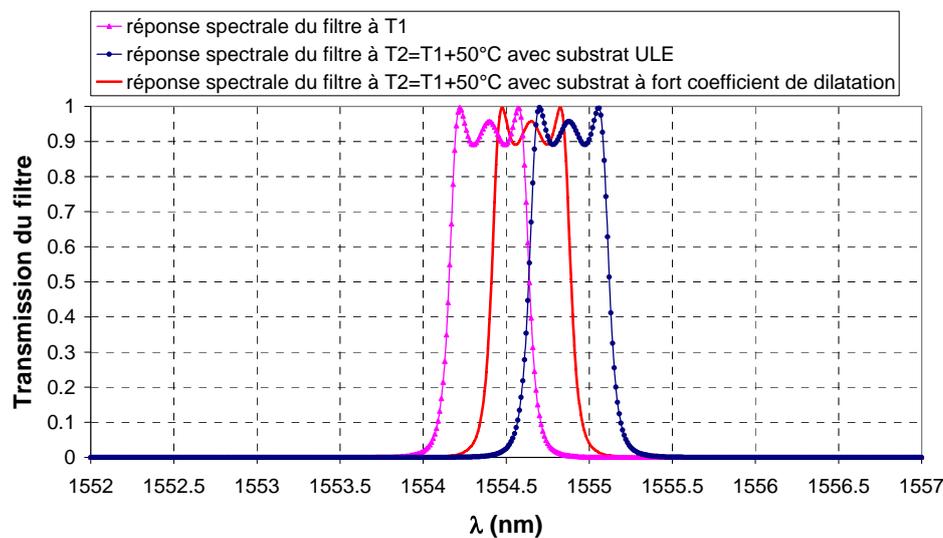


Figure 3 : Comparaison de la stabilité thermique d'un filtre bande étroite à cavités Fabry-Pérot dans le cas de deux verres de coefficients de dilatation thermique différents (ULE $\alpha_s=3.10^{-8}/^{\circ}\text{C}$ et verres type télécommunications $\alpha_s=2.10^{-5}/^{\circ}\text{C}$).

Malgré quelques exemples pour lesquels se manifeste un bon accord entre la théorie et l'expérience, aussi bien R. Parmentier que H. Takashashi aboutissent cependant à des discordances entre la valeur théorique à donner au coefficient de dilatation du substrat pour avoir une bonne stabilité thermique du filtre, et la valeur expérimentale mesurée. Les causes de cette non-concordance sont essentiellement dues à une méconnaissance des paramètres thermo-mécaniques et thermo-optiques de la couche équivalente au filtre. Soit les valeurs prises sont celles des matériaux massifs (dans le cas où ceux-ci existent), soit celles du matériau dans un état cristallin, soit encore celle d'une valeur prise par défaut, lorsque les données sont inexistantes.

1.4.4. Intérêt de la connaissance précise des variations de n et e

Nous voyons donc apparaître ici la problématique qui va nous intéresser tout au long de cette thèse. Si pour un procédé de dépôt donné, nous disposons d'une méthode nous permettant de déterminer précisément les paramètres thermo-mécaniques et thermo-optiques de tout matériau déposé en couche mince, nous pourrions évaluer précisément :

- L'effet d'une sollicitation extérieure sur le filtre considéré
- Trouver le substrat adéquat, ou l'ensemble des matériaux adéquats, tels que le filtre reste stable lorsqu'il se trouve sollicité
- Ou au contraire obtenir une accordabilité du filtre la plus grande possible (et réversible). Ainsi une simple sollicitation thermique ou mécanique du

filtre permet d'accorder les longueurs d'onde filtrées en sortie, dans le cas des filtres DWDM notamment.

En effet, comme nous le présenterons en détail dans la partie 2.1.1, ces paramètres thermo-mécaniques et thermo-optiques permettent de décrire précisément les variations de l'indice de réfraction et de l'épaisseur mécanique d'une couche mince sous sollicitation, et par suite l'évolution des propriétés optiques des empilements.

Nous avons montré précédemment l'importance de ces phénomènes pour les filtres à bande étroite en télécommunications optiques. Mais la connaissance précise de ces paramètres est également très intéressante pour toute application soumise à de fortes variations de l'environnement extérieur ou nécessitant une extrême stabilité des propriétés optiques. On peut citer pour le premier cas certaines applications spatiales où les écarts de température peuvent être très importants selon que l'optique est exposée ou non au flux solaire.

Dans le second cas, on peut citer certaines expériences interférométriques de très haute précision comme les expériences d'interférométrie en frange noire développées actuellement pour la recherche d'exoplanètes, où le taux d'extinction recherché, de l'ordre de 10^{-6} , impose une stabilité parfaite de tous les composants et donc de tous les traitements multicouches mis en jeu.

De même, les projets VIRGO (projet franco-italien basé à Pise, Italie) et LIGO (*Laser Interferometry Gravitational-wave Observatory*) aux Etats-Unis, dont l'objectif est de détecter des ondes gravitationnelles à l'aide d'un interféromètre de Michelson possédant un bras de plusieurs kilomètres de long, présentent les mêmes types d'exigences.

Ces interféromètres doivent être en mesure de détecter des perturbations de la matière 1000 fois plus petite que le diamètre d'un atome. Une des grandes difficultés rencontrées dans ce projet est la limitation de la sensibilité par le bruit thermique sur les miroirs des interféromètres. Les scientifiques [6, 7] ont montré l'importance de la connaissance du coefficient de dilatation thermique et du coefficient de Poisson dans les traitements multicouches tels que ceux employés sur LIGO, afin de minimiser les effets du bruit thermique sur les miroirs. Dans des projets de ce type, la connaissance précise des paramètres physiques des couches minces déposées va être déterminante pour les performances de ces interféromètres.

1.5. Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis d'introduire un outil matriciel permettant de calculer les propriétés optiques théoriques d'un empilement multicouche interférentiel. Nous avons ensuite poursuivi en présentant différentes techniques de dépôt, ainsi qu'une présentation des matériaux disponibles, selon le domaine

d'utilisation auxquels ils sont consacrés. Une première approche d'une sollicitation thermique sur un filtre à bandes étroites a permis de visualiser l'importance de la connaissance des variations de l'indice de réfraction n et de l'épaisseur e de chaque couche intervenant dans un empilement (dans le cas des filtres DWDM), mais également dans tout système nécessitant une grande stabilité thermique et mécanique, pour lesquels les spécifications exigées deviennent de plus en plus contraignantes.

Chapitre 2.

Comportement d'une monocouche sous sollicitation

2.1.	Contrainte extérieure : effet sur une monocouche	16
2.2.	Détermination expérimentale des coefficients - Etat de l'art sur les connaissances	21
2.3	Quelques ordres de grandeur	27
2.4	Principe de structures sensibles aux variations de n et de e	30
2.5	Conclusion	41

Nous venons de voir l'intérêt de la connaissance des variations de l'épaisseur mécanique e et de l'indice de réfraction n d'une couche mince sollicitée par une contrainte extérieure. Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord étudier l'effet d'une sollicitation thermique ou d'une sollicitation mécanique sur ces paramètres. Nous présenterons ensuite un Etat de l'Art des méthodes qui ont été développées pour mesurer les coefficients thermo-mécaniques et thermo-optiques des matériaux et nous décrirons le principe de mesure que nous avons retenu et qui est basé sur l'emploi d'un interféromètre de Fabry-Perot. Nous énumérerons alors les différents problèmes auxquels notre méthode de mesure sera confrontée, et définirons les études spécifiques qu'il nous faudra mener pour y faire face.

2.1. Contrainte extérieure : effet sur une monocouche

Les paramètres essentiels d'une couche mince du point de vue des propriétés optiques de l'empilement sont son indice de réfraction n et son épaisseur e . Ces deux paramètres sont susceptibles d'évolution sous une contrainte extérieure de type thermique ou mécanique et l'objet de ce chapitre est de décrire cette évolution où plusieurs phénomènes se combinent.

Les variations d'épaisseur trouvent leur origine dans la dilatation des matériaux ainsi que dans l'évolution des contraintes appliquées aux couches.

Les variations d'indice trouvent leur origine dans la dépendance de celui-ci avec la température $\left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial T}\right)$ et avec l'état de déformation des couches par l'intermédiaire des coefficients élasto-optiques des matériaux.

2.1.1. Le modèle élastique

- Modification d'épaisseur

Lorsqu'une structure telle que celle représentée sur la Figure 4 est soumise à une contrainte $\vec{\sigma}$, la relation tensorielle entre le tenseur des déformations ϵ et celui des contraintes $[\sigma]$ s'écrit, si on suppose que l'on reste dans le domaine linéaire élastique des petites déformations [8] :

$$\begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix} = \frac{1+\nu}{Y} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix} - \frac{\nu}{Y} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6)$$

où ϵ_i , σ_i désignent respectivement les déformations et les contraintes dans le matériau suivant l'axe i , ν , le coefficient de Poisson et Y , le module d'Young du matériau. Le coefficient de Poisson est défini par le rapport entre la déformation transversale unitaire à la contrainte appliquée et la déformation unitaire enregistrée selon l'axe de la contrainte :

$$\nu = \frac{e/l_0}{e'/L_0} \quad (7)$$

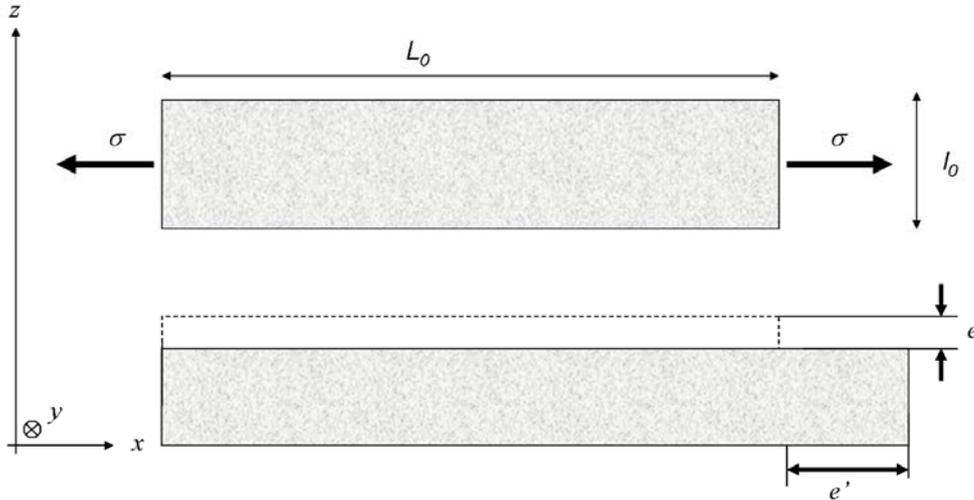


Figure 4: Représentation schématique de la contrainte appliquée et des déformations induites.

Ce coefficient permet de caractériser l'élasticité d'un matériau. Il s'agit, pour un matériau supposé isotrope, d'une constante comprise entre -1 et 0,5 (0,5 étant le coefficient de Poisson d'un matériau incompressible puisque le volume est dans ce cas conservé).

En se plaçant dans un repère $(Oxyz)$ comme représenté sur le schéma précédent, la relation (6) permet de calculer la variation relative de l'épaisseur mécanique de la couche soumise à une contrainte dans la direction i . Ces calculs ont été détaillés dans les références [2, 3] traitant de l'accordabilité de filtres optiques à bandes étroites. Deux types de contrainte ont été envisagées : une sollicitation thermique, et une sollicitation mécanique. Nous détaillerons dans le chapitre suivant le principe de la méthode qui nous permettra d'extraire les paramètres thermo-mécaniques et thermo-optiques basée sur une sollicitation thermique d'une couche mince. Nous présentons néanmoins dans les paragraphes ci-après les relations décrivant l'évolution des paramètres d'une couche mince sollicitée aussi bien thermiquement que mécaniquement.

- Modification d'indice

Pour décrire complètement l'évolution de ces paramètres sous une sollicitation, il est également nécessaire de considérer les effets élasto-optiques survenant dans les matériaux à la suite de leurs déformations. Pour simplifier, le matériau soumis à des déformations ε_i est supposé centro-symétrique et isotrope. La relation tensorielle s'écrit alors :

$$\begin{pmatrix} \Delta \left(\frac{1}{n_1^2} \right) \\ \Delta \left(\frac{1}{n_2^2} \right) \\ \Delta \left(\frac{1}{n_3^2} \right) \\ \Delta \left(\frac{1}{n_4^2} \right) \\ \Delta \left(\frac{1}{n_5^2} \right) \\ \Delta \left(\frac{1}{n_6^2} \right) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{pmatrix} \quad (8)$$

avec $p_{44} = \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12})$.

Selon la sollicitation considérée, les relations décrivant l'évolution de l'épaisseur mécanique et de l'indice de réfraction de la couche sont différentes. Dans les deux cas toutefois, on peut écrire :

$$\begin{aligned} \Delta n_c &= (\Delta n_c)_{int} + (\Delta n_c)_{ext} \\ \Delta e_c &= (\Delta e_c)_{int} + (\Delta e_c)_{ext} \end{aligned} \quad (9)$$

L'indice *int* désigne la partie de la variation intrinsèque à la couche, et *ext* la partie due aux contraintes venant de l'extérieur, notamment du substrat, subies par la couche.

2.1.2. Effet d'une sollicitation thermique

Considérons une structure substrat/monocouche telle que représentée à la Figure 5, et sollicitée par une contrainte thermique ΔT . Les matériaux sont décrits par les paramètres suivants :

- n_c , e_c désignent respectivement l'indice de réfraction et l'épaisseur mécanique de la couche.
- α_c représente le coefficient de dilatation thermique (supposé constant sur la variation de température ΔT considérée) et ν_c le coefficient de Poisson de la couche.
- $\beta_c = \frac{1}{n_c} \frac{\partial n_c}{\partial T}$, p_{11} , p_{12} sont les paramètres thermo-optiques de la couche mince et désignent respectivement le coefficient de dépendance de l'indice de réfraction avec la température et les

coefficients élasto-optiques de la couche mince (assimilée dans ce cas à un milieu centro-symétrique).

- Le substrat est décrit quant à lui par son coefficient de dilatation thermique α_s .
- Enfin, nous supposons que la structure est traversée par une onde optique se propageant selon l'axe (Oz).

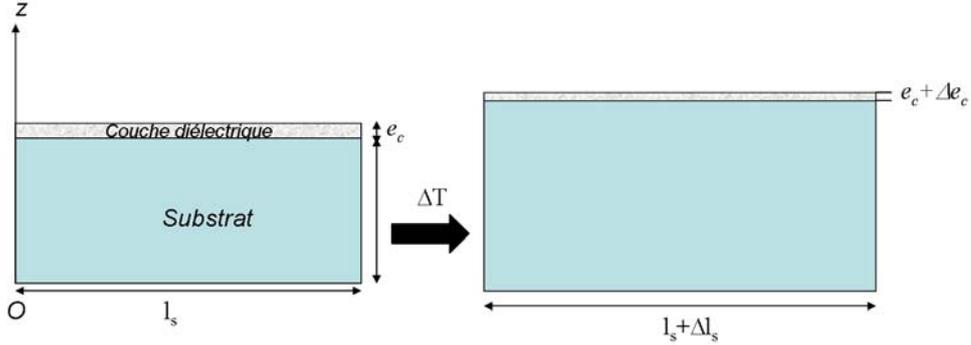


Figure 5 : Sollicitation thermique d'une structure substrat/couche.

On peut considérer que le substrat « pilote » l'ensemble de la structure du fait que son épaisseur est bien supérieure à celle de la couche. La variation d'épaisseur du substrat est sans importance, celui-ci étant considéré comme un milieu semi-infini. Les variations de son indice de réfraction n_s et sa déformation sont décrits par les paramètres intrinsèques du substrat :

$$\frac{\Delta l_s}{l_s \Delta T} = \alpha_s \quad (10)$$

$$\frac{\Delta n_s}{n_s \Delta T} = \beta_s \quad (11)$$

L'allongement du substrat est alors intégralement communiqué à la couche et, à l'aide des relations entre le tenseur des contraintes et celui des déformations, les équations décrivant les variations d'épaisseurs Δe_c et d'indice Δn_c dans la direction de propagation sont les suivantes [2]:

$$\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = \alpha_c - \frac{2\nu_c}{1-\nu_c} (\alpha_s - \alpha_c) \quad (12)$$

$$\frac{\Delta n_c}{n_c \Delta T} = \beta_c - \frac{n_c^2}{2} [(1-\nu_c)p_{11} + (1-3\nu_c)p_{12}] \frac{(\alpha_s - \alpha_c)}{1-\nu_c} \quad (13)$$

On voit donc apparaître l'influence du substrat sur la couche, notamment les conséquences de l'adhésion de celle-ci sur un matériau ne possédant pas le même coefficient de dilatation thermique. Le substrat va donc plus ou moins étirer la couche, y propageant un champ de contraintes qui va se répercuter sur l'épaisseur

de celle-ci via son coefficient de Poisson, et sur son indice via les coefficients élasto-optiques. Au contraire, si les deux matériaux considérés possèdent rigoureusement les mêmes coefficients de dilatation thermique, les variations de n et de e sont donc uniquement décrites par les paramètres intrinsèques de la couche.

2.1.3. Effet d'une contrainte mécanique

Considérons un substrat carré de côté a , d'épaisseur b sur lequel est déposé une couche mince.

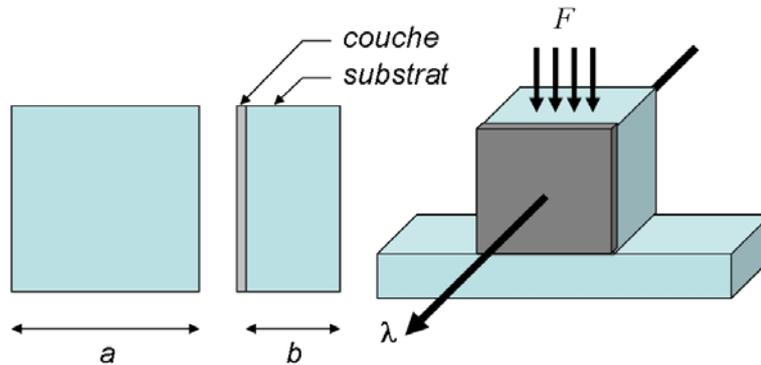


Figure 6 : Schéma d'une sollicitation mécanique sur une structure substrat/couche.

Si nous considérons cette fois une force F appliquée sur l'un des côtés du substrat, les relations issues des relations tensorielles deviennent les suivantes [2]:

$$\frac{\Delta e_c}{e_c F} = -\frac{1-\nu_s}{1-\nu_c} \nu_c \frac{1}{abY_s} \quad (14)$$

$$\frac{\Delta n_c}{n_c F} = -\frac{n_c^2}{2} \left[p_{11} + \frac{1-3\nu_c}{1-\nu_c} p_{12} \right] \frac{1}{abY_s} \quad (15)$$

Cette fois, remarquons que ces relations font intervenir le module d'Young du substrat Y_s (au lieu du coefficient d'expansion thermique).

Nous venons donc de décrire, pour les deux types de sollicitation qui nous intéressent, les équations décrivant les variations de l'indice de réfraction et de l'épaisseur mécanique d'une monocouche déposée sur un substrat. Si on considère cette fois un empilement de couches minces, la réponse de celui-ci à une sollicitation thermique ou mécanique est obtenue en prenant les variations de l'indice et de l'épaisseur de chaque couche intervenant dans l'empilement, et modifiant en conséquence la matrice $[M]$ de l'empilement, telle que définie par l'équation (2).

2.2. Détermination expérimentale des coefficients - Etat de l'art sur les connaissances

Nous avons vu dans la partie 1.4.2 qu'une imprécision sur la connaissance des paramètres des couches intervenant dans l'évolution des propriétés d'un empilement peut expliquer par exemple la différence entre stabilités thermiques mesurée et estimée d'un filtre optique à bande étroite. En effet, les matériaux en couches minces, du fait de la différence de structure au niveau microscopique, fortement liée au procédé de dépôt utilisé, ne possèdent pas les mêmes paramètres thermo-mécaniques et thermo-optiques que ceux connus à l'état massif. De plus, certains matériaux n'existent pas à l'état massif, et sont uniquement disponibles sous forme de couches minces (par exemple le pentoxyde de tantale Ta_2O_5). Il apparaît donc crucial de mesurer ces paramètres pour les matériaux à l'état de couches minces optiques, et ce avec la plus grande précision possible. Différentes techniques ont été utilisées à ce jour pour évaluer ces paramètres, soit pour des matériaux massifs, soit pour des matériaux déposés en couches minces. Nous présentons dans les paragraphes qui suivent les plus courantes d'entre elles, ainsi que les résultats obtenus pour certains matériaux déposés en couches minces.

2.2.1. Les coefficients thermo-mécaniques α et ν

- Le coefficient de dilatation thermique α

Défini par la relation $\alpha = \frac{\Delta L}{L_0 \Delta T}$ où L_0 désigne la longueur à $T=T_0$, ΔL

l'allongement à la température $T=T_0+\Delta T$, ce paramètre, souvent supposé constant sur un certain domaine de température, est difficilement mesurable lorsque l'épaisseur devient trop faible, comme c'est le cas pour les couches minces optiques. Deux approches peuvent être envisagées : soit celle qui porte sur une mesure de la modification de la longueur L_0 du matériau dans la direction considérée, soit celle qui a recours à une quantification des contraintes dues à des dilatations différentielles entre deux matériaux de coefficients de dilatation différents, lors d'une sollicitation thermique ΔT . Nous nous intéresserons en détail à ces contraintes dans le Chapitre 4. Les différentes méthodes que nous avons identifiées, et qui donnent lieu à une détermination de la valeur de ce paramètre, sont décrites ci-après.

➤ Méthode interférométrique MI1

Appliquée aux matériaux massifs par A.D. White [9] et améliorée par S.F. Jacobs [10] pour déterminer les coefficients α_s d'usage courant et de faible valeur, cette méthode consiste à mesurer le décalage de la longueur d'onde de résonance d'une cavité Fabry-Perot dont les cales interstitielles sont constituées par l'échantillon à étudier, l'ensemble étant placé sous vide (pour être sensible à l'épaisseur mécanique et non à l'épaisseur optique des cales, voir [9]). La limite

de résolution est donnée par la stabilité du laser utilisé lorsque $\alpha_s \approx 0$. S.F. Jacobs a ainsi annoncé une précision des mesures de l'ordre de $1.10^{-9}/^{\circ}\text{C}$ sur la mesure des coefficients d'expansion thermique de verres de 10cm de longueur.

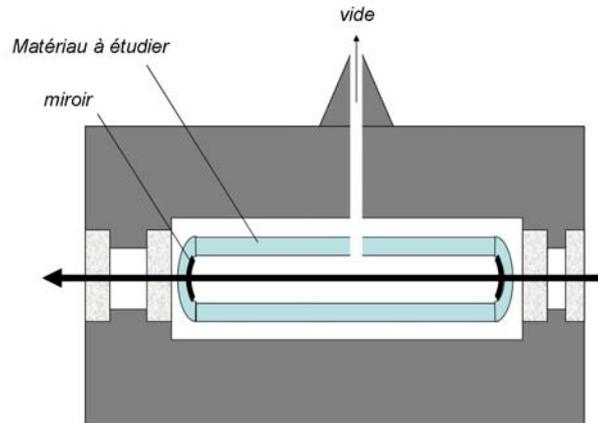


Figure 7 : Etalon Fabry-Perot destiné à la mesure du coefficient d'expansion thermique d'un matériau (d'après S.F. Jacobs [10]).

Cette méthode est intéressante mais ne peut à l'évidence être applicable à la caractérisation de couches minces.

➤ Méthode interférométrique MI2

Une seconde méthode interférométrique a été développée par W. Song [11] dans le cas de la caractérisation d'une protéine particulière, la rhodopsine, pigment protéique présent dans la rétine. Ce matériau, du fait de ses propriétés optiques linéaire et non linéaire, est employé pour réaliser des enregistrements holographiques. Le montage utilisé et représenté Figure 8 est un interféromètre de Michelson. Les mesures ont été effectuées sur un film de rhodopsine de $89 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ce film est inséré entre deux lames de verre. Une mesure effectuée au préalable sans le film permet de déduire l'effet des deux lames de verre, et ainsi de le soustraire. Lorsque l'épaisseur du film varie avec la sollicitation en température, l'enregistrement du décalage des franges d'interférences permet de remonter (en prenant en compte la mesure préalable effectuée sans le film) au coefficient d'expansion thermique de ce matériau en couche mince.

De même, pour en déduire le coefficient thermo-optique β du film, la procédure de mesure est identique à celle précédemment décrite, à ceci près que le miroir est cette fois en contact avec le support (l'ensemble miroir-film-lames de verre est retourné). Aucune précision de mesure n'est annoncée, mais les valeurs présentées sont de quelques $10^{-4}/^{\circ}\text{C}$, ce qui est relativement élevé, tout comme l'épaisseur du film étudié. Cette méthode ne nous paraît donc pas directement utilisable pour des couches de quelques centaines de nanomètres d'épaisseur.

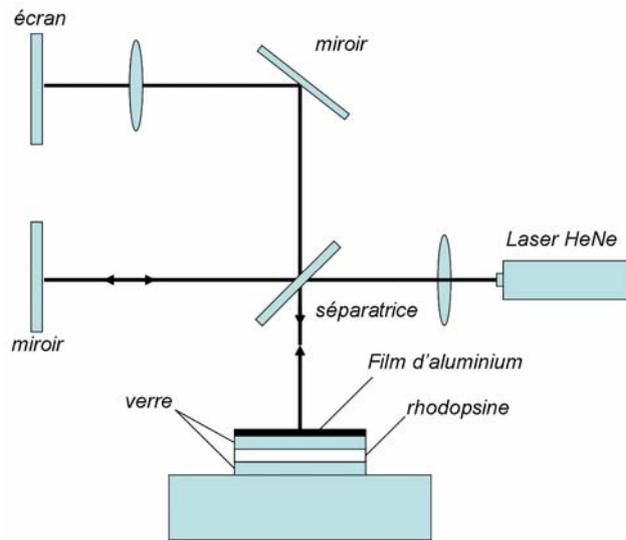


Figure 8: Principe de mesure du coefficient d'expansion thermique et du coefficient thermo-optique d'un film de rhodopsine.

➤ Mesure par diffraction de rayons X

M. Halvarsson [12] a mesuré avec cette méthode le coefficient d'expansion thermique de cristaux d'alumine sous forme de poudre créée à partir de films minces déposés chimiquement (méthode CVD évoquée en 1.3.1.2). Il a ainsi montré une anisotropie du coefficient d'expansion thermique selon les directions cristallines considérées. Pour cela, il a utilisé la diffraction de rayons X sur un film d'alumine Al_2O_3 de $4 \mu\text{m}$ d'épaisseur dans une phase particulière dénommée phase κ . Cette méthode mesure la modification des paramètres de maille a , b et c du cristal. La valeur de ces paramètres est évaluée avec une précision de $0,05 \text{ pm}$, et les précisions finalement obtenues sur la détermination des coefficients d'expansion thermique sont de l'ordre de $10^{-7}/^\circ\text{C}$. Cette méthode donne des résultats sur des films dont l'épaisseur est quasiment du même ordre de grandeur que celles des couches interférentielles qui nous intéressent. La difficulté est qu'elle ne s'applique que sur des cristaux, ce qui n'est pas concevable dans notre cas. De plus, cette méthode est destructive et n'est pas effectuée sur la couche proprement dite.

➤ Mesure du spectre en réflexion ou en transmission

N. Inci et G. Gülsen [13-15] ont utilisé une mesure de la variation du spectre en réflexion d'une extrémité de fibre optique (monomode ou multimode), pour évaluer le coefficient d'expansion thermique et le coefficient de dépendance thermique de l'indice de réfraction de matériaux tels que le Ta_2O_5 et le TiO_2 déposés en couches minces (procédé *Electron Beam Deposition*). Le relevé de ce spectre leur permet en effet de déterminer par ajustement les valeurs d'indice et d'épaisseur de la couche [16], que ce soit à température ambiante ou à haute température. Pour tenir compte des évolutions thermiques des propriétés de la

fibre utilisée, ils se servent des données disponibles dans les tables pour la Silice. L'avantage de cette méthode est qu'elle nécessite simplement le dépôt du matériau à étudier à l'extrémité d'une fibre optique. L'inconvénient majeur est, qu'au vu des précisions obtenues sur les mesures ($2 \cdot 10^{-3}$ sur la valeur de l'indice et 1 nm sur la détermination de l'épaisseur), le matériau doit posséder un fort coefficient de dilatation thermique pour que la mesure soit réalisable. L'épaisseur des films utilisés est d'environ 3 μm et les précisions obtenues sont alors de quelques $10^{-6}/^\circ\text{C}$, ce qui est insuffisant pour nous. De plus, les sollicitations thermiques appliquées sont de plusieurs centaines de degrés. Nous souhaitons disposer d'un système de mesure plus précis, et ne nécessitant pas une telle excursion thermique (quelques dizaines de degrés nous semblent réalistes, pour conserver en outre une méthode non destructive).

➤ Mesure par microscopie interférométrique

La dernière méthode que nous décrivons ici utilise des objets de forme bien particulière. Il s'agit de mesurer la flexion d'une couche mince (sous forme d'une poutre encastrée ou levier, *cantilever*) supportée seulement par une partie du substrat (voir Figure 9). Lorsque la structure est sollicitée thermiquement, la couche déposée en partie sur le substrat se fléchit du fait de la différence de son coefficient d'expansion thermique avec celui du substrat. Les auteurs [17] ont préalablement effectué une simulation à l'aide de la méthode des éléments finis, afin d'obtenir les valeurs de cet angle de flexion θ en fonction du coefficient d'expansion thermique de la couche mince. Ensuite à l'aide d'un microscope interférométrique, ils mesurent la valeur de cette flexion angulaire pour l'objet sollicité thermiquement. L'utilisation de la courbe $\theta(\alpha_c)$ simulée auparavant leur permet de remonter à la valeur du coefficient d'expansion thermique de la couche mince.

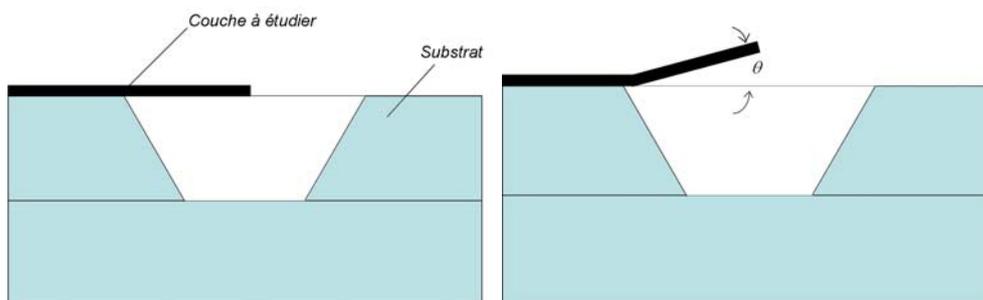


Figure 9 : *Cantilever* dédié à la mesure du coefficient d'expansion thermique (à gauche) et déflexion de la couche mince déposée sur le substrat apparaissant après sollicitation thermique de la structure (à droite).

La précision annoncée par les auteurs est de $3 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$ sur des films d'épaisseurs voisines du μm , ce qui est satisfaisant et comparable aux objectifs que nous nous sommes assignés. Cette méthode est par contre assez difficile à mettre en œuvre, car elle impose une maîtrise des techniques de la réalisation de ces *cantilevers*.

- Le coefficient de Poisson ν
 - Méthode résonante

La technique du *levier* utilisée pour la mesure du coefficient d'expansion thermique s'étend à l'étude d'autres paramètres. Tsai et al [18] ont utilisé la propagation d'ultrasons dans des structures telles que celles représentées en Figure 9. De la mesure des modes vibrationnels de la couche mince déposée, et de sa flexion lors de la propagation de l'onde acoustique, ils déduisent la valeur du coefficient de Poisson du matériau déposé. Comme pour Fang et al [17], cette méthode utilise également une modélisation par éléments finis pour évaluer le module d'Young et le coefficient de Poisson de manière précise.

- Nano-indentation et microscopie acoustique

La nano-indentation est souvent utilisée pour déterminer les propriétés de matériaux massifs. Elle consiste à évaluer les déformées en fonction des contraintes mécaniques appliquées et à l'aide de modèles analytiques, d'en déduire les propriétés des matériaux tels que le module d'Young Y ou le coefficient de Poisson ν , sous réserve d'en connaître au moins un des deux. Le principal inconvénient de cette méthode, en plus de nécessiter la connaissance de l'une des propriétés du matériau (Y ou ν), est d'être destructive et de s'appliquer principalement à des matériaux massifs. Bamber et al [19] ont cependant combiné cette méthode avec une méthode de microscopie acoustique (comme décrite précédemment) afin d'obtenir une méthode globale permettant la mesure des deux paramètres Y et ν . L'amélioration de la précision des mesures a permis d'obtenir des résultats sur des films minces (2,3 μm). Toutefois, la valeur de ces précisions ne sont pas données. Au vu des valeurs données, nous pouvons raisonnablement penser que la précision sur le coefficient de Poisson n'excède pas quelques 10^{-2} . Il est envisageable avec une méthode optique d'espérer atteindre cette précision, voire l'améliorer en mettant en œuvre des procédés plus simples que ceux-ci.

- Diffraction de rayons X

Faurie, Renault, Ye, et al, [20-22], utilisent la diffraction de rayons X sur une structure substrat/couche sollicitée mécaniquement. La méthode dénommée $\sin^2(\Psi)$ consiste à évaluer les déformations de la structure cristalline en fonction de l'angle de mesure. En fonction d'une contrainte mécanique appliquée, ces courbes n'auront pas la même pente ni la même ordonnée à l'origine. Si le coefficient de Poisson est positif, les auteurs ont alors montré que ces courbes se coupent en un point dépendant uniquement du coefficient de Poisson du matériau à étudier. Cette méthode ne fonctionne donc pas avec des matériaux dont le coefficient de Poisson est négatif. D'autres équipes ont également mesuré la flexion d'une partie de couche mince sur des structures de type *cantilevers* (comme présenté auparavant), mais en utilisant la diffraction des rayons X [23-26]. Les précisions obtenues sont relativement variables, mais restent dans des

ordres de grandeur de quelques 10^{-2} . Ces méthodes ne nous semblent pas adaptées pour notre étude car elles sont difficiles à mettre en œuvre.

Nous venons ici de décrire un ensemble de méthodes permettant de mesurer le coefficient d'expansion thermique et le coefficient de Poisson de films minces. Toutefois les épaisseurs considérées dans ces méthodes sont souvent supérieures à celles couramment utilisés en couches minces optiques, et toutes les méthodes utilisant la diffraction des rayons X sont associées à la caractérisation de structures cristallines. Dans notre cas, nous souhaitons disposer d'une méthode efficace, précise et non destructive pour tout matériau déposé sous forme de couche mince optique, et ceci sans aucune connaissance a priori sur ses propriétés mécaniques.

Enfin cette recherche bibliographique a été réalisée de manière plus approfondie dans le cas des matériaux que nous souhaitons prioritairement étudier, à savoir la silice et le pentoxyde de tantale. Pour le Ta_2O_5 , on trouve des valeurs du coefficient d'expansion thermique respectivement égales à $-4,43 \cdot 10^{-5}/^{\circ}C$ [15]; $+2,42 \cdot 10^{-6}/^{\circ}C$ [27] et $+5,7 \cdot 10^{-6}/^{\circ}C$ [28]. Pour la silice, on trouve $2,5 \cdot 10^{-7}/^{\circ}C$ [17]; la valeur associée au massif, soit $5,5 \cdot 10^{-7}/^{\circ}C$, mais aussi $60 \cdot 10^{-7}/^{\circ}C$, $3 \cdot 10^{-7}/^{\circ}C$ [29]. La diversité de ces résultats expérimentaux nous montre qu'il est difficile de transposer à une couche mince les propriétés du matériau massif, et que celles-ci dépendent fortement du procédé utilisé.

2.2.2. Les coefficients thermo-optique β et élasto-optiques p_{11} et p_{12}

Ces coefficients décrivent la modification de l'indice de réfraction d'un matériau sous l'effet d'une sollicitation extérieure de nature thermique ou mécanique. Comme précédemment, les effets de ces coefficients sur les variations de l'indice de réfraction sont très fins et d'une mesure délicate. Diverses méthodes ont pu être identifiées, généralement utilisées sur des matériaux massifs (notamment pour la détermination de β) mais rarement pour des couches minces optiques.

Tan [30] utilise une méthode interférométrique permettant d'évaluer de manière précise la valeur de l'indice de réfraction d'un verre de silice, et d'en déduire ainsi une valeur de β . Cette méthode est la plus simple puisqu'elle consiste en une mesure directe, pour différentes températures, de la valeur de l'indice de réfraction. Elle n'est applicable par contre que sur des matériaux massifs, où seul intervient le paramètre intrinsèque au matériau, c'est-à-dire le coefficient β . Une méthode similaire consiste à mesurer l'angle de déviation minimale d'un prisme pour différentes températures afin de connaître la variation $n(T)$. La précision toutefois obtenue est limitée (quelques 10^{-5} à 10^{-4} pour la précision obtenue sur la valeur de l'indice de réfraction).

Une autre méthode interférométrique a été utilisée sur des cristaux (de ZnS, CaF₂, et Ge) par J. Mangin et P. Strimer [31]. Elle combine deux interféromètres, un interféromètre de Mach-Zender, et un autre de Fizeau.

L'avantage de la mesure est qu'elle mesure simultanément la longueur (et sa variation) du matériau, ainsi que la longueur optique (et sa variation). Elle permet ainsi d'accéder à la fois au coefficient d'expansion thermique, et au coefficient thermo-optique. La précision obtenue est de quelques $10^{-7}/^{\circ}\text{C}$. La dimension des échantillons mesurés est $7*7*10$ mm, et les températures considérées vont de 20°C à 100°C . Cette méthode, appliquée toutefois sur des systèmes cristallins, nous montre une fois encore que des mesures interférométriques semblent plus adaptées à notre problème.

Quelques auteurs se sont plus particulièrement intéressés à la détermination des variations globales de l'indice de réfraction de couches minces. Pour cela, Inci [32] a étudié la variation du spectre de transmission et de réflexion d'une fibre optique multimode à l'extrémité de laquelle était déposée une couche mince (méthode analogue à celle considérée pour mesurer le coefficient d'expansion thermique décrite dans le paragraphe 2.2.1). Cheng [33] a utilisé quant à lui un interféromètre de Mach-Zehnder pour étudier plus spécifiquement les effets des contraintes thermiques sur les variations globales de l'indice de réfraction d'une couche de pentoxyde de tantale.

Concernant les coefficients élasto-optiques p_{11} et p_{12} , nous n'avons pas identifié de méthodes permettant de les mesurer sur des couches minces. Benassi [34] a effectué des mesures des différents coefficients du tenseur élasto-optique pour des verres en s'intéressant aux pics d'intensité de diffraction. On peut également citer Etchegoin [35] qui a réalisé une évaluation des coefficients p_{11} et p_{12} du pentoxyde de tantale en ayant recours à la diffraction de Bragg par le réseau d'indice dynamique associé à une onde acoustique de surface. De manière à éviter de passer à côté de méthodes pertinentes, nous avons étendu notre recherche de publications à la mesure des coefficients du tenseur piézo-optique [36], car leurs effets sont similaires en grandeur à ceux du tenseur élasto-optique, mais nous n'avons pas identifié de méthodes nouvelles attractives.

2.3. Quelques ordres de grandeur

Afin de fixer les ordres de grandeur des modifications d'indice et d'épaisseur que nous avons à considérer, nous avons regroupé dans le tableau ci-après les résultats des calculs effectués pour une couche unique déposée sur un substrat. On considère le cas de couches de silice SiO_2 et de pentoxyde de tantale Ta_2O_5 déposées sur des substrats de silice ou de BK7. La contrainte thermique est fixée à 50°C , l'épaisseur nominale de la couche valant $1 \mu\text{m}$.

On remarque que selon la dilatation différentielle de la couche par rapport au substrat (étirement ou contraction de la couche), sa variation d'épaisseur résultante peut-être positive ou négative.

Substrat	Matériau de couches minces	
	Silice SiO ₂	Pentoxyde de tantale Ta ₂ O ₅
	$\alpha_c = 5,5 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$ $\nu_c = 0,17$ $\beta_c = 6,9 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ $p_{11} = 0,121$ $p_{12} = 0,270$	$\alpha_c = 24,2 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$ $\nu_c = 0,23$ $\beta_c = 2,3 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ $p_{11} = 0,068$ $p_{12} = 0,164$
Silice ($\alpha_s = 5,5 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$)	$\Delta e_c = 27,5 \text{ pm}$ $\Delta n_c/n_c = 3,450 \cdot 10^{-4}$	$\Delta e_c = 177 \text{ pm}$ $\Delta n_c/n_c = 1,148 \cdot 10^{-4}$
BK7 ($\alpha_s = 71 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$)	$\Delta e_c = -107 \text{ pm}$ $\Delta n_c/n_c = 2,485 \cdot 10^{-4}$	$\Delta e_c = -19 \text{ pm}$ $\Delta n_c/n_c = 1,155 \cdot 10^{-4}$

Tableau 1: Ordres de grandeurs des variations de n et e pour deux types de couches, considérées sur deux substrats différents.

Ainsi, les valeurs que nous souhaitons mesurer sont de l'ordre de quelques dizaines de picomètres pour la variation d'épaisseur et de quelques 10^{-4} pour la variation de l'indice de réfraction.

Nous recherchons une méthode optique permettant de mesurer ces variations avec une bonne précision. Cependant, comme nous l'avons vu, l'indice et l'épaisseur du substrat varient également sous sollicitation, et la méthode visant à caractériser la couche seule doit s'affranchir des variations induites par le substrat. Pour cela, nous allons être amenés à étudier des structures différentielles comme illustré en Figure 10. Une telle configuration nous permet de mesurer l'effet de la contrainte sur l'ensemble substrat/couche, et sur le substrat seul, afin de pouvoir tenir compte par la suite de la contribution de ce dernier.

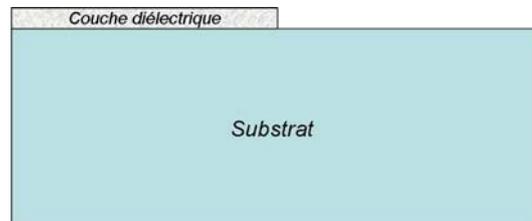


Figure 10 : Structure en configuration différentielle.

Si nous examinons maintenant les variations du facteur de réflexion pour la structure représentée en Figure 10, ceci pour les matériaux que nous avons considérés précédemment, nous obtenons les courbes données par la Figure 11.

Nous avons considéré pour cela une couche de silice ou de pentoxyde de tantale de 1 μm d'épaisseur, déposée sur un substrat de BK7.

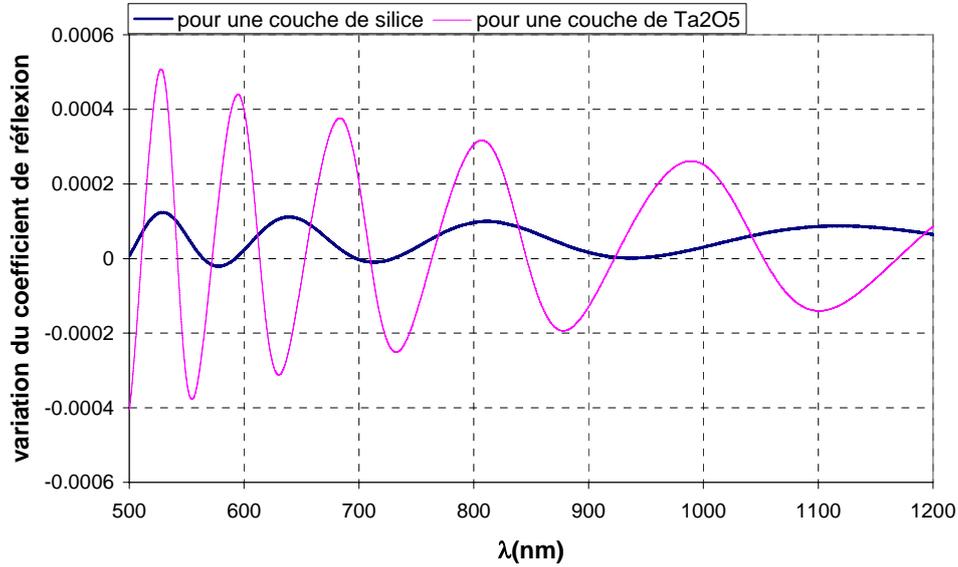


Figure 11 : Variation du coefficient de réflexion d'une structure substrat-couche sollicitée thermiquement (de 50°C).

Nous n'avons pas représenté sur la Figure 11 les variations du facteur de réflexion de la partie droite de la structure, zone où la couche est absente. En effet, cette partie comprend uniquement un substrat et de l'air, le coefficient de réflexion vaut donc :

$$R_{droite} = \left(\frac{n_s - n_0}{n_s + n_0} \right)^2 \quad (16)$$

où n_0 est l'indice du superstrat (ici de l'air). La variation du facteur de réflexion de cette partie est donc :

$$\Delta R_{droite} = \frac{4R_{droite}}{n_s^2 - n_0^2} \left(n_0 \int_{\Delta T} \frac{\partial n_s}{\partial T} dT - n_s \int_{\Delta T} \frac{\partial n_0}{\partial T} dT \right) \quad (17)$$

En considérant les dépendances constantes des indices de réfractons avec la température sur le domaine de température considérée, on a alors :

$$\Delta R_{droite} = \frac{4R_{droite}}{n_s^2 - n_0^2} (n_0 \Delta n_s - n_s \Delta n_0) \quad (18)$$

Cette quantité est quasi-constante en fonction de la longueur d'onde et vaut dans notre cas $2 \cdot 10^{-5}$.

Ces variations sont bien trop faibles pour être accessibles par une seule mesure photométrique. On notera par ailleurs que la détermination d'indice et

d'épaisseur d'une couche mince à partir des mesures spectrophotométriques en réflexion et en transmission donne des précisions de l'ordre de 0,01 et de 1 nm respectivement sur l'indice et l'épaisseur de la couche, et donc bien loin de la précision recherchée ici.

Il nous faut donc définir une structure présentant une sensibilité particulièrement élevée vis-à-vis de ces paramètres et l'idée vient assez rapidement d'utiliser un montage de type Fabry-Perot, la couche devant manifester sa présence directement au niveau de la cavité résonante.

2.4.Principe de structures sensibles aux variations de n et de e

2.4.1. L'interféromètre de Fabry-Perot : concepts généraux

Mis au point par Charles Fabry (1867-1945) et Alfred Perot (1863-1925) en 1897, l'interféromètre de Fabry-Perot est un interféromètre à ondes multiples. Il est constitué par deux miroirs plans et parallèles, partiellement réfléchissants, et séparés par une cavité d'épaisseur e_{FP} et d'indice de réfraction n_{FP} . Il agit comme un filtre passe-bande centré sur une longueur d'onde λ_{FP} pour laquelle la transmission du filtre est maximale.

Un faisceau incident polychromatique pénétrant dans la cavité y subit une multitude de réflexions sur les faces des deux miroirs. Les faisceaux partiellement transmis à chaque aller-retour dans la cavité interfèrent alors constructivement ou destructivement selon la longueur d'onde. Lorsqu'il y a interférence constructive, la transmission est maximale, et la cavité est alors résonante pour ces longueurs d'onde λ_p .

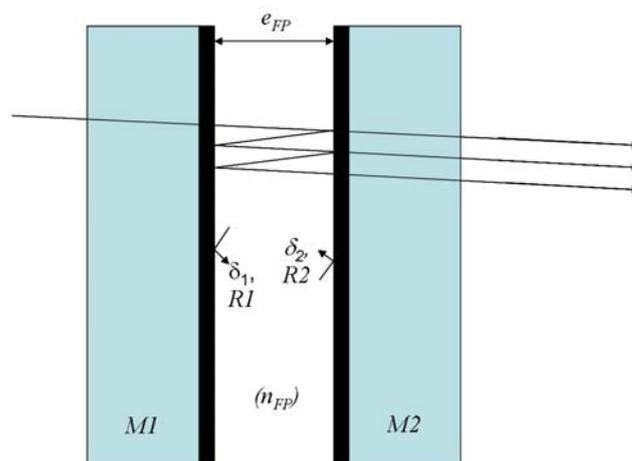


Figure 12: Schéma d'une structure Fabry-Perot et notations utilisées.

Nous ne considérerons par la suite que des miroirs identiques, hypothèse qui semble raisonnable expérimentalement puisque nous envisageons de déposer les miroirs en même temps, et ce sur des lames identiques. Les coefficients en

réflexion et en transmission des miroirs sont donc identiques. Nous les désignons par $R_1 = R_2 = R$ et $T_1 = T_2 = T$. Il en est de même pour les déphasages à la réflexion, notés $\delta_1 = \delta_2 = \delta$.

La transmission T_{FP} de l'interféromètre éclairé en incidence normale par une onde monochromatique de longueur d'onde λ peut se mettre sous la forme suivante [5, 37] :

$$T_{FP} = \frac{T_M}{1 + m \sin^2 \phi} \quad (19)$$

où

$$\begin{aligned} T_M &= \frac{T^2}{(1-R)^2} \\ m &= \frac{4R}{(1-R)^2} \\ \phi &= \frac{2\pi}{\lambda} n_{FP} e_{FP} - \delta \end{aligned} \quad (20)$$

D'après la relation (19), les longueurs d'onde λ_p correspondant à la résonance de la cavité de Fabry-Perot sont données par :

$$\phi = 0[\pi] \quad (21)$$

soit :

$$\lambda_p = \frac{2n_{FP}e_{FP}}{p + \frac{\delta}{\pi}} \quad (22)$$

où p désigne un entier naturel.

Pour ces longueurs d'onde λ_p , la transmission de l'interféromètre est maximale et vaut T_M .

La transmission minimale atteinte entre deux pics de résonance est donnée quant à elle par :

$$T_{\min} = \frac{T_M}{1 + m} = \frac{T^2}{(1 + R)^2} \quad (23)$$

La réponse spectrale d'un Fabry-Perot est ainsi constituée par un peigne de longueurs d'onde de résonance pour lesquelles la transmission est maximale, égale à 1 en l'absence d'absorption, comme illustrée en Figure 13.

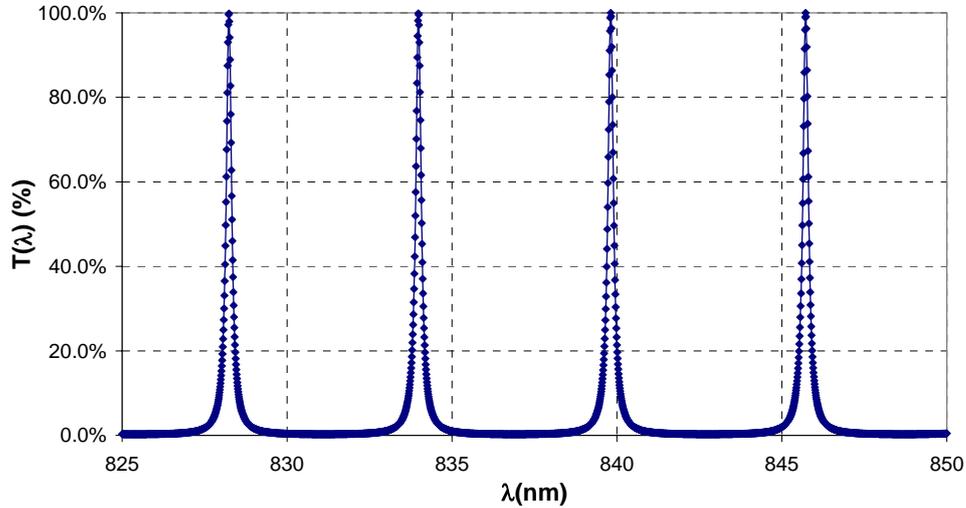


Figure 13: Exemple de profil spectral d'une cavité Fabry-Perot (avec miroirs non absorbants).

Généralement, on caractérise une cavité de Fabry-Perot par sa finesse F définie par :

$$F = \frac{ISL}{(\Delta\lambda)_{pic}} \quad (24)$$

où ISL désigne l'Intervalle Spectral Libre entre deux maxima de transmission consécutifs, et $(\Delta\lambda)_{pic}$ la largeur à mi-hauteur d'un pic de transmission. Dans le cas où $T_{min} \approx 0$, la finesse de l'interféromètre ne dépend que de la réflectivité des miroirs de cavité et vaut $\frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$.

Afin de visualiser l'influence des propriétés des miroirs sur la réponse spectrale d'un Fabry-Perot, considérons une cavité d'épaisseur $e_{FP} = 60 \mu\text{m}$ constituée par de l'air ($n_{FP} = 1$), séparant deux miroirs métalliques identiques en argent. Comparons la réponse spectrale d'une telle cavité Fabry-Perot dans le cas d'un miroir absorbant ou non.

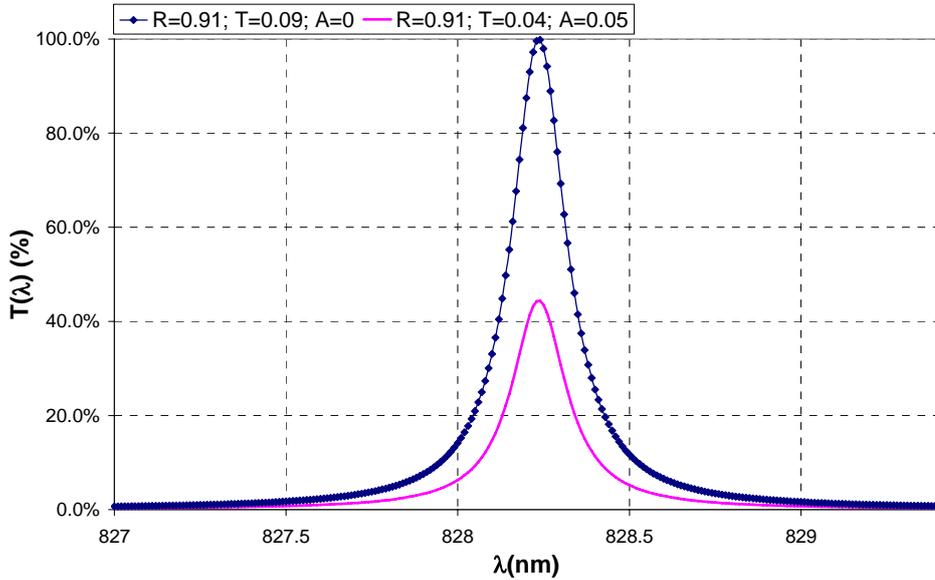


Figure 14 : Influence des propriétés des miroirs sur la transmission de l'interféromètre. Dans un cas, l'absorption est nulle, dans l'autre nous avons simulé une absorption de 5%.

Ainsi, la transmission maximale d'une cavité Fabry-Perot dépend fortement de l'absorption présente dans les miroirs. Dans le cas de miroirs métalliques, il nous faudra donc prêter attention à la valeur de l'absorption en fonction de l'épaisseur déposée, cette épaisseur conditionnant en même temps la réflectivité du miroir et donc la finesse de l'interféromètre.

2.4.2. Intérêt de l'interféromètre de Fabry-Perot pour l'extraction des coefficients

En différenciant la relation (22), et en considérant les deux miroirs identiques ($\delta_1=\delta_2$) on obtient :

$$\frac{\Delta\lambda_p}{\lambda_p} = \frac{\Delta(n_{FP}e_{FP})}{n_{FP}e_{FP}} + \frac{\Delta(p + \frac{\delta}{\pi})}{p + \frac{\delta}{\pi}} = \frac{\Delta(n_{FP}e_{FP})}{n_{FP}e_{FP}} + \frac{\Delta(\delta)}{p + \frac{\delta}{\pi}} \quad (25)$$

Toute modification sur l'épaisseur optique de la cavité se traduit donc par un décentrage des longueurs d'onde de résonance. Le même phénomène existe sur une couche mince optique qui peut être vu comme un Fabry-Perot peu résonant. L'intérêt de l'interféromètre de Fabry-Perot réside dans le fort contraste qui peut exister dans le profil de transmission et qui rend tout décentrage spectral bien plus facilement détectable que sur une monocouche.

L'idée consiste donc à déposer la couche à étudier dans une cavité Fabry-Perot constituée par deux miroirs. Cette couche peut être placée dans la cavité, auquel cas elle intervient dans le décalage spectral de la longueur d'onde de résonance

par le biais de son épaisseur et de son indice (et de leurs variations). Elle peut également être placée juste sous les miroirs, auquel cas elle intervient essentiellement par sa seule épaisseur mécanique, l'influence de son indice étant négligeable. Le recours à une structure d'épreuve de type Fabry-Perot permet donc à la fois d'augmenter la sensibilité de mesure, ce qui est primordial ici compte tenu des faibles effets que l'on veut détecter, et de séparer la modification d'épaisseur de la couche de sa modification d'indice.

2.4.2.1. Sensibilité d'un Fabry-Perot aux coefficients thermo-mécaniques : première structure d'épreuve

Le principe que nous souhaitons développer est de rendre sensible l'épaisseur mécanique de la cavité du Fabry-Perot à la seule variation de l'épaisseur mécanique de la couche lorsque l'ensemble de la structure est sollicitée thermiquement. Ainsi, le décalage relatif en longueur d'onde devrait permettre de remonter à la variation de l'épaisseur mécanique de la couche. Considérons une cavité Fabry-Perot présentant deux voies qui se différencient uniquement par le fait qu'une des voies traverse la couche que nous souhaitons étudier (nous retrouvons ici les structures en configuration différentielle décrites précédemment). La comparaison du décalage relatif en longueur d'onde, lorsque l'ensemble de la structure est sollicitée thermiquement, nous donne alors une information sur la variation de l'épaisseur différentielle de la cavité, due essentiellement à la variation d'épaisseur de la couche étudiée.

Nous schématisons la structure comme suit, avec les notations suivantes :

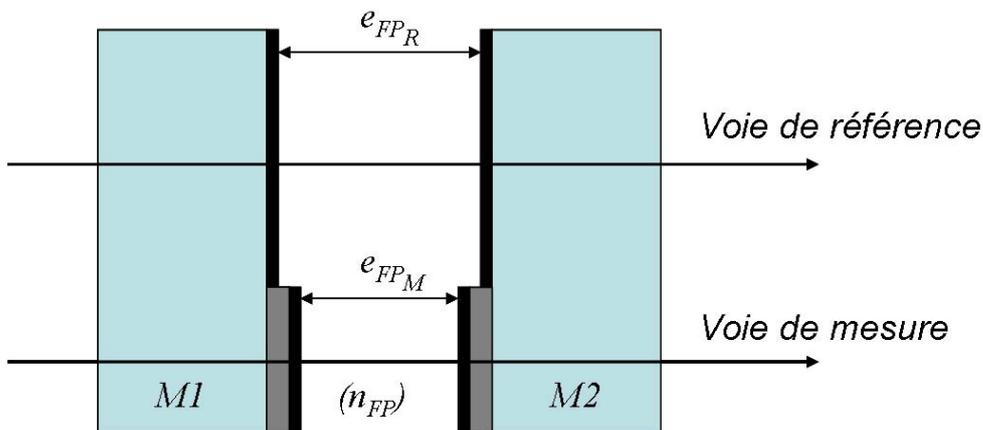


Figure 15: Configuration thermo-mécanique de la structure Fabry-Perot. La structure présente deux voies, notée V_R pour la voie de référence et V_M pour la voie de mesure (voie sur laquelle le plot diélectrique d'épaisseur e_c a été déposé sur un diamètre Φ_c).

Afin de faire intervenir le moins de paramètres extérieurs, et ainsi le moins de perturbations différentes lorsqu'on sollicite thermiquement une telle structure, les miroirs sont constitués par un simple dépôt métallique. La réalisation d'une telle structure consiste donc, sur deux substrats identiques, à déposer la couche

diélectrique au travers d'un masque, de façon à épargner la partie servant de référence, puis à métalliser la totalité de la surface.

Pour chacune des voies on peut écrire la relation différentielle suivante :

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{R,M} = \left(\frac{\Delta n_{FP}}{n_{FP}}\right)_{R,M} + \left(\frac{\Delta e_{FP}}{e_{FP}}\right)_{R,M} + \left(\frac{\Delta(\delta)}{p\pi + \delta}\right)_{R,M} \quad (26)$$

De plus, on a la relation suivante liant les épaisseurs mécaniques de cavité sur les deux voies :

$$\begin{aligned} e_{FP_M} &= e_{FP_R} - 2e_c \\ \Delta e_{FP_M} &= \Delta e_{FP_R} - 2\Delta e_c \end{aligned} \quad (27)$$

En comparant les décalages relatifs sur chacune des voies, une information va être alors mesurable : la variation de l'épaisseur mécanique de la couche. En effet, en combinant les équations (26) pour les voies V_M et V_R , ainsi que l'équation (27), on peut alors écrire :

$$\Delta e_c = e_c \left(\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_R - \frac{\Delta n_{FP}}{n_{FP}} \right) + \frac{e_{FP_M}}{2} \left(\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_R - \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_M \right) + \varepsilon(\delta_R, \delta_M) \quad (28)$$

avec :

$$\varepsilon(\delta_R, \delta_M) = \frac{e_{FP_M}}{2} \frac{\Delta\delta_M}{p_M\pi + \delta_M} - \frac{e_{FP_R}}{2} \frac{\Delta\delta_R}{p_R\pi + \delta_R} \quad (29)$$

Comme nous le montrerons dans le chapitre suivant dédié à une étude optique détaillée de cette structure, le dernier terme $\varepsilon(\delta_R, \delta_M)$, qui dépend d'une différence relative entre les déphasages à la réflexion sur chacune des voies, corrigé par l'épaisseur mécanique des cavités, est négligeable par rapport aux autres quantités. On peut toutefois approcher intuitivement ce résultat, puisque les voies de référence et de mesure ne diffèrent en fait que par la présence d'une couche diélectrique de faible épaisseur (typiquement 1 μm).

Sous réserve de pouvoir estimer la variation relative de l'indice n_{FP} de la cavité, e_{FPM} étant mesurable par la mesure de l'ISL sur la voie de mesure, la relation (28) permet d'estimer la valeur de la variation de l'épaisseur mécanique de la couche. Le chapitre dédié à l'étude optique sur une structure telle que celle représentée en Figure 15 montrera la sensibilité et la précision de l'extraction de la variation d'épaisseur mécanique de cette couche par rapport à l'évolution et la connaissance des autres paramètres intervenant lorsqu'on sollicite thermiquement la structure.

2.4.2.2. Adaptation de la structure à une sensibilité thermo-optique

La méthode présentée précédemment nous montre que la structure thermo-mécanique permet bien d'obtenir une sensibilité à la variation de l'épaisseur

mécanique de la couche. Nous avons vu également qu'une couche déposée sur un substrat et sollicitée thermiquement voit son indice et son épaisseur modifiés selon (12) et (13). Considérons une structure Fabry-Perot similaire à la précédente, si ce n'est que la couche diélectrique est cette fois déposée sur les miroirs métalliques, à l'intérieur même de la cavité. Cette fois, la couche va se manifester au travers de l'évolution de son épaisseur optique, c'est-à-dire de ses évolutions communes d'indice et d'épaisseur. Les variations d'épaisseur étant caractérisées à l'aide de la structure précédente, on devrait pouvoir extraire de cette nouvelle structure la variation d'indice de la couche.

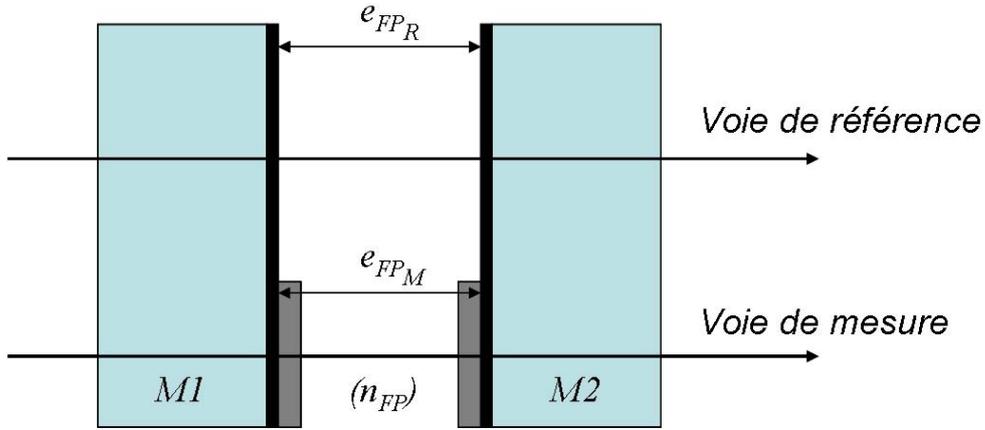


Figure 16: Configuration thermo-optique de la structure Fabry-Perot.

En effet, l'épaisseur de la cavité de mesure en fonction de l'épaisseur de cavité de la voie de référence s'écrit :

$$(ne)_{FP_M} = (2n_c e_c) + n_{FP}(e_{FP_R} - 2e_c) \quad (30)$$

En différenciant les décalages relatifs sur chacune des voies, on peut exprimer la variation de l'indice de réfraction de la couche :

$$\Delta n_c = \Delta n_{FP_R} - \frac{\Delta e_c}{e_c} (n_c - n_{FP_R}) - \frac{(ne)_{FP_R}}{2e_c} \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_R + \frac{(ne)_{FP_M}}{2e_c} \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_M + \varepsilon(\delta_R, \delta_M) \quad (31)$$

avec :

$$\varepsilon(\delta_R, \delta_M) = \frac{1}{2e_c} \left(\frac{(ne)_{FP_M} \Delta(\delta_M)}{p_M \pi + \delta_M} - \frac{(ne)_{FP_R} \Delta(\delta_R)}{p_R \pi + \delta_R} \right) \quad (32)$$

Avec ces deux configurations, nous voyons qu'il est donc possible d'accéder séparément aux variations de l'épaisseur mécanique et de l'indice de réfraction d'une couche mince. La première configuration (thermo-mécanique) permet d'évaluer la variation relative de l'épaisseur. La seconde (thermo-optique), nécessitant de connaître cette variation d'épaisseur, permet, elle, d'estimer la variation relative de l'indice de réfraction de la couche.

Cependant, si le principe paraît simple, nous avons identifié différents problèmes susceptibles de fausser l'estimation des paramètres de la couche lors d'une sollicitation thermique de notre structure d'épreuve. En effet, lorsqu'on sollicite thermiquement l'une ou l'autre des structures, il se produit une variation de tous les paramètres optiques qui interviennent dans la structure, mais également une déformation mécanique globale de cette structure qu'il est nécessaire de prendre en compte.

2.4.3. Introduction aux problèmes optiques

En considérant une structure Fabry-Perot sollicitée thermiquement, les paramètres suivant vont être modifiés :

- les indices de réfraction n_s du substrat, n_m de la couche de métal et n_c de la couche diélectrique selon les équations (11) et (13), mais aussi l'indice de réfraction n_{FP} de la cavité.
- les épaisseurs mécaniques du substrat, et donc des couches, en application des relations (10) et (12).

Pour simuler le comportement d'un Fabry-Perot sollicité thermiquement, nous devons calculer à chaque longueur d'onde, les nouvelles propriétés optiques des miroirs où les indices et les épaisseurs sont calculées à la température $T_2 = T_1 + \Delta T$.

2.4.4. Introduction aux problèmes mécaniques

Ces problèmes mécaniques viennent essentiellement des déformations induites par l'évolution des contraintes mécaniques existant à l'intérieur des couches par suite de la dilatation différentielle des différents matériaux en fonction de la température. Ces phénomènes ont donné lieu à de nombreuses études [29, 38-40]. Plusieurs formules analytiques de ces différentes contraintes ont été proposées dans des cas bien définis, l'écart entre ces formules et les mesures pouvant être important lorsqu'on s'écarte des cas étudiés [41]. Ainsi, la formule de Stoney [42] permet de calculer analytiquement la courbure d'une structure simple substrat/couche, lorsqu'une contrainte thermique ΔT lui est appliquée.

2.4.4.1. Les contraintes dans les couches minces

D'une manière générale, les contraintes dans une couche mince peuvent être décomposées en 3 termes [43] :

- une origine intrinsèque σ_i qui correspond à la contrainte apparaissant lors de la formation de la couche sur le substrat. Elle dépend de la vitesse de dépôt, car elle est due au réarrangement des atomes sur le substrat qui cherchent à se trouver dans un état stable, et qui n'est pas forcément celui dans lequel ils se trouvent lorsqu'ils sont déposés.
- une origine extrinsèque σ_e correspondant à l'adsorption d'impuretés à la surface de la couche (eau, oxygène). Cette contrainte apparaît souvent lors de la mise à l'air libre de la couche.

- une origine thermique σ_{th} qui correspond aux contraintes apparaissant lorsque la couche se trouve à une température différente (ambiante par exemple) de celle à laquelle elle a été réalisée. Elle apparaît lorsque les couches déposées et le substrat ne possèdent pas le même coefficient de dilatation thermique α .

On a donc :

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_{th} + \sigma_i \quad (33)$$

Stoney a ainsi pu établir une relation analytique liant la courbure du substrat soumis à une contrainte σ , pour aboutir finalement à l'équation de Stoney modifiée [44]:

$$\sigma = \frac{Y_s e_s^2 \delta}{3(1-\nu_s)R^2 e_c} \quad (34)$$

où Y_s désigne le module d'Young du substrat supposé cylindrique, e_s son épaisseur, R son rayon, ν_s son coefficient de Poisson, δ la flèche enregistrée sur l'axe de la structure et e_c l'épaisseur de la couche.

Les contraintes thermiques, elles, s'expriment par :

$$\sigma_{th} = \frac{Y_c}{1-\nu_c} \int_{T_1}^{T_2} (\alpha_s - \alpha_c) dT \quad (35)$$

où Y_c désigne cette-fois le module d'Young de la couche, ν_c son coefficient de Poisson, et α_c (respectivement α_s) le coefficient de dilatation thermique de la couche (respectivement du substrat).

Ainsi, lorsqu'une de nos structures d'épreuve va être sollicitée thermiquement, ces contraintes thermiques vont se manifester et déformer la structure localement, puisque la couche diélectrique n'est pas présente sur toute la surface. Dans le cas d'une couche mince déposée sur la totalité de la surface du substrat, les relations (34) et (35) permettent d'exprimer la flèche de courbure moyenne de l'ensemble substrat-couche :

$$\delta_{th} = R^2 3 \frac{e_c}{e_s^2} \frac{1-\nu_s}{Y_s} \frac{Y_c}{1-\nu_c} \int_{T_1}^{T_2} (\alpha_s - \alpha_c) dT \quad (36)$$

Cette relation montre sans que cela constitue une réelle surprise qu'il nous faut utiliser les substrats les plus épais possibles, si nous souhaitons minimiser les déformations thermiques induites sur une notre structure substrat/couche.

Ainsi, dans un domaine de température pour lequel les coefficients d'expansion thermique des matériaux sont supposés constants, nous pouvons écrire :

$$\delta_{th} = R^2 3 \frac{e_c}{e_s^2} \frac{1-\nu_s}{Y_s} \frac{Y_c}{1-\nu_c} (\alpha_s - \alpha_c) (T_2 - T_1) \quad (37)$$

Selon le signe de $(\alpha_s - \alpha_c)$, deux cas peuvent se présenter :

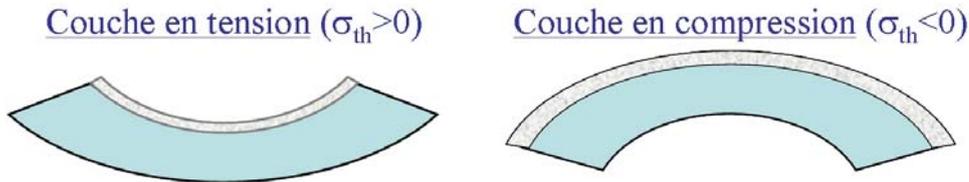


Figure 17 : Déformations d'une structure substrat/couche due aux contraintes thermiques en fonction de l'écart entre les coefficients d'expansion thermique du substrat et de la couche.

Pour nous donner un ordre de grandeur de ces déformations thermiques, considérons toujours une simple structure substrat/monocouche. Pour la couche mince, nous prendrons une épaisseur de 1 μm de silice, déposée sur un rayon de 12,5 mm à la surface d'un substrat de BK7, d'épaisseur 2 mm. La sollicitation thermique sera fixée à 50°C.

On obtient alors une flèche au centre δ_{th} de 33 nm. Cela signifie donc que, pour les matériaux pris en compte, la couche se contracte de 107 pm (voir Tableau 1) mais qu'à celle-ci vient se superposer une flèche de 33 nm entre le centre et le bord du substrat.

2.4.4.2. Conséquences sur les structures Fabry-Perot

Dans la description préliminaire que nous venons de réaliser, la présence de contraintes dans les couches et les déformations qui en résultent vont modifier les épaisseurs de cavité d'une façon beaucoup plus importante que celle associée à la seule variation d'épaisseur des couches données en (10) et (12). Ainsi, en comparant les épaisseurs de cavité, et leurs variations, mesurées sur la voie de référence et la voie de mesure de notre structure d'épreuve Fabry-Perot, il est certain que nous ne pourrions pas en déduire de manière fiable la variation de l'épaisseur mécanique de la couche déposée. En effet, nous avons vu dans le paragraphe précédent que la flèche entre bord et centre introduite par une sollicitation thermique d'une structure simple pouvait être de quelques dizaines de nanomètres, alors que la variation intrinsèque d'épaisseur de la couche n'excède pas la centaine de picomètres.

Imaginons qu'une couche mince déposée partiellement sur un substrat (c'est-à-dire au centre de celui-ci), le déforme de la même manière que si elle était déposée sur la totalité de sa surface. Notre structure d'épreuve se déformerait alors de la manière suivante (en exagérant volontairement les déformations pour qu'elles deviennent perceptibles) :

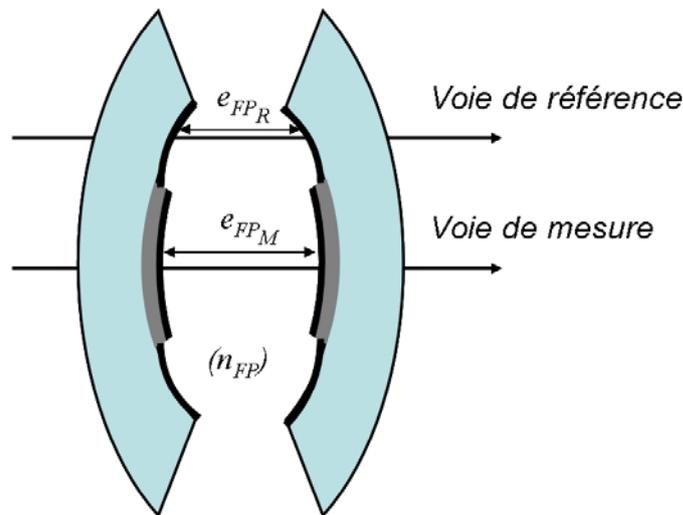


Figure 18 : Déformation thermique schématisée d'une structure Fabry-Perot.

Nous concevons bien que la mesure des épaisseurs de cavité sur les deux voies, avant et après sollicitation, ne permet pas d'en déduire la valeur de la variation de l'épaisseur mécanique de la couche centrale. Nous devons par conséquent nous intéresser en détail aux déformations mécaniques de nos structures d'épreuves, lorsque nous allons les solliciter thermiquement, afin de quantifier l'erreur apportée par la déformation des surfaces des matériaux dues aux contraintes thermiques.

2.4.4.3. Nécessité d'une méthode par éléments finis

Nous avons vu que, dans le cas simple d'une couche mince déposée sur un substrat, la relation de Stoney (36) permet de calculer analytiquement la déformée de la surface de la couche mince, en fonction de la distance r au centre. Pour que cette équation soit valable, il faut toutefois se placer dans les hypothèses suivantes (adoptées par Stoney) :

- On suppose une distribution biaxiale, plane et isotrope des contraintes
- Les matériaux suivent la mécanique des milieux continus, élastiques, et homogènes
- Les propriétés élastiques des matériaux sont supposées isotropes
- La couche est déposée sur la totalité de la surface du substrat, et son adhérence est supposée parfaite
- L'épaisseur de la couche est très inférieure à l'épaisseur du substrat

Pour satisfaire à la première hypothèse, nous pouvons envisager de modifier la configuration différentielle des structures en plaçant la couche diélectrique au centre du substrat (grâce à l'utilisation d'un masque approprié au moment du dépôt). Ainsi, dans les structures d'épreuves que nous envisageons, l'ensemble

des hypothèses serait alors rempli, excepté celle qui affirme que la couche est déposée sur la totalité de la surface du substrat. En effet, comme nous l'avons présenté précédemment, notre idée est de disposer d'une voie de mesure se différenciant de la voie de référence par la présence de la couche diélectrique, et ceci sur le même substrat. L'équation de Stoney modifiée (36) ne permet pas de calculer, tout au moins à la précision que nous recherchons, les déformées précises. C'est pourquoi nous devons envisager de réaliser notre étude détaillée en 2 axes.

Le premier consiste en une **analyse uniquement optique** du problème, en omettant les déformations mécaniques globales dues à la sollicitation thermique. L'objectif de cette analyse est de montrer que, sous réserve que les variations des épaisseurs de cavité de la voie de référence et de mesure suivent une loi de dilatation « classique » des couches et du substrat, l'extraction de la dilatation de la couche centrale est envisageable. Nous détaillerons la méthode qui permet, à partir de la mesure de cette variation de l'épaisseur mécanique de la couche, d'en déduire précisément la valeur des paramètres thermo-mécaniques de la couche mince, à savoir son coefficient d'expansion thermique α_c et son coefficient de Poisson ν_c , ceci en prenant en compte les variations que nous avons présentées en (2.4.3), mais aussi en introduisant les effets d'un parallélisme imparfait des deux lames, de la présence de bruit de mesure sur les appareils nous permettant de mesurer les décalages relatifs en longueur d'onde. Cette première étude doit nous amener à déterminer la stratégie de mesure que nous allons développer, ainsi que les précisions des appareils dont nous devons disposer.

Le second axe sera, lui, **purement mécanique**. Il consistera à analyser et évaluer les déformations globales dues à la sollicitation thermique d'une structure canonique d'épreuve. Pour cela, nous utiliserons la méthode des éléments finis (que nous appellerons par la suite *FEM*, pour *Finite Element Method*). Nous présenterons brièvement cette méthode dans le chapitre dédié à l'étude des déformations thermiques. L'objectif de cette étude est de concevoir une ou un ensemble de méthodes, qui permettront de s'affranchir des problèmes de déformation et de pouvoir traiter les données selon la méthode définie précédemment, lorsque nous mesurerons les décalages relatifs en longueur d'onde, afin d'extraire une valeur précise de la dilatation de la couche mince diélectrique centrale déposée sur un substrat donné.

2.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons détaillé le calcul de l'évolution de l'indice de réfraction n et de l'épaisseur e d'une monocouche soumise à une sollicitation thermique ou mécanique. Nous avons vu que l'étude de cette évolution fait intervenir des paramètres intrinsèques à la monocouche, à savoir les paramètres thermo-mécaniques et thermo-optiques (dans le cas de la sollicitation thermique). Une étude des différentes méthodes déjà appliquée pour mesurer ces paramètres

fut présentée, afin de rendre compte notamment de l'absence ou de la difficulté de connaissances précises dans le cas des couches minces.

Nous avons ensuite envisagé une méthode basée sur un interféromètre Fabry-Perot pour extraire les paramètres thermo-mécaniques d'une couche mince. Au vu des ordres de grandeur auxquels nous devons nous intéresser, nous avons ensuite isolé différentes sources d'erreurs d'origine optique ou mécanique faussant l'extraction des paramètres à partir de mesures expérimentales. Il est ainsi nécessaire d'effectuer deux études, l'une optique, que nous allons réaliser sur le logiciel LABVIEW, et l'autre mécanique à l'aide de la méthode des éléments finis.

Chapitre 3.

Etude optique détaillée pour l'extraction des coefficients thermo-mécaniques

3.1.	Principe de la méthode	44
3.2.	La structure Fabry-Perot	45
3.3.	Simulations avec prise en compte des erreurs et du bruit de mesure	56
3.4.	Annulation de la contribution thermo-optique	59
3.5.	Autres sources d'erreurs affectant l'extraction des coefficients	60
3.6.	Conclusion sur les moyens expérimentaux nécessaires à une extraction précise des coefficients	71

Ce chapitre est consacré à une étude optique détaillée du comportement optique d'une cavité Fabry-Perot, lorsqu'elle se trouve soumise à une sollicitation purement thermique.

L'objectif de cette étude est d'aboutir à la définition d'une stratégie de mesure efficace, et au choix des moyens expérimentaux nécessaires à la mesure expérimentale des coefficients thermo-mécaniques d'une couche mince, à savoir le coefficient de Poisson ν et le coefficient de dilatation thermique α .

3.1.Principe de la méthode

Lorsqu'une couche mince déposée sur un substrat est soumise à une sollicitation thermique ΔT , nous avons vu que la variation relative de son épaisseur mécanique est donnée par :

$$\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = \alpha_c - \frac{2\nu_c}{1-\nu_c}(\alpha_s - \alpha_c) \quad (38)$$

La couche intervient au travers des deux paramètres que l'on cherche à déterminer dans ce chapitre, à savoir α_c et ν_c .

Nous avons donc une relation affine entre la variation relative de la dilatation de la couche et le coefficient d'expansion thermique du substrat α_s . En considérant ainsi plusieurs substrats de coefficients α_s différents et en évaluant la variation relative de la dilatation de la couche, la détermination de la pente et de l'ordonnée à l'origine de la droite $\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = f(\alpha_s)$ permettent de remonter aux coefficients thermo-mécaniques de la couche mince considérée.

Si nous prenons par exemple le cas d'une couche mince de silice de $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur possédant les propriétés du matériau massif ($\alpha_c = 5,5 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$ et $\nu_c = 0,17$), et déposée sur des substrats dont les coefficients d'expansion thermique sont donnés dans le tableau ci-après, la relation $\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = f(\alpha_s)$ se présente alors sous la forme suivante :

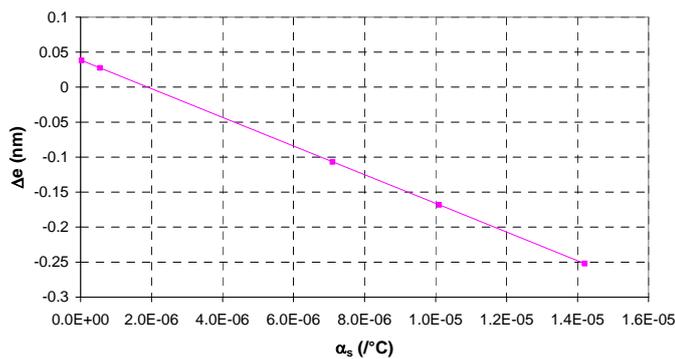


Figure 19: Evolution relative de la dilatation d'une couche de silice en fonction de α_s .

Substrat	α_s ($^\circ\text{C}$)
ULE	$3 \cdot 10^{-8}$
Silice	$5,5 \cdot 10^{-7}$
BK7	$71 \cdot 10^{-7}$
SK51	$101 \cdot 10^{-7}$
S-FPL53	$142 \cdot 10^{-7}$

Tableau 2: Propriétés des substrats considérés.

En identifiant les valeurs de la pente a et de l'ordonnée à l'origine b de cette courbe affine $\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = a \alpha_s + b$ avec la relation (38), on peut donc évaluer les paramètres thermo-mécaniques de la couche mince considérée. On a ainsi les relations :

$$\begin{aligned} \nu_c &= \frac{a}{a-2} \\ \alpha_c &= b \frac{1-\nu_c}{1+\nu_c} \end{aligned} \tag{39}$$

3.2. La structure Fabry-Perot - Rappels

Les analyses présentées au chapitre précédent nous ont permis de définir une première configuration de cavité Fabry-Perot qui soit adaptée à la mesure de α et ν . Cette configuration est constituée de deux lames planes et parallèles sur lesquelles sont déposés un plot central correspondant au matériau diélectrique à étudier, un traitement réfléchissant venant par la suite recouvrir l'ensemble de leur surface, et permettant ainsi la création des voies de référence et de mesure. Nous avons choisi une géométrie à symétrie de révolution, afin que la modélisation des déformations mécaniques (qui seront traitées dans le Chapitre 4) soit plus aisée. Pour les mêmes raisons, nous avons choisi d'utiliser un traitement de nature métallique, constitué d'une couche unique et très fine, car celui-ci apportera moins de déformations à notre structure qu'un miroir multicouches diélectrique [45]. Le schéma de la structure et les notations utilisées sont représentés ci-après. Par souci de clarté, les échelles dimensionnelles ne sont pas respectées (ce sera le cas des différents schémas rencontrés afin de visualiser le dépôt métallique).

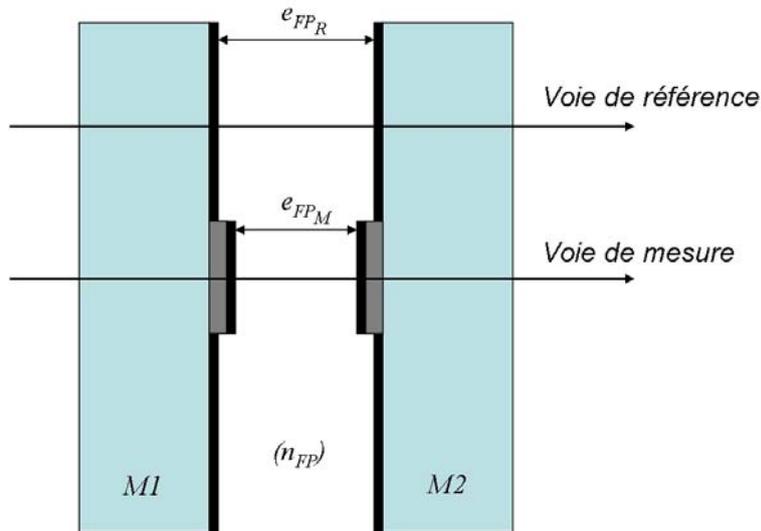


Figure 20: Représentation schématique de la structure Fabry-Perot adapté à la mesure des caractéristiques thermo-mécaniques, la couche diélectrique ayant été déposée au centre des lames.

Afin d'étudier la réponse spectrale et le comportement de cette structure sous sollicitation thermique, nous avons développé un **outil de simulation** sous le logiciel LABVIEW prenant en compte les différentes modifications des paramètres optiques et mécaniques des matériaux constitutifs (hors déformations mécaniques globales, en accord avec la conclusion du chapitre précédent). Ces simulations nous donnent le comportement optique d'une structure Fabry-Perot. Pour chaque longueur d'onde, nous calculons donc les indices de réfraction et les épaisseurs de chacun des matériaux intervenant dans l'interféromètre, et ceci pour le substrat considéré. La transmission sur chacune des voies est calculée à l'aide du calcul matriciel présenté dans le chapitre d'introduction, à la température initiale et la température de sollicitation que nous fixons. Un balayage en longueur d'onde nous permet ainsi de simuler les spectres obtenus sur chacune des voies, ainsi que la visualisation du décalage de ces spectres dû à la sollicitation thermique.

Ainsi, pour chacun des matériaux, sont pris en compte :

- la variation spectrale de l'indice de réfraction : pour les matériaux diélectriques, nous avons utilisé une loi empirique de type Sellmeier, dont les coefficients ont été déterminés sur des dépôts réalisés en technologie DIBS à l'Institut Fresnel. Pour les métaux, nous avons utilisé une interpolation des valeurs des tables de données de Weber [46], afin d'obtenir la loi de dispersion d'indice du métal pour la partie réelle et imaginaire de l'indice. Pour la partie réelle de l'indice du métal, nous utilisons une loi polynomiale à l'ordre 3. Pour la partie imaginaire, une loi linéaire est utilisée. Enfin pour les substrats que nous considérerons,

nous utiliserons à nouveau une loi de type Sellmeier, en adoptant les coefficients donnés par les fournisseurs des verres.

- la dépendance thermique de ce même indice de réfraction, en suivant la relation donnée par (13) pour les couches, et (11) pour le substrat.
- De même, les variations des épaisseurs de chacun des matériaux sont données par les équations (12) pour les couches et (10) pour le substrat.

La cavité est constituée d'une lame d'air dont l'indice de réfraction varie avec la longueur d'onde selon les conditions de température, de pression, d'humidité et de concentration en dioxyde de carbone [47-50]. Nous utiliserons une loi, l'équation de Ciddor, prenant en compte tous ces paramètres [51]. Cette loi de variation est aujourd'hui considérée comme l'une des plus précises permettant de décrire les valeurs de l'indice de réfraction de l'air lorsque les conditions environnementales s'éloignent des conditions standards de température et de pression. Son domaine de validité en longueur d'onde s'étend de 300 à 1700 nm, et correspond à la plage -40°C à $+100^{\circ}\text{C}$ en ce qui concerne la température. Le calcul détaillé est donné en annexe.

Nous disposons ainsi de tous les éléments nécessaires à la simulation du comportement sous sollicitation thermique d'une cavité Fabry-Perot (hors déformations mécaniques globales). Pour déterminer les paramètres qui nous intéressent, à savoir les paramètres thermo-mécaniques α_c et ν_c de la couche, il nous faut considérer un panel de substrats de coefficients de dilatation thermique différents (deux au minimum). Pour chaque substrat de coefficients α_s donné, et supposé connu, une structure Fabry-Perot réalisée comme illustré en Figure 20, va être soumise à une sollicitation thermique. En mesurant les décalages relatifs en longueur d'onde entre les voies de référence et de mesure, on connaîtra alors, pour un α_s donné, la valeur de la dilatation de la couche mince centrale étudiée, donnant ainsi un point de la droite de la Figure 19. Il nous est ainsi possible en considérant plusieurs substrats, d'accéder à la droite représentée en Figure 19, d'en évaluer la pente et l'ordonnée à l'origine, et ainsi de déterminer les paramètres thermo-mécaniques de la couche (à l'aide de (39)).

Concernant les matériaux, nous avons vu qu'un empilement classique en couches minces consiste généralement en une alternance de deux matériaux diélectriques de haut et bas indices. Nous considérerons donc pour les différentes simulations réalisées deux matériaux couramment utilisés dans nos dépôts, à savoir la silice (bas indice, $n \approx 1,49$ @ 850 nm), et le pentoxyde de tantale (haut indice, $n \approx 2,11$ @ 850 nm).

En ce qui concerne le métal utilisé pour la réalisation des miroirs, l'argent s'impose assez rapidement du fait de sa facilité de mise en œuvre, et de sa faible absorption, comparé à l'aluminium. Ce matériau nécessite généralement d'être protégé, sous peine d'oxydation surfacique du dépôt d'argent, pour présenter une certaine durabilité dans le temps. Cependant, cette protection ajouterait

inutilement des déformations mécaniques et l'on préfère s'en dispenser, les mesures devant être faites rapidement après dépôt.

Pour les substrats, nous avons sélectionné le panel des 5 verres présentés dans le Tableau 2 qui couvrent quasiment toute la gamme accessible en terme de coefficient de dilatation thermique. Nous présentons ci-après une courbe de transmission typique d'une structure Fabry-Perot en configuration thermo-mécanique pour une épaisseur de métal de 40 nm, une épaisseur de diélectrique de Ta₂O₅ de 1 µm, l'ensemble déposé sur un substrat d'ULE. L'épaisseur de la cavité est de 60 µm, et nous supposons pour l'instant que celle-ci reste constante lors d'une sollicitation thermique. Nous complétons la Figure 21 en présentant dans le Tableau 3, pour ces mêmes épaisseurs, les caractéristiques des spectres et des décalages obtenus en considérant le panel de ces 5 substrats.

Substrats	Décalage spectral de la voie de mesure (pm) @846 nm	Décalage spectral de la voie de référence (pm) @845 nm
ULE	-41,6	-36
Silice	-41,1	-35,9
BK7	-34,9	-35,4
SK51	-32,1	-35,2
S-FPL53	-28,3	-34,9

Tableau 3 : Décalages spectraux attendus pour les voies de référence et de mesure selon le substrat considéré. Ici, la distance inter-lames est supposée indépendante de la température et ces décalages sont donc uniquement dus aux variations des épaisseurs et des indices des couches de métal et de diélectrique, ainsi qu'à la variation d'indice du substrat.

Ici, le coefficient de réflexion atteint 93,5% et 94,2% respectivement pour les voies de mesure et de référence.

L'objectif est donc d'accéder à la variation d'épaisseur du plot diélectrique, sachant que l'on mesure l'évolution différentielle des longueurs d'onde de résonance de la structure.

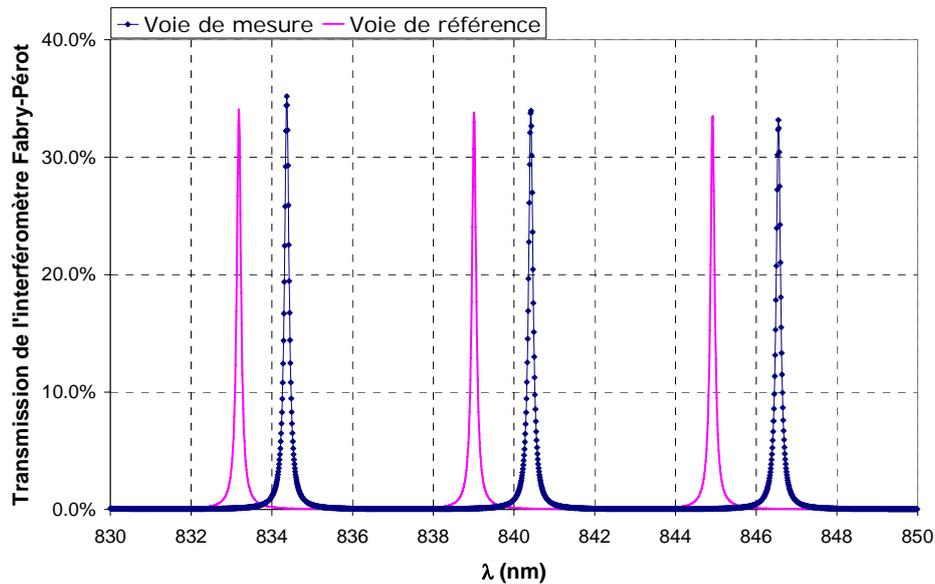


Figure 21 : Spectre de transmission obtenu pour les voies de mesure et de référence. L'épaisseur de cavité est de $60 \mu\text{m}$, celle de métal de 40 nm et celle du plot diélectrique de $1 \mu\text{m}$.

Les valeurs des épaisseurs considérées, celles des paramètres thermo-optiques et thermo-mécaniques des matériaux, ainsi que de la sollicitation thermique appliquée sont regroupées dans le Tableau 4. Sous le logiciel LABVIEW, chaque matériau choisi est décrit par ses propriétés thermo-optiques et thermo-mécaniques, ce qui nous permet à l'aide de notre outil de simulation de calculer, après sollicitation thermique, la modification des épaisseurs intervenant dans la simulation, mais également pour chaque longueur d'onde, la valeur de l'indice de réfraction.

		Matériaux diélectriques		métal	Substrat (disponible chez Schott ou Ohara)				
		SiO ₂	Ta ₂ O ₅	Argent Ag	ULE	SiO ₂	BK7	SK51	SFPL 53
Propriétés thermo-mécaniques	α (10 ⁻⁷ /°C)	5,5	24,2	189	0,3	5,5	71	101	142
	ν	0,17	0,23	0,367	0,17	0,17	0,208	0,291	0,303
Propriétés thermo-optiques	β (10 ⁻⁷ /°C)	69	23		-38	69	21	-10	82
	p_{11}	0,121	-0.068						
	p_{12}	0,270	0.163						
Epaisseurs considérées		1 μm		40 nm	Distance entre les deux substrats : 60 μm				
Sollicitation thermique appliquée		50°C							
Variation d'épaisseur correspondante (pm)	SiO ₂				38,1	27,5	-107	-168	-252
	Ta ₂ O ₅				192	177	-18,8	-108	-231
	Ag				82,1	80,9	65,5	58,4	48,8

Tableau 4: Caractéristiques des matériaux considérés dans l'étude des cavités Fabry-Perot, et variations d'épaisseurs correspondantes.

Avant de poursuivre notre étude, commençons par vérifier que le résultat de la valeur de la dilatation de la couche estimée ne dépend pas d'une variation quelconque de la distance entre les lames. Ensuite, nous nous intéresserons en détail aux déphasages à la réflexion et plus particulièrement au terme $\varepsilon(\delta_M, \delta_R)$ afin de montrer que ce dernier est négligeable (dans le but de simplifier la relation (28)).

- Indépendance des extractions de la dilatation de la couche vis-à-vis d'un mouvement de translation des lames

L'épaisseur de cavité varie pour deux raisons : la dilatation des couches de métal sur les deux voies et de la couche diélectrique (pour la voie de mesure seulement), mais aussi à cause de la dilatation des supports mécaniques sur

lesquels sont posées les lames (la mécanique du banc de mesure expérimental sera détaillée dans le paragraphe 5.2). On peut ainsi écrire :

$$\begin{aligned} e_{FP_R} &= e_{spacer} - 2e_{metal} \\ e_{FP_M} &= e_{spacer} - 2e_{metal} - 2e_{couche} \end{aligned} \quad (40)$$

Lorsque la structure est sollicitée thermiquement, l'épaisseur de cavité se trouve modifiée sur chacune des voies, et ces variations sont mesurables par le biais de la mesure des décalages spectraux, conformément à la relation (26). En notant Δe_{spacer} la variation d'épaisseur de cavité attribuable au montage, et non pas aux couches, les variations totales des épaisseurs de cavités peuvent alors s'écrire :

$$\begin{aligned} \Delta e_{FP_R} &= \Delta e_{spacer} - 2\Delta e_{metal} \\ \Delta e_{FP_M} &= \Delta e_{spacer} - 2\Delta e_{metal} - 2\Delta e_{couche} \end{aligned} \quad (41)$$

En admettant que la contribution du montage est la même sur chaque voie, le mesure différentielle permet bien de remonter à la variation d'épaisseur de la seule couche diélectrique, indépendamment de la couche métallique et du montage lui même.

$$\Delta e_{FP_R} - \Delta e_{FP_M} = 2\Delta e_c \quad (42)$$

La variation d'une quantité quelconque de la distance entre les deux lames n'intervient ainsi pas dans l'estimation de la dilatation de la couche, et nous pouvons donc fixer cette quantité à la valeur particulière $\Delta e_{spacer}=0$.

- Hypothèse de simplification sur les variations des déphasages à la réflexion

Notre outil de simulation fournit donc quatre spectres théoriques de la structure Fabry-Perot. Le calcul est en effet mené pour la voie de référence et la voie de mesure, et pour chaque voie, nous simulons un spectre à la température initiale T_1 , et un autre à la température finale $T_2 = T_1 + \Delta T$. Un exemple des spectres simulés est donné ci-après Figure 22, pour un substrat de BK7, et une couche de silice.

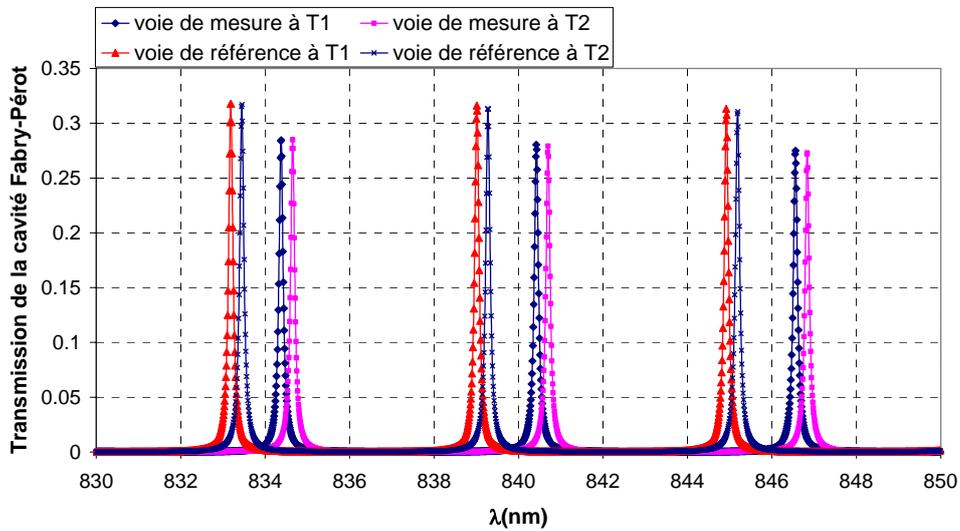


Figure 22: Exemple de spectres simulés pour une cavité Fabry-Pérot en BK7, et sollicitée thermiquement. La distance inter-lames est de $60 \mu\text{m}$, l'épaisseur du métal est de 40 nm , celle du diélectrique de $1 \mu\text{m}$.

A partir de ces profils spectraux simulés, on évalue alors les décalages spectraux obtenus sur chacune des voies.

Nous allons ainsi simuler une sollicitation thermique sur cinq structures Fabry-Pérot, en utilisant pour les substrats les cinq verres différents présentés dans le Tableau 4.

Comme nous l'avons vu, la relation (28), liant variation d'épaisseur et longueur d'onde de résonance, fait intervenir un terme supplémentaire lié aux déphasages sur les miroirs. Or, ceux-ci ne sont pas mesurables, ce qui rend difficile leur prise en compte. Nous allons montrer avant d'aller plus loin que ce terme peut en fait être négligé.

La relation (28) est exacte, aucune hypothèse simplificatrice n'ayant été effectuée. Pour savoir si le terme où interviennent les déphasages à la réflexion est négligeable, il suffit de le comparer à la valeur de la dilatation de la couche diélectrique.

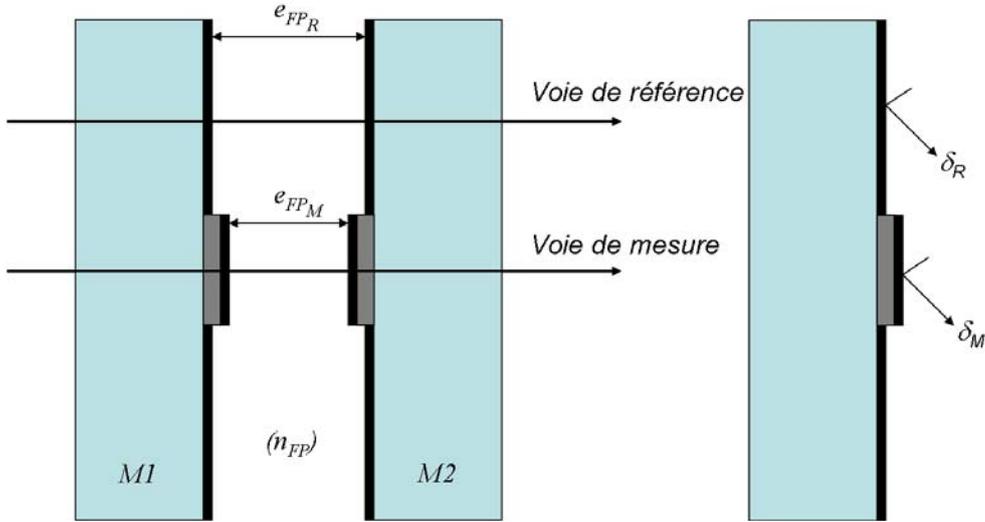


Figure 23: Notations utilisés pour les déphasages à la réflexion sur les miroirs.

Pour chacun des substrats considérés, nous calculons donc de manière exacte le déphasage à la réflexion, aux températures T_1 et T_2 , ainsi que l'ordre d'interférence p sur chacune des voies. Nous pouvons donc comparer la valeur du terme $\varepsilon(\delta_M, \delta_R)$ à la valeur de la dilatation de la couche. Nous obtenons les résultats donnés dans le Tableau 5, donnés ci-après, pour des couches de silice et de Ta_2O_5 .

Nous voyons qu'à chaque fois, ce terme de déphasage entre les deux voies considérées est bien négligeable par rapport à celui associé à la dilatation de la couche. Nous pouvons donc réécrire la relation (28) comme suit :

$$\Delta e_c \approx e_c \left(\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_R - \frac{\Delta n_{FP}}{n_{FP}} \right) + \frac{e_{FP_M}}{2} \left(\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_R - \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_M \right) = e_c \Delta T (A \alpha_s + B) \quad (43)$$

C'est cette relation qui sera dorénavant utilisée à chaque fois pour estimer la valeur de la dilatation à partir des seuls pointages en longueurs d'onde, l'épaisseur de cavité de la voie de mesure étant mesurable à partir de la mesure de l'ISL :

$$e_{FP_M} = \frac{1}{2n_{FP}} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (44)$$

où λ_1 et λ_2 désignent deux longueurs d'onde de résonance successives (ici de la voie de mesure).

Couche diélectrique	Substrat	Δe_c (pm)	$\varepsilon(\delta_M, \delta_R)$ (pm)
SiO₂	ULE	38,1	3,88
	Silice	27,5	-1,58
	BK7	-107	1,74
	SK51	-168	2,59
	S-FPL53	-252	2,55
Ta₂O₅	ULE	192	-7,78
	Silice	176,8	-13,4
	BK7	-18,8	-4,66
	SK51	-108	-2,04
	S-FPL53	-231	1,94

Tableau 5: Comparaison des dilatations d'une couche diélectrique et du terme contenant les déphasages à la réflexion sur les miroirs.

Avant de nous intéresser aux problèmes de bruit, examinons l'erreur commise sur les paramètres de la couche du fait de l'utilisation de cette hypothèse simplificatrice, à savoir la non prise en compte du terme $\varepsilon(\delta_M, \delta_R)$ lorsque nous estimons la dilatation d'une couche diélectrique de silice ou de pentoxyde de tantale.

En utilisant la relation (43) pour traiter les données exactes issues de notre simulateur (et qui ne fait intervenir que les décalages relatifs en longueur d'onde des pics Fabry-Perot et la variation relative de l'indice de l'air issue de la formule de Ciddor), nous sommes à même, à l'aide d'une régression linéaire d'estimer au mieux la pente et l'ordonnée à l'origine de la droite $\Delta e_c = f(\alpha_s)$, afin d'évaluer les paramètres des deux matériaux diélectriques considérés. On constate que pour un

matériau de couche mince donné, les droites $\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = f(\alpha_s)$ (données sur la

Figure 24) sont quasiment les mêmes, ce qui confirme le fait que le terme $\varepsilon(\delta_M, \delta_R)$ est bien négligeable.

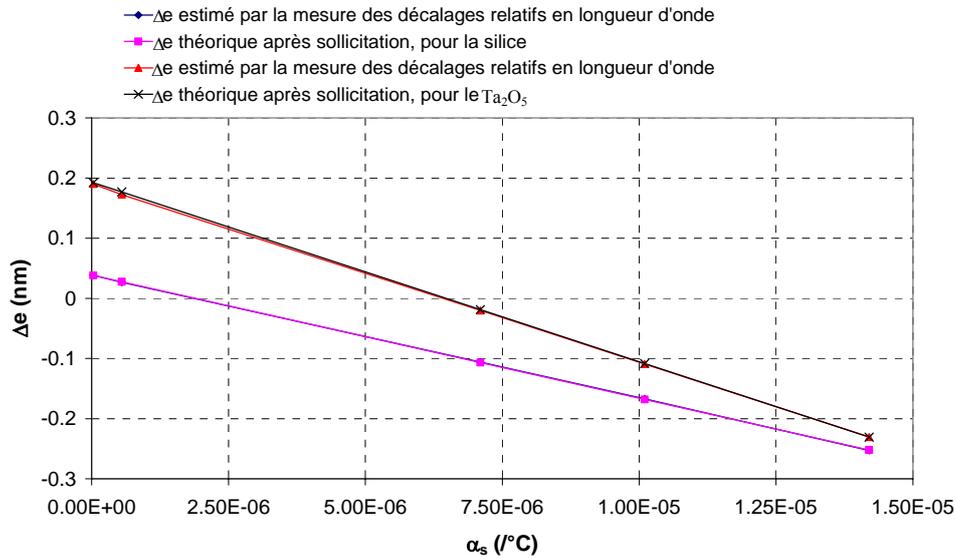


Figure 24 : Comparaison entre les valeurs de dilatation estimée et injectée, pour les deux matériaux diélectriques considérés.

Quantitativement, l'évaluation des paramètres de la couche à partir des pentes et de l'ordonnée à l'origine de la courbe nous donne :

Matériau	Coefficient de dilatation α_c estimé à partir de (39) ($1/^\circ\text{C}$)	Ecart par rapport à la valeur théorique injectée ($1/^\circ\text{C}$)	Coefficient de Poisson ν_c estimé à partir de (39)	Ecart par rapport à la valeur théorique injectée
SiO_2	$5,689.10^{-7}$	$1,894.10^{-8}$	0,170	$4,970.10^{-4}$
Ta_2O_5	$2,407.10^{-6}$	$-1,296.10^{-8}$	0,226	$-4,430.10^{-3}$

Tableau 6 : Comparaison des paramètres thermo-mécaniques des couches minces estimés et théoriques, pour une simulation non bruitée.

Cette méthode, sous réserve que la variation relative de l'indice de la cavité soit connue, nous permet donc bien d'estimer les paramètres thermo-mécaniques de la couche mince déposée au centre de la cavité Fabry-Perot. L'erreur due à l'hypothèse simplificatrice effectuée sur la variation entre déphasages à la réflexion sur les voies Mesure et Référence est bien négligeable pour l'estimation de ces paramètres. Nous allons nous intéresser dans la suite aux différentes sources d'erreurs, ainsi qu'aux précisions avec lesquelles nous sommes amenés à connaître les différentes grandeurs qui interviennent dans la relation constitutive (43).

3.3. Simulations avec prise en compte des erreurs et du bruit de mesure

Nous devons garder à l'esprit que la relation (43) nous permet d'évaluer la variation d'épaisseur Δe_c pour un substrat donné de coefficient de dilatation α_s , et de construire ainsi la courbe $\Delta e_c = f(\alpha_s)$, avec pour objectif final la détermination des valeurs du coefficient de dilatation thermique α_c et du coefficient de Poisson ν_c de la couche, à l'aide de la relation (39). Ainsi, notre jugement pour analyser la plus ou moins bonne stabilité de notre méthode face à des bruits ou des erreurs de mesure sera basé à chaque fois sur l'évaluation des valeurs de α_c et ν_c déduites de résultats de mesures simulées (et non de la prise en compte des valeurs de Δe_c). Cela signifie également qu'à chaque simulation, nous devons considérer au minimum deux substrats de coefficients de dilatation α_s différents, donc deux structures Fabry-Perot sur lesquelles les mesures seraient effectuées.

Notre première interrogation a concerné la précision avec laquelle nous devons être en mesure de déterminer la longueur d'onde centrale de résonance issue du spectre de la cavité Fabry-Perot sur chacune des voies, et ainsi de suivre le décalage de cette longueur d'onde de résonance en fonction de la température. Examinons donc la conséquence d'un bruit en longueur d'onde sur la détermination des paramètres thermo-mécaniques de la couche mince. Le résultat nous permettra alors de chiffrer les performances qui seront demandées au lambdamètre qui réalisera expérimentalement le pointage en longueur d'onde des pics de transmission.

On considère toujours notre panel de cinq structures Fabry-Perot constituées à l'aide des cinq substrats choisis. Les épaisseurs des couches simulées sont toujours celles données dans le Tableau 4, et sauf indication contraire, nous garderons ces valeurs tout au long de notre étude.

Les valeurs des longueurs d'onde de résonance, et donc celle de la mesure de leur décalage avec la température, sont bruitées par un bruit blanc gaussien, additif, dont l'écart-type est de 1 pm ou de 0,05 pm.

Les résultats obtenus, avec des barres d'erreurs prises à 3σ pour les valeurs des variations d'épaisseur déterminées, sont donnés ci-après (Figure 25 et Figure 26), ainsi que dans le Tableau 7 résumant les résultats de ces mesures simulées. Pour chaque substrat, nous avons utilisé 300 tirages aléatoires.

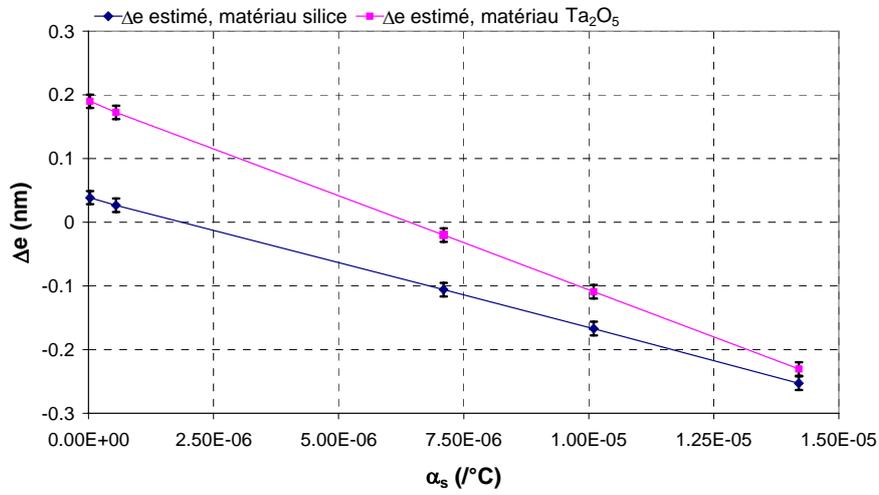


Figure 25: Valeur moyenne des variations d'épaisseur estimées avec un bruit de 0,05 pm sur les déterminations des longueurs d'onde de résonance sur chaque voie.

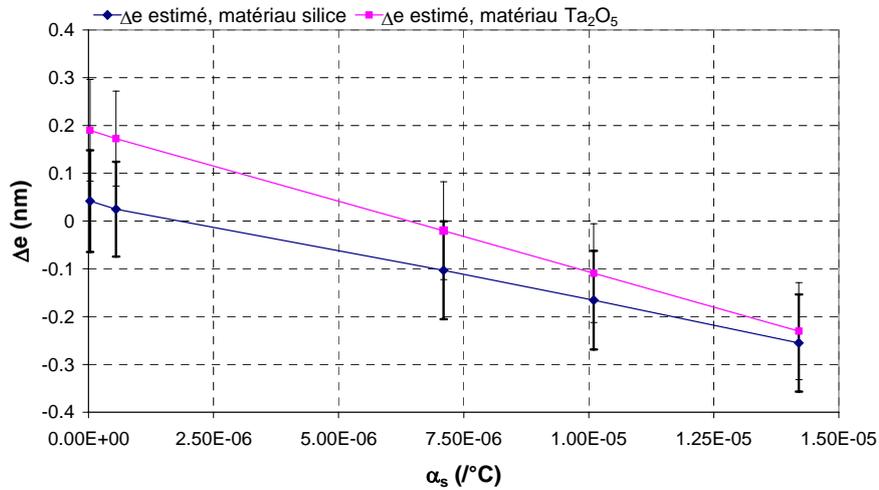


Figure 26 : Valeur moyenne des variations d'épaisseur estimées avec un bruit de 1 pm sur les déterminations des longueurs d'onde de résonance sur chaque voie.

Matériau	Coefficient de dilatation α_c moyen ($^{\circ}\text{C}$)	Ecart type pour les 300 tirages considérés	Coefficient de Poisson ν_c moyen	Ecart type pour les 300 tirages considérés
SiO₂ avec une précision de 1 pm	$5,627 \cdot 10^{-7}$	$2,215 \cdot 10^{-7}$	0,170	$1,889 \cdot 10^{-2}$
Ta₂O₅ avec une précision de 1 pm	$2,409 \cdot 10^{-6}$	$2,255 \cdot 10^{-7}$	0,230	$1,551 \cdot 10^{-2}$
SiO₂ avec une précision de 0,05 pm	$5,512 \cdot 10^{-7}$	$2,419 \cdot 10^{-8}$	0,170	$1,969 \cdot 10^{-3}$
Ta₂O₅ avec une précision de 0,05 pm	$2,386 \cdot 10^{-6}$	$3,380 \cdot 10^{-8}$	0,228	$1,747 \cdot 10^{-3}$

Tableau 7 : Comparaison des déterminations des paramètres thermo-mécaniques des couches de silice et de Ta₂O₅, en prenant en compte des bruits de 1 pm et de 0,05 pm sur la détermination des longueurs d'onde centrales.

Nous voyons ainsi qu'un bruit de 1 pm sur la détermination des longueurs d'onde centrales des différentes voies de l'interféromètre engendre des erreurs importantes sur la détermination des paramètres de la couche. De nombreuses réalisations de la sollicitation thermique de la structure permettent, en calculant la valeur moyenne des variations d'épaisseur estimées, de donner des résultats satisfaisants, mais ceci est expérimentalement inadapté. En effet, des répétitions successives de la sollicitation thermique de la structure peuvent entraîner des modifications irréversibles sur les propriétés des matériaux, du fait de la présence de contraintes successives sur ceux-ci (il y aurait certainement un phénomène de fatigue des matériaux). Les propriétés thermo-mécaniques en seraient alors certainement modifiées.

Les écarts-types obtenus pour les matériaux donnent, dans le cas d'un bruit de 0,05 pm, des précisions satisfaisantes pour estimer les paramètres de la couche. Ainsi, pour le montage expérimental que nous envisageons, nous serons amenés à considérer des appareils ayant des résolutions et des précisions de cet ordre de grandeur. Nous présenterons ces appareils dans le Chapitre 5 dédié au montage expérimental.

3.4. Annulation de la contribution thermo-optique

La structure Fabry-Perot étudiée ici, où la couche diélectrique est déposée sous le miroir métallique, doit, de manière intuitive, être essentiellement sensible à l'épaisseur du plot, et peu à son indice. Nous allons vérifier ici cette hypothèse. En effet, les couches métalliques bien que fortement réfléchissantes restent cependant partiellement transparentes, ce qui fait que la couche diélectrique n'est pas rigoureusement absente du point de vue optique. Il y a donc une épaisseur minimale de métal au-delà de laquelle on peut effectivement négliger cette contribution, tout en gardant à l'esprit que l'épaisseur de métal conditionne également la finesse de l'interféromètre et la transmission maximale des pics de résonance. Pour déterminer cette épaisseur, nous allons nous intéresser au décalage spectral $(\Delta\lambda)_M$ induit par la sollicitation thermique sur la voie de mesure. Dans un premier temps, nous considérerons que tous les paramètres modifiés par la sollicitation thermique sont pris en compte. Dans un second cas, nous annulerons la variation d'indice de la couche diélectrique. Si, pour une épaisseur de métal donnée, les décalages spectraux obtenus avec et sans variation d'indice de la couche sont égaux, alors nous sommes dans le cas où l'information contenue dans la quantité $(\Delta\lambda)_M$ dépend majoritairement de la variation de l'épaisseur mécanique de la couche. Les effets mécaniques sont alors bien séparés des effets optiques (qui se trouvent masqués), et la détermination des paramètres de la couche mince sera alors optimale. La Figure 27 donne une simulation des décalages spectraux ainsi obtenus en fonction de l'épaisseur de métal, pour une structure Fabry-Perot constituée de substrats silice.

Nous avons effectué également ces relevés en considérant d'autres substrats, ainsi que pour une couche de pentoxyde de tantale. Les courbes obtenues sont semblables à celles présentées à la Figure 27. Nous avons donc bien une épaisseur minimale de métal (environ 40 nm) pour laquelle on parvient effectivement à masquer les variations d'indice de la couche diélectrique, et à rendre ainsi la structure Fabry-Perot majoritairement sensible à la variation de l'épaisseur mécanique de cette couche. Lors de nos simulations futures, nous adopterons donc une épaisseur du traitement métallique égale à 40 nm.

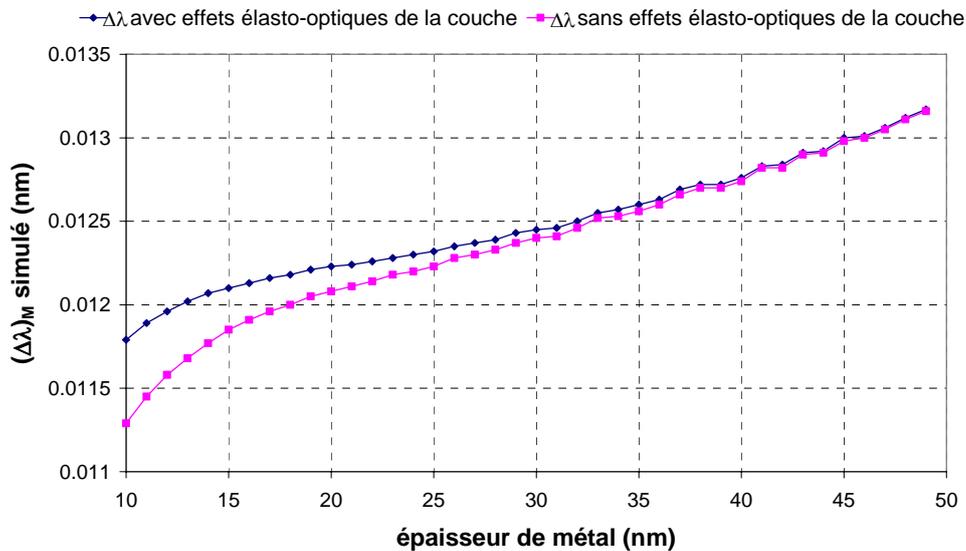


Figure 27 : Comparaison des décalages absolus en longueur d'onde sur la voie de mesure, avec ou sans prise en compte de la variation d'indice de la couche diélectrique.

Avec les valeurs d'indice utilisées pour le métal dans ces simulations, on obtient, pour une couche métallique de 40 nm déposée sur un substrat de silice, un coefficient de réflexion R de 94 % à 840 nm, le coefficient de transmission T associé valant 3,2%. Si on considère une cavité Fabry-Perot de 60 μm d'interstice, l'intervalle spectral libre est alors de 6 nm, pour une largeur à mi-hauteur des pics de transmission de 0,15 nm, ce qui correspond à une finesse de 40.

3.5. Autres sources d'erreurs affectant l'extraction des coefficients thermo-mécaniques

Nous allons maintenant étudier les autres sources d'erreur influençant la précision de détermination des paramètres thermo-mécaniques de la couche mince diélectrique. Afin de bien analyser l'influence de toutes ces sources d'erreur, nous ne rajouterons pas de bruit sur la mesure des longueurs d'onde centrales extraites des simulations. Ces différentes erreurs étant additives entre elles, nous effectuerons donc logiquement un bilan global en additionnant les erreurs possibles de tous les paramètres influençant notre détermination.

Pour analyser l'influence des erreurs, nous pouvons faire un calcul d'erreur classique en différenciant les relations (12) et (43) :

$$\begin{aligned}
 \Delta e_c &= e_c \left(\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_R - \frac{\Delta n_{FP}}{n_{FP}} \right) + \frac{e_{FP_M}}{2} \left(\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_R - \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_M \right) = E_1 + E_2 \\
 E_1 &= e_c \left(\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_R - \frac{\Delta n_{FP}}{n_{FP}} \right) \\
 E_2 &= \frac{e_{FP_M}}{2} \left(\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_R - \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_M \right) \\
 \delta \Delta e_c &= \delta E_1 + \delta E_2
 \end{aligned} \tag{45}$$

Ainsi, pour calculer les incertitudes sur l'estimation de la variation d'épaisseur de la couche, il nous faut connaître les décalages relatifs en longueur d'onde sur chacune des voies. De même, si nous différencions la relation (12), nous ne pouvons pas séparer et calculer les incertitudes relatives aux deux paramètres de la couche qui nous intéressent, à savoir le coefficient de Poisson et le coefficient de dilatation thermique.

C'est pourquoi il nous a semblé plus judicieux d'insérer ces incertitudes dans nos simulations de façon aléatoire. Ainsi nous effectuons un tirage aléatoire des variables intervenant dans nos différentes relations, nous estimons alors une valeur pour les paramètres (α_c, ν_c) . En considérant N simulations, avec N suffisamment grand ($N > 100$), nous pouvons alors calculer la valeur moyenne et l'écart-type des paramètres estimés. Cette méthode apparaît comme une bonne représentation des incertitudes de mesures que nous pourrions rencontrer dans notre montage expérimental.

3.5.1. Influence de la connaissance de la contrainte thermique appliquée

Pour déterminer les paramètres thermo-mécaniques de la couche, nous avons besoin de la courbe $\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = f(\alpha_s)$, et il nous faut donc connaître la valeur de la

sollicitation thermique appliquée. Nous allons ici nous intéresser à la précision nécessaire sur la connaissance de cette sollicitation, afin d'évaluer correctement les paramètres de la couche. Pour cela, nous réalisons une simulation sur les cinq structures de Fabry-Perot que nous avons déjà présentées. Pour la sollicitation thermique, nous considérons une contrainte $\Delta T = 50^\circ\text{C}$. A partir du calcul des termes $(\Delta \lambda)_M, (\Delta \lambda)_R$, nous déterminons à l'aide de (28) et (39) les paramètres de la couche mince. Au lieu de considérer cette fois que nous connaissons parfaitement la contrainte ΔT appliquée, nous supposons que nous avons commis une erreur ε_T sur la détermination de ΔT . Les paramètres thermo-mécaniques déterminés sont alors erronés et nous évaluons dans la Figure 28 les erreurs

relatives sur α_c et ν_c en fonction de l'erreur sur ΔT . Nous avons considéré ici le cas d'une couche de silice, les conclusions sont les mêmes dans le cas de la couche de Ta_2O_5 .

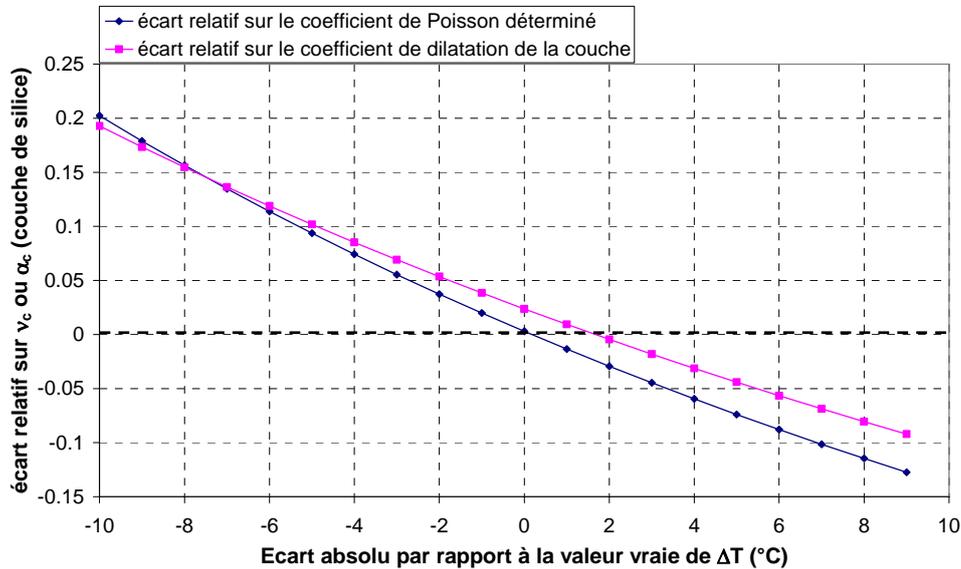


Figure 28 : Comparaison de la détermination des paramètres thermo-mécaniques en fonction de la connaissance de la contrainte thermique appliquée.

Une erreur de $\pm 3^\circ\text{C}$ sur la connaissance de la sollicitation thermique ΔT entraîne donc une erreur relative de $\pm 5\%$ sur les paramètres de la couche. Il nous faut donc connaître la sollicitation thermique avec une précision de l'ordre de 1°C , ce qui ne représente pas expérimentalement une grande difficulté.

3.5.2. Influence de la connaissance des propriétés des substrats

De même, pour évaluer la réponse de la cavité Fabry-Perot pour un substrat donné, nous avons besoin de connaître le coefficient de dilatation thermique α_s de ce substrat. La précision sur la connaissance de ce coefficient va donc avoir également une influence sur la précision de notre détermination des paramètres de la couche mince. De nombreuses techniques ont été développées pour mesurer de façon de plus en plus précise le coefficient de dilatation d'un verre ([10, 52]). Si on considère un verre tel que l'ULE, dont l'utilisation s'avère de plus en plus nécessaire dans les éléments optiques utilisés dans le domaine du spatial, l'incertitude sur son coefficient de dilatation thermique est de 30 ppb, soit $3 \cdot 10^{-8}/^\circ\text{C}$. La valeur de son coefficient d'expansion thermique étant extrêmement faible, celui-ci est donc d'autant plus difficile à mesurer de manière précise.

Pour simuler les erreurs dues aux incertitudes sur le coefficient d'expansion du substrat, nous simulons des structures Fabry-Perot avec des coefficients bien

déterminés, et lors du tracé de la courbe $\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = f(\alpha_s)$ nous injectons une erreur du type :

$$\alpha_s = (\alpha_s)_0 \pm \delta\alpha_s \tag{46}$$

sur la valeur effective du coefficient d'expansion des substrats. Afin de visualiser l'influence sur la détermination des paramètres, nous effectuons un tirage aléatoire pour chaque substrat considéré, pour retrancher ou additionner l'erreur que nous avons considérée. Pour cette erreur $\delta\alpha_s$, nous fixons sa valeur à $\delta\alpha_s=6.10^{-8}/^\circ\text{C}$. La valeur de cette erreur est maximisée, les fournisseurs comme Schott étant en mesure de donner des précisions bien meilleures sur le coefficient d'expansion thermique. Pour des verres provenant de chez Schott par exemple, une erreur de 6.10^{-8} sur les valeurs des coefficients de dilatation des verres est une valeur surestimée. Nous considérons 200 tirages, la courbe $\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = f(\alpha_s)$ ci-après étant donnée pour une couche de silice.

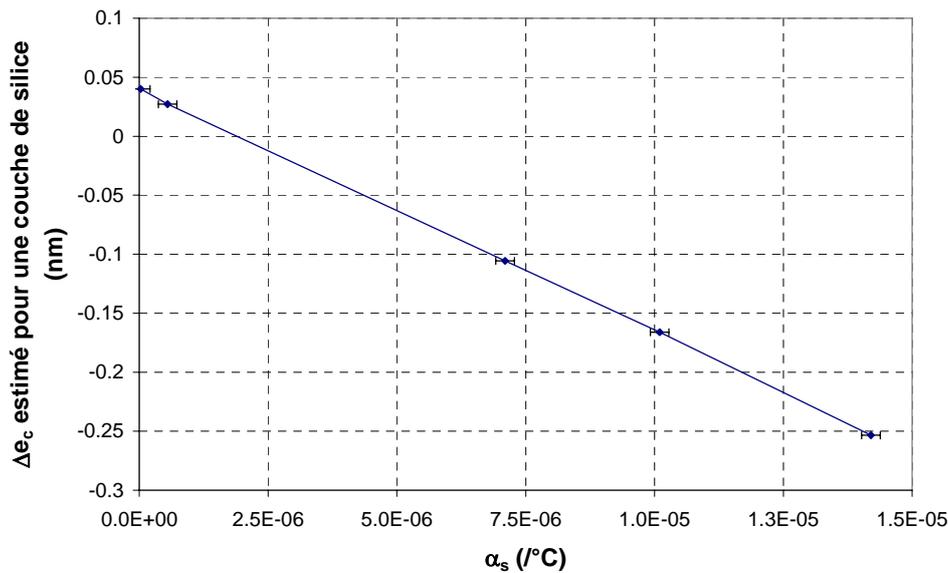


Figure 29 : Synthèse des Δe estimés pour une couche de silice en considérant une incertitude sur la connaissance des α_s .

Pour la détermination des paramètres de la couche mince, les valeurs, ainsi que les écarts-type relevés pour une couche de silice et pour une couche de pentoxyde de tantale sont les suivants :

Matériau	Coefficient de dilatation estimé moyenne ($^{\circ}\text{C}$)	α_c en	Ecart type pour les 200 tirages considérés	Coefficient de Poisson estimé moyenne	ν_c en	Ecart type pour les 200 tirages considérés
SiO_2	$5,660 \cdot 10^{-7}$		$1,169 \cdot 10^{-8}$	0,170		$7,44 \cdot 10^{-4}$
Ta_2O_5	$2,404 \cdot 10^{-6}$		$1,270 \cdot 10^{-8}$	0,226		$8,94 \cdot 10^{-4}$

Tableau 8 : Valeurs des coefficients thermo-mécaniques extraits en considérant une erreur sur la valeur du coefficient d'expansion thermique du substrat.

Comme pour la valeur de la sollicitation thermique appliquée, nous pouvons conclure que l'imprécision sur la connaissance du coefficient d'expansion thermique du substrat α_s n'est pas une source d'erreur significative pour estimer les paramètres thermo-mécaniques d'une couche mince avec notre méthode.

3.5.3. Influence de la précision sur la variation de l'indice de l'air

La variation de l'indice de l'air est un point important pour déterminer de façon précise les paramètres de la couche. Nous avons vu dans la partie 3.2 que la valeur de l'indice de l'air et de sa variation avec la température sont décrites par l'équation de Ciddor. Lorsque la température est modifiée, la loi de dispersion de l'indice de réfraction de l'air avec la longueur d'onde est quasiment identique. Nous avons représenté Figure 30 la dispersion de l'indice de l'air pour deux températures, respectivement égales à 20°C et 70°C .

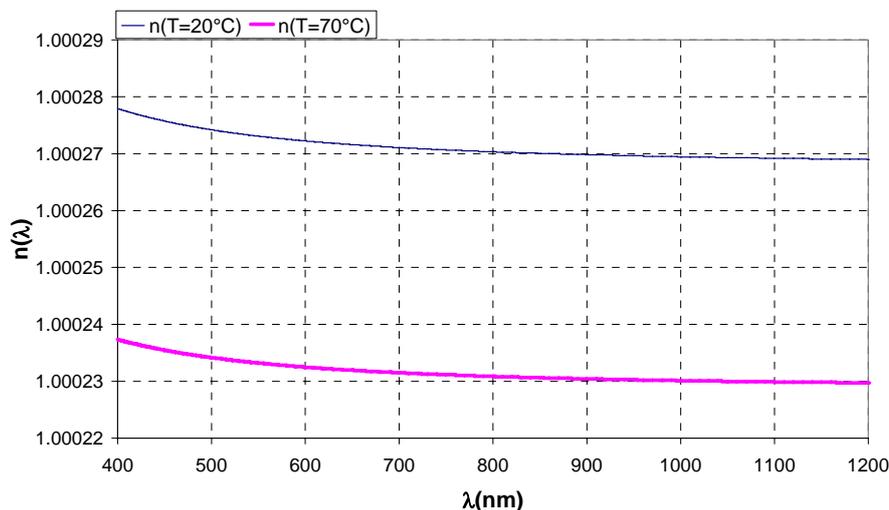


Figure 30 : Valeur de l'indice de réfraction de l'air à deux températures, calculée avec l'équation de Ciddor.

Pour estimer la dilatation de la couche diélectrique, nous nous servons de l'équation (43).

Avec l'hypothèse que nous avons faite, à savoir négliger la variation du déphasage sur les miroirs, les décalages spectraux relatifs s'expriment donc selon deux termes. Le premier est la variation relative d'épaisseur de cavité de la voie considérée, le second est la variation relative d'indice de l'air. La variation relative d'épaisseur de cavité est indépendante de la variation d'indice de la cavité, il s'agit d'une composante purement mécanique et dépendante des propriétés des matériaux, notamment le coefficient d'expansion thermique du substrat α_s . Avec le modèle utilisé pour calculer la dilation des couches de métal et de diélectrique, la variation relative de l'épaisseur de cavité s'exprime comme une fonction affine du coefficient d'expansion thermique du substrat, si bien que l'on peut écrire :

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{M,R} = a'\alpha_s + b' + \frac{\Delta n_{FP}}{n_{FP}} \quad (47)$$

La variation relative d'indice de l'air intervient donc uniquement sur l'ordonnée à l'origine de la droite affine $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)_{M,R} = f(\alpha_s)$. La dilatation de la couche s'exprime comme une combinaison linéaire des décalages spectraux relatifs en longueurs d'onde. Par suite, la variation d'indice de l'air intervient donc uniquement sur l'ordonnée à l'origine de la droite $\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = f(\alpha_s)$. Le coefficient de Poisson est estimé à partir de la pente de cette droite, et dépend seulement des décalages spectraux relatifs. Le coefficient d'expansion thermique de la couche α_c fait intervenir, lui, l'ordonnée à l'origine de la droite $\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = f(\alpha_s)$. La variation d'indice de l'air aura donc de l'effet seulement sur l'estimation du coefficient α_c .

Pour une variation de température de 50°C, la variation relative de l'indice de réfraction est de $-3,94.10^{-5}$. Si nous regardons les conséquences d'une erreur de -2.10^{-6} à $+2.10^{-6}$ sur la variation relative de l'indice, nous obtenons les écarts relatifs sur l'estimation du coefficient α_c de la couche suivants (pour une couche de Ta₂O₅):

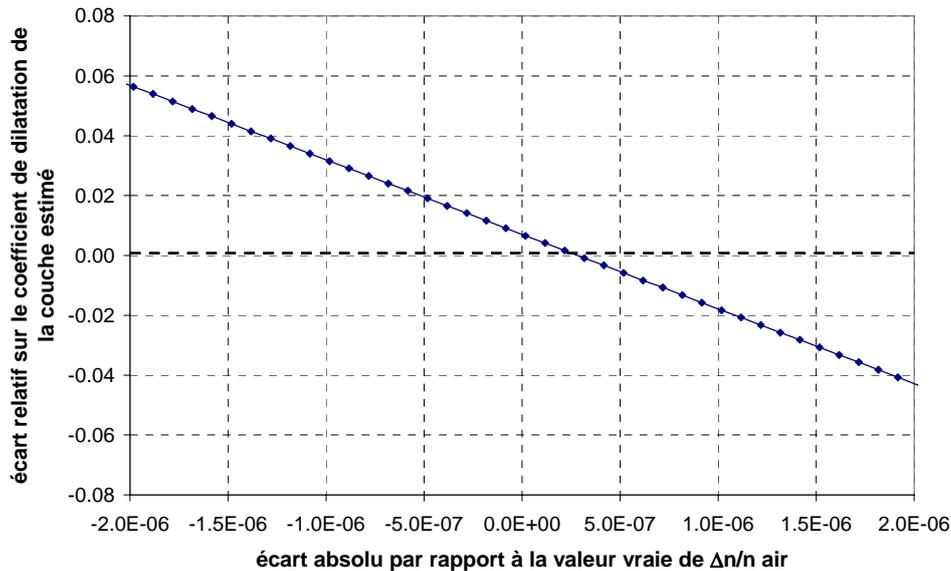


Figure 31 : Erreur sur la valeur du coefficient d'expansion thermique de la couche estimée en fonction d'une erreur sur la variation relative de l'indice de l'air.

On visualise bien le fait que la détermination de la variation relative de l'indice de l'air est importante pour une bonne précision sur le coefficient de dilatation de la couche. Néanmoins, notre méthode demande donc de connaître la valeur de la variation de l'indice de l'air à mieux que 10^{-6} pour obtenir une erreur relative inférieure à 3%. Les études actuelles ont montré ([47, 48, 51]) que les incertitudes sur la valeur de l'indice de l'air calculée avec cette équation de Ciddor sont typiquement de $2,5$ à $5 \cdot 10^{-8}$. De plus, la teneur en CO_2 ainsi que l'humidité relative de l'air sont des paramètres influençant la valeur de l'indice de l'air de quelques 10^{-9} seulement. C'est pourquoi il nous semble raisonnable de penser que la variation de l'indice de l'air peut être estimée avec l'équation de Ciddor suffisamment précisément pour injecter sa valeur dans la relation (43). Il faut cependant garder à l'esprit que les températures considérées ne devront pas sortir du domaine de validité de cette équation (c'est-à-dire de -40°C à $+100^\circ\text{C}$).

3.5.4. Influence du parallélisme des lames : compensation des erreurs par une stratégie multivoies

Nous venons de considérer les différents paramètres susceptibles d'influencer la précision de notre méthode et les résultats de nos simulations laissent à penser que nous pourrions évaluer de manière précise la valeur des coefficients thermo-mécaniques pour toute couche mince déposée sous forme d'un plot central, à partir de la seule mesure des décalages spectraux des pics de transmission d'une structure telle que celle représentée en Figure 20. Nous voyons ainsi la portée d'une telle méthode puisqu'il suffit de se placer dans une configuration thermo-mécanique pour la cavité de Fabry-Perot et de mesurer précisément les décalages

relatifs en longueur d'onde. Toutefois, la réponse spectrale de la cavité peut être fortement dégradée si les lames qui la constituent ne sont pas rigoureusement parallèles. Du fait d'un défaut de parallélisme nous ne disposerons pas des mêmes épaisseurs de cavité sur les voies de mesure et de référence, une fois enlevée la contribution intrinsèque du plot. Nous avons aussi à prendre en compte l'influence du diamètre des faisceaux d'analyse qui peut conduire à une dégradation de la visibilité des franges en présence d'un défaut de parallélisme. Pour le premier point, nous proposons de munir le montage expérimental de plusieurs voies de référence. L'idée consiste donc à placer des voies de référence régulièrement réparties autour de la voie centrale de mesure. Ainsi, en moyennant les variations obtenues sur chacune de ces voies de référence, on se ramène à une comparaison des voies de mesure et de référence dans une situation où ces deux voies ne différeraient que par la présence de la couche au centre. Toutefois, ceci n'améliorera pas le facteur de visibilité des franges, qui restera dégradé par un défaut de parallélisme. Cette stratégie multivoies nous permet donc d'éliminer uniquement la mesure d'un défaut de parallélisme qui serait vu comme une variation de l'épaisseur de cavité. Notre cavité Fabry-Perot étant envisagée de forme circulaire, nous avons décidé d'utiliser trois voies de référence disposées à 120° autour de la voie de mesure, tel que schématisé en Figure 32.

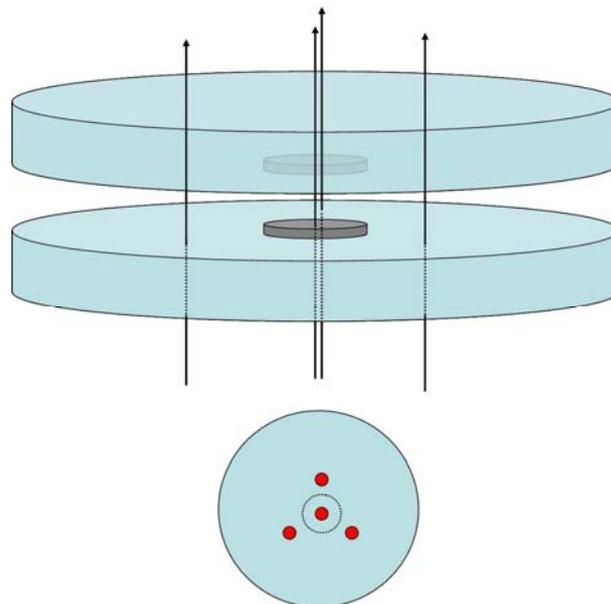


Figure 32 : Représentation schématique de la stratégie multivoies adoptée pour s'affranchir d'un défaut de parallélisme.

Pour chacune des voies, nous allons donc mesurer un décalage relatif en longueur d'onde, puis nous allons en calculer la moyenne et c'est ce décalage relatif moyen que nous considérerons dans la relation (43) pour la voie de référence.

Par souci de simplification, plaçons-nous dans un cas en deux dimensions (le défaut de parallélisme a naturellement été exagéré).

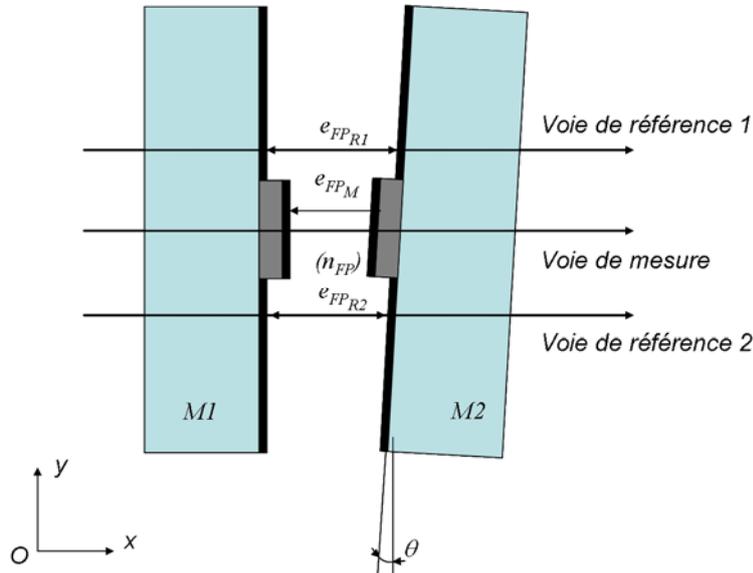


Figure 33: Schéma de la cavité Fabry-Perot présentant un défaut de parallélisme.

Nous allons injecter dans notre outil de simulation la présence de ces deux voies de référence qui, du fait du non parallélisme des deux lames, ne présentent pas des épaisseurs qui se déduisent simplement de celle de la voie de mesure par une prise en compte de l'épaisseur de la couche diélectrique centrale. Notre objectif est de vérifier, que pour un faisceau de dimension non nulle, et pour des structures telles que nous les avons considérées jusqu'ici en termes d'épaisseurs déposées :

- la moyenne des décalages obtenus sur chaque voie de référence nous permet de remonter toujours de façon précise, aux paramètres thermo-mécaniques de la couche mince diélectrique
- la visibilité des franges reste suffisamment bonne

Concernant le premier point, considérons uniquement les deux voies de référence et la voie de mesure telles que représentées sur la Figure 33. Nous avons :

$$\begin{aligned} e_{FP_{R1}} &= e_{FP_M} + 2e_c + y_1 \tan(\theta) \\ e_{FP_{R2}} &= e_{FP_M} + 2e_c + y_2 \tan(\theta) \end{aligned} \quad (48)$$

y_1 et y_2 désignant les ordonnées des positions des deux voies de référence, respectivement notée R1 et R2 sur le schéma. Les deux voies de référence sont supposées en position symétrique par rapport à la voie centrale, de sorte à pouvoir écrire $y_1 = -y_2 = y_0$. Nous envisageons de faire les mesures de référence sur des points d'analyse répartis sur un cercle de diamètre 13 mm, dont le centre correspond à celui de la voie de mesure. On a donc $y_0 = 6,5$ mm.

Examinons en premier lieu l'effet de ce défaut de parallélisme θ sur la détermination des paramètres de la couche, sans tenir compte de la taille du faisceau, et donc de son impact sur la visibilité des franges. Notre objectif est de déterminer si la moyenne des décalages relatifs obtenus sur les voies de référence permet d'éliminer ce défaut de parallélisme. En faisant varier l'angle θ , nous obtenons les déterminations de α_c et de ν_c suivantes, pour une couche de silice :

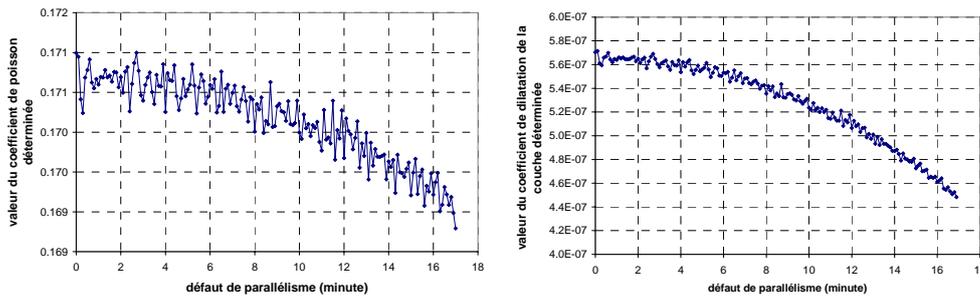


Figure 34 : Effet d'un défaut de parallélisme sur la détermination des coefficients de Poisson et de dilatation de la couche.

Les conclusions sont identiques pour une couche de Ta_2O_5 . Ainsi, le défaut de parallélisme a peu d'effet sur la précision de la détermination du coefficient de Poisson, tandis que le coefficient de dilatation de la couche y est plus sensible. Le défaut de parallélisme ne devra pas excéder 8 minutes d'arc pour garder une estimation satisfaisante des paramètres thermo-mécaniques.

Nous poursuivons maintenant notre analyse en examinant l'effet du défaut de parallélisme sur la visibilité des franges, compte tenu de la taille des faisceaux.

Nous envisageons d'éclairer l'ensemble de la cavité Fabry-Perot à l'aide d'un faisceau collimaté de grande section. Dans un premier temps, nous considérons donc un faisceau de diamètre 15 mm éclairant notre structure d'épreuve sous incidence normale, ce qui nous garantit une divergence θ_D très faible, puisque celle-ci est inversement proportionnelle au rayon de *waist* $\theta_D = \frac{\lambda}{\pi\omega_0}$. Les zones

d'analyse, telles que représentées en Figure 32, seront définies à l'aide de 4 fibres optiques multimodes de diamètre 2 mm (afin de disposer de suffisamment de signal) qui capteront les signaux issus de la cavité en 4 positions particulières (1 position centrale et 3 positions périphériques).

Pour étudier l'influence de la taille du faisceau en présence d'un défaut de parallélisme, nous devons considérer la sommation incohérente effectuée par la fibre de tous les signaux élémentaires associés aux points situés dans son diamètre de cœur. La présence du défaut de parallélisme implique que l'épaisseur optique de la cavité va varier à l'intérieur de la section du faisceau. Le profil en éclairage de ce dernier est de nature gaussienne, puisque l'éclairage de la

structure sera réalisé à l'aide d'un laser. On est donc en mesure d'en déduire l'intensité du signal reçu sur chacune des voies.

Pour chaque point sondé, l'éclairement $E(r, z)$ en entrée de la cavité s'exprime par :

$$E(r, z) = E_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-2 \frac{r^2}{w^2(z)}} \quad (49)$$

Au total, en sortie de la cavité on a donc

$$E_T = E_0 \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} \frac{T_M}{1 + m \sin^2 \left(\frac{\Phi(r)}{2} \right)} 2\pi r dr}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{2r^2}{w^2(z)}} 2\pi r dr} \quad (50)$$

où T_M et m sont définis par la relation (20), et où la phase $\Phi(r)$ dépend de la coordonnée r par application de la relation :

$$\frac{\Phi(r)}{2} = \frac{2\pi n_{FP} e_{FP}(r)}{\lambda} - \frac{\delta}{2} \quad (51)$$

Comme nous n'intégrons pas sur toute la surface de la cavité, mais seulement sur le diamètre des faisceaux d'analyse, l'expression précédente se simplifie. De plus, comme nous l'avons dit précédemment, nous pouvons considérer que l'intensité est constante sur les diamètres des fibres, compte tenu de la faible divergence du faisceau. On a alors :

$$E_T = \frac{2E_0}{\pi w_0^2} T_M e^{-\frac{2R_0^2}{w_0^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + m \sin^2 \left(\frac{\Phi(r)}{2} \right)} 2\pi r dr \quad (52)$$

où R_0 désigne la position du centre du faisceau d'analyse dans la section du faisceau.

Pour visualiser l'effet du défaut de parallélisme sur la visibilité des franges, nous considérerons qu'elle varie uniquement selon la direction y , comme indiqué sur la Figure 33. On a donc :

$$E_T \propto \int_{-y_0}^{y_0} \frac{1}{1 + m \sin^2\left(\frac{\Phi(y)}{2}\right)} dy \quad (53)$$

avec
$$\frac{\Phi(y)}{2} = e_0 + y \tan(\theta) \quad (54)$$

e_0 désignant l'épaisseur au centre du faisceau d'analyse pour la voie considérée. Dans notre démarche, cela signifie que la visibilité va être dégradée de la même manière sur les voies de référence ou la voie de mesure.

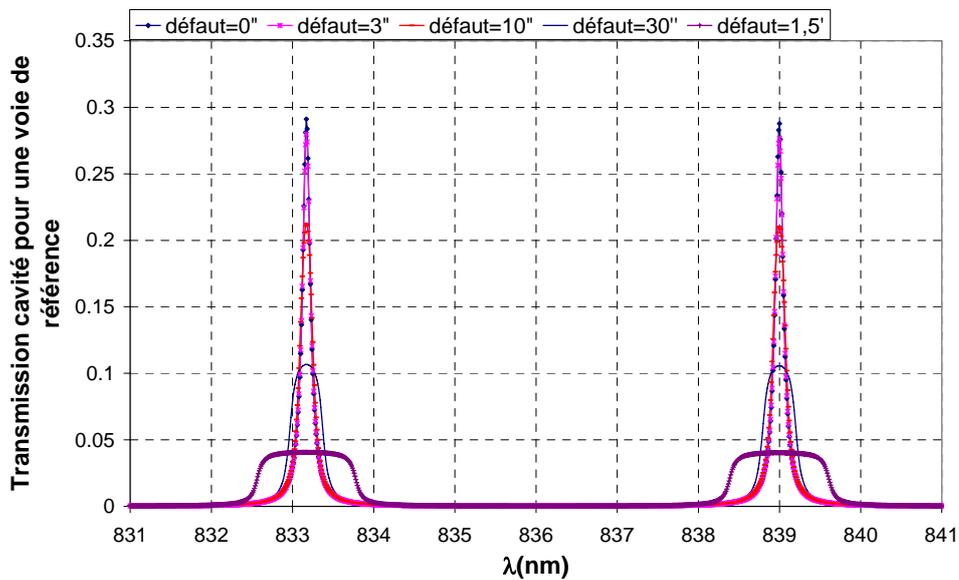


Figure 35 : Dégradation des franges d'interférence sur une voie pour différents angles de défaut de parallélisme.

Nous remarquons que le défaut de parallélisme, compte tenu de la taille relativement importante de nos faisceaux d'analyse (2 mm) est susceptible de dégrader assez rapidement la fonction de transmission spectrale de notre Fabry-Perot. Il nous faudra donc veiller à assurer à tout instant un parallélisme entre lames meilleur que 10 secondes d'arc. Un moyen de réduire cette contrainte serait de réduire le diamètre des fibres en sortie Fabry-Perot, mais cela sera bien évidemment au détriment du flux.

3.6. Conclusion sur les moyens expérimentaux nécessaires à une extraction précise des coefficients

Nous venons, à travers ces différentes analyses, d'examiner en détail les sources d'erreurs et leurs conséquences sur l'extraction des paramètres thermo-mécaniques d'une couche mince déposée au centre d'une cavité Fabry-Perot.

Nous avons vu que le point crucial sur lequel la bonne stabilité de l'extraction repose est le pointage des longueurs d'onde de résonance d'une cavité Fabry-Perot avec une précision inférieure au picomètre. Au-delà de ces aspects de bruit et d'erreurs de mesures, nous avons vu que l'utilisation d'une couche métallique avec une épaisseur raisonnable, permet de rendre les mesures sensibles uniquement à la variation d'épaisseur Δe_c de la couche, et donc d'annuler la contribution thermo-optique de la couche.

Il est donc envisageable d'extraire le coefficient d'expansion thermique α_c avec une précision de quelques 10^{-8} et le coefficient de poisson ν_c avec une précision de quelques 10^{-3} , pour toute couche mince diélectrique déposée dans la cavité Fabry-Perot, comme nous le résumons dans le Tableau 9 donné ci-après.

Ce bilan montre que cette méthode (non-destructive) de détermination des paramètres de la couche est efficace :

- Elle mesure la dilatation d'une couche mince sollicitée thermiquement avec une résolution inférieure à la dizaine de picomètres.
- Elle permet de déterminer avec des précisions au moins semblables, voire meilleures si les conditions sont réunies, les paramètres thermo-mécaniques de la couche étudiée, en utilisant le modèle élastique pour décrire la variation d'épaisseur de la couche diélectrique.
- Elle est adaptable à n'importe quel matériau déposable en couches minces, quelle que soit la technique de dépôt utilisée. Elle permet ainsi de voir l'influence du procédé de dépôt sur les paramètres α_c et ν_c de la couche mince.
- Elle nécessite seulement (au minimum) deux substrats de coefficients de dilatation thermique différents pour un matériau de couche mince à étudier.

Sources d'erreurs étudiées	Erreur absolue sur le coefficient de dilatation thermique α_c de la couche ($/^{\circ}\text{C}$)	Erreur absolue sur le coefficient de Poisson ν_c de la couche
Détermination de la longueur d'onde de résonance (0,05 pm)	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$
Connaissance de la contrainte ΔT appliquée ($\delta T = 2^{\circ}$)	$1,0 \cdot 10^{-8}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$
Connaissance des coefficients de dilatation des substrats ($\delta \alpha_s = 6 \cdot 10^{-8} / ^{\circ}\text{C}$)	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$9 \cdot 10^{-4}$
Estimation de la variation d'indice de l'air de la cavité ($\delta \Delta N = 10^{-6}$)	$2,0 \cdot 10^{-8}$	0 (cf. détail de ce point en paragraphe 3.5.3)
Influence du parallélisme des lames	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$
Total de l'erreur sur la détermination des paramètres	$6,7 \cdot 10^{-8}$	$7,9 \cdot 10^{-3}$

Tableau 9 : Bilan d'erreur relatif à la détermination des paramètres thermo-mécaniques d'une couche mince en fonction des erreurs expérimentales.

Au vu des précisions de mesure demandées, ces analyses nous seront d'une grande utilité pour définir les performances des appareils de mesure (enceinte thermostatée, lambdamètre, laser accordable) qui nous seront nécessaires. Cependant, dans toute cette analyse, nous avons fait implicitement l'hypothèse que tout se passe de manière identique sur les trois voies de référence et la voie de mesure (excepté bien évidemment en ce qui concerne les effets directement associés à la présence de la couche). Mais nous avons ainsi supposé que la dilatation du métal était la même au centre que sur la périphérie, et nous n'avons pas abordé dans cette étude la notion de déformation globale sous sollicitation thermique. Comme nous l'avons introduit en partie 2.4.4, lorsqu'une structure

substrat-couche est sollicitée thermiquement, elle se déforme lorsque les deux éléments présentent des caractéristiques thermo-mécaniques différentes. Nous avons déjà vu que, sous réserve de satisfaire les hypothèses de Stoney, la déformation peut être évaluée à l'aide de la relation (36), mais que dans le cas qui nous intéresse, nous devons envisager une étude des déformations à l'aide de la méthode des éléments finis.

Avant de détailler le montage expérimental envisagé, ainsi que la stratégie de mesure adoptée, nous devons donc effectuer une étude mécanique détaillée du comportement thermique des structures d'épreuves envisagées.

Chapitre 4.

Etude des déformations thermo-mécaniques des structures Fabry-Perot par la méthode des éléments finis (FEM)

4.1.	Introduction : la FEM	76
4.2.	Etude mécanique détaillée de la configuration thermo-mécanique	91
4.3.	Effet de l'épaisseur du substrat sur la précision de l'extraction des paramètres.	105
4.4.	Effet de la gravité	118

Ce chapitre est consacré à l'étude du comportement thermo-mécanique de structures constituées par des matériaux de coefficients d'expansion thermiques différents. Pour cela, des modélisations sont effectuées à l'aide de la méthode des éléments finis. Nous étudierons tout d'abord le comportement de structures simples (de type substrat/couche ou substrat/plot) avant de nous intéresser aux déformations de la structure de Fabry-Perot en configuration thermo-mécanique définie dans les chapitres précédents. L'objectif de notre étude est de parvenir à définir des structures d'épreuve, qui nous permettent, malgré ces déformations, de déterminer les variations d'épaisseur de la couche mince diélectrique étudiée, afin d'en d'estimer ses paramètres thermo-mécaniques.

4.1.Introduction : la FEM

4.1.1. Présentation du logiciel COMSOL et de la FEM

De nombreux logiciels permettent de modéliser des phénomènes physiques à l'aide de la méthode des éléments finis (FEM, pour *Finite Elements Method*). Nous pouvons citer à titre d'exemples COMSOL Multiphysics (anciennement Femlab), ANSYS, MSC Software, Algor,... Certains de ces logiciels sont plus spécialisés dans des domaines bien particuliers, d'autres permettent de résoudre une large gamme de problèmes physiques dans des domaines variés. Nous avons sélectionné pour notre étude le logiciel COMSOL Multiphysics. Constitué d'un noyau sur lequel viennent se greffer différents modules, il permet de modéliser tous problèmes physiques, sous réserve que ceux-ci puissent se décrire par des équations aux dérivées partielles. Selon le problème que l'on cherche à résoudre, il convient donc de se doter du module adéquat. Pour traiter le problème de déformations thermiques qui nous intéresse, ce module est le module « Structural Mechanics », qui permet d'étudier les problèmes de déformations et de contraintes dans les matériaux. Nous pouvons ainsi décrire le comportement thermomécanique d'objets (continus), même complexes, ce qui est intéressant pour les structures d'épreuves Fabry-Perot que nous envisageons.

La FEM résout de manière discrète des équations aux dérivées partielles et donne une solution approchée S . Pour discrétiser le problème, il convient de découper les différents objets ou « domaines » en fragments (généralement de forme triangulaire ou rectangulaire) appelés éléments finis. Cette étape de pavage est appelée le maillage. Plus le maillage est fin, plus la solution approchée se rapproche de la solution exacte, sous réserve que les éléments finis ne soient pas disproportionnés dans une des dimensions de l'espace. La difficulté dans le problème auquel nous sommes confrontés est le rapport d'aspect, c'est-à-dire le rapport entre la plus petite et la plus grande dimension d'un sous-domaine. Ici, la couche de métal fait quelques dizaines de nanomètres, tandis que le substrat lui fait quelques millimètres d'épaisseur. Les temps de calcul peuvent ainsi être très longs, et le nombre de mailles très important. Pour cette raison, nous ne ferons pas de simulation en trois dimensions, et nous garderons à nos objets une symétrie axiale de révolution.

La FEM recherche ensuite une solution S_i sur les sommets des mailles appelés nœuds. Pour obtenir une solution locale S_{ij} en tout point de l'objet, on interpole les solutions calculées entre deux nœuds par des fonctions d'interpolation (polynômes de Lagrange du second ordre). La solution approchée S est donc la réunion de ces solutions locales interpolées S_{ij} . Afin de se convaincre d'une bonne convergence de la solution, nous devons vérifier que les solutions données ne dépendent pas du maillage de manière significative. Le principe détaillé de la méthode des éléments finis, ainsi que des exemples de résolution simple sont rapportés dans de nombreux ouvrages, et nous nous sommes en particulier appuyés sur celui de J. Garrigues [53].

Les différentes étapes suivies pour étudier le comportement thermomécanique de nos structures sont les suivantes :

- Dessiner les structures et attribuer aux différents sous-domaines les propriétés des matériaux correspondants.
- Définir les paramètres de maillage, mailler la structure et juger si les paramètres de maille sont adéquats (et en particulier ne présentent pas un caractère disproportionné).
- « Résoudre » les équations aux dérivées partielles pour les petites déformations dans les milieux continus, dans le cas d'une sollicitation thermique ΔT .
- Extraire les informations nécessaires, soit dans notre cas, évaluer le déplacement local des éléments finis afin de faire apparaître les déformations de surface après sollicitation thermique.

Concernant les moyens techniques, nous disposons d'un serveur de 32 Go de mémoire vive, doté de huit processeurs cadencés à 1,8 GHz et agencés en parallèle. Ce serveur nous permet donc de lancer des simulations nécessitant de grandes capacités de mémoire (et donc adapté à la taille des matrices que nous aurons à manipuler).

4.1.2. Première approche : courbure d'une structure substrat/couche mince sous sollicitation thermique

4.1.2.1. Comparaison de la relation de Stoney avec la FEM

Considérons une structure simple dont nous avons une solution analytique pour décrire la courbure de l'objet sollicité thermiquement. Il faut donc que les hypothèses de la relation de Stoney soient vérifiées. Nous considérons ainsi une couche de Ta_2O_5 de $1 \mu m$ d'épaisseur déposée sur un substrat de silice de $5 mm$ d'épaisseur.

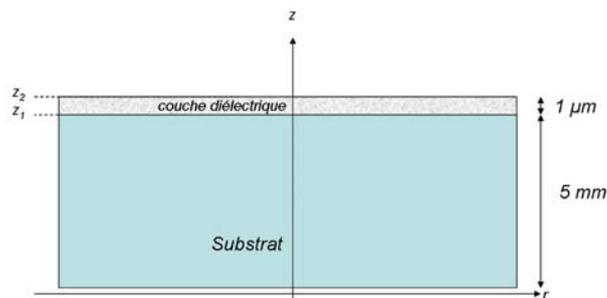


Figure 36 : Structure étudiée pour la comparaison entre la courbure donnée par Stoney et par la FEM.

Nous fixons la sollicitation thermique à $50^\circ C$. La relation (36) que nous rappelons ici :

$$\delta_{th} = R^2 3 \frac{e_c}{e_s^2} \frac{1-\nu_s}{Y_s} \frac{Y_c}{1-\nu_c} \int_{T_1}^{T_2} (\alpha_s - \alpha_c) dT \quad (55)$$

nous permet d'évaluer la courbure de l'ensemble en fonction du rayon du substrat. Nous étudions également cette structure à l'aide de la FEM, en extrayant les valeurs du déplacement δz d'un élément de la surface de la couche en fonction de l'abscisse radiale r . Les courbes sont représentées en Figure 39. Sur cette Figure et toutes celles intervenant dans cette étude mécanique, nous avons abusivement désigné par r une coordonnée prenant des valeurs négatives pour rappeler le mode de génération des résultats par COMSOL (mise en œuvre de la symétrie axiale de révolution) Ainsi, pour obtenir les déformations dans le demi-espace $r < 0$, nous avons effectué une symétrie des déformations calculées pour les $r > 0$.

Pour cette première simulation, nous représentons ci-après une visualisation du maillage effectué, ainsi que le résultat de la solution donnée par éléments finis. Nous configurons les paramètres du maillage tel que celui-ci soit affiné dans les zones de petites dimensions (ici la couche de diélectrique) et qu'il s'étende dans les zones de grandes dimensions (le substrat). Typiquement, dans le substrat, à chaque étape de l'algorithme de maillage, les éléments grossissent de 130% par rapport à l'étape précédente. COMSOL génère le maillage en premier lieu dans la couche pour s'étendre ensuite vers le substrat.

La Figure 38 montre le déplacement δz des éléments du maillage. On visualise le fait que nous fixons le déplacement du coin inférieur gauche de l'objet nul, pour simuler le fait que l'objet est posé (ce point seulement fixé dans son déplacement en z , il reste libre dans le plan xy). Nous présentons le maillage et le résultat donné par COMSOL uniquement pour ce cas, pour visualiser le type des graphes obtenus permettant d'extraire les déformations des surfaces qui nous intéressent.

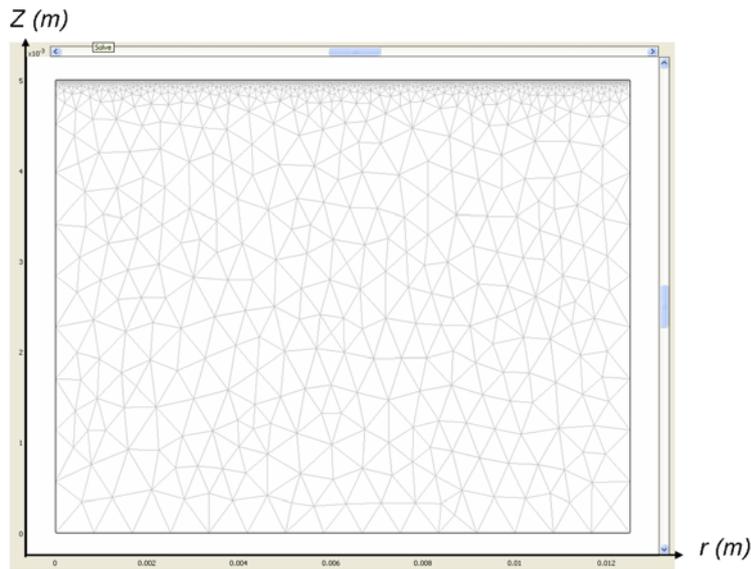


Figure 37 : Visualisation du maillage généré par COMSOL avec les paramètres définis. Le maillage est affiné dans la couche pour ensuite s'étendre dans le substrat.

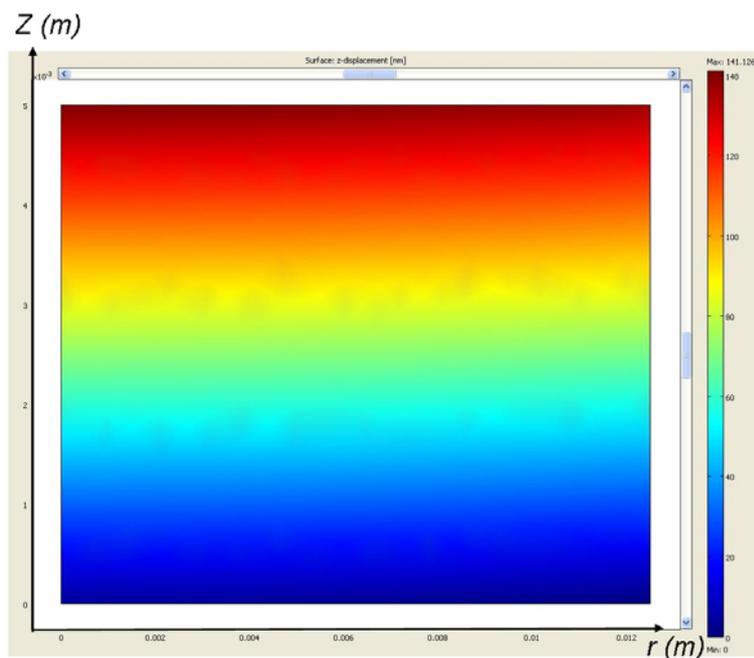


Figure 38 : Résultat de la sollicitation thermique sur la structure substrat/couche.

L'écart moyen entre la courbure donnée par la relation de Stoney et celle calculée par la FEM est de quatre picomètres pour des valeurs de déplacement qui sont de quelques nanomètres. Ceci peut s'expliquer par le fait que la relation de Stoney ne prend pas en compte les effets de bord des matériaux, mais considère les dimensions longitudinales comme infinies.

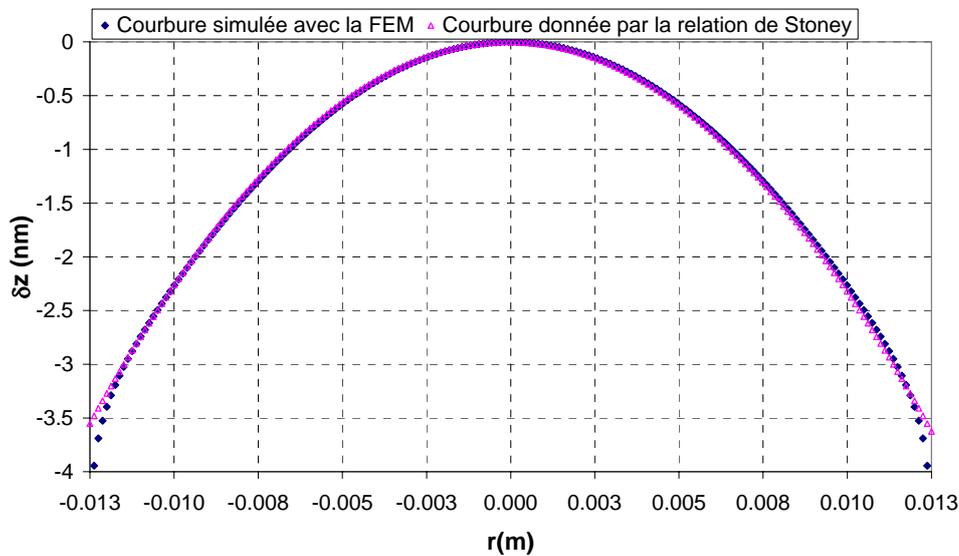


Figure 39 : Comparaison des courbures de la structure donnée par le logiciel COMSOL et la relation analytique de Stoney.

De plus, à l'aide de cette simulation par éléments finis, nous avons accès aux déformations de toutes les surfaces des différentes parties de l'objet sur lequel cette simulation est réalisée. Nous considérons les notations utilisées sur la Figure 36. Lorsque cette structure se trouve sollicitée thermiquement, chaque point appartenant à une surface (par exemple la surface de cote z_2) va se déplacer d'une quantité $\delta z_2(r)$. Ainsi, la courbe de déformation de la surface représentée en Figure 39 correspond à la représentation de la quantité $z_2(r, T_2) = z_2(r, T_1) + \delta z_2$, T_1 et T_2 désignant respectivement les températures initiale et finale.

En considérant le déplacement de la surface de cote z_2 de la couche et celui de la surface de cote z_1 (celle qui se trouve en contact avec le substrat), l'épaisseur finale de la couche à la température T_2 est donnée par la relation :

$$e_c(r, T_2) = z_2(r, T_2) - z_1(r, T_2) = e_c(r, T_1) + \delta z_2 - \delta z_1 \quad (56)$$

Dans notre cas, l'épaisseur de la couche initiale à la température T_1 est supposée être constante, indépendante de l'abscisse r (hypothèse d'uniformité parfaite). Nous pouvons alors vérifier si la loi de dilatation d'une couche déposée sur un substrat, donnée par la relation (12) et issue des relations entre les déformations et les contraintes, donne les mêmes résultats que la simulation par éléments finis.

Nous avons simulé une couche de Ta_2O_5 de $1 \mu m$ déposée sur un substrat de silice. La valeur « théorique » de la variation d'épaisseur de la couche est donnée dans le Tableau 4 et est égale à $176,8 \text{ pm}$. Nous représentons sur la figure suivante la valeur de la fonction $\delta z_2 - \delta z_1$ en fonction de l'abscisse r :

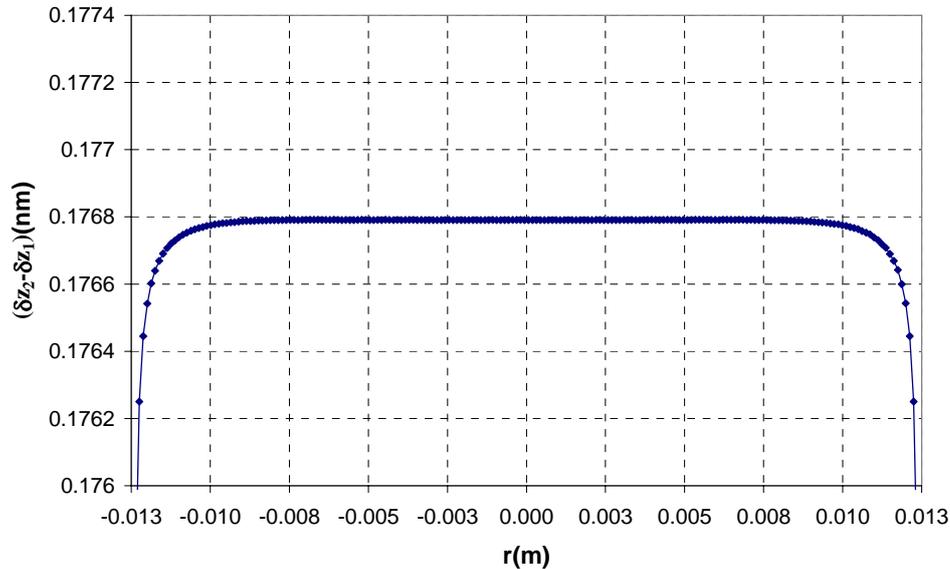


Figure 40 : Evaluation par la FEM de la dilatation de la couche en fonction de l'abscisse r .

La relation (12) est vérifiée à quelques centièmes de picomètres près. Cette vérification nous permet également de valider notre simulation par la FEM. La structure, par le biais des contraintes thermiques, se courbe donc avec une flèche centre-bord d'environ 3,5 nm. La couche suit bien évidemment cette courbure mais sa variation d'épaisseur elle, est quasi-uniforme sur environ 70 à 80% de la surface. Au-delà, nous voyons apparaître les effets de bord où l'un des deux matériaux « tire » sur l'autre du fait de la différence entre les coefficients d'expansion des matériaux. Ainsi, si nous avons un moyen de mesurer l'épaisseur de la couche en plusieurs points, sur un diamètre de 20 mm environ, l'estimation de la dilatation de la couche sera exacte. Et donc, à partir de la connaissance de cette variation d'épaisseur, on sera en mesure d'estimer les paramètres thermo-mécaniques α_c et ν_c de la couche en utilisant différents substrats, comme cela a été décrit au chapitre précédent. Si la mesure des variations d'épaisseur est exacte, c'est-à-dire si nous sommes capables de les mesurer avec une précision de l'ordre de quelques picomètres, et si la mesure est effectuée dans la surface d'uniformité de dilatation de la couche, alors l'extraction des paramètres sera exacte.

4.1.2.2. Nécessité d'une simulation avec la FEM pour les structures Fabry-Perot

Comme nous l'avons déjà vu, les structures Fabry-Perot envisagées ne peuvent pas faire l'objet d'une étude thermomécanique analytique, du fait que nous réalisons seulement des dépôts partiels sur le substrat, par des opérations de masquage. Nous devons donc simuler sur COMSOL le comportement

thermomécanique de ces structures. Pour cela nous allons utiliser la propriété de symétrie axiale de révolution que possèdent ces structures. Nous nous contenterons donc de dessiner et d'étudier uniquement la moitié de la structure dans une coupe diamétrale, COMSOL se chargeant de générer l'objet complet par rotation. Ceci permet un gain de temps et de mémoire appréciable pour les calculs.

4.1.3. Etude des déformations sur des structures « simples »

Notre première étude porte sur la déformation induite par la sollicitation thermique d'un substrat sur lequel un plot a été déposé en son centre. Ainsi, nous pourrions comparer les déformations induites par le plot avec celles que nous obtenons lorsque la couche est déposée sur la surface totale du substrat (déformation donnée par la relation de Stoney). On considère donc d'une part un plot de Ta_2O_5 déposé sur 4 millimètres de diamètre et d'autre part une couche identique déposée sur la surface totale d'un substrat d'ULE (diamètre 25 mm). La comparaison des déformations est donnée en Figure 41 pour une sollicitation thermique de $50^\circ C$, où nous avons « zoomé » sur la zone de plot (afin de faire apparaître les différences entre les deux courbures).

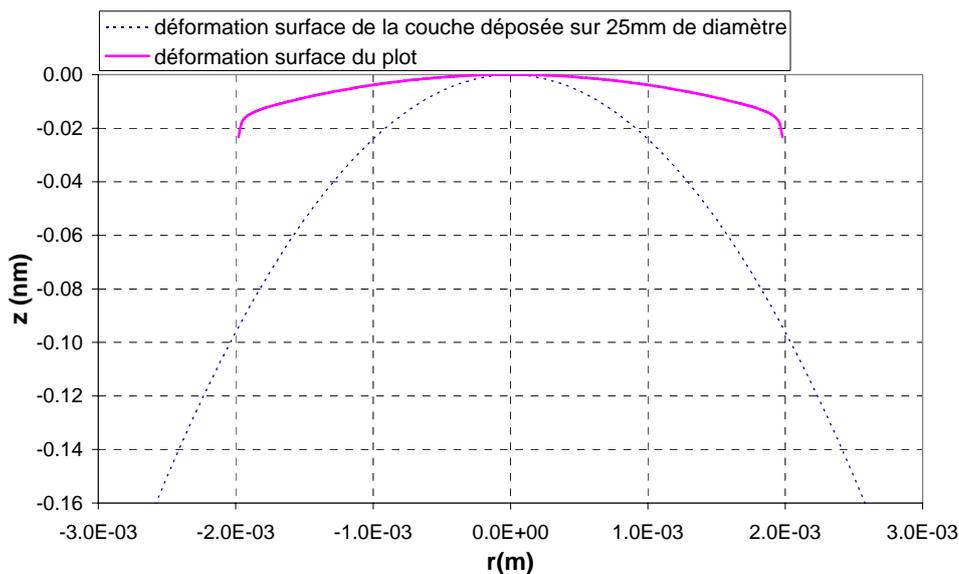


Figure 41 : Visualisation zoomée des deux déformations obtenues dans le cas d'un dépôt partiel ou total.

La relation analytique de Stoney n'est donc plus du tout valable dans le cas du dépôt partiel d'un plot sur un substrat. En effet, cette relation donne des courbures identiques que l'on considère un diamètre de 4 mm ou de 25 mm si la couche est déposée sur un substrat de même diamètre. Nous avons vérifié également que nous obtenions bien les mêmes conclusions si le substrat ou la couche sont réalisés avec des matériaux de caractéristiques différentes.

4.1.4. Evaluation de la variation d'épaisseur de la couche dans le cas du plot

Nous avons vu que, dans le cas d'une couche déposée sur la totalité de la surface du substrat, la valeur de la variation d'épaisseur de la couche diélectrique Δe_c est bien celle attendue, à savoir celle donnée par la relation (12).

Voyons si cette relation est toujours vérifiée dans le cas d'un plot de diamètre inférieur à celui du substrat. Reprenons ainsi la structure considérée précédemment, à savoir un plot de Ta_2O_5 déposé sur un substrat d'ULE. La dilatation de la couche donnée par la relation (12) est de 192 pm. Du déplacement calculé des surfaces z_1 et z_2 pour le plot à la température T_2 nous pouvons déduire la valeur de la dilatation de la couche $\Delta e_c(r, T_2) = \delta z_2(r, T_2) - \delta z_1(r, T_2)$.

On obtient dans ce cas la courbe suivante :

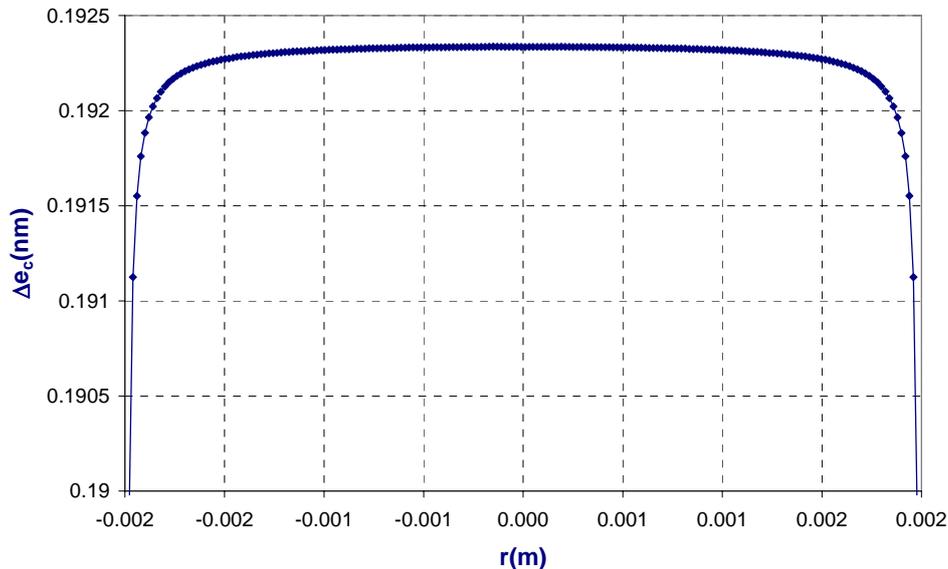


Figure 42 : Valeur calculée par FEM de la dilatation d'un plot de 4 mm de diamètre déposé sur un substrat de 25 mm de diamètre.

Cette fois, la relation est vérifiée à 0,3 pm près. Nous pouvons ainsi considérer qu'elle est toujours valable dans le cas d'un plot.

Comme nous l'avons vu sur la Figure 41, même si la courbure sur le plot est moindre par rapport à celle que présenterait une couche déposée sur la totalité du substrat, le plot se déforme. Si nous nous intéressons à la partie non traitée du substrat, c'est-à-dire à la couronne extérieure au plot, on observe les déformations données sur la Figure 43. Pour cette courbe, et afin de visualiser et comparer les déformations du substrat et du plot, les déplacements obtenus en simulation ont été ramenés à une origine que nous avons fixée. Nous avons

considéré que le déplacement minimal δz obtenu sur la partie du substrat extérieur au plot était notre point de déplacement nul, les autres déplacements en fonction de r étant supérieurs, les courbes représentant les déformations des surfaces du substrat ou du plot sont ainsi situées dans le demi-espace $\delta z > 0$.

Ainsi, il apparaît que le substrat se déforme sur les côtés d'une quantité environ égale à 180 pm. Certes, cette déformation est minime, mais nous ne devons pas perdre de vue que nous allons comparer des structures en configuration différentielle et que l'ordre de grandeur des déformations attendues est de la centaine de picomètres. De ce fait, la déformation induite par le plot en dehors de sa surface va, sur une structure Fabry-Perot telle que celle représentée en Figure 20, fausser la mesure de la voie de référence, et par suite la valeur estimée de la variation d'épaisseur de la couche. Une déformation de 180 pm comme celle illustrée sur la Figure 43 est bien trop importante pour espérer un résultat correct. Il nous faut donc avant toute chose trouver une méthode qui permette de minimiser les déformations induites par le plot.

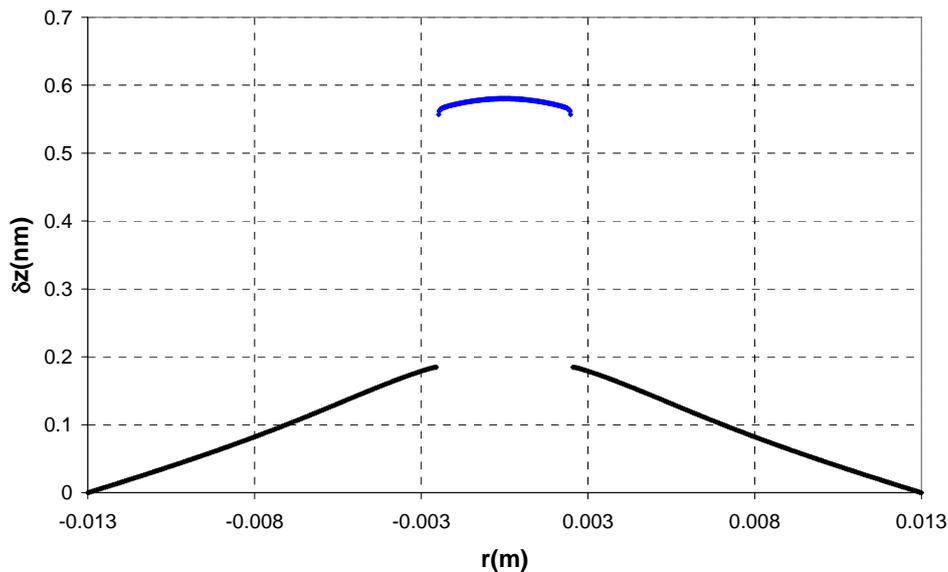


Figure 43 : Visualisation des déformations du plot central et de la couronne qui l'entoure au niveau du substrat.

Les compensations des déformations par des dépôts influençant peu les propriétés optiques de l'ensemble sont des résultats connus [54]. On peut ainsi imaginer insérer des couches dont les propriétés thermo-mécaniques sont connues et vont compenser les effets des autres couches, sans modifier la fonction optique souhaitée. Dans notre cas de structure monocouche, notre première idée a consisté à symétriser le dépôt diélectrique sur les faces avant et arrière de chaque lame de l'interféromètre. En effet, une couche diélectrique déposée sur la face arrière de chaque substrat n'aura optiquement aucune

influence sur le centrage en longueur d'onde de la cavité, mais devrait permettre de compenser les déformations induites par la même couche déposée sur la face avant de ce même substrat, au niveau de la cavité Fabry-Perot.

4.1.5. Compensation des déformations par symétrisation des dépôts

Nous allons commencer par étudier l'effet d'une symétrisation d'une couche sur les déformations des surfaces. Nous considérons donc une structure substrat/couche comme suit :

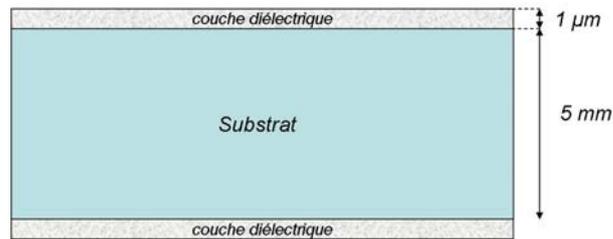


Figure 44 : Symétrisation de la couche diélectrique en vue de minimiser les déformations du substrat.

Nous simulons par la FEM une sollicitation thermique de 50°C sur cette structure. Pour les matériaux, nous avons considéré une couche de Ta_2O_5 déposée sur un substrat d'ULE. Les déformations relevées sont les suivantes :

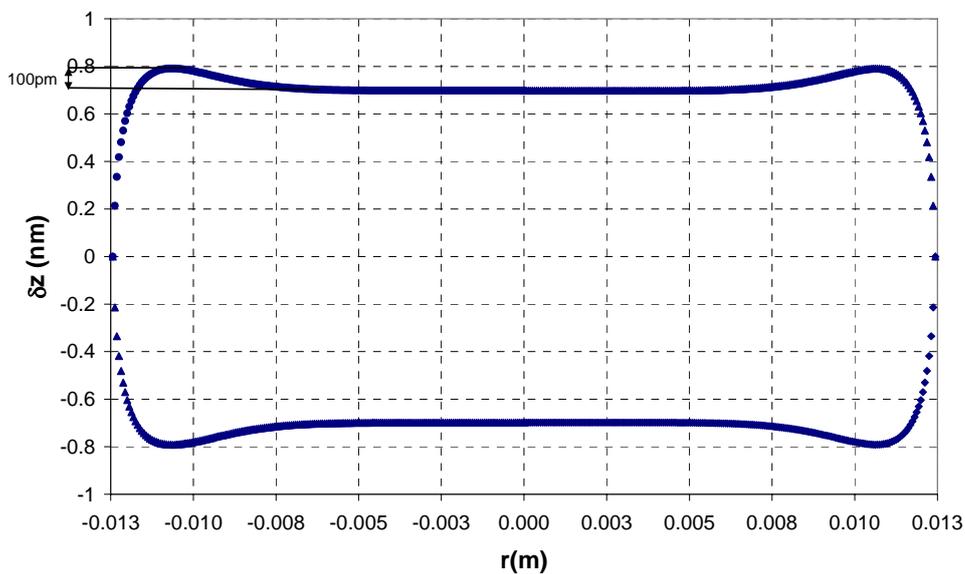


Figure 45 : Déformation obtenue sur une structure substrat couche pour une sollicitation de 50°C.

L'écart entre les deux courbes correspond à la dilatation de la structure entre la surface supérieure et la surface inférieure. Toutefois, comme précédemment, nous avons ramené à l'origine les courbes (les déplacements des surfaces supérieures et inférieures aux extrémités ont été prises égales à zéro) pour mieux visualiser les déformations. On constate que les déformations induites par la couche sont bien compensées par la symétrisation de la structure. Dans le cas d'une couche de Ta_2O_5 déposée sur un substrat d'ULE, la courbure de la lame calculée à l'aide de la relation de Stoney ou par la FEM possède une flèche bord/centre de 5,3 nm. Ici, nous avons un effet de bord aux extrémités de la couche, puis une déformation d'amplitude environ 100 pm par rapport à la zone centrale de 14 mm de diamètre sur laquelle la structure reste parfaitement plane. Cette technique de symétrisation de la couche est ainsi une bonne solution pour compenser les déformations induites par les écarts entre coefficients de dilatation des matériaux.

Cependant, la couche est dans l'exemple précédent déposée sur l'ensemble du substrat, alors que la structure Fabry-Perot qui nous intéresse présente une configuration différentielle. Nous allons donc nous intéresser à l'effet de cette symétrisation dans le cas d'un plot déposé au centre du substrat. Considérons ainsi la structure substrat/plot pour laquelle le plot est déposé sur la face avant et la face arrière :

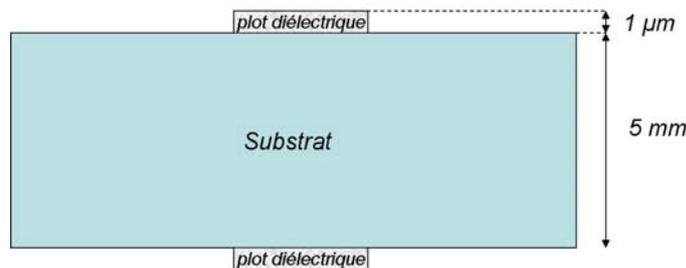


Figure 46 : Structure plot/substrat où le plot est déposé symétriquement de part et d'autre du substrat afin d'étudier les déformations sous sollicitation thermique.

Comme précédemment, nous relevons les déformations des surfaces du substrat et du plot en considérant les mêmes matériaux.

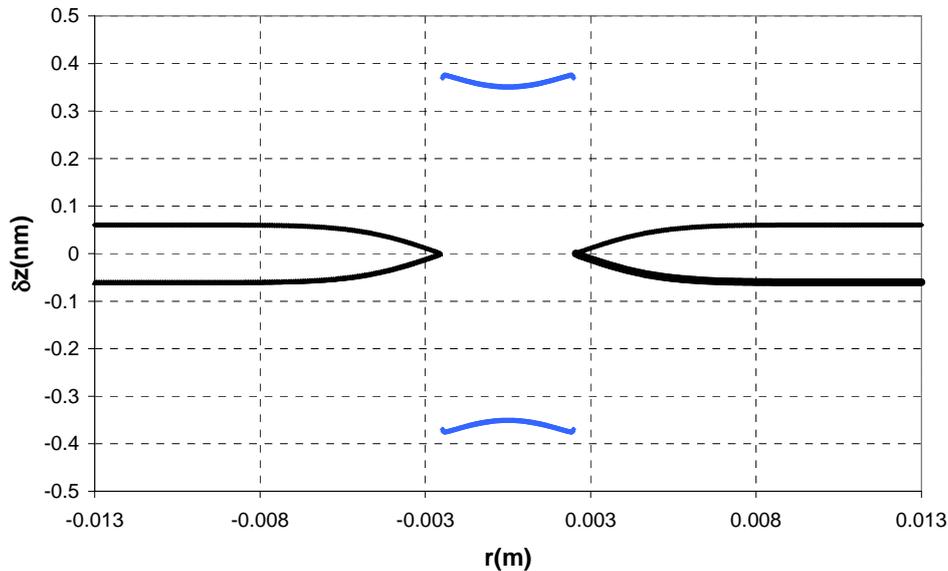


Figure 47 : Déformation du substrat et du plot pour une sollicitation de 50°C.

Nous avons vu en Figure 43 que sur une structure non symétrique, le substrat se déforme d'une quantité de 180 pm entre sa périphérie et la périphérie du plot. Ici la symétrisation du plot réduit l'amplitude de la déformation d'un facteur 3 puisqu'elle est de 60 pm. De plus, lorsqu'on s'éloigne du plot, celui-ci n'a plus d'effet sur le substrat qui reste totalement plan. Cette solution apparaît donc comme efficace pour contrer les déformations induites par le plot et obtenir une mesure sur les voies de références (les trois voies périphériques) qui permette d'évaluer la variation d'épaisseur du plot. Nous allons examiner plus en détail les déformations de structures substrat/plot dans le cas symétrique afin de voir la dépendance de ces déformations vis-à-vis des caractéristiques géométriques des matériaux que nous utilisons, tels que l'épaisseur du plot et du substrat, ou le diamètre du plot. Ceci nous permettra de conclure si nous devons nous orienter vers une structure bien particulière avec des épaisseurs et diamètres définis ou si nous pouvons utiliser n'importe quelle structure Fabry-Perot en accord avec ce principe général de symétrisation sans nous soucier des valeurs particulières retenues pour ces paramètres.

4.1.5.1. Effet de l'épaisseur du substrat

- Dans le cas d'une couche déposée sur un substrat

Nous considérons cinq épaisseurs de substrat différentes, allant de 1 mm à 6,35 mm. Cette fois, nous allons uniquement nous intéresser à une zone de la structure, les courbes que nous représentons concernant uniquement les déformations de la couche inférieure dans la zone $r > 0$. Les autres parties étant symétriques par rapport à l'axe des abscisses ou des ordonnées, elles n'apportent pas plus d'informations sur les déformations. Dans le cas d'une couche simple

déposée sur un substrat, nous avons vu que la courbure causée par les déformations thermiques est une fonction inversement proportionnelle au carré de l'épaisseur du substrat. Ainsi, la courbure sera d'autant plus faible que le substrat est épais. Dans le cas que nous considérons ici, où la couche est déposée symétriquement sur le substrat, on remarque que les déformations aux extrémités sont présentes sur une plus grande distance lorsque l'épaisseur du substrat augmente. Au contraire, lorsqu'il est fin, la compensation des contraintes et des déformations est meilleure, le substrat interposé entre les deux couches ayant moins d'influence, la structure se déforme moins.

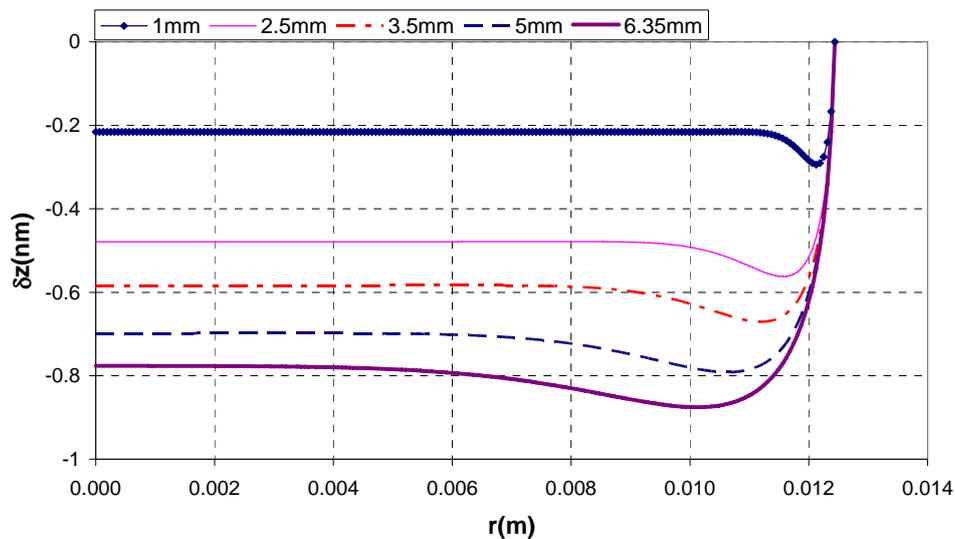


Figure 48 : Evolution des déformations pour plusieurs épaisseurs de substrat différentes. Dans chaque cas, il s'agit d'une couche de Ta_2O_5 de $1\ \mu m$ d'épaisseur déposée symétriquement sur un substrat d'ULE.

- Dans le cas d'un plot symétriquement déposé

Nous faisons de même dans le cas d'un plot de 4 mm de diamètre déposé symétriquement sur un substrat. Pour les mêmes raisons que précédemment, nous ne représentons que les déformations de la partie inférieure droite de la structure. Nous obtenons la courbe suivante pour les trois épaisseurs de substrat suivantes, à savoir 1, 3 et 5 mm :

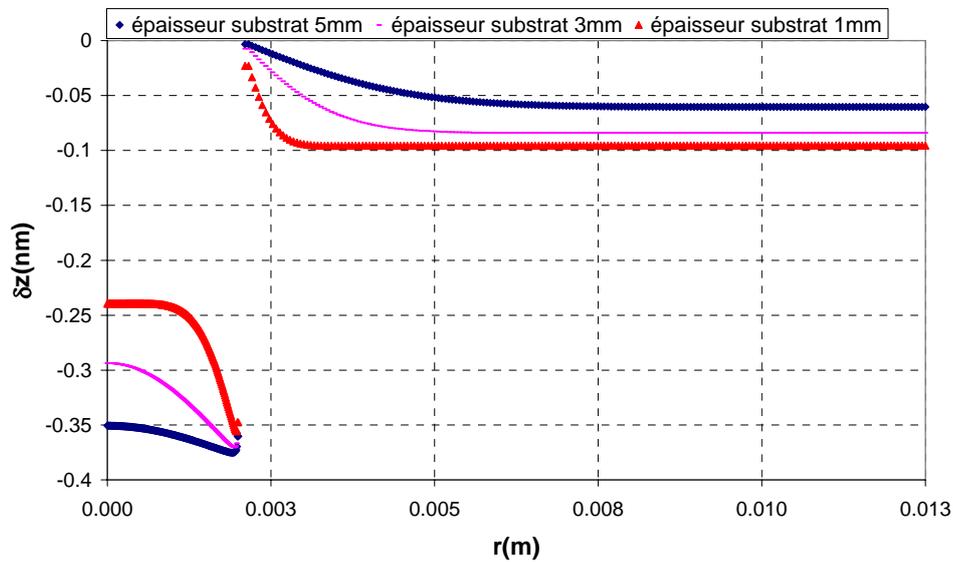


Figure 49 : Déformation observée pour plusieurs épaisseurs de substrat, dans le cas de plots de Ta_2O_5 déposés symétriquement sur un substrat d'ULE.

De façon analogue au cas où la couche est déposée sur la totalité du substrat, la zone de déformation induite sur le substrat par le plot est moindre lorsque l'épaisseur de ce substrat diminue.

4.1.5.2. Effet de l'épaisseur du plot

Examinons maintenant l'effet de l'épaisseur du plot sur ces déformations. Nous fixons l'épaisseur du substrat à 5 mm. Les matériaux considérés sont toujours l'ULE pour le substrat et le Ta_2O_5 pour le plot diélectrique déposé. Les déformations obtenues dans la partie inférieure droite de la structure sont les suivantes :

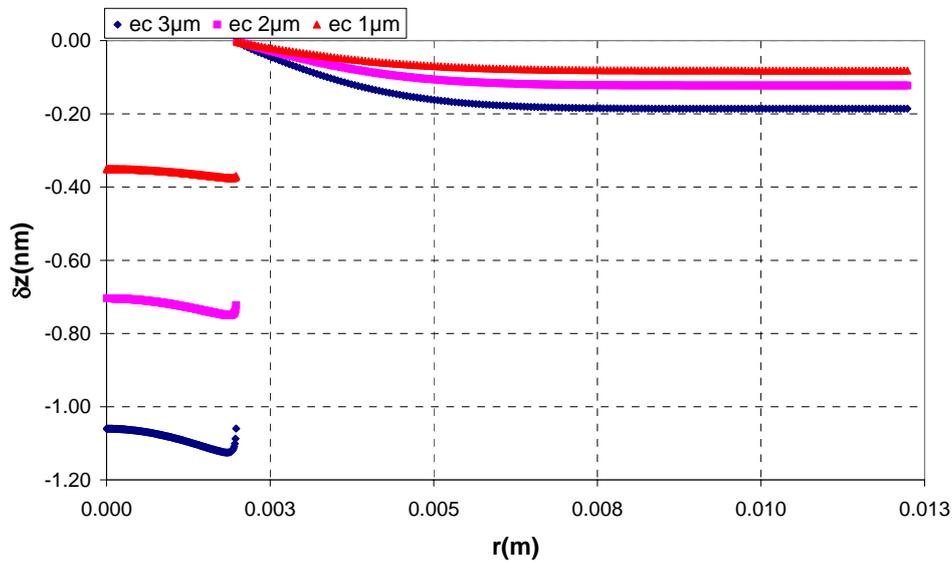


Figure 50 : Déformations enregistrées sur le substrat et le plot pour différentes épaisseurs de couche diélectrique.

Cette fois, nous remarquons que la zone de déformation sur le substrat ne dépend pas de l'épaisseur du plot. En effet, à partir de l'abscisse radiale $r = 7$ mm, nous pouvons considérer que le substrat n'est plus déformé et reste plan. Par contre, l'amplitude des déformations est fortement sensible à l'épaisseur du plot, et nous avons constaté qu'il y a une relation linéaire entre cette amplitude et l'épaisseur du plot. L'épaisseur du plot que nous allons déposer devra rester raisonnable, afin de limiter les déformations induites sur le substrat et le plot.

4.1.5.3. Effet du diamètre du plot

Enfin, regardons sur ces structures simples symétriques l'influence du diamètre du plot déposé. Raisonnablement, nous pouvons considérer des diamètres de plot compris entre 3 et 6 mm. En deçà, les effets de bord risquent de fausser notre mesure ou de la rendre dépourvu de sens. Au-delà, nous ne devons pas oublier que nous devons implanter les voies périphériques de référence entre le bord du substrat et le plot. Il faut donc que l'écart entre ce plot et le bord du substrat soit suffisamment important pour y déposer une couche métallique sans trop de difficultés de mise en œuvre pratique. Les courbes obtenues sont données à Figure 51.

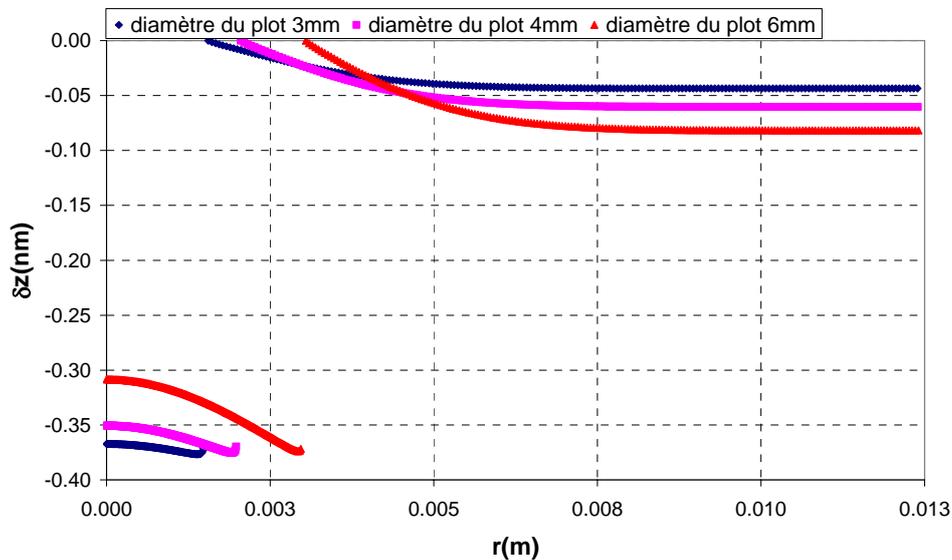


Figure 51 : Influence du diamètre du plot sur les déformations du plot et du substrat.

De même que pour l'influence de l'épaisseur du plot, l'amplitude des déformations augmente fortement lorsque le diamètre du plot augmente.

4.2. Etude mécanique détaillée de la configuration thermo-mécanique

Ce chapitre correspond à l'étude proprement dite du comportement thermomécanique de notre structure Fabry-Perot. Nous avons montré dans le Chapitre 3 que l'épaisseur de la cavité, et même ses variations avec la température (ou au cours du temps) du fait des pièces mécaniques permettant le maintien des deux lames en regard l'une par rapport à l'autre, n'a pas d'influence sur la détermination des paramètres thermo-mécaniques de la couche mince. Seule compte la variation différentielle d'épaisseur entre les deux voies.

Ainsi, pour simuler le comportement de notre structure, nous pouvons considérer que les deux lames sont posées. Expérimentalement, les deux lames seront horizontales. En effet, une position verticale demande une mécanique de maintien pour tenir et approcher les deux lames à la distance souhaitée. Une sollicitation en température aurait alors des effets sur ces pièces de maintien et apporterait des contraintes supplémentaires sur les lames que nous ne pouvons évaluer de manière certaine. Dans une configuration horizontale les deux lames reposent simplement sur leurs supports sans besoin d'autre maintien. Pour cela, nous imaginons que les deux lames possèdent des diamètres différents (25 et 30 mm par exemple), et que chacune des lames est posée sur un tube, les deux tubes se trouvant imbriqués l'un dans l'autre.

La structure que nous dessinons sur COMSOL est celle représentée sur le schéma suivant :

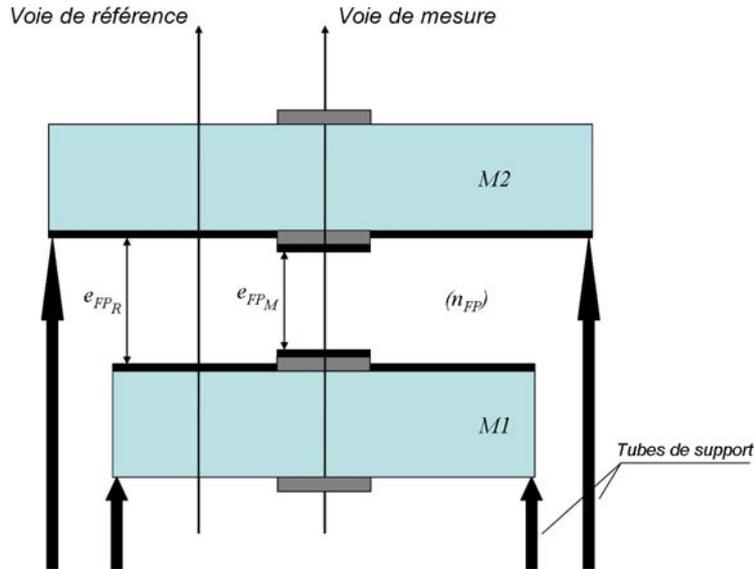


Figure 52 : Schéma de la structure thermo-mécanique Fabry-Perot. La lame supérieure possède un diamètre de 30 mm, la lame inférieure de 25 mm. L'épaisseur du plot central est de 1 μm , celle du métal de 40 nm (les échelles ne sont pas respectées pour faciliter la vue d'ensemble de la structure).

Nous n'avons pas représenté sur ce schéma les trois voies de référence, mais nous ne devons pas perdre de vue que l'utilisation de ces trois voies améliore sensiblement la détermination des paramètres thermo-mécaniques de la couche face aux défauts de parallélisme pouvant survenir. Le dispositif expérimental comprendra bien ces trois voies, et nous devons nous soucier des problèmes d'encombrement que peuvent causer la présence de quatre voies de mesure sur des objets de quelques dizaines de millimètres de diamètre. Sur le schéma représenté en Figure 52, le métal est déposé sur toute la surface après avoir au préalable réalisé le dépôt du plot diélectrique central symétrisé. Comme nous l'avons déjà vu, la distance entre les lames n'a pas réellement d'influence d'un point de vue optique. Elle n'en a pas non plus d'un point de vue mécanique. Les pièces étant libres entre elles et indépendantes, les déformations ne dépendent aucunement de la distance entre ces deux lames. Notre simulation consiste donc en l'extraction de la valeur des épaisseurs de cavité sur la voie de référence et sur la voie de mesure. Si les déformations sont minimales et ne faussent pas la valeur de la dilatation de la couche estimée, alors on a la relation simple suivante :

$$\Delta e_c = \frac{1}{2} \left(\Delta e_{FP_{ref}} - \Delta e_{FP_{mesure}} \right) \quad (57)$$

$$\Delta e_c = \frac{1}{2} \left(e_{FP_{ref}}(T_2) - e_{FP_{mesure}}(T_2) - 2e_c \right)$$

puisque
$$e_{FP_{ref}} = e_{FP_{mesure}} + 2e_c \quad (58)$$

Nous allons considérer, comme le demande l'étude optique présentée au Chapitre 3, plusieurs substrats de coefficients d'expansion thermique différents. Pour cela, nous allons utiliser la méthode des éléments finis sur COMSOL, via le langage MATLAB. Cela permet de travailler plus facilement à partir d'un seul fichier dans lequel sont codées les structures et les propriétés des matériaux. Il nous suffit de coder les propriétés de tous les substrats et d'en extraire à chaque fois la valeur des épaisseurs de cavité sur les voies de mesure et de référence, pour ainsi évaluer la valeur de la dilatation de la couche à l'aide de la relation (57). Pour la valeur de ces épaisseurs de cavité, nous pouvons simplement considérer que sur le diamètre du faisceau, l'épaisseur de cavité vue entre les deux lames correspond à la valeur moyenne des déformations. Pour chaque point d'abscisse radiale r , nous avons :

$$e_{FP_{mes}}(T_2, r) = e_{FP_{mes}}(T_1, r) + \delta \tilde{\alpha}_{2mes}(T_2, r) - \delta \tilde{\alpha}_{1mes}(T_2, r) \quad (59)$$

$$e_{FP_{ref}}(T_2, r) = e_{FP_{ref}}(T_1, r) + \delta \tilde{\alpha}_{2ref}(T_2, r) - \delta \tilde{\alpha}_{1ref}(T_2, r) \quad (60)$$

Et nous supposons donc que les épaisseurs de cavité vues par les faisceaux de mesure sont données par :

$$e_{FP_{mes}}(T_2) = \langle e_{FP_{mes}}(T_2, r) \rangle \quad (61)$$

$$e_{FP_{ref}}(T_2) = \langle e_{FP_{ref}}(T_2, r) \rangle \quad (62)$$

Où le symbole « $\langle \rangle$ » désigne la valeur moyenne prise sur le diamètre du faisceau.

En pratique, nous considérerons le cas où les trois voies de référence seront placées sur un diamètre de 13 mm, chaque faisceau d'analyse ayant un diamètre de 2 mm. Nous allons dans un premier temps adopter ces valeurs pour l'ensemble de nos modélisations (car elles sont réalistes d'un point de vue expérimental), puis nous étudierons leur influence sur la mesure des variations d'épaisseur de la couche.

4.2.1. Validation de la méthode à contrainte thermique nulle avec et sans dépôt métallique

Nous désignons ici par contrainte thermique nulle, la configuration particulière dans laquelle les coefficients de dilatation thermique du substrat et de la couche sont identiques : $\alpha_s = \alpha_c$. Nous distinguons le cas d'un plot diélectrique seul, puis nous étudierons l'influence du dépôt métallique sur la structure.

○ Sans dépôt métallique

La première simulation que nous allons réaliser sur notre structure Fabry-Perot vise uniquement à valider la méthode de calcul. Pour cela, nous supposons un plot central de Ta_2O_5 , déposé sur un substrat de même coefficient de dilatation thermique, et sans dépôt métallique, tel que représenté en Figure 53. Ainsi, les contraintes thermiques et les déformations étant nulles, la relation (57) doit nous donner exactement la valeur de la variation d'épaisseur de la couche. Une couche de pentoxyde de tantale de $1\ \mu\text{m}$ déposée sur un substrat de même coefficient de dilatation voit, lorsque la température change de 50°C , son épaisseur modifiée d'une quantité théorique de 121 pm.

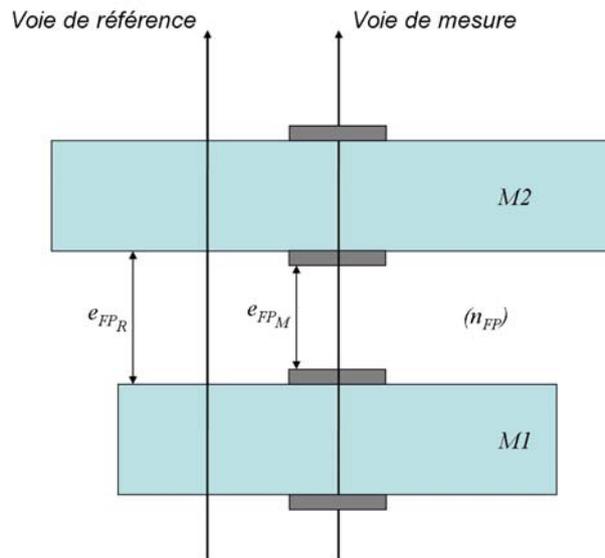


Figure 53 : Schéma de la structure "validation du code". L'épaisseur de la couche est de $1\ \mu\text{m}$, et l'ensemble n'est pas métallisé. L'épaisseur des lames considérée est choisie entre 1 mm à 6,35 mm.

Nous avons considéré plusieurs épaisseurs de substrats, les valeurs moyennes des épaisseurs de cavités pour les voies de référence et de mesure sont données dans le Tableau 10.

Epaisseur du substrat	Epaisseur (mécanique) de la cavité de mesure (μm)	Epaisseur (mécanique) de la cavité de référence (μm)	Dilatation Δe_c de la couche déduite à l'aide de (57) (pm)
1 mm	57,87876	59,87900	121
2,5 mm	57,69726	59,69750	121
4 mm	57,51576	59,51600	121
6,35 mm	57,23141	59,23165	121

Tableau 10 : Valeur de la dilatation de la couche estimée, à contrainte thermique nulle, pour différentes épaisseurs de substrats.

Nous allons maintenant introduire un dépôt d'argent sur la totalité de la surface de chacun des substrats dans le but d'accroître la finesse de notre Fabry-Perot et de rendre ainsi détectable avec une meilleure précision le décalage des pics de résonance sous sollicitation thermique. Dans cette étape, nous considérerons encore un substrat de même coefficient d'expansion thermique que le plot diélectrique. Les seules déformations proviendront ainsi des différences de coefficients d'expansion thermique entre le dépôt métallique et le substrat. Puis nous considérerons plusieurs substrats de coefficients de dilatation thermique α_s différents, afin d'extraire les paramètres thermo-mécaniques de la couche mince comme nous l'avons fait dans notre étude optique détaillée.

- Avec dépôt métallique

La structure considérée est donc la suivante :

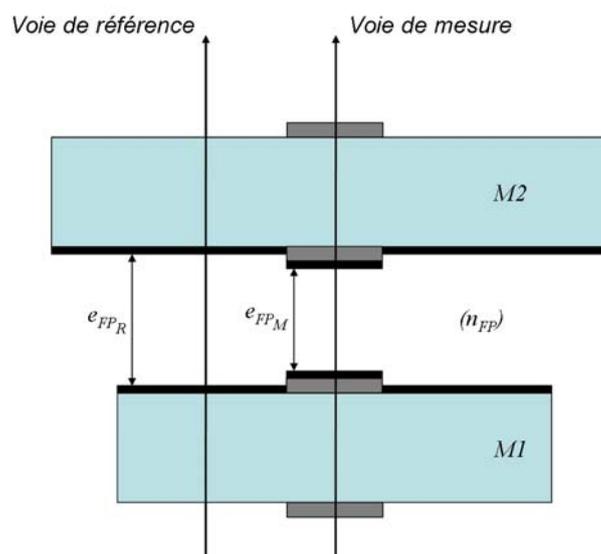


Figure 54 : Structure Fabry-Perot utilisant une métallisation des surfaces en regard des substrats après dépôt préalable du plot diélectrique. L'épaisseur de métal est de 40 nm.

Nous avons considéré une épaisseur de métal de 40 nm. Il s'agit là d'une épaisseur suffisante pour s'affranchir des effets optiques de la couche (comme établi dans l'étude optique présentée au chapitre 3), nous permettant ainsi d'être majoritairement sensible à la variation de l'épaisseur mécanique du plot. La sollicitation thermique est toujours fixée à 50°C, et l'épaisseur du plot à 1 μm . Nous reprenons ainsi le Tableau 10 sans y reporter les valeurs des épaisseurs de cavités extraites mais uniquement la valeur de la dilatation de la couche estimée.

Epaisseur du substrat	Dilatation Δe_c de la couche déduite à l'aide de (57) (pm) Valeur attendue : <u>121 pm</u>
1 mm	2922
2,5 mm	571
4 mm	299
6,35 mm	193

Tableau 11 : Effet de l'introduction du métal sur la valeur de la dilatation thermique de la couche, pour différentes épaisseurs de substrats, et dans le cas où $\alpha_s = \alpha_c$.

Avec le dépôt métallique, nous constatons ainsi que même pour des déformations thermiques minimales ($\alpha_s = \alpha_c$), les valeurs estimées de la dilatation de la couche sont erronées. On remarque cependant que les déformations induites par la couche métallique se réduisent lorsque l'épaisseur du substrat augmente. Nous avons souhaité étudier l'effet d'une réduction de la surface de ce dépôt métallique sur l'extraction de la valeur de la dilatation de la couche afin de voir s'il est possible de réduire ces erreurs dues aux déformations induites par le métal.

4.2.2. Minimisation des déformations par un dépôt métallique partiel

Nous venons de voir que les déformations induites par le métal sont relativement importantes, et faussent de manière significative la mesure de la variation d'épaisseur de la couche, même lorsque les coefficients d'expansion thermique du plot diélectrique et du substrat sont égaux (c'est-à-dire la configuration pour laquelle, en présence de métal, les contraintes thermiques sont minimales). Nous devons donc essayer de réduire ces déformations. Nous ne pouvons pas cependant utiliser la même technique que pour le plot diélectrique, à savoir déposer une couche de métal sur les faces arrière des lames. En effet, il y aurait dans ce cas trop peu de lumière pénétrant dans l'interféromètre du fait de la première réflexion sur la face arrière (nous rappelons que nos structures présentent des coefficients de réflexion supérieurs à 90%). Nous ne pouvons pas

non plus diminuer son épaisseur, puisque, dans ce cas, la structure thermo-mécanique serait également sensible à la variation d'indice du diélectrique déposé au centre et nous ne pourrions pas dissocier celle-ci de la variation d'épaisseur du plot.

La dernière solution consiste donc à réduire la surface de métal déposée. Dans le cas du plot diélectrique, nous avons vu (Figure 51) que les déformations se réduisent lorsque le diamètre du plot diminue. Nous pouvons donc envisager qu'il en sera de même pour le métal si on réalise des dépôts partiels. L'idée est donc de déposer une couronne de métal, centrée sur un cercle de rayon 13 mm, c'est-à-dire aux endroits où nous plaçons nos faisceaux d'analyse. Les difficultés posées par la réalisation d'une telle couronne seront détaillées dans la partie consacrée au montage expérimental, au Chapitre 5.

Pour les simulations par FEM, la structure simulée se présente cette fois sous la forme donnée ci-après (Figure 55). La couronne présente une largeur de 3 mm, ainsi que le dépôt métallique central. Ceci laisse une tolérance de position de 1 mm pour les faisceaux de mesure (2 mm de diamètre). Le plot diélectrique a un diamètre de 4 mm, ce qui permet d'avoir des transitions distinctes et facilement modélisables entre les matériaux (la modélisation d'un dépôt métallique recouvrant complètement le dépôt diélectrique central est difficile et s'éloignerait sans doute de la réalité de ce que nous serons en pratique capables de réaliser).

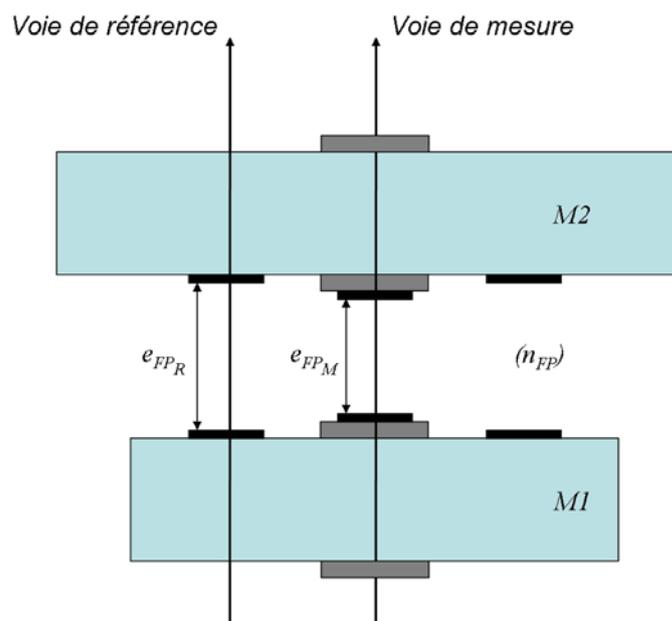


Figure 55 : Structure du Fabry-Perot d'épreuve avec dépôt du métal en couronne. La largeur de la couronne est de 3 mm, le diamètre du plot diélectrique est de 4 mm, celui de la zone métallisée centrale est de 3 mm. Les épaisseurs sont celles considérées jusqu'à présent.

Nous considérons toujours en premier lieu un substrat possédant le même coefficient d'expansion thermique que le plot diélectrique central. A partir des valeurs moyennes des épaisseurs de cavité de référence et de mesure, nous estimons de la même façon que précédemment la valeur de la variation d'épaisseur de la couche en utilisant (57).

Epaisseur du substrat	Dilatation Δe_c de la couche déduite à l'aide de (57) (pm) Valeur attendue : <u>121 pm</u>
1 mm	952
2,5 mm	259
4 mm	179
6,35 mm	146

Tableau 12 : Valeur de la dilatation de la couche obtenue en simulant une sollicitation thermique de 50°C sur la structure représentée en Figure 55.

Les estimations de la variation d'épaisseur de la couche sont meilleures que celles obtenues auparavant, lorsque le métal était déposé sur la surface totale des lames. Au vu de ces résultats, il apparaît que la variation d'épaisseur de la couche, pour un substrat de mêmes propriétés que la couche, est d'autant mieux estimée que le substrat est épais. Ceci s'explique par une approche de type « Stoney ». En effet, plus le substrat est épais, plus les déformations apportées par le métal sont minimales, jusqu'à une épaisseur où elles sont négligeables et ne déforment plus la structure. La comparaison de la voie de référence avec la voie de mesure contient alors uniquement l'information sur la variation d'épaisseur de la couche. Pour confirmer ce résultat, nous avons alors effectué une dernière simulation avec des lames d'épaisseurs 12 mm. La valeur estimée de la variation d'épaisseur de la couche, en considérant toujours un substrat de propriétés identiques à celles du plot diélectrique, est cette fois-ci de **126 pm**, soit une erreur de 5 pm seulement. Il semble alors possible d'extraire la variation d'épaisseur de la couche en considérant simplement des épaisseurs de substrats les plus importantes possibles.

Examinons maintenant les résultats obtenus avec le même type d'approche sur des substrats de nature différente de celle du plot diélectrique.

4.2.3. Résultats numériques à contrainte thermique non nulle

Nous venons de montrer que dans le cas virtuel où la couche possède les mêmes propriétés thermo-mécaniques que le substrat, il est possible, en utilisant une épaisseur de substrat suffisamment importante pour minimiser les déformations dues au dépôt métallique, d'évaluer la variation d'épaisseur de la couche. Ce cas

est bien virtuel puisqu'il demande de choisir un substrat présentant des propriétés thermo-mécaniques que nous ne sommes pas censés connaître, et qui plus est, que nous cherchons à mesurer. De plus, nous l'avons vu tout au long de l'étude optique détaillée de la configuration thermo-mécanique, la méthode d'extraction des paramètres α_c et ν_c de la couche nécessite l'emploi de plusieurs substrats de coefficients d'expansion thermique différents. Nous devons donc approfondir les simulations précédentes en considérant un panel de substrats. Nous avons choisi de prendre les verres suivants : l'ULE ($\alpha_s = 3.10^{-8}/^\circ\text{C}$), un verre de coefficient $\alpha_s = 10^{-7}/^\circ\text{C}$, un verre de même α_s que la couche déposée (c'est-à-dire ici du pentoxyde de tantale) et enfin un verre de BK7 ($\alpha_s = 71.10^{-7}/^\circ\text{C}$). Le verre de type Ta_2O_5 nous permet simplement d'évaluer l'effet sur l'extraction de la dilatation de la couche lorsque $\alpha_s = \alpha_c$.

Pour la présentation des résultats, nous avons choisi d'introduire une variable réduite ξ définie par la quantité suivante :

$$\xi = (\alpha_s - \alpha_c) \frac{E_c}{1 - \nu_c} \frac{1 - \nu_s}{E_s} \quad (63)$$

où E_c (respectivement E_s) désigne le module d'Young de la couche (respectivement du substrat), α_c (respectivement α_s) le coefficient de dilatation thermique de la couche (respectivement du substrat), et ν_c (respectivement ν_s) le coefficient de Poisson de la couche (respectivement du substrat).

Cette quantité contient tous les paramètres mis en jeu dans les contraintes thermiques. Il ne reste alors plus que les épaisseurs et le diamètre du plot qui sont susceptibles d'intervenir. Nous allons donc, pour chaque substrat, évaluer la valeur estimée de la variation d'épaisseur de la couche, et nous examinerons l'erreur ε qui est faite sur cette estimation. Nous allons ainsi nous intéresser à la variation de cette quantité ε en fonction de notre variable réduite ξ , ε étant définie par :

$$\varepsilon = \Delta e(\text{estimé}) - \Delta e(\text{théorique}) = f(\xi) \quad (64)$$

Reprenons donc la structure représentée par la Figure 55, sollicitée thermiquement de 50°C , avec les différents substrats cités, et un plot de Ta_2O_5 . Les valeurs de la variable réduite ξ pour les différents matériaux sont donnés dans le tableau suivant :

α_s	ξ pour une couche de Ta_2O_5	ξ dans le cas d'une couche de silice
$3.10^{-8}/^{\circ}C$ (ULE)	$-4.01.10^{-6}$	$-4.22.10^{-7}$
$1.10^{-7}/^{\circ}C$	$-2.58.10^{-6}$	$3.96.10^{-7}$
$24,2.10^{-7}/^{\circ}C$ (Ta_2O_5)	0.00	$9.05.10^{-7}$
$71.10^{-7}/^{\circ}C$ (BK7)	$5.52.10^{-6}$	$5.63.10^{-6}$

Tableau 13 : Valeurs de la variable réduite ξ pour les différents substrats considérés dans le cas d'une couche de Ta_2O_5 et dans le cas d'une couche de silice.

La courbe $\varepsilon = f(\xi)$ obtenue pour les 4 épaisseurs de substrats considérées jusqu'ici (1; 2,5; 4; 6,35 mm), et auxquelles nous avons ajouté une cinquième épaisseur de 12 mm, est la suivante :

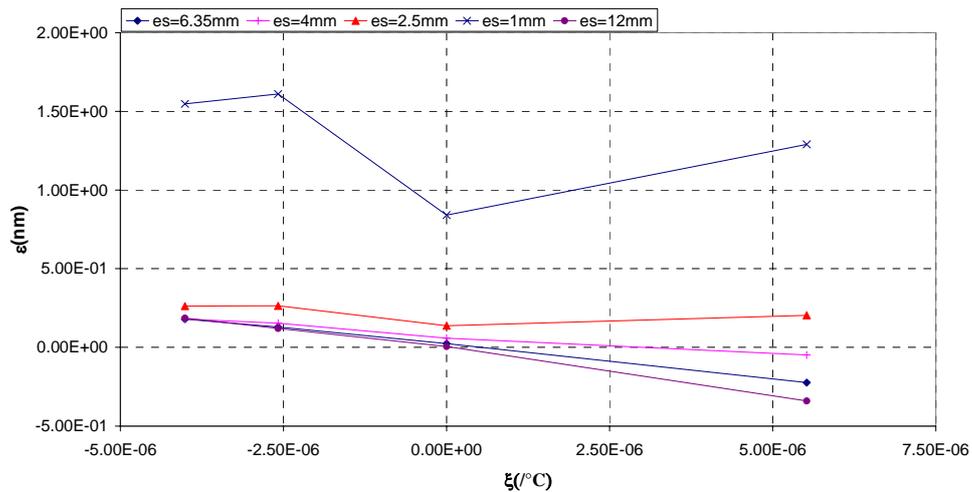


Figure 56 : Courbe $\varepsilon = f(\xi)$ pour le Ta_2O_5 en considérant différentes épaisseurs de substrat. Les erreurs restent trop importantes pour une bonne estimation des paramètres thermo-mécaniques.

Pour une épaisseur de substrat de 1 mm, nous voyons que le dépôt métallique fausse les estimations des variations d'épaisseur de la couche de manière beaucoup trop importante. Pour les autres épaisseurs, deux résultats sont significatifs. Le premier est que les estimations des variations d'épaisseur de la couche dépendent de l'épaisseur du substrat. De plus, il semble qu'en considérant des substrats de natures différentes, l'estimation de la couche est faussée dès lors que les propriétés du substrat s'éloignent de celles du plot central.

L'erreur sur la dilatation s'étale de 200 pm (pour un substrat d'ULE) à -300 pm (pour un substrat de BK7) pour des substrats d'épaisseur supérieure à 2 mm. Nous devons pour commencer regarder si nous ne pouvons pas mesurer les déformations dues au métal afin de les injecter dans l'extraction des mesures de la dilatation de la couche.

4.2.4. Utilisation d'une structure de référence : élimination de l'effet du dépôt métallique

A ce stade, nous ne pouvons donc pas dire que notre méthode permette réellement l'extraction des paramètres thermo-mécaniques de la couche, la valeur estimée de la variation d'épaisseur s'écartant trop de la valeur réelle du fait des déformations induites par le dépôt métallique, même si la déformation induite par le plot diélectrique se trouve compensée par la présence d'un dépôt symétrique.

La question fondamentale est : Avons-nous un moyen de connaître les déformations dues au métal uniquement ? Si la réponse est oui, nous pourrions alors imaginer introduire un terme correctif $\rho_{\text{métal}}$ dans la relation (57) afin de mieux estimer la variation d'épaisseur de la couche. Pour cela, nous allons effectuer une simulation sur une structure de référence se présentant sous la même forme que celle donnée en Figure 55, mais sans les plots diélectriques centraux. La structure se schématise ainsi comme en Figure 57. L'idée est d'évaluer les déformations dues au métal en mesurant les écarts entre les épaisseurs de cavité périphériques (sur la couronne métallique) et au centre.

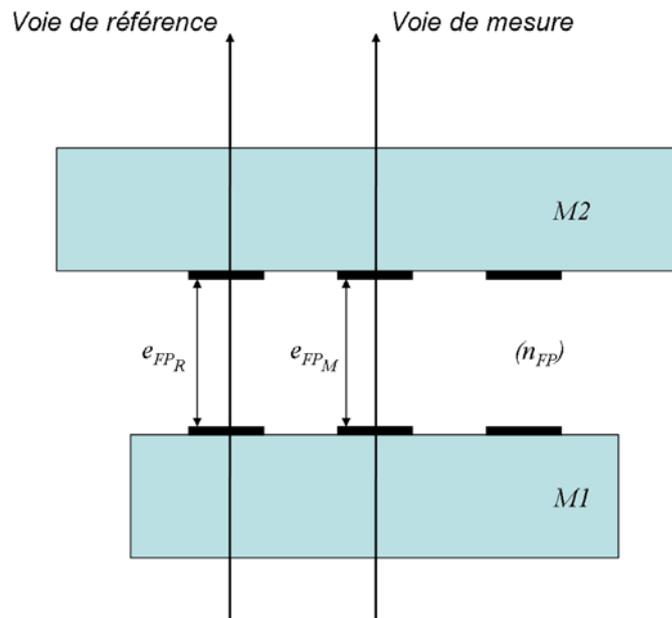


Figure 57 : Structure de référence destinée à évaluer les déformations dues au dépôt métallique.

Lorsque cette structure est sollicitée thermiquement (toujours de 50°C), les dépôts centraux et périphériques ne donnent pas les mêmes déformations du fait de la répartition non uniforme des contraintes dans la structure. Ainsi les épaisseurs des cavités de référence et de mesure n'auront pas les mêmes valeurs à la température T_2 .

Considérons la structure représentée en Figure 57 pour les différents substrats utilisés jusqu'ici et une épaisseur de métal de 40 nm. Nous présentons ci-après les déformations obtenues sur le plot central de métal et la couronne périphérique, dans le cas d'un substrat d'ULE.

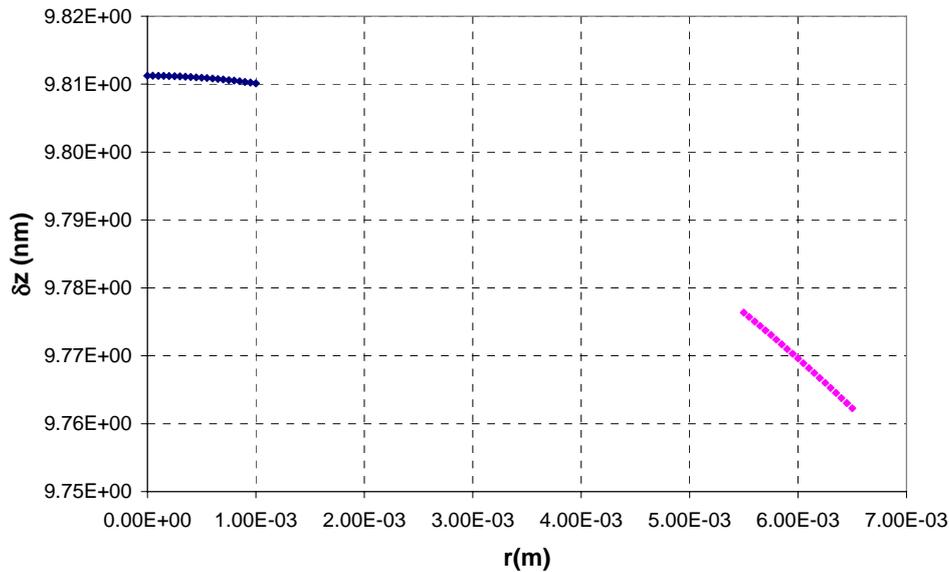


Figure 58 : Déformation de la structure aux endroits des faisceaux d'analyse (au centre et centré à $r = 6.5$ mm, sur un diamètre de 2 mm) pour un substrat d'ULE.

Nous avons donc calculé la moyenne des épaisseurs de cavité au centre et sur la couronne périphérique et nous nous sommes intéressés à l'écart entre ces deux quantités. Le résultat est donné Figure 59 pour les différents substrats considérés, en fonction de l'épaisseur du substrat.

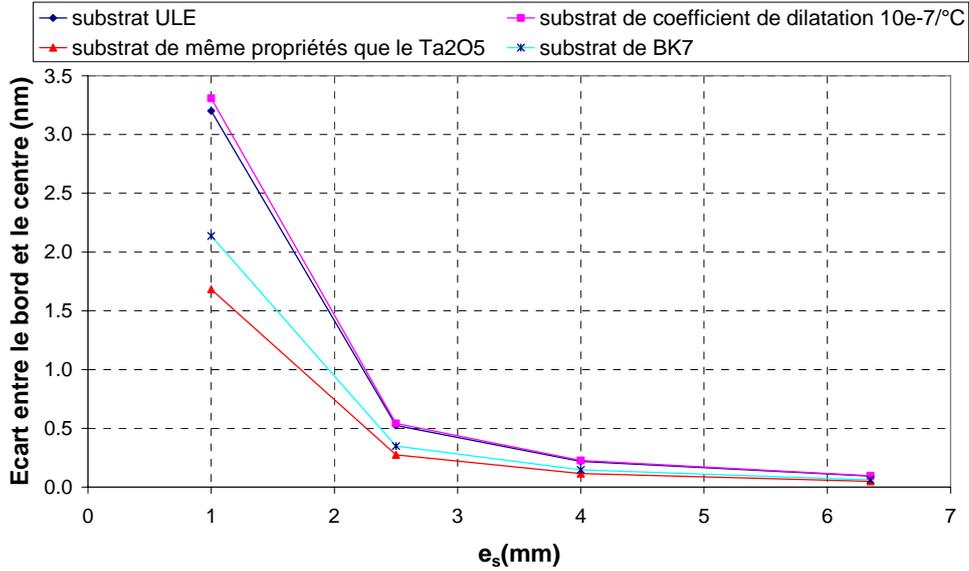


Figure 59 : Variation des écarts entre épaisseurs de cavité au bord et au centre en fonction de l'épaisseur des substrats, pour des substrats de natures différentes.

Les écarts entre les épaisseurs de cavité au bord et au centre sont donc importants. Si ces déformations n'étaient pas présentes, ces épaisseurs de cavité seraient rigoureusement identiques et l'une ou l'autre des voies ne contiendrait comme information que la dilatation propre du métal. Nous allons donc introduire le terme correctif $\rho_{\text{métal}}$ de la façon suivante afin de vérifier si les déformées dues au métal sont additives ou non :

$$\Delta e_c = \frac{1}{2} \left(\Delta E_{FP_{ref}} - \Delta E_{FP_{mes}} - \rho_{\text{métal}} \right) \quad (65)$$

En effet, lorsque le plot est absent, sa dilatation est logiquement nulle et nous avons choisi de définir le terme $\rho_{\text{métal}}$ comme l'écart entre la variation d'épaisseur de cavité périphérique et la variation de l'épaisseur au centre :

$$\rho_{\text{métal}} = \left(\Delta E_{FP_{ref}} - \Delta E_{FP_{mes}} \right)_{ec=0} \quad (66)$$

A l'aide des simulations obtenues sur la structure représentée en Figure 57, et en injectant ce terme correctif $\rho_{\text{métal}}$ dans la relation (65) nous obtenons des valeurs corrigées des variations d'épaisseur des couches. Nous pouvons alors tracer à nouveau les erreurs ε en fonction de notre variable réduite ξ .

On obtient ainsi les erreurs sur les valeurs de la dilatation estimée représentées sur la Figure 60.

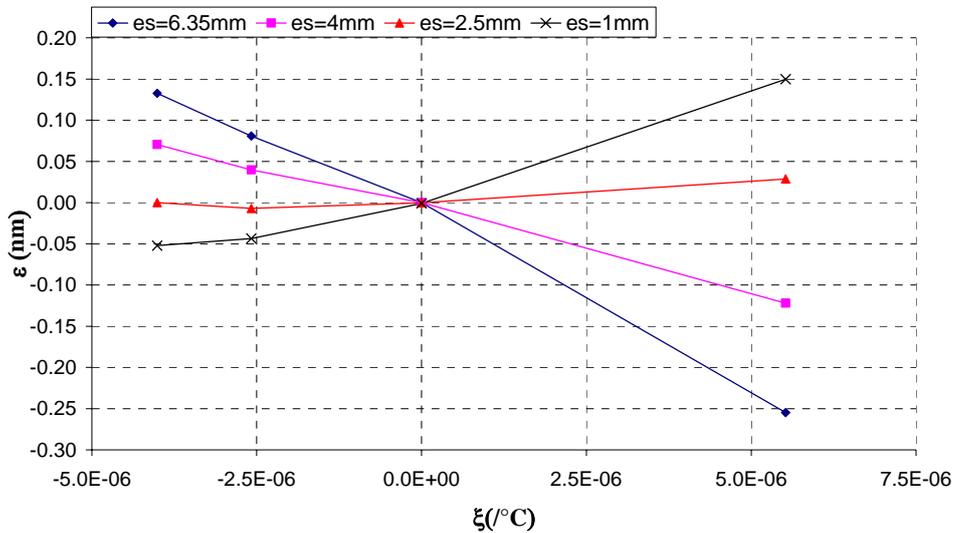


Figure 60 : Courbes d'erreur $\varepsilon = f(\xi)$ prenant en compte le terme correctif associé au dépôt métallique.

Ces courbes sont à comparer avec celles obtenues sur la Figure 56 où il s'agit de la même structure, avec les mêmes matériaux et mêmes épaisseurs pris en compte, mais sans tenir compte des informations obtenues sur la structure de référence. Les déformations dues au métal sont donc bien additives. La modification la plus remarquable concerne les erreurs sur la variation d'épaisseur de la couche lorsque les épaisseurs des lames sont de 1 mm. Après introduction du terme correctif $\rho_{\text{métal}}$, une régression linéaire à l'aide de la méthode des moindres carrés sur la courbe $\varepsilon = f(\xi)$ pour cette épaisseur nous donne un coefficient de corrélation de 0,95 alors que sur la Figure 56, la courbe représentative semblait beaucoup trop complexe pour permettre d'extraire quelque information que ce soit.

De même, nous constatons que lorsque le substrat possède les mêmes propriétés que la couche ($\xi = 0$), la valeur estimée de la variation d'épaisseur de la couche pour les différentes épaisseurs de substrat est exacte. Néanmoins, la plupart des courbes quasi-affines obtenues sur la Figure 60 nous donne encore des déformations trop importantes pour rendre possible la mesure précise de la dilatation de la couche, et donc un accès fiable aux paramètres α_c et ν_c de celle-ci, tout au moins pour les épaisseurs que nous avons considérées. Nous remarquons cependant que l'amplitude des erreurs dépend de l'épaisseur du substrat. Parmi celles choisies, l'épaisseur de 2,5 mm est à l'évidence celle qui donne le meilleur résultat. Nous allons donc poursuivre notre étude en analysant l'effet de l'épaisseur du substrat sur la détermination des paramètres thermo-mécaniques de la couche, et ce, en évaluant les pentes et les ordonnées à l'origine des droites de régression linéaire $\Delta e_c = f(\alpha_s)$. Notre

objectif final est bien évidemment de déterminer l'épaisseur optimale à donner au substrat.

4.3. Effet de l'épaisseur du substrat sur la précision de l'extraction des paramètres.

Le paragraphe 4.2 nous a permis d'obtenir plusieurs résultats importants relatifs à la définition d'une structure d'épreuve optimale. Ces résultats sont les suivants :

- Afin de minimiser le plus possible les déformations dues au plot diélectrique et au métal, il nous faut envisager des dépôts partiels du métal et une symétrisation du plot diélectrique.
- Il est nécessaire d'avoir recours à une mesure sur une structure de référence, c'est-à-dire une structure identique à celle comprenant le plot diélectrique central, à l'exception de celui-ci, les dépôts de métal devant être identiques. Cette structure permet d'évaluer le terme correctif qui sera utilisé pour soustraire les erreurs dues aux déformations induites par le métal.
- Avec ces structures de référence (sans plot diélectrique) et de mesure (avec le plot), il nous faut tout de même prendre en considération l'épaisseur du substrat. En effet, il existe visiblement une épaisseur de substrat optimale $e_{s(OPT)}$ pour laquelle l'erreur commise sur l'estimation de la variation d'épaisseur de la couche, et donc sur la détermination des paramètres thermo-mécaniques de la couche, sont minimales.

Nous allons dans un premier temps estimer cette épaisseur optimale et par la suite étudier sa sensibilité vis-à-vis de différents paramètres. La recherche de cette épaisseur optimale ne sera pas faite en recherchant l'écart minimal entre les variations d'épaisseur « apparente » et « réelle » de la couche diélectrique, mais directement au niveau de l'extraction des paramètres α_c et ν_c de cette couche, extraction pour laquelle il est nécessaire, comme nous l'avons décrit dans le Chapitre 3, de considérer des substrats de coefficients de dilatation différents.

4.3.1. Extraction des paramètres thermo-mécaniques des couches minces à l'aide des structures d'épreuves

4.3.1.1. Couche de Ta_2O_5

La Figure 60 nous donne, pour plusieurs épaisseurs de substrats, les valeurs estimées de la variation d'épaisseur de la couche en fonction des coefficients d'expansion thermique des substrats $\Delta e_c = f(\alpha_s)$. Pour chaque épaisseur des lames, nous pouvons ainsi évaluer la pente et l'ordonnée à l'origine, et en déduire les valeurs de ν_c et α_c à l'aide des relations que nous avons développées (c'est-à-dire essentiellement la relation (39)).

L'écart absolu entre les paramètres thermo-mécaniques ainsi estimés et les paramètres théoriques utilisés pour la simulation est donné en fonction de l'épaisseur du substrat à la Figure 61.

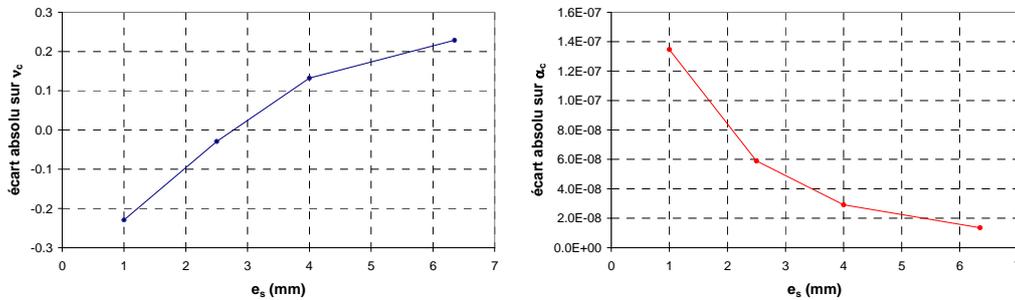


Figure 61 : Ecart absolu entre la valeur estimée et la valeur théorique des coefficients thermo-mécaniques α et ν d'une couche de Ta_2O_5 en fonction des épaisseurs de substrats considérées.

Pour rappel, les paramètres thermo-mécaniques théoriques introduits dans la simulation pour une couche de pentoxyde de tantale sont les suivants : $\nu_c = 0.23$; $\alpha_c = 24,2 \cdot 10^{-7}/^\circ C$. Le coefficient de Poisson de la couche est donc fortement sensible à l'épaisseur optimale du substrat, les erreurs relatives pouvant être de l'ordre de 100%. Le coefficient de dilatation de la couche y est bien moins sensible, et sa détermination est d'autant meilleure que le substrat est épais. On remarquera que la détermination de α_c demande au préalable la détermination de ν_c , mais que l'erreur commise sur α_c semble être automatiquement compensée pour l'extraction de α_c , dans le cas d'un substrat épais, par celle faite sur l'estimation de l'ordonnée à l'origine de la droite $\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = a \cdot \alpha_s + b$ (les deux étant liés dans la relation (39)).

4.3.1.2. Couche de silice

Faisons la même étude en considérant cette fois une couche de silice dont les paramètres sont très différents de ceux du pentoxyde de tantale. En effet, les paramètres thermo-mécaniques que nous cherchons à estimer sont maintenant donnés par $\nu_c=0,17$ et $\alpha_c=5,5 \cdot 10^{-7}/^\circ C$. Le module d'Young biaxial $E_{biaxial}$, intervenant dans le calcul des déformées thermiques, est défini par :

$$E_{biaxial} = \frac{E_c}{1 - \nu_c} \quad (67)$$

où E_c est le module d'Young de la couche diélectrique. Le module d'Young biaxial vaut 88,0 dans le cas de la silice contre 181,8 pour le Ta_2O_5 . Ces deux couches ne vont donc pas se comporter de la même manière et les déformées ne seront pas identiques en regard d'une même sollicitation thermique. Ainsi, si les paramètres de la couche ont une forte influence sur la valeur de l'épaisseur

optimale de substrat, l'étude de la sollicitation thermique sur la configuration thermo-mécanique avec le plot central de silice doit le faire apparaître. Nous donnons ci-après (Figure 60 et Figure 61) les courbes $\varepsilon = f(\xi)$ dans le cas où nous n'introduisons pas le terme correctif $\rho_{\text{métal}}$, et dans le cas où nous en tenons compte. Les valeurs de la variable réduite ξ sont modifiées puisque nous considérons cette fois une couche de silice (cf. Tableau 13).

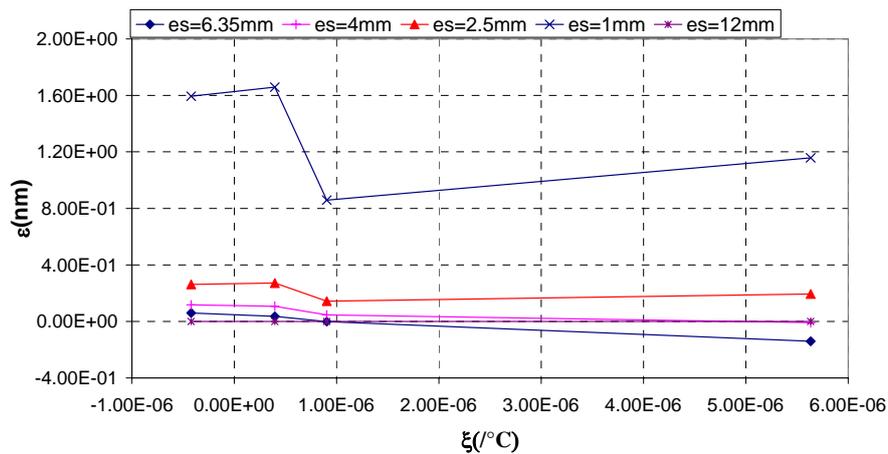


Figure 62 : Evaluation des erreurs ε sur la valeur de la dilatation d'un plot de silice en fonction de la variable réduite ξ , pour différentes épaisseurs de substrats sans le terme correctif métallique déterminé sur la structure de référence.

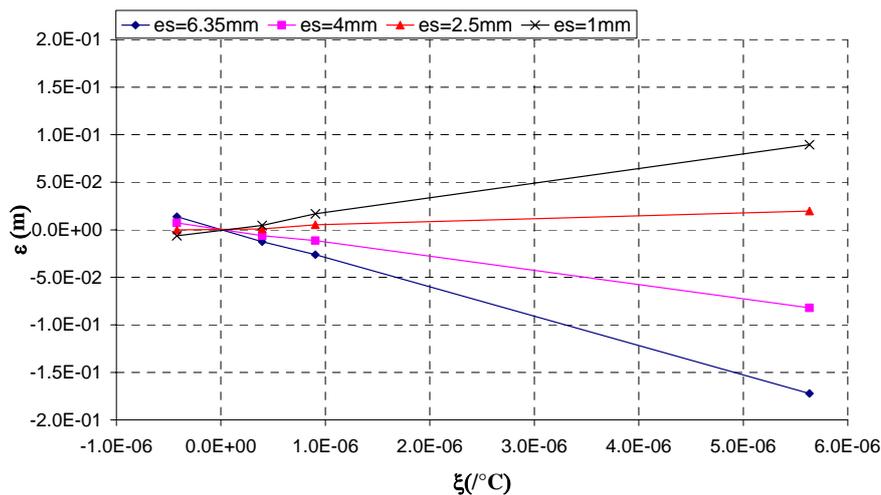


Figure 63 : Evaluation de ces mêmes erreurs avec prise en compte du terme correctif métallique déterminé sur la structure de référence.

L'introduction de ce terme correctif $\rho_{\text{métal}}$, comme pour un plot de pentoxyde de tantale, linéarise complètement les courbes $\varepsilon = f(\xi)$. Les droites ainsi obtenues (cf. Figure 63) se coupent en un point pour lequel l'erreur sur la valeur de la dilatation de la couche est nulle. Ce point correspond bien au cas où $\xi=0$, c'est-à-dire le cas où les deux coefficients d'expansion thermique α_s et α_c sont égaux.

Comme nous l'avons fait dans le cas du plot de Ta_2O_5 , nous déduisons à partir des valeurs de $\Delta e_c = f(\alpha_s)$ les paramètres thermo-mécaniques en fonction de l'épaisseur du substrat e_s . Les courbes représentant la variation des écarts absolus sur ν_c et α_c sont données aux Figure 64 et Figure 65. Sur ces Figures, nous avons choisi de présenter également celles obtenues dans le cas du pentoxyde de tantale afin de permettre une comparaison aisée. Nous rappelons que pour la silice, les paramètres adoptés sont $\nu_c = 0,17$ et $\alpha_c = 5,5 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$, tandis que pour le Ta_2O_5 nous avons employé $\nu_c = 0,23$ et $\alpha_c = 24,2 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$.

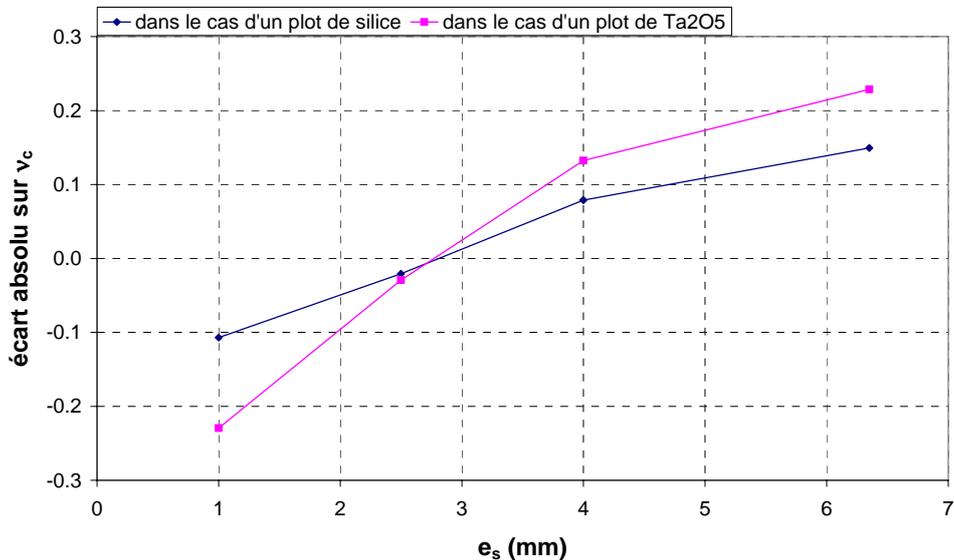


Figure 64 : Ecart absolu entre la valeur estimée et la valeur théorique du coefficient de Poisson en fonction de l'épaisseur du substrat, pour un plot central diélectrique de silice et de pentoxyde de tantale.

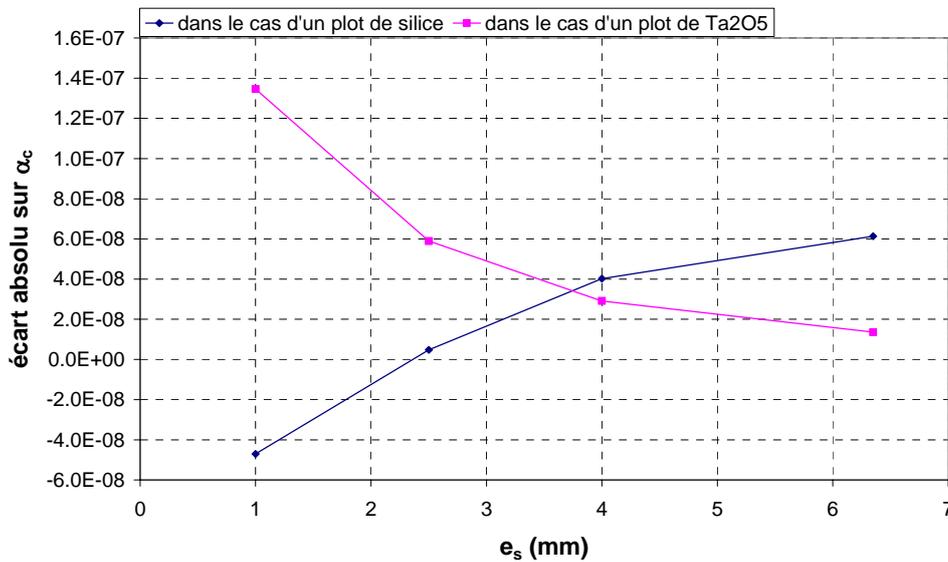


Figure 65 : Ecart absolu entre la valeur estimée et la valeur théorique du coefficient d'expansion thermique α en fonction de l'épaisseur e du substrat, pour un plot central diélectrique de silice et de pentoxyde de tantale.

Pour les deux matériaux, l'épaisseur optimale des substrats qui permet de garantir une bonne estimation du coefficient de Poisson est quasiment la même et vaut environ 2,8 mm. Ainsi, en choisissant pour nos substrats une épaisseur de 2,8 mm, les erreurs absolues enregistrées sur la détermination du coefficient de Poisson restent inférieures à 0,002, ce qui constitue un résultat très satisfaisant.

Dans le cas du coefficient d'expansion thermique et en conservant cette même épaisseur de substrat de 2,8 mm, les erreurs absolues attendues dans le cas d'un plot de silice et de pentoxyde de tantale sont respectivement de $2.10^{-8}/^{\circ}\text{C}$ et de $4,5.10^{-8}/^{\circ}\text{C}$. A nouveau, ce résultat est des plus satisfaisants.

Si nous gardons présent à l'esprit les différences importantes qui existent entre les paramètres thermo-mécaniques des deux matériaux considérés ici (SiO_2 et Ta_2O_5), nous pouvons raisonnablement conclure que l'épaisseur optimale de substrat que nous venons de déterminer n'est pas sensible à la valeur de ces paramètres.

4.3.2. Sensibilité de l'épaisseur de substrat optimale vis-à-vis de différents paramètres

4.3.2.1. Influence des paramètres thermo-mécaniques et des caractéristiques géométriques du dépôt métallique

Nous allons vérifier que les paramètres thermo-mécaniques du métal ainsi que son épaisseur n'ont pas d'influence sur la valeur de l'épaisseur optimale du substrat. En effet, si les déformations dues au métal sont bien additives, et

peuvent être compensées par le terme correctif $\rho_{\text{métal}}$, alors quelles que soient les propriétés, l'épaisseur et les dimensions du plot et de la couronne métallique, l'épaisseur optimale devrait rester constante.

○ Influence des paramètres thermo-mécaniques

Nous effectuons tout d'abord nos simulations en modifiant les paramètres thermo-mécaniques du métal. Nous avons choisi pour celui-ci des nouvelles valeurs du coefficient de Poisson et du module d'Young tels que le module d'Young biaxial de ce métal (défini par la relation (67)) soit réduit de moitié par rapport à celui considéré jusqu'à maintenant. Nous avons également choisi de prendre un coefficient d'expansion thermique moitié moindre que celui considéré jusqu'à présent. Nous ne présentons pas la courbe $\varepsilon = f(\xi)$ obtenue puisqu'elle se trouve être rigoureusement identique à celle représentée à la Figure 60. Ceci signifie, comme attendu, que la valeur de l'épaisseur optimale est rigoureusement identique à celle précédemment obtenue. Les propriétés thermo-mécaniques du métal n'ont donc aucune influence sur la valeur de cette épaisseur optimale. Nous pouvons donc nous intéresser maintenant à l'influence de l'épaisseur de métal déposée au centre et sur la couronne.

○ Influence de l'épaisseur de métal déposée

Nous reprenons les structures représentées sur les Figure 55 et Figure 57, en considérant différentes épaisseurs de métal (30 nm, 40 nm et 50 nm). Par exemple, nous représentons la courbe $\varepsilon = f(\xi)$ pour une épaisseur de métal de 30 nm.

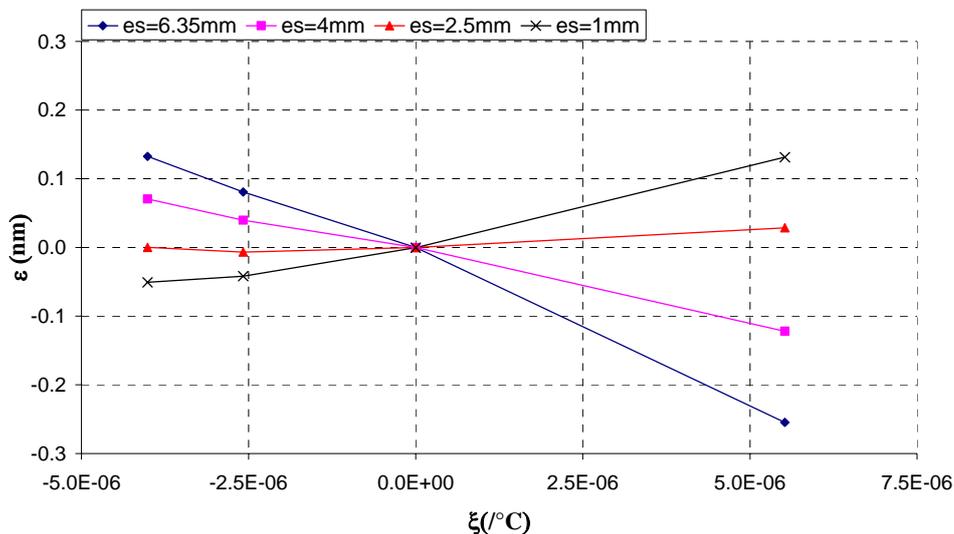


Figure 66 : Erreur sur la valeur de la dilatation de la couche estimée dans le cas du Ta_2O_5 , avec une épaisseur de métal de 30 nm.

De même, l'extraction des paramètres thermo-mécaniques, et leurs écarts avec la valeur considérée dans les simulations nous donnent :

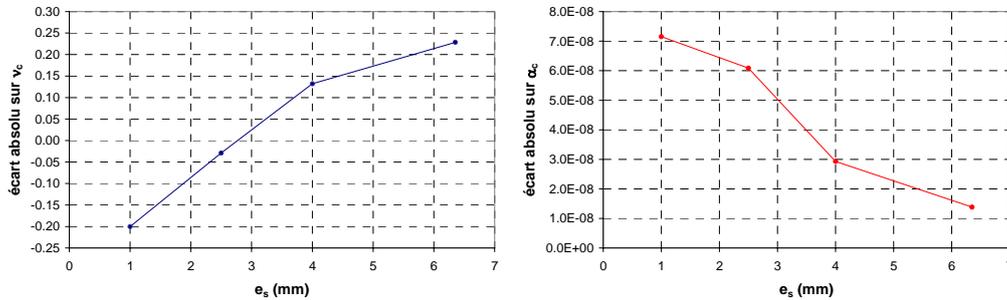


Figure 67 : Ecart absolu sur la détermination des paramètres thermo-mécaniques dans le cas d'une épaisseur de métal de 30 nm.

Les résultats sont identiques pour une épaisseur de 50 nm. Ainsi, quelque soit l'épaisseur de métal considérée, la prise en compte du terme $\rho_{\text{métal}}$ corrige de façon identique les déformations dues au dépôt métallique.

○ Cas d'une structure sans dépôt métallique

Nous venons ainsi de voir que les caractéristiques du dépôt métallique n'ont pas d'influence sur la valeur de l'épaisseur optimale du substrat. Nous allons donc vérifier maintenant qu'il s'agit bien du plot diélectrique central et de ses déformations qui sont à l'origine de l'existence de cette épaisseur optimale $e_{s(\text{OPT})}$. Pour cette étude, nous ne considérerons donc que des structures non métallisées. Nous considérons à nouveau la structure représentée en Figure 53 mais avec seulement deux plots diélectriques déposés symétriquement au centre de chaque lame. Nous avons vu que lorsque le substrat possède les mêmes propriétés thermo-mécaniques que le plot, la valeur estimée de la dilatation de la couche est exacte. En prenant le panel de substrats de natures différentes et en simulant une sollicitation thermique de la structure, nous relevons à nouveau les valeurs de $\varepsilon = f(\xi)$ pour les différentes épaisseurs de substrats. Nous obtenons la courbe suivante :

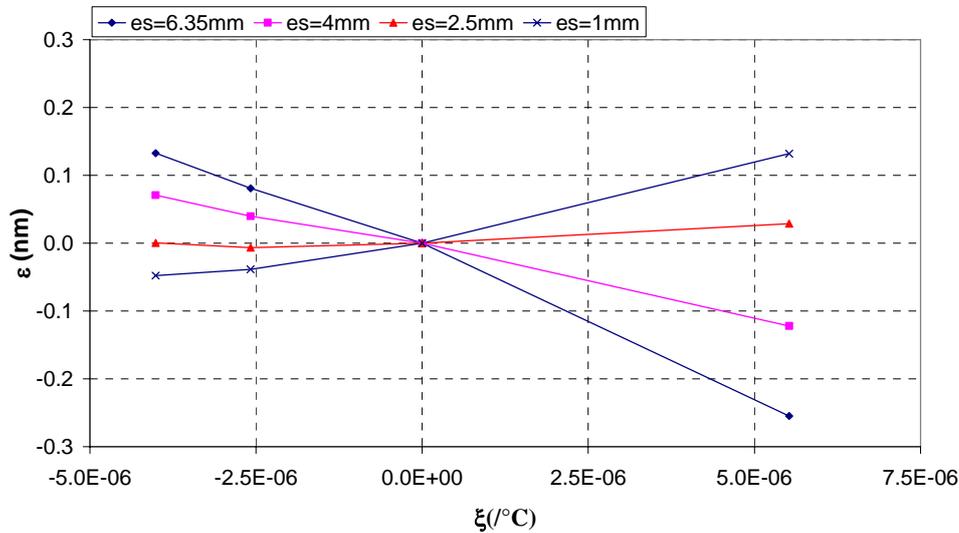


Figure 68 : Courbe $\varepsilon = f(\xi)$ obtenue pour une structure d'épreuve de Ta_2O_5 ne comportant pas de dépôt métallique.

Les déformations de la couche de diélectrique déposée, mêmes minimales après symétrisation, sont donc bien la cause des erreurs faites sur l'estimation de la dilatation de cette même couche. Pour cette simulation, nous obtenons la même valeur de l'épaisseur optimale du substrat permettant d'assurer une bonne estimation du coefficient de Poisson (et une bonne précision sur le coefficient d'expansion thermique pour cette même épaisseur).

4.3.2.2. Influence de l'épaisseur de la couche

Comme nous l'avons déjà vu au paragraphe 4.1.5.2, l'amplitude des déformations augmente lorsque l'épaisseur du plot diélectrique central augmente. Nous avons donc considéré ici des plots diélectriques centraux d'épaisseur égale à $3\ \mu\text{m}$ (au lieu des $1\ \mu\text{m}$ habituels). Les erreurs ε que nous obtenons sur l'évaluation de la variation d'épaisseur de la couche avec cette nouvelle épaisseur de plot sont les suivantes :

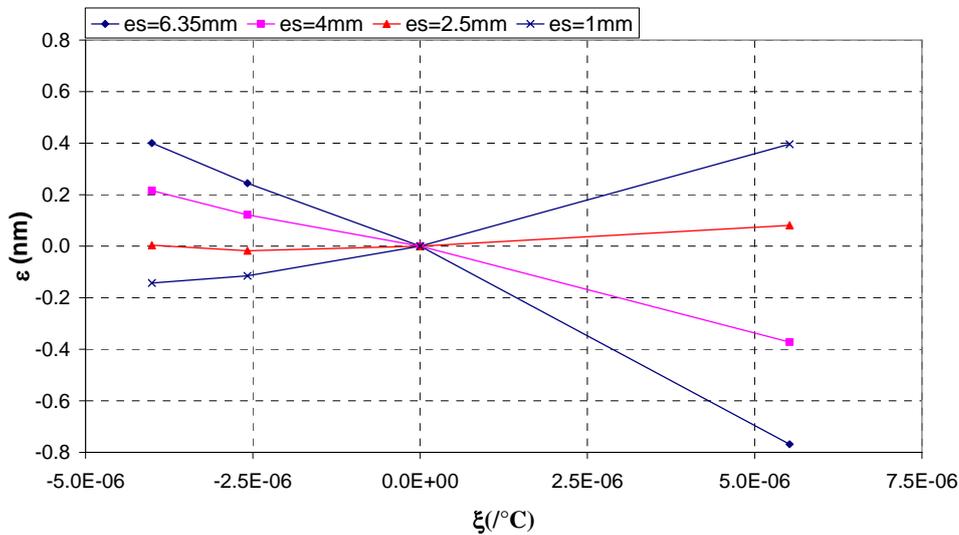


Figure 69 : Courbe $\varepsilon = f(\xi)$ pour un plot de Ta_2O_5 de $3\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, pour différentes épaisseurs de substrat.

Les erreurs **absolues** sur la dilatation de la couche sont plus importantes que celles obtenues pour un plot d'épaisseur $1\ \mu\text{m}$ (Figure 68). Mais les erreurs sur la variation relative de l'épaisseur de la couche $\Delta e_c/e_c$ sont elles, rigoureusement identiques. Or pour déterminer les paramètres thermo-mécaniques de la couche, nous avons besoin d'évaluer la pente et l'ordonnée à l'origine de la relation affine $\Delta e_c/e_c = f(\alpha_s)$, et celles-ci seront donc égales quelle que soit l'épaisseur considérée. Ainsi, les valeurs estimées et les écarts par rapport à la valeur théorique de ν_c et α_c sont identiques, et l'épaisseur optimale de substrat donnant la meilleure estimation du coefficient de Poisson est la même. L'épaisseur du plot n'a donc aucune influence sur la valeur de cette épaisseur de substrat optimale $e_{s(\text{OPT})}$.

4.3.2.3. Influence du diamètre du plot

De même, le paragraphe 4.1.5.3 nous a permis de montrer que l'amplitude des déformations dépend également du diamètre du plot. Nous avons donc simulé la sollicitation thermique d'une structure en configuration thermo-mécanique (métallisée) pour plusieurs diamètres de plot : de $3\ \text{mm}$ (valeur minimum puisque le dépôt envisagé du plot de métal central sur le diélectrique possède un diamètre de $3\ \text{mm}$) à $7\ \text{mm}$. Le matériau utilisé pour le plot est du Ta_2O_5 .

Pour chaque diamètre de plot, les résultats des simulations nous ont permis de tracer les courbes d'erreur $\varepsilon = f(\xi)$, puis celles représentant les écarts sur les paramètres thermo-mécaniques du plot diélectrique, ceci afin d'en déduire la

valeur de l'épaisseur optimale $e_{s(OPT)}$. Nous avons ainsi tracé la courbe représentant les variations de cette épaisseur optimale en fonction du diamètre du plot $e_{s(OPT)}=f(\Phi_{plot})$. Le résultat obtenu fait apparaître une relation linéaire liant l'épaisseur optimale au diamètre du plot. On remarquera que la droite passe par l'origine. Elle est représentée sur la figure ci-après :

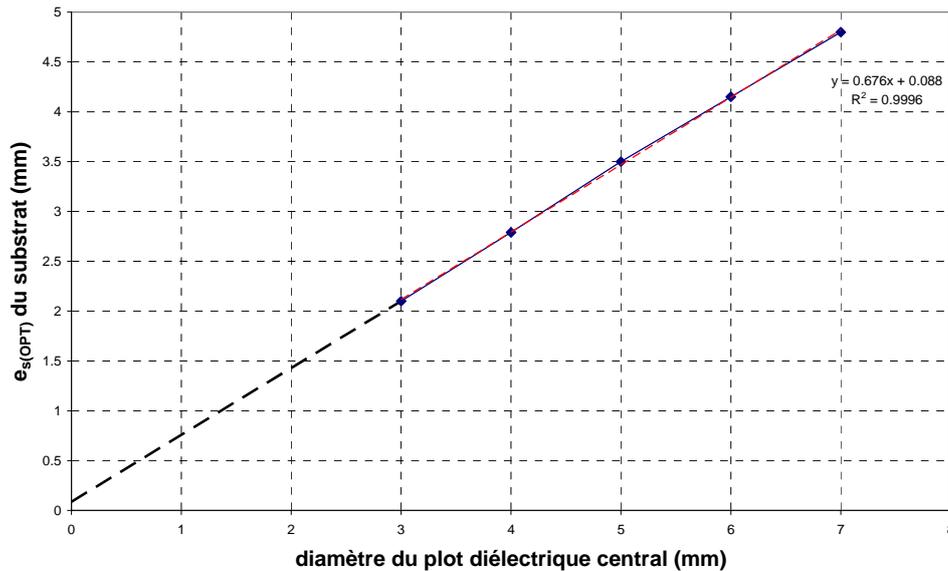


Figure 70 : Variation de l'épaisseur optimale en fonction du diamètre du plot dans le cas du Ta_2O_5 .

Une régression linéaire à l'aide de la méthode des moindres carrés effectuée sur les valeurs des épaisseurs optimales obtenues donne un coefficient de corrélation de 0,9996 pour une relation du type $e_{s(OPT)} = 0,676 \Phi_{plot} + 0,088$, où e et Φ sont exprimés en millimètres.

Ainsi, en simulant la sollicitation thermique d'une structure Fabry-Perot en configuration thermo-mécanique, le seul paramètre influençant significativement la valeur optimale de l'épaisseur du substrat est le diamètre du plot diélectrique. Dans toutes les simulations précédentes, nous avons supposé que le diamètre des faisceaux d'analyse était de 2 mm, et que les trois voies de référence étaient équitablement réparties par rapport au centre du plot sur un cercle de diamètre 13 mm. Nous allons donc terminer cette étude sur les déformations mécaniques en examinant l'influence de ces deux paramètres sur l'extraction des propriétés thermo-mécaniques de la couche. Nous aboutirons alors à la définition finale de nos structures d'épreuve de référence et de mesure.

4.3.3. Sensibilité à la position et au diamètre des faisceaux de mesures

Nous venons ainsi de voir que l'épaisseur optimale de substrat donnant les meilleurs résultats dépend uniquement du diamètre du plot diélectrique déposé au centre de la structure. Les faisceaux d'analyse considérés jusqu'ici possèdent un diamètre de 2 mm, les trois voies périphériques étant centrées sur un cercle de diamètre 13 mm. Nous nous sommes interrogés sur l'influence du diamètre des faisceaux d'analyse sur l'extraction des paramètres thermo-mécaniques, c'est-à-dire sur la longueur du segment (nous rappelons que nous sommes dans une configuration de symétrie axiale de révolution) sur lequel nous effectuons la moyenne de l'épaisseur de cavité mécanique pour la voie centrale et la voie de référence. Pour cela, il nous suffit de moyenniser sur différents diamètres les expressions des épaisseurs de cavité tels qu'elles sont définies dans les relations (59) et (60). Nous ne faisons pas figurer les résultats puisqu'ils sont quasiment identiques à ceux que nous avons présentés jusqu'ici. Par exemple, les épaisseurs de cavité de référence et de mesure extraites sur un faisceau de diamètre 400 μm , après simulation d'une sollicitation thermique de la structure, ne diffèrent que de 1 pm des valeurs obtenues pour un diamètre de faisceau de 2 mm. Cet écart n'est pas suffisant pour changer de manière significative les courbes $\varepsilon = f(\xi)$, et par suite la valeur de l'épaisseur optimale de substrat donnant de bons résultats sur l'extraction des paramètres thermo-mécaniques.

Il nous reste à envisager maintenant l'influence de la position des voies périphériques. La structure considérée ici est une structure sans métal, puisque les déformations dues à ce dernier peuvent être soustraites par l'utilisation d'une structure de référence (sans plot). Nous avons déjà vu dans la partie 4.1.5 la déformation des parties du substrat extérieures au plot due au dépôt diélectrique central (Figure 47). Au vu de ces déformations, l'épaisseur de cavité de la voie périphérique sur une structure Fabry-Perot telle que celle représentée en Figure 53 va varier selon l'abscisse radiale r . Elle va ainsi être maximale aux zones proches du plot (là où sa déformée est maximale) pour être constante dans la zone où le substrat ne se déforme pas et reste plan. Nous représentons ci-après l'évolution de l'épaisseur de la cavité en fonction de l'abscisse radiale r (pour r compris entre 3,5 mm et 9,5 mm). Nous avons considéré ici une couche de 1 μm de Ta_2O_5 déposée sur de l'ULE. Nous pouvons donc extraire les paramètres thermo-mécaniques de la couche diélectrique en fonction de l'épaisseur du substrat afin d'estimer la valeur de l'épaisseur optimale de ce dernier. Pour cela, nous considérons également trois positions des faisceaux d'analyses, tous de diamètre 2 mm. Dans le premier cas, ils sont centrés sur un cercle de diamètre 13 mm (cas considéré jusque maintenant), dans les deux autres cas ils sont centrés respectivement sur un cercle de diamètre 9 mm et de diamètre 17 mm. Les courbes sont données ci-après.

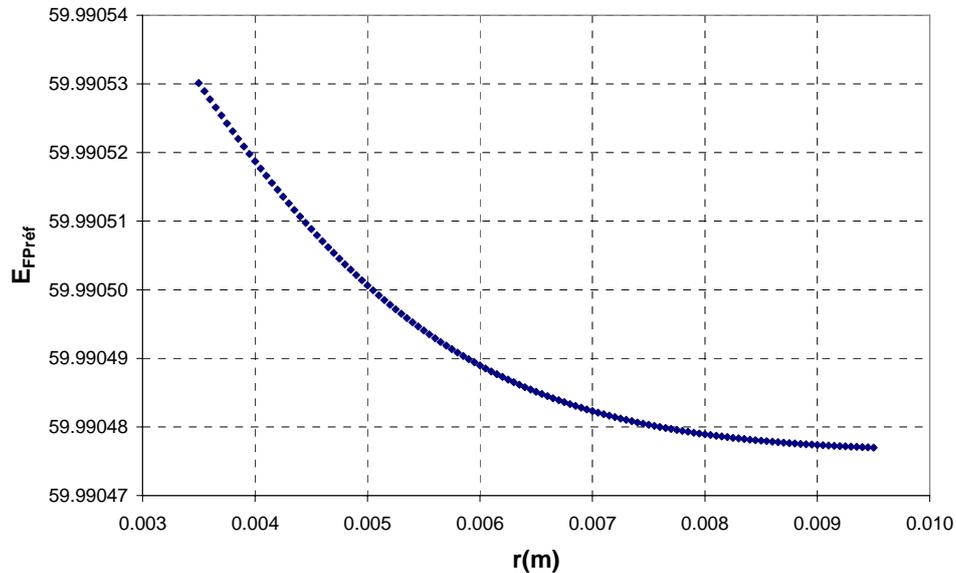


Figure 71 : Variation de l'épaisseur de cavité dans la partie des faisceaux de référence, pour une structure telle que représentée en Figure 53. Sur une abscisse variant de 3,5 à 9,5 mm, l'épaisseur de cavité poériphérique varie d'une quantité de 55 pm.

Comme nous l'avons indiqué en commentaires, l'épaisseur varie d'une quantité d'environ 55 pm pour une abscisse radiale variant de 3,5 mm à 9,5 mm. On remarque donc que cette quantité n'est pas négligeable au-vu des valeurs des dilatations des couches à mesurer. Cependant les deux courbes représentées en Figure 72 montrent que dès lors qu'on s'éloigne de la zone de déformation du substrat, l'épaisseur optimale de ce dernier n'est pas réellement sensible à la position des faisceaux. Et elle l'est également peu lorsqu'on est proche du plot diélectrique (cas où la position des faisceaux est centrée sur le cercle de diamètre 9 mm) puisqu'elle vaut 2,7 mm au lieu de 2,8 mm.

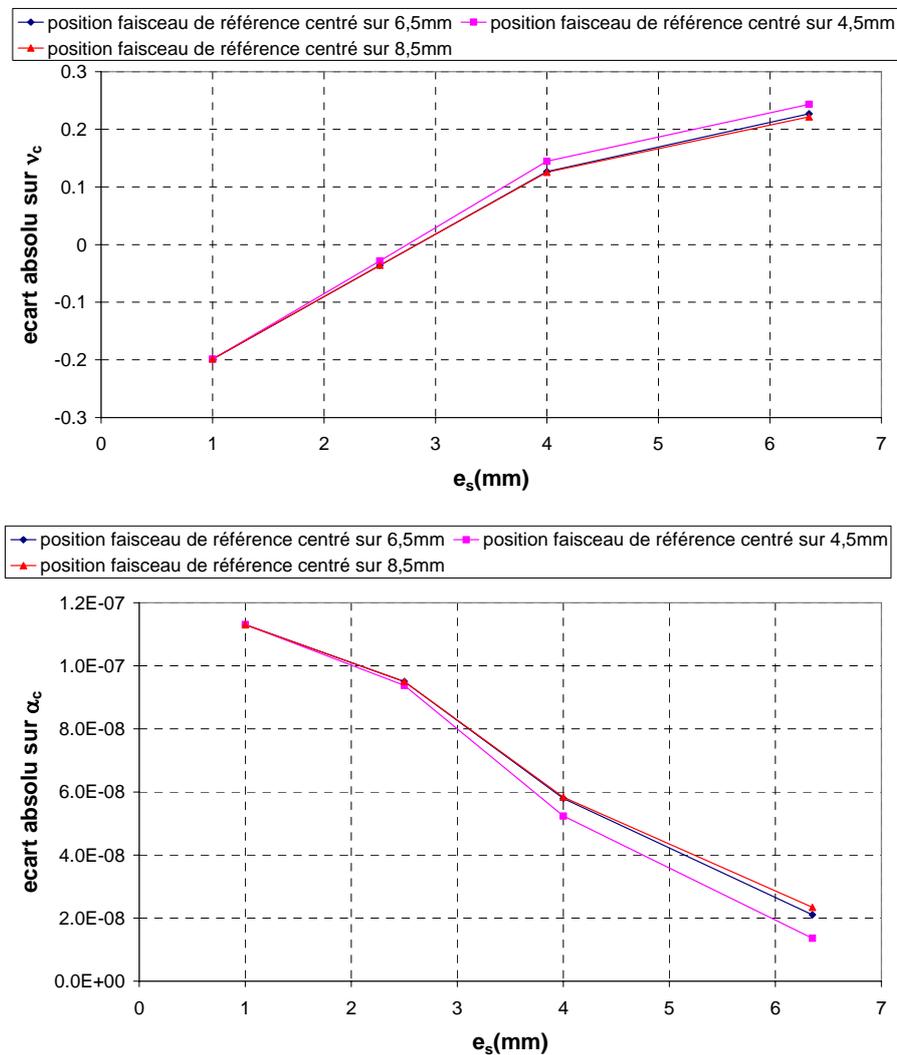


Figure 72 : Evaluation des écarts sur les paramètres thermo-mécaniques de la couche mince en fonction de l'épaisseur du substrat, pour trois positions des faisceaux d'analyses considérées. Le diamètre de ces derniers est à chaque fois de 2 mm.

Nous venons ainsi de décrire l'ensemble des facteurs pouvant influencer la valeur de l'épaisseur optimale du substrat. Seul le diamètre du plot diélectrique a une influence significative sur la valeur de cette épaisseur optimale. Avant de nous intéresser au montage expérimental proprement dit, un dernier facteur peut éventuellement influencer les résultats de nos extractions : la flexion sous poids propres des lames due à la gravité.

4.4. Effet de la gravité

4.4.1. Sur une structure simple : Comparaison avec la FEM

Les lames de diamètre 25 mm et 30 mm vont être supportées par leur bord. Cela signifie que sous l'effet de la gravité, la flexion sous poids propre va les déformer en les fléchissant. Certes, cette flexion ne dépend pas de la température, mais rigoureusement, nous devons nous y intéresser car la flexion sous poids propre peut être relativement importante. Les études de S. Timoshenko [55], repris par J.P. Marrioge [56] ont permis d'établir la flexion sous poids propre de disques ou de poutres selon les cas où l'objet est posé ou encastré. Cette flexion $\delta(r)$ va dépendre de l'abscisse radiale r , et elle est maximale au centre. Nous représentons ci-après le schéma de la lame posée sur ses extrémités tel que c'est le cas pour notre montage envisagé.

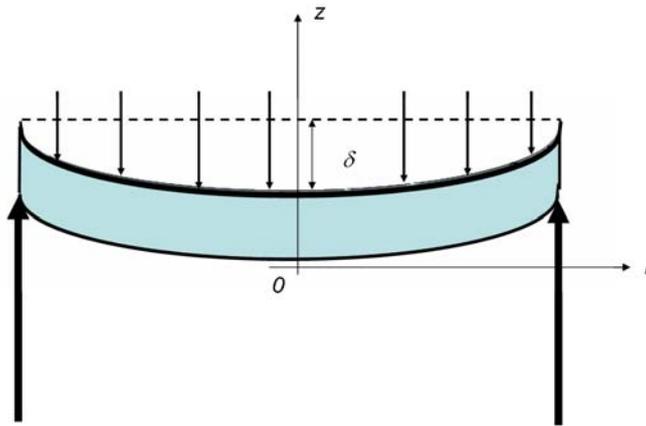


Figure 73 : Schéma d'une lame de verre posée à ses extrémités. La flèche maximale au centre, est notée δ .

Si on considère un disque de diamètre $2a$, d'épaisseur h , de coefficient de Poisson ν et de module d'Young E , l'expression de la flèche en fonction de r est donnée par l'expression suivante :

$$\delta(r) = \frac{q}{64D} (a^2 - r^2) \left(\frac{5+\nu}{1+\nu} a^2 - r^2 \right) + \frac{qh^2}{8D} \frac{3+\nu}{6(1-\nu^2)} (a^2 - r^2) \quad (68)$$

avec

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad (69)$$

et q l'intensité de charge qui dans ce cas vaut :

$$q = \rho gh \quad (70)$$

où ρ désigne la masse spécifique et g l'accélération de la pesanteur.

Pour nous donner un ordre de grandeur des flèches bord-centre obtenues, nous considérons deux lames diamètre 25 mm et deux lames diamètre 30 mm de silice et de BK7. Nous représentons à l'aide de la relation (68) les flèches obtenues au centre pour ces quatre lames en fonction de leur épaisseur.

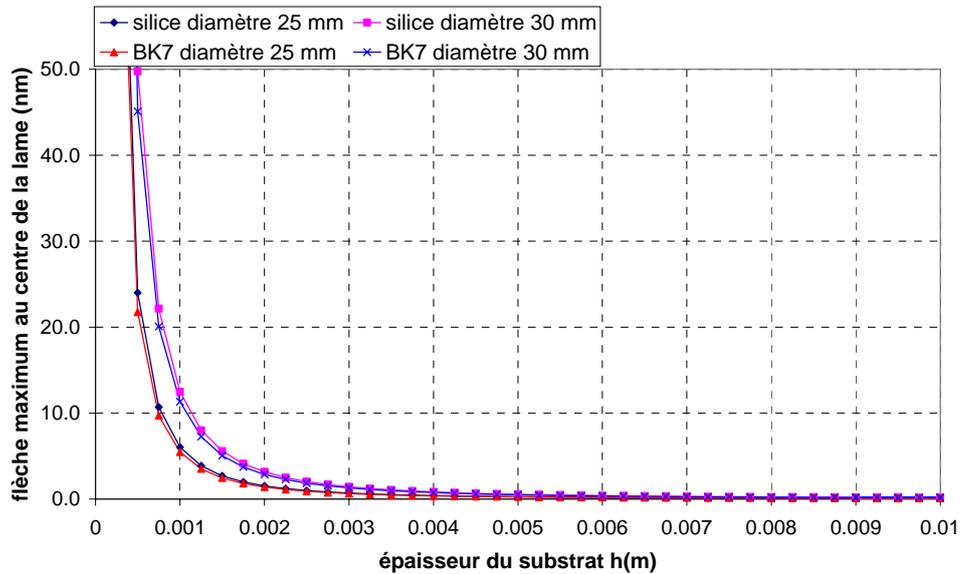


Figure 74 : Flèche δ calculée au centre pour quatre lames de silice et de BK7, de diamètre 25 et 30 mm.

Pour des lames trop fines (1 mm de diamètre), on constate que la flèche au centre est de quelques nanomètres (6 nm et 12 nm respectivement pour des lames de diamètre 25 mm et 30 mm). Pour des lames d'épaisseur supérieures à 3 mm, la flèche est de quelques centaines de picomètres. On remarque également que les propriétés élastiques et mécaniques des verres interviennent peu dans la valeur de cette flèche δ . Les paramètres influençant de façon significative la flèche sont l'épaisseur et le diamètre des lames considérées.

Comme nous l'avons fait pour la relation de Stoney, nous allons calculer à l'aide de la FEM la flexion d'une lame de verre d'ULE de 5 mm d'épaisseur, et comparer cette flexion avec celle donnée par Marrioge [56].

On obtient, toujours pour la partie $r > 0$:

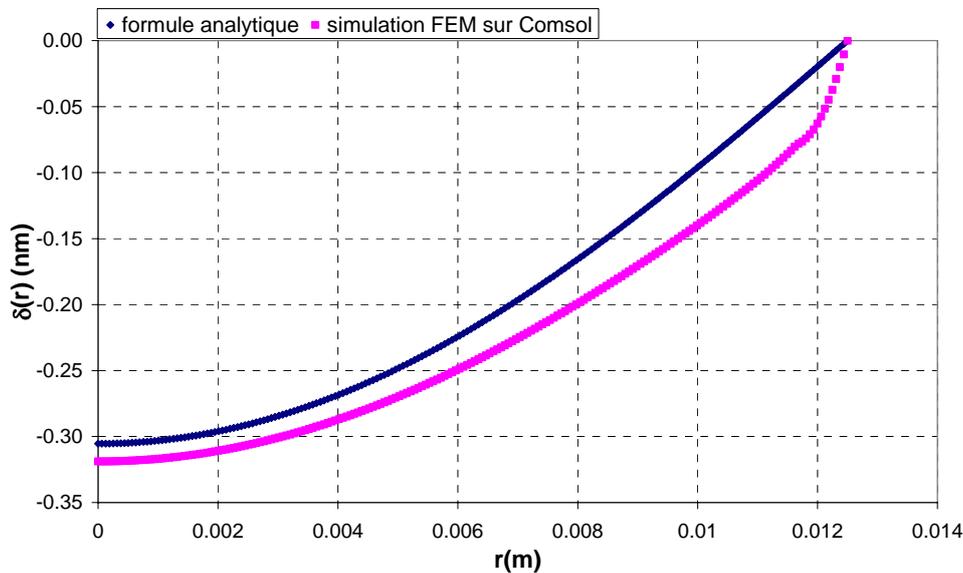


Figure 75 : Comparaison de la flexion sous poids propre d'une lame de BK7 posée à ses extrémités calculée par la FEM et par la relation analytique. Cette dernière ne tient pas compte des effets de bord.

L'écart moyen entre les deux courbes est de 27,5 pm. Ceci est dû au fait que la relation analytique ne tient pas compte des effets de bord, comme dans le cas de la déformation thermique en comparant avec la relation de Stoney.

4.4.2. Sur une structure d'épreuve Fabry-Perot : conséquences sur l'extraction des paramètres thermo-mécaniques de la couche

Effectuons la simulation d'une sollicitation thermique d'une structure Fabry-Perot en configuration thermo-mécanique en prenant en compte l'effet de la gravité. Nous le faisons sur la structure de référence et de mesure et évaluons les courbes $\varepsilon = f(\xi)$ afin de les comparer aux précédentes. La simulation par FEM s'effectue donc en deux étapes : la première est l'influence de la gravité sur la structure à la température initiale, la deuxième est la sollicitation thermique de la structure Fabry-Perot avec prise en compte également de l'effet de la gravité.

Du fait que l'accélération de la pesanteur ainsi que la densité ne dépendent pas de la température dans notre modèle, les déformations dues à la gravité n'ont pas d'influence sur les résultats de nos courbes $\varepsilon = f(\xi)$. Les conclusions sont donc identiques à ce que nous avons rapporté jusqu'ici.

A travers cette étude mécanique, nous venons ainsi d'étudier l'influence de nombreux paramètres sur l'extraction des paramètres thermo-mécaniques d'une couche mince.

4.5.Conclusion : Structure définitive

Notre ensemble de structures Fabry-Perot permettant l'extraction des paramètres thermo-mécaniques d'une couche mince se compose donc de deux couples de lames de diamètre 25 et 30 mm pour chaque substrat considéré. L'un des couples présente un plot diélectrique central de 4 mm de diamètre, d'épaisseur environ 1 μm , déposé sur la face avant et arrière de chaque lame. De plus, un dépôt métallique central de diamètre 3 mm et sous forme d'une couronne périphérique de 3 mm de largeur doit être effectué ensuite. L'autre couple, lui, devra présenter ce même dépôt métallique sans le plot diélectrique central. L'épaisseur de métal à déposer doit être d'environ 40 nm.

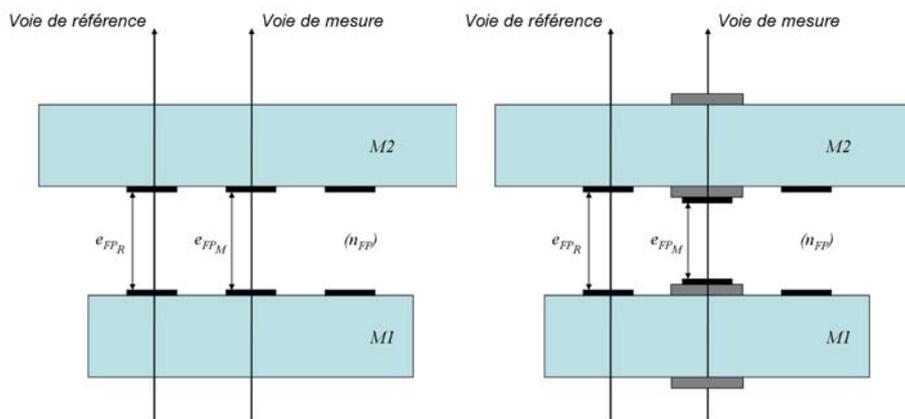


Figure 76 : Ensemble de structures thermo-mécaniques permettant l'extraction des paramètres α_c et ν_c de la couche mince déposée au centre. L'épaisseur de métal est de 40 nm, celle du plot diélectrique est de 1 μm .

L'épaisseur des lames utilisées doit être de 2,8 mm afin de satisfaire à une extraction efficace du coefficient de Poisson, comme le prédit les simulations effectuées par la méthode des éléments finis. Enfin, il nous faut considérer au moins deux substrats de coefficient d'expansion thermique différents afin de disposer de deux points au minimum de la droite $\frac{\Delta e_c}{e_c \Delta T} = f(\alpha_s)$ pour en évaluer la pente et l'ordonnée à l'origine.

Chapitre 5.

Présentation du montage expérimental

5.1	Présentation générale	124
5.2	Supports mécaniques et enceinte thermostatée	133
5.3	Réalisation des lames de l'interféromètre Fabry-Perot	135
5.4	Montage expérimental	141
5.5	Caractérisation photométrique du montage	145
5.6	Conclusion	150

Nous venons de conclure au Chapitre 4 par la définition d'une structure d'épreuve de type Fabry-Perot dont l'emploi doit permettre de déterminer les coefficients thermo-mécaniques de couches minces optiques. Nous présentons dans ce chapitre le montage expérimental que nous avons développé, et qui est entièrement dédié à cet objectif. Nous présentons tout d'abord l'ensemble des équipements utilisés, la configuration mécanique adoptée et une pré-qualification de ce montage en terme de bruit intrinsèque.

5.1. Présentation générale

Le montage expérimental que nous avons à développer doit permettre de mesurer la longueur d'onde de résonance d'une structure d'épreuve de type Fabry-Perot en 4 points distincts, à savoir une voie de mesure centrale et trois voies périphériques de référence, cette structure d'épreuve étant soumise à une sollicitation thermique. Le montage doit donc comporter trois parties : un dispositif destiné à fixer la température de l'interféromètre, un ensemble destiné à l'éclairage de celui-ci et un système permettant de relever avec grande précision les longueurs d'onde associées à ses pics de transmission. On rappelle en effet que si la précision sur la température de consigne n'est pas particulièrement critique ici (typiquement de l'ordre du degré), le relevé des longueurs d'onde doit quant à lui être effectué avec une précision meilleure que le picomètre.

Il existe des appareils commercialement disponibles et spécifiquement conçus pour une mesure précise des longueurs d'onde, que l'on désigne habituellement sous l'appellation générique de *lambdamètres*. Ces appareils sont en général destinés à mesurer la longueur d'onde moyenne d'une raie spectrale, la précision obtenue étant souvent liée à la largeur de celle-ci.

Un premier type d'appareils, basé sur l'utilisation d'un disperseur à réseau échelle, annonce des performances en précision de l'ordre du picomètre, lorsque la largeur de la raie mesurée est comprise entre 2 et 3 nanomètres. Dans ce cas, il est possible d'envoyer directement sur cet appareil un pic de transmission de notre interféromètre Fabry-Perot (moyennant l'utilisation d'un filtre passe-bande pour éliminer les ordres latéraux), sous réserve d'éclairer celui-ci à l'aide d'une source à spectre relativement large. Telle fut notre première approche, et elle nous a conduit à approvisionner (les spécifications détaillées de ces matériels sont donnés dans la partie Annexes) :

- une diode superluminescente de type « SUPERLUM S840HP1 », délivrant une puissance totale de 15 mW dans l'intervalle spectral 820-860 nm,
- un *lambdamètre* « COHERENT Wavemaster », basé sur l'emploi d'un réseau échelle à fort pouvoir disperseur

Toutefois, malgré tous nos efforts, nous ne sommes pas parvenus avec ce matériel à obtenir la précision recherchée, le système étant trop souvent en limite de ses capacités de détection. Nous présentons tout de même le principe de base de ce montage en Figure 77, ainsi que quelques-unes des mesures que nous avons obtenues.

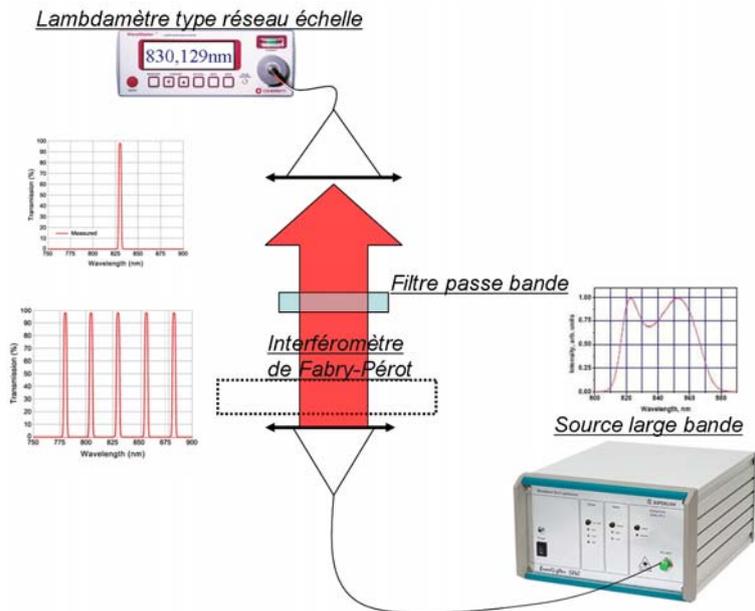


Figure 77 : Schéma de principe d'un premier montage dédié à la mesure des longueurs d'onde de résonance d'un interféromètre Fabry-Perot et utilisant une diode superluminescente et un lambdamètre à réseau échelle.

La sélection de l'ordre d'interférence adressé au lambdamètre est réalisée à l'aide d'un filtre passe-bande interférentiel dont l'incidence est ajustée pour que son centrage en longueur d'onde corresponde à la longueur d'onde de résonance choisie de l'interféromètre. Nous avons également vu que l'emploi de trois voies de référence équidistantes de la voie centrale s'avère utile pour compenser les erreurs dues à un défaut de parallélisme des deux lames. Pour réaliser ces quatre voies de mesure, nous avons sollicité l'entreprise PRINCETEL afin de concevoir un module constitué de quatre collimateurs à axes d'émission parallèles, le premier étant situé au centre du module et les trois autres se trouvant équirépartis sur un cercle de diamètre 13 mm. La Figure 78 montre les deux faces de ce module, alimenté par 4 fibres monomodes à 850 nm et qui sera utilisé pour illuminer le Fabry-Perot. Le diamètre des faisceaux est de 400 μm .

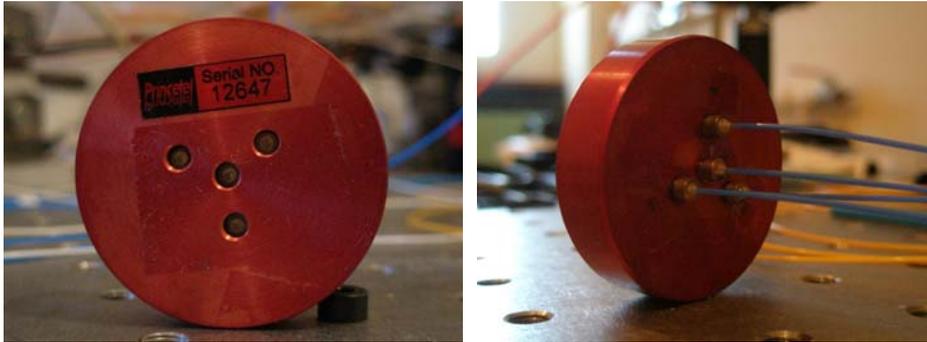


Figure 78 : Photographie faces avant et arrière du module 4-collimateurs permettant d'illuminer l'interféromètre de Fabry-Perot avec quatre voies parallèles.

Avec ce montage, il est nécessaire d'envoyer successivement vers le lambdamètre les pics de résonance issus de chacune des quatre voies de l'interféromètre. Nous avons donc muni le montage d'un « commutateur » (*switch*) optique monomode à 850 nm, de type 1 vers 4. Ainsi, le flux émis par la source large bande est envoyé via la fibre monomode sur le switch, et on effectue un balayage successif des différentes voies de mesure. Une lentille collimatrice est enfin placée en sortie de montage, afin d'injecter chacune des voies de mesures issues du module 4-collimateurs dans une fibre multimode connectée au lambdamètre.

La première vérification que nous avons effectuée concernait la précision de mesure du lambdamètre avec un laser He-Ne. L'écart-type est bien comme annoncé de l'ordre du picomètre.

Nous avons ensuite effectué avec ce montage une seconde expérience destinée à valider la faisabilité du suivi d'une longueur d'onde de résonance avec la température. Pour cela, nous avons utilisé un filtre passe-bande approvisionné auprès de la firme SEMROCK, centré à 830 nm, et possédant une largeur à mi-hauteur de 3,2 nm, avec un facteur de transmission proche de l'unité. La sensibilité en température annoncée par le fournisseur était de l'ordre de 5 pm/°C. Nous avons donc éclairé ce filtre passe-bande placé dans l'enceinte thermostatée avec la source large bande SUPERLUM et mesuré la longueur d'onde centrale de transmission. Le résultat est donné en Figure 79.

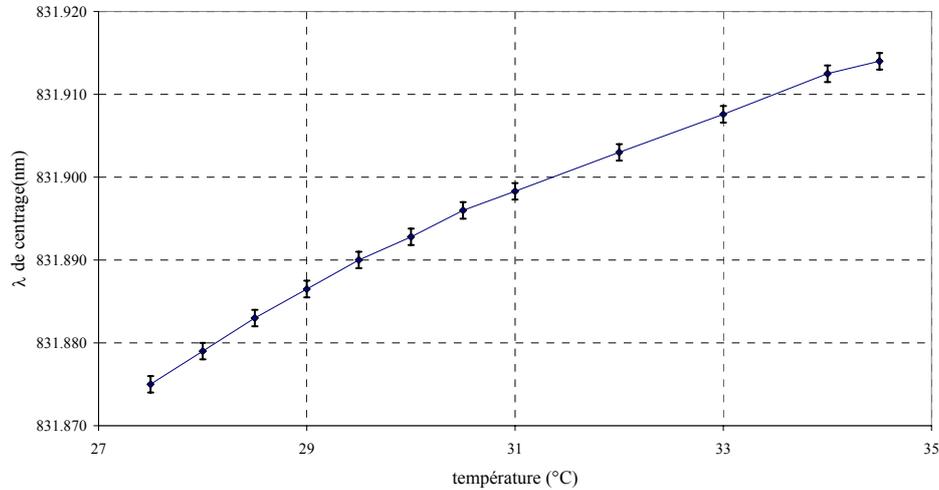


Figure 79 : Suivi de la longueur d'onde de centrage d'un filtre passe-bande en fonction de la température.

Nous avons déterminé une sensibilité thermique du filtre avoisinant $5,6 \text{ pm}/^\circ\text{C}$, ce qui est en accord avec les données fournisseur. Les barres d'erreurs obtenues sur un échantillon de 30 mesures, sont de l'ordre de 2 pm . Cette première mesure nous laisse donc à penser qu'il sera possible de suivre les pics issus de l'interféromètre de Fabry-Perot avec une résolution de l'ordre du picomètre.

La mesure de qualification que nous avons ensuite effectuée a consisté à mesurer la stabilité du montage sur un interféromètre de Fabry-Perot constitué par deux lames de BK7 d'épaisseur 5 mm , métallisées sur l'ensemble de leur surface par un dépôt d'argent de 40 nm d'épaisseur. Pour cela, nous avons mesuré, à température constante, l'évolution des différents pics de résonance de chacune des voies issues de l'interféromètre. Le support mécanique de ces deux lames, ainsi que l'enceinte thermostatée dans laquelle elles sont placées, seront détaillés un peu plus loin dans ce chapitre. Pour estimer la stabilité du montage, nous avons mesuré l'évolution dans le temps de la quantité suivante :

$$\Delta e \approx \frac{e_{FP_M}}{2} \left(\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_R - \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_M \right) \quad (71)$$

Cette quantité correspond au cas où $e_c=0$ dans la relation (43). A température constante, la variation relative d'indice de l'air et les variations relatives d'épaisseurs de cavité étant nulles, cette quantité doit être nulle.

Nous avons été confrontés lors de cette mesure à la limite de sensibilité du lambdamètre, le pic Fabry Perot étudié présentant une largeur et surtout une transmission maximale bien moindre que celle du passe-bande diélectrique

précédemment testé. Les résultats ainsi obtenus sont non seulement très bruités, mais contiennent bon nombre de mesures manifestement erronées. Ceci nous a conduits à définir un critère de validité relativement complexe nous permettant de retenir ou de rejeter les valeurs mesurées.

La Figure 80 ci-dessous donne le résultat obtenu, les données reconnues comme non valides ayant été exclues.

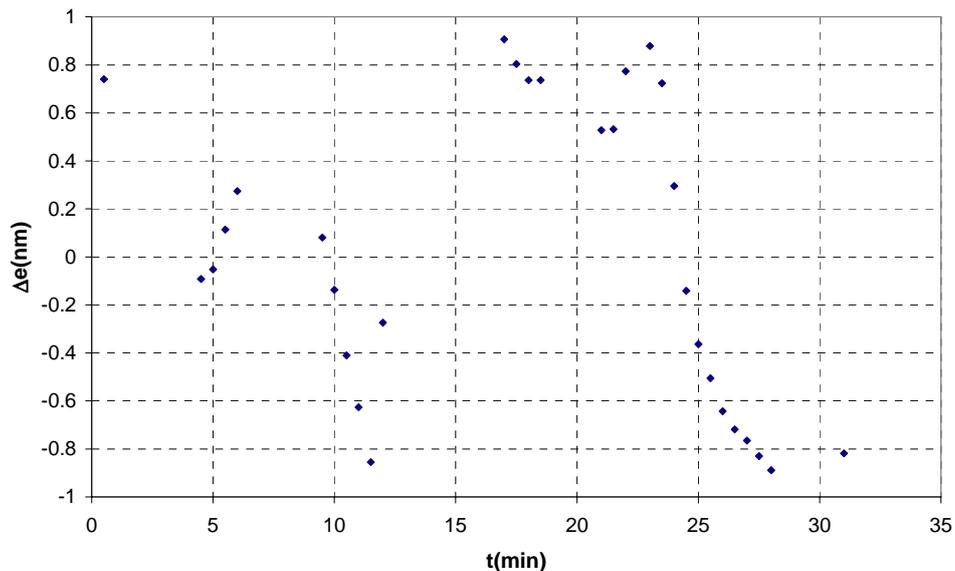


Figure 80 : Evolution au cours du temps de la réponse du montage à température fixe.

A cause de la nécessité de ce tri sélectif, les données disponibles sont en final peu nombreuses, et nous ne pouvons être absolument certains de leur fiabilité. En utilisant une telle procédure, nous avons effectivement obtenu un Δe_{moyen} de $-0,1$ pm, mais avec toutefois un écart-type de 621 pm, ce qui est bien loin de la précision requise.

Nous avons alors essayé de remplacer ce lambdamètre par un Analyseur Optique de Spectre (ANDO AQ6315 B), appareil dont dispose l'équipe de recherche, et qui, bien que présentant une résolution ultime annoncée de 50 pm, était susceptible d'atteindre quelques picomètres de précision sur la détermination de la longueur d'onde centrale d'une raie de faible largeur. Un des avantages de ce moyen est qu'il permet d'effectuer un relevé complet de la transmission spectrale de la structure d'épreuve, ce qui donne accès à une bonne estimation de l'épaisseur physique des cavités qui la constituent. Le suivi de la longueur d'onde centrale de l'un des pics de transmission est également facilité, puisqu'il n'est plus nécessaire d'effectuer un filtrage en amont à l'aide d'un filtre passe-bande. Enfin, cet analyseur de spectre optique est très sensible, ce qui permet de nous

affranchir de problèmes de limite de détection du lambdamètre, et ainsi de disposer de nombreuses données. Nous présentons ci-après le spectre mesuré des raies de résonance issues de chacune des voies de mesure, que nous dénommons C1, C2, C3 et C4.

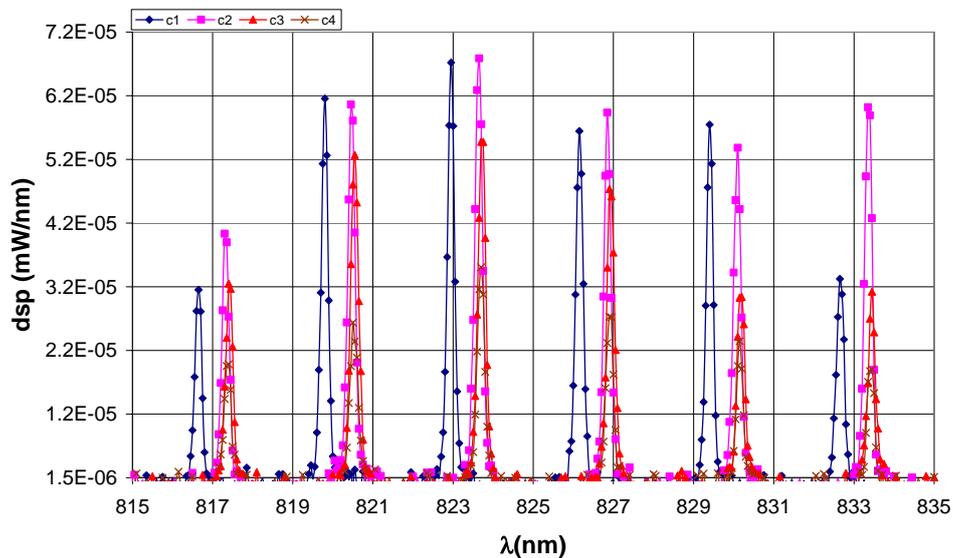


Figure 81 : Spectres relevés sur chacune des voies issues de l'interféromètre constitué par deux lames de BK7 métallisées. L'épaisseur de cavité est d'environ 110 μm .

Nous suivons donc l'évolution d'un de ces pics pour chacune des voies dans le temps, comme nous l'avons fait avec le lambdamètre WAVEMASTER. La courbe montrant l'évolution du bruit en fonction du temps est donnée en Figure 82. Avec l'utilisation de l'analyseur de spectre ANDO, nous obtenons un bruit moyen de -2 pm, avec un écart-type cette fois de 447 pm.

En conclusion, l'utilisation de ces deux appareils pour suivre le décalage en longueur d'onde des pics de résonance de l'interféromètre, à savoir le lambdamètre haute résolution WAVEMASTER et l'analyseur de spectre optique ANDO, s'avère malheureusement ici insuffisant. Le lambdamètre est, malgré la recherche de pertes minimales sur notre montage, en limite de détection et les mesures ne sont ainsi pas optimales. L'analyseur de spectre, lui, possède une résolution trop faible pour les décalages que nous cherchons à quantifier. Ces mesures nous montrent ainsi la difficulté de mise en œuvre de notre principe et la nécessité de nous orienter vers une autre gamme d'appareils, afin d'améliorer la stabilité du montage, et ainsi sa détectivité, pour espérer extraire les paramètres thermo-mécaniques.

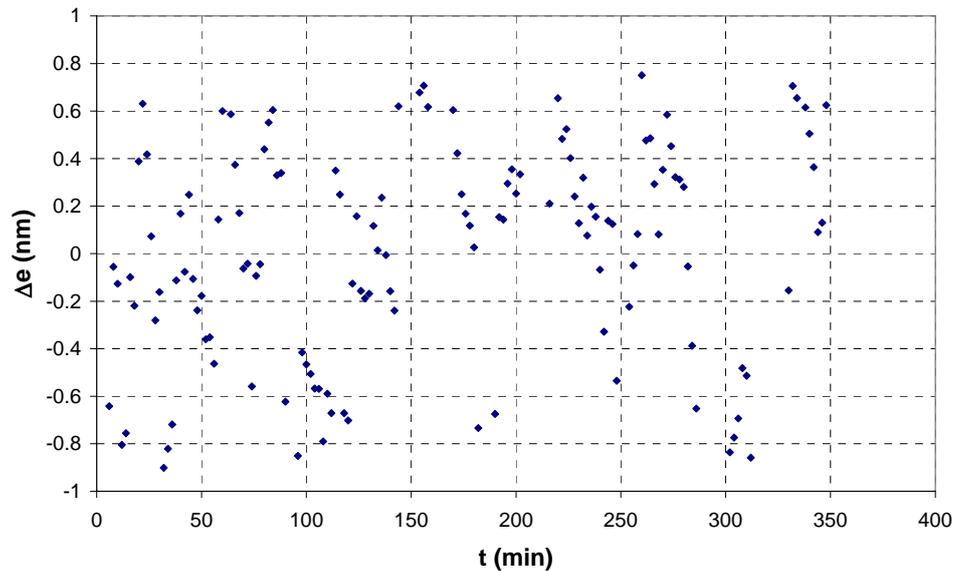


Figure 82 : Evolution de la réponse du montage à température fixe avec l'utilisation de l'analyseur de spectre en haute résolution.

Une seconde gamme de lambdamètres, basée sur l'utilisation d'interféromètres de Fizeau, permet d'accéder à une précision de détermination bien supérieure des longueurs d'onde, mais lorsque l'on s'intéresse à des raies spectrales beaucoup plus étroites. Typiquement, ces instruments sont utilisés pour l'étude de raies laser ou pour des mesures de spectroscopie à très haute résolution. Il n'est dès lors plus envisageable de mesurer directement le centrage du pic de notre structure Fabry-Perot, mais seulement d'en reconstruire le profil, point par point, en balayant spectralement un faible domaine spectral situé autour de la raie sélectionnée à l'aide d'un laser accordable, une mesure de flux simultanée permettant de suivre l'évolution de la transmission. Le schéma suivant donne le principe de base d'un tel montage utilisant un laser accordable et un lambdamètre basé sur des interféromètres de Fizeau.

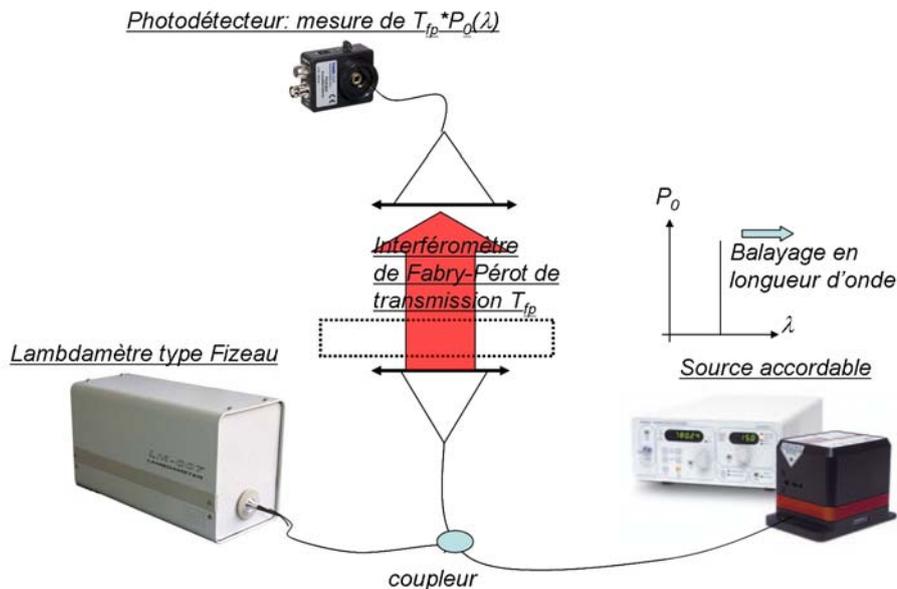


Figure 83 : Schéma de principe d'un second montage dédié à la mesure des longueurs d'onde de résonance d'un interféromètre Fabry-Pérot et utilisant un laser accordable et un lambdamètre de type Fizeau

On obtient ainsi un relevé $T(\lambda)$ à partir duquel on peut ensuite extraire par interpolation la longueur d'onde de centrage. C'est cette seconde approche qui apporte finalement la précision requise. Nous avons sélectionné les appareils suivants :

- Un laser accordable à cavité externe NEWFOCUS 6316, dont la plage d'accordabilité s'étend de 838 à 853 nm. En mode « *coarse tuning* », sa résolution est simplement de 20 pm, mais un actionneur piézo-électrique permet de disposer d'une accordabilité fine (« *fine tuning* ») sur une gamme de 150 pm, avec une résolution typique de 0,07 pm. La puissance utile émise par cette source dans une fibre optique monomode est de 6 mW.
- Un lambdamètre de haute résolution et haute précision CLUSTER LM007, dont la précision sur la détermination de la longueur d'onde est de 0,05 pm.

Cette seconde méthode fournit une précision sur le pointage en longueur d'onde environ cent fois meilleure que la précédente, mais le coût d'un tel montage expérimental est environ trois fois supérieur à celui envisagé en premier (typiquement 15 000 € pour le premier montage et 45 000€ pour le second).

Avec un tel appareil, la mise en pratique de notre principe de mesure, dont nous rappelons qu'il nécessite la mesure simultanée de la transmission spectrale de 4 voies de mesure, est illustrée en Figure 84 :

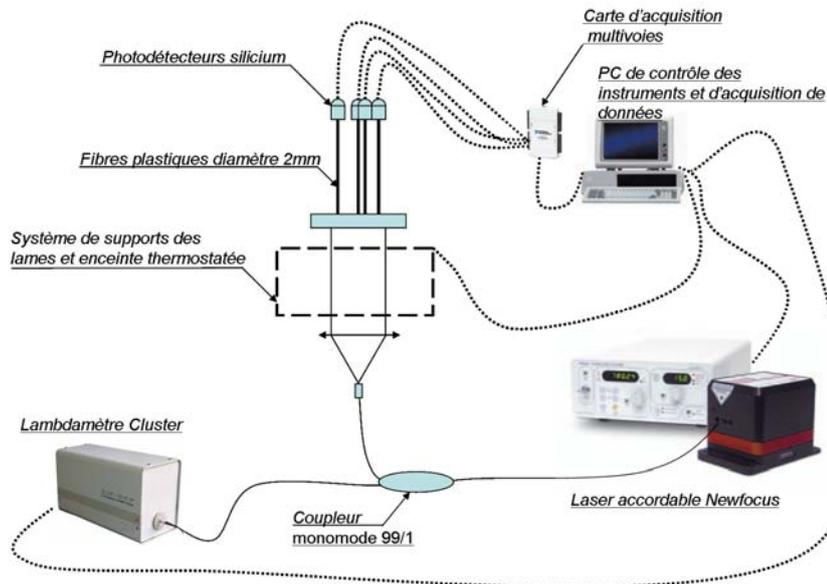


Figure 84 : Schéma de principe du montage expérimental. Les traits en pointillés représentent des câbles de connexion, les traits pleins représentent des fibres optiques.

Le laser accordable émet un flux monochromatique dans la fibre monomode de sortie. Un coupleur à fibres 99/1 est utilisé pour partager ce signal entre le lambdamètre CLUSTER (1%) et la structure d'épreuve (99%). Compte tenu de la haute sensibilité du lambdamètre CLUSTER, 100 nW sont suffisants pour réaliser la mesure de longueur d'onde à haute cadence (typiquement 100 Hz). Nous disposons donc de la quasi-totalité du flux émis par la source laser pour éclairer notre cavité Fabry-Perot. Le flux émis par le port de sortie de la voie 99% est collimaté à l'aide d'une lentille. Ce faisceau collimaté éclaire ensuite la structure Fabry-Perot placée dans une enceinte thermostatée.

Quatre fibres plastiques de diamètre 2 mm sont utilisées pour définir sur l'échantillon la position et le diamètre des voies de mesures (une centrale où se trouve le plot diélectrique, et trois voies de référence périphériques). Chacune de ces fibres est reliée à une photodiode, une carte d'acquisition (16 bits, 100 kHz, 8 voies) permettant alors une mesure quasi-simultanée des quatre voies.

Un ordinateur permet de piloter le laser, de relever la mesure de longueur d'onde effectuée par le lambdamètre, et de mesurer les tensions sur chacun des photodétecteurs. Il permet aussi de fixer une température de consigne.

5.2. Supports mécaniques et enceinte thermostatée

5.2.1. Système mécanique de positionnement et de réglage des deux lames

Comme nous l'avons vu, le principe de mesure impose quelques contraintes afin de disposer d'un interféromètre de Fabry-Perot qui réponde aux exigences définies lors de notre étude de la configuration thermo-mécanique :

- Nous devons être capables d'approcher les deux lames à une distance de quelques dizaines de microns
- Le parallélisme des deux lames doit être assuré à mieux que 30 secondes d'arc
- L'ensemble doit être placé dans une enceinte thermostatée permettant de réguler la température afin d'éviter toute fluctuation thermique, et permettant également d'appliquer une sollicitation thermique de l'ordre de 50°C.

Pour appliquer le moins de contraintes mécaniques aux lames du fait de leur maintien, nous avons choisi de les placer horizontalement, simplement posées sur des supports. L'écart entre ces lames étant de quelques dizaines de microns, cela impose le recours à deux lames de diamètres différents, que nous avons fixés à 25 et 30 mm, comme utilisés dans notre étude mécanique. Le supportage des deux lames est réalisé à l'aide de deux tubes imbriqués l'un dans l'autre. En munissant l'un des tubes d'un mouvement de translation et de pivot, il est possible de disposer d'un système qui permet de régler à la fois la distance entre les lames et leur parallélisme.

Le système mécanique en question est décrit à la Figure 85 ci-après.

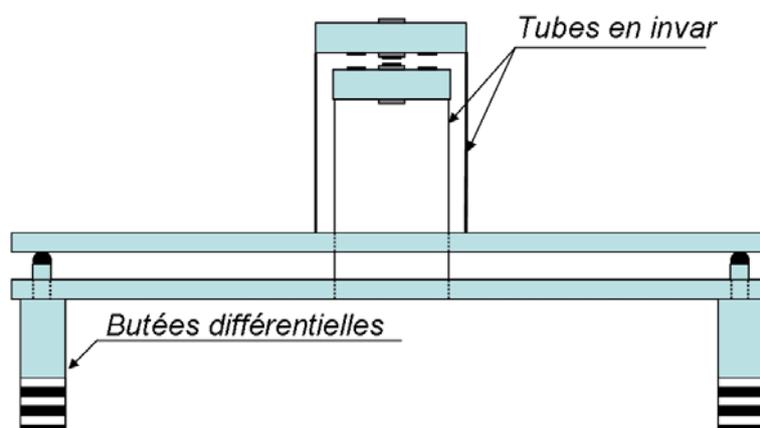


Figure 85 : Représentation du système de portage des deux lames afin de constituer un interféromètre de Fabry-Perot.

Les deux tubes portant les deux lames sont réalisés en Invar, matériau de faible coefficient de dilatation thermique ($\alpha \approx 10.10^{-7}/^{\circ}\text{C}$), ceci en vue de minimiser la dilatation thermique et ainsi le mouvement d'une lame par rapport à l'autre lorsque l'ensemble sera sollicité thermiquement. On rappelle cependant que la variation de l'épaisseur entre les lames n'est pas critique. Seule compte la variation d'épaisseur différentielle entre la voie de mesure et la voie de référence. Pour les tubes servant au supportage des lames, le diamètre extérieur du tube intérieur est de 26 mm (lame de 25 mm), tandis que celui du tube extérieur est de 31 mm (lame de 30 mm). Pour chacun de ces tubes, l'épaisseur de paroi est de 3 mm.

Les deux plaques circulaires sur lesquelles sont fixés ces tubes en Invar sont dotées de trous centraux permettant le passage du faisceau collimaté éclairant l'interféromètre. La plaque supérieure repose sur trois butées différentielles équilatéralement disposées (et fixées sur la plaque sous-jacente) permettant le réglage de l'épaisseur de la cavité et de son parallélisme. Ces butées ont une plage de fonctionnement large (course 8 mm, sensibilité de 1 μm) et une plage de positionnement fin (course de 300 μm , sensibilité de 20 nm). Ces butées sont placées sur un cercle de diamètre 130 mm, ce qui assure, lorsqu'on utilise la sensibilité fine, des résolutions angulaires sur chaque axe centre-butée meilleures que la seconde d'arc. Ceci nous permet d'assurer un parallélisme des lames suffisant pour garantir une bonne visibilité des franges, comme nous l'avons vu dans l'étude optique détaillée (paragraphe 3.5.4).

L'ensemble du système possède ainsi par construction des points de portage, de maintien, de mesure et de positionnement équilatéralement disposés par rapport à l'axe central.

5.2.2. Enceinte régulée en température

Pour réguler l'ensemble en température afin d'assurer une température constante à notre interféromètre, et pour pouvoir lui appliquer une sollicitation thermique contrôlée, nous devons envisager un système d'enceinte englobant la partie supérieures des deux tubes de support. Cette enceinte se présente comme une boîte parallélépipédique, munie d'un trou sur la partie inférieure permettant d'introduire les deux tubes et les lames qu'ils supportent, et d'un autre trou sur la partie supérieure laissant passer le faisceau transmis. Nous avons fait réaliser sur mesure cette enceinte par la société QUANTUM North-West. Cette enceinte est régulée en température à l'aide d'un système à effet Peltier, qui est utilisé pour assurer la fonction de chauffage. Pour effectuer un refroidissement, il faudrait en toute rigueur connecter une circulation d'eau externe, ce qui n'est pas compatible avec la stabilité que nous recherchons pour l'ensemble de notre structure interférométrique. Nous avons donc choisi de ne pas envisager de refroidissement, mais uniquement un chauffage, en sélectionnant toujours des températures de consigne légèrement supérieures à la température ambiante. Le flux d'eau n'est donc pas nécessaire dans ce cas. Le schéma de l'enceinte est

représenté ci-après. Le trou de la partie inférieure permettant le passage des tubes supportant les lames présente un diamètre de 33 mm, ce qui laisse un jeu de 2 mm par rapport au tube extérieur. Les spécifications fournies par le constructeur garantissent une stabilité de la température à l'intérieur de l'enceinte de 0,01°C, et un domaine de fonctionnement allant de -55°C à +100°C.

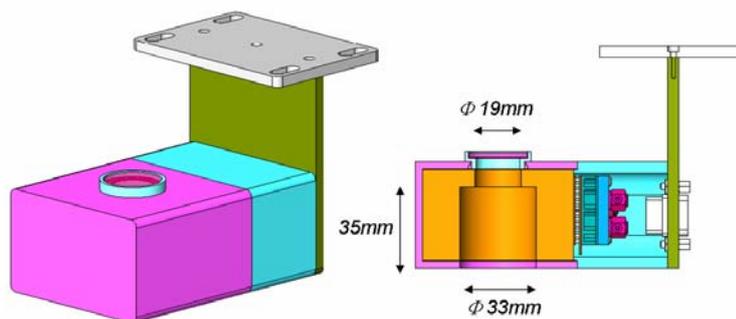


Figure 86 : Schéma de l'enceinte thermostatée QUANTUM NorthWest.

Cette enceinte thermostatée est dotée d'un dispositif de contrôle relié au PC et permettant de définir la température de consigne et de faire l'acquisition de la température mesurée en temps réel par une sonde disposée à l'intérieur de l'enceinte. Nous pouvons également programmer des fonctions de type rampe afin de solliciter lentement les échantillons et suivre ainsi le décalage des pics de résonance avec la température.

Nous avons ajouté une fenêtre traitée antireflet (entre 650 et 1050 nm) sur la partie supérieure de l'enceinte thermostatée afin de limiter les convections thermiques avec le milieu extérieur.

5.3. Réalisation des lames de l'interféromètre Fabry-Perot

5.3.1. Réalisation de dépôt métallique partiel

Le Chapitre 4 nous a permis de définir des structures canoniques permettant d'extraire les paramètres thermo-mécaniques d'une couche mince. Pour être en accord avec la définition à laquelle nous sommes parvenus, nous devons déposer une couronne métallique en périphérie sur laquelle seront placées les trois voies de référence. Il nous faut donc envisager des opérations de masquage pour la réalisation de ces dépôts. Pour le dépôt des plots diélectriques et métalliques centraux, il suffit de disposer d'un masque métallique formé d'un simple trou dont les bords sont biseautés afin de limiter les phénomènes d'ombrage lors du dépôt et obtenir ainsi le diamètre et la localisation souhaités. En revanche, il n'est pas possible de réaliser une couronne complète puisque le masque doit nécessairement garder un lien mécanique entre sa partie extérieure et la partie

centrale. Ce lien a toutefois été réduit au minimum comme illustré Figure 87. Le dépôt qui en résulte se présente donc sous la forme de trois secteurs.

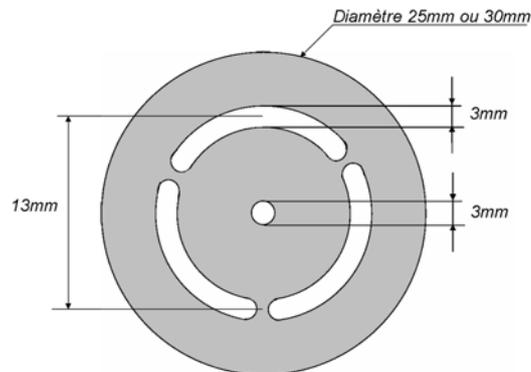


Figure 87 : Schéma des masques destinés au dépôt du plot métallique central et de la couronne périphérique. Un biseau de 90° est effectué sur le trou central et la couronne périphérique afin de limiter les phénomènes d'ombrage lors du dépôt.

Le diamètre extérieur du disque est de 25 mm ou de 30 mm en fonction des dimensions de la lame de l'interféromètre sur laquelle il est disposé. L'épaisseur de ce disque est de 1 mm.

Au vu des simulations effectuées à l'aide de la méthode des éléments finis, nous avons pu constater que dans l'objectif de soustraire les déformations dues au métal, il est essentiel que les dépôts métalliques entre la structure de référence et la structure de mesure soient identiques (positions géométriques des dépôts, épaisseur de métal). L'idée consiste donc à disposer de deux couples de masques diamètres 25 mm et 30 mm comme représenté en Figure 87. L'un des couples va être utilisé pour la structure de référence, l'autre pour la structure de mesure. Ces différents masques ont été réalisées dans l'atelier mécanique de l'Institut FRESNEL, et nous en présentons une photographie ci-après.



Figure 88 : Photographie des masques destinés au dépôt métallique (en bas) et résultat du dépôt obtenu sur des lames de diamètre 30 mm et 25 mm (en haut).

Les quatre dépôts vont être réalisés simultanément lors d'une seule évaporation, ce qui permettra d'obtenir une couche de métal identique pour les quatre dépôts, à l'uniformité de dépôt près. Concernant ce dernier point, qui se trouve relié à la forme du lobe d'évaporation et à la trajectoire des échantillons lors du dépôt, le porte-substrat étant ici animé d'un simple mouvement de rotation, on peut s'attendre à des courbes d'uniformité isocentriques. Il suffit alors de repérer la position des masques et de les orienter de la même façon sur le porte substrat, comme représenté ci-après :

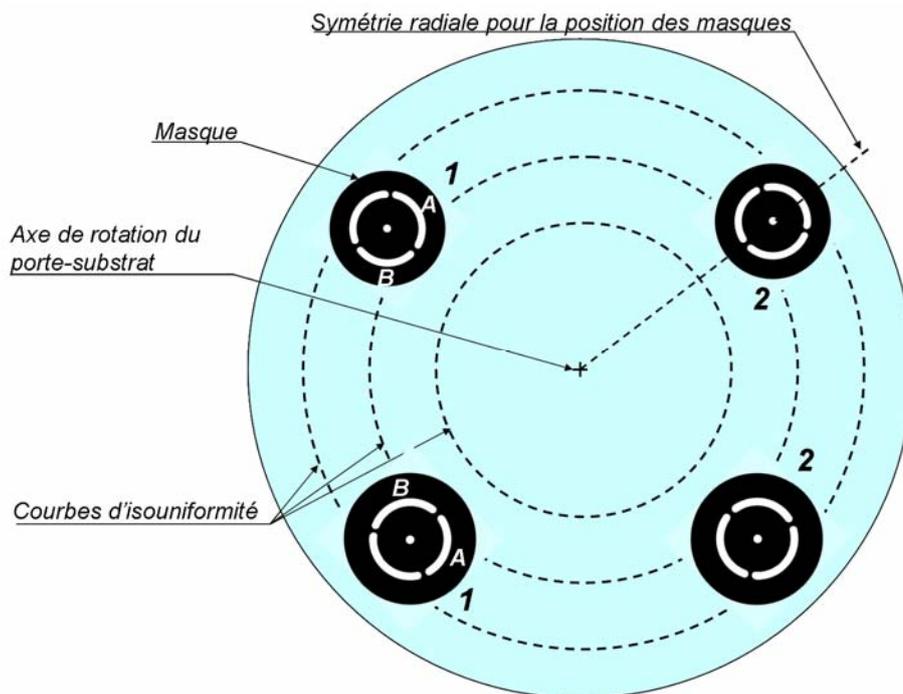


Figure 89 : Position des masques dans le porte-substrat en vue d'améliorer la répartition de l'épaisseur du dépôt de métal sur la couronne.

Il faut cependant prêter attention aux parties que nous allons mettre en regard l'une par rapport à l'autre afin d'obtenir l'effet Fabry-Perot. Concrètement sur le schéma représenté en Figure 89, les quatre lames sur lesquelles le dépôt va être effectué vont constituer deux couples numérotés 1 et 2. Du fait du retournement d'une lame face à l'autre pour constituer l'interféromètre, ce seront les parties notées A pour chacun de ces couples qui seront alors en regard, (et les parties B se trouveront ainsi de la même façon l'une en regard par rapport à l'autre). En conséquence, les masques devront être positionnés durant le dépôt de façon à respecter la symétrie radiale du porte échantillon.

Pour chaque substrat de coefficient de dilatation thermique donné, nous déposerons ainsi au préalable un plot diélectrique de diamètre 4 mm sur un couple 25/30 mm (traitement sur les deux faces), puis le dépôt de métal sur ce

couple et sur un autre couple 25/30 mm nu qui servira alors de référence pour la mesure des déformations apportées par le dépôt métallique.

5.3.2. Caractérisation dimensionnelle du dépôt métallique

Nous considérons le traitement présenté sur la photographie de la Figure 88. Pour caractériser les dimensions du dépôt, nous utilisons une caméra imageant une fenêtre de 900 μ m de côté. L'échantillon est placé sur un support muni de butées micrométriques permettant son déplacement dans le plan horizontal. Nous pouvons ainsi évaluer précisément le diamètre du plot central, ainsi que la largeur de la couronne. Les spécifications que nous nous étions accordées et les mesures obtenues sont les suivantes :

Élément caractérisé	avec utilisation du masque diamètre 25 mm (+/- 5 μ m)	avec utilisation du masque diamètre 30 mm (+/- 5 μ m)	Spécifications
Diamètre du plot central	3,08	3,15	3 mm
Largeur secteur 1 au centre	3,11	3,02	3 mm
Largeur secteur 2 au centre	3,04	2,93	3 mm
Largeur secteur 3 au centre	3,02	2,95	3 mm

Tableau 14 : Comparaison des aspects dimensionnels des dépôts métalliques réalisés avec l'utilisation des masques de diamètre 25 mm et 30 mm, avec les spécifications que nous nous étions fixées.

Les dimensions du dépôt réalisé sont bien conformes à ce que nous souhaitons, et à ce que nous avons simulé par la méthode des éléments finis.

Nous avons également souhaité caractériser l'épaisseur déposée. Pour cela, nous utilisons un profilomètre optique TAYLOR-HOBSON dont la résolution est de 100 pm. L'objectif possède un grossissement de 20 et permet d'effectuer des relevés sur une zone de 900 μ m*900 μ m environ. Ceci nous permet de tracer les profils de surface du plot central et des secteurs métalliques afin d'obtenir l'épaisseur déposée. Nous donnons ci-après les profils de surface obtenus pour le plot central et l'un des secteurs périphériques :

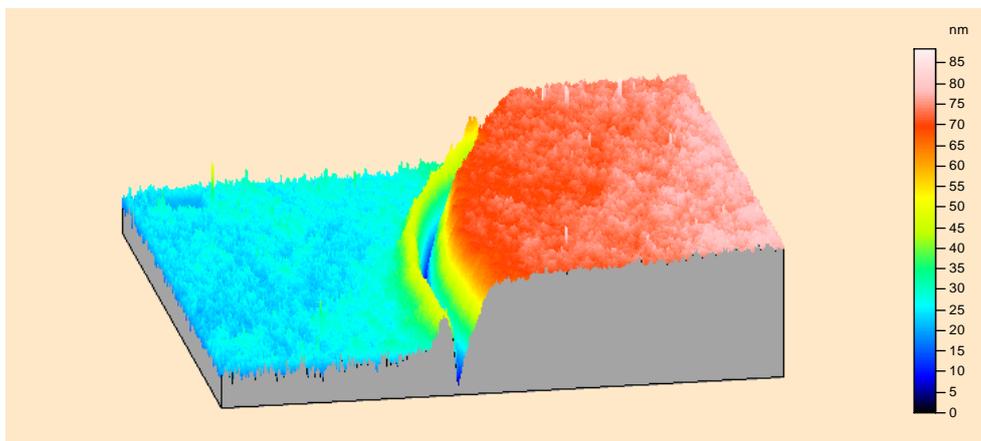


Figure 90 : Profil de surface (vue 3D) du plot central.

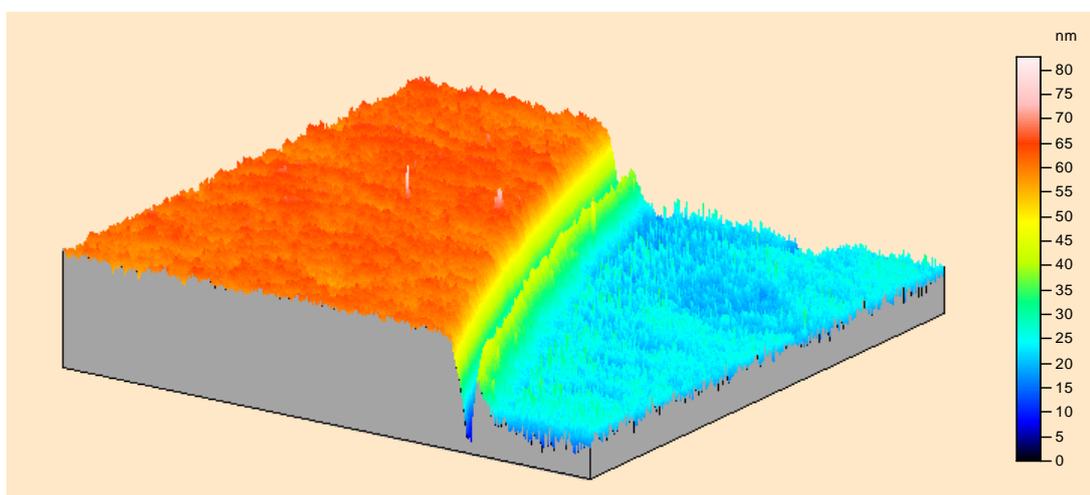


Figure 91 : Profil de surface (vue 3D) d'un des secteurs périphériques métalliques.

Pour mesurer l'épaisseur déposée, nous effectuons l'extraction de 50 profils de surfaces, dont nous moyennons ensuite la valeur de la hauteur moyenne pour le métal sur une zone homogène, et nous faisons de même pour le verre. Nous représentons ci-après les Figures donnant les 50 profils mesurés par le profilomètre, ainsi que le profil moyen de surface déduit (pour un des secteurs périphériques).

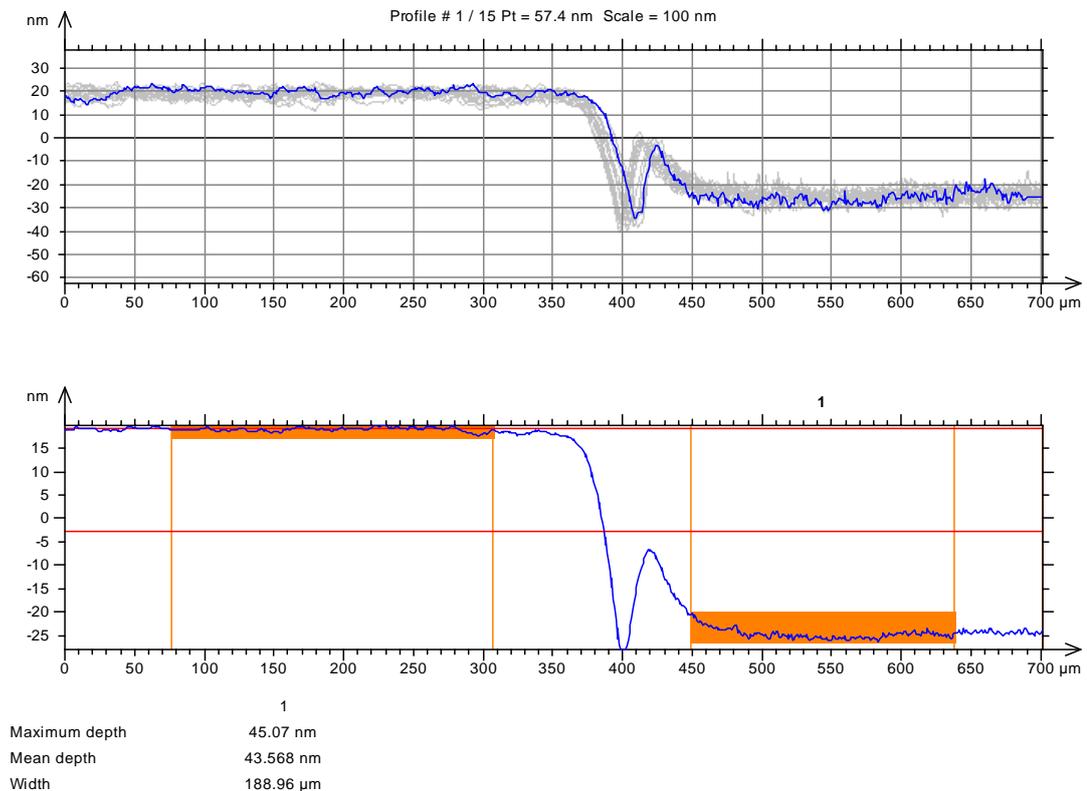


Figure 92 : Extraction de 50 profils de surface selon la direction longitudinale à la couronne métallique déposée.

Les épaisseurs mesurées de métal déposé pour le plot et les secteurs sont ainsi les suivantes :

Élément caractérisé	Épaisseur mesurée de métal déposé (nm)
Plot central	50,364
Secteur 1	43,568
Secteur 2	42,946
Secteur 3	38,434

Nous remarquons que le dépôt n'est pas uniforme, et que l'épaisseur déposée au centre est bien supérieure à celle mesurée sur les secteurs périphériques. Il faudra que nous en tenions compte dans l'analyse de nos résultats expérimentaux (cf. Chapitre 6).

5.4. Montage expérimental

5.4.1. Schéma global

La Figure 93 représente le schéma global de notre montage expérimental.

Le faisceau collimaté est issu d'une lentille sphérique en BK7 de meilleure forme permettant de minimiser les aberrations sphériques. Nous n'avons pas voulu utiliser un doublet corrigé de cette aberration pour éviter de créer une éventuelle cavité parasite entre les deux lentilles du doublet (n'oublions pas que la source utilisée présente une grande cohérence temporelle). La focale de cette lentille est de 75 mm. Les fibres optiques monomodes du coupleur C1 possèdent une ouverture numérique de 0,14 et un diamètre de mode de 5 μm à 850 nm. Le faisceau collimaté possède ainsi un diamètre d'environ 21 mm, ce qui est suffisant puisque la surface minimale de l'objet Fabry-Perot à éclairer possède un diamètre de 16 mm (13 mm auxquels s'ajoutent la demi-largeur des deux couronnes métalliques diamétralement opposées).

Afin de pouvoir s'affranchir des fluctuations de puissance du laser NEWFOCUS lors de la normalisation des flux transmis par rapport à la réponse à vide, nous avons introduit une photodiode sur la voie du lambda-mètre, alimentée par un coupleur 50/50 (coupleur C2 sur le schéma). Ces deux coupleurs C1 et C2 sont tous deux monomodes à 850 nm.

Enfin, des platines de translation assurent le positionnement dans le plan Oxy des quatre fibres optiques plastiques (représentées et annotées $Fopi$ sur le schéma), et de l'enceinte thermostatée. Une platine de translation selon z permet également de monter ou descendre l'enceinte thermostatée pour y placer les échantillons.

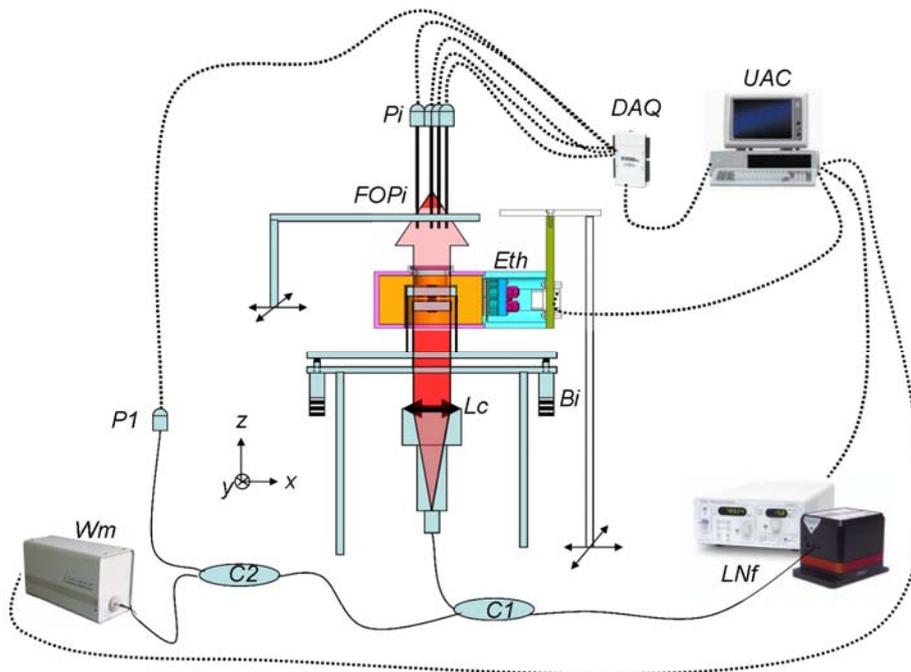


Figure 93 : Vue schématique globale du montage expérimental.

LNf : Laser Newfocus 6316

Pi ($i=1\dots5$) : photodétecteurs

Wm : Lambdamètre LM007

Eth : enceinte thermostatée

C1 : coupleur 99/1

FOPi : 4 fibres plastiques $\Phi 2$ mm

C2 : coupleur 50/50

DAQ : carte d'acquisition NI

Lc : lentille de collimation

UAC : unité d'acquisition de données et de contrôle des instruments

Bi : 3 butées différentielles

Traits pleins : fibres optiques

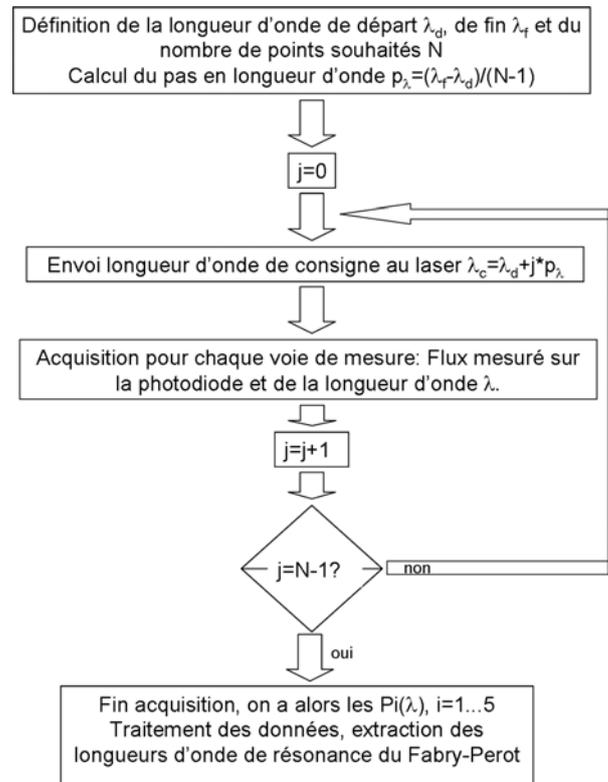
Traits pointillés : câbles de connexion

5.4.2. Algorithme d'acquisition des données

Ce montage fournit donc cinq tensions mesurées aux bornes de chaque photodiode, dont une est notre voie de référence-laser (permettant d'évaluer les fluctuations de puissance de la source).

La carte DAQ permet de réaliser l'acquisition des tensions à une fréquence d'échantillonnage de 100 kHz. Avec le signal que nous obtenons en sortie du coupleur C2, nous disposons de suffisamment de flux pour faire fonctionner le lambdamètre à la fréquence de 70 Hz.

Nous pouvons schématiser notre démarche d'acquisition comme suit :



On remarquera qu'une acquisition en longueur d'onde est effectuée à chaque mesure de flux afin de s'affranchir des fluctuations en longueur d'onde de la source durant l'acquisition des cinq photodétecteurs.

Nous ne devons pas oublier que, pour estimer les paramètres thermo-mécaniques d'une couche mince, nous devons non seulement estimer les variations d'épaisseur, mais également connaître les épaisseurs initiales des cavités des voies de référence et de mesure. Cette mesure d'épaisseur peut se faire à la température initiale en relevant la position de deux ordres d'interférence pour chaque cavité de façon à mesurer son Intervalle Spectral Libre. Cette étape réalisée, nous pouvons alors commencer l'acquisition de N mesures en balayant un de ces pics de transmission, et solliciter en température la structure.

Ainsi, notre démarche globale peut être schématisée comme suit :

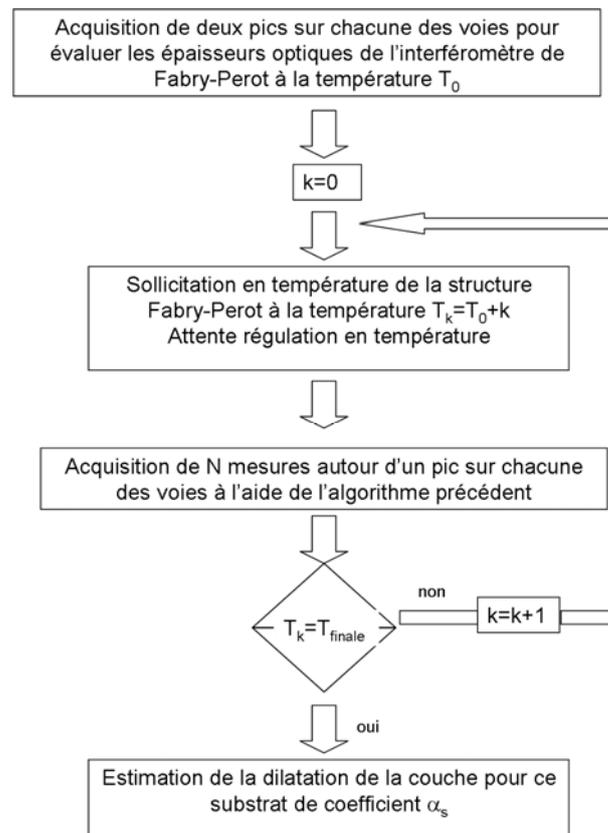


Figure 94 : Démarche globale utilisée pour estimer la variation d'épaisseur du plot central sur une structure Fabry-Perot. Cette démarche est à répéter autant de fois que le nombre de substrats différents utilisés pour réaliser les structures Fabry-Perot.

5.4.3. Traitement des données

- Interpolation des données

Nous disposons ainsi de cinq tableaux de données $[P_i(\lambda_j)]_j$ où les longueurs d'onde sont propres à chaque mesure. Pour pouvoir comparer les résultats des différentes voies, la première étape consiste en une interpolation linéaire des puissances mesurées afin de disposer d'un ensemble de données acquises sur le même référentiel de longueur d'onde $P_i(\lambda_j)$. Pour nous affranchir de cette étape, nous pourrions effectuer une seule mesure de la longueur d'onde émise par le laser, puis cinq mesures successives des puissances P_i . La transmission de chaque voie peut alors être obtenue en normalisant les flux mesurés sur l'interféromètre par les flux mesurés à vide, le tout corrigé des fluctuations de puissance de la source :

$$T_i(\lambda_j) = \frac{\left(\frac{P_i(\lambda_j)}{P_1(\lambda_j)} \right)_{mesuresFP}}{\left(\frac{P_i(\lambda_j)}{P_1(\lambda_j)} \right)_{mesurevide}} \quad (72)$$

où $i = 2, \dots, 5$ correspondent aux photodétecteurs 2 à 5, et $j = 0, \dots, N_T-1$ correspondent aux longueurs d'onde interpolées, N_T-1 représentant donc le nombre total de données communes (en longueurs d'onde) disponibles sur chacune des voies.

- Extraction des longueurs d'onde de résonance

Pour extraire efficacement la longueur d'onde centrale d'un pic, nous utilisons la méthode des cordes. Cette méthode consiste à déterminer la longueur d'onde centrale pour une valeur de la transmission $T_{1/p} = T_{\max}/p$ en considérant la demi-somme des deux longueurs d'onde correspondantes (par interpolation des longueurs d'onde voisines) à cette transmission $T_{1/p}$. Lorsque $p = 2$, la différence entre les deux longueurs d'onde correspondantes à cette transmission $T_{1/2}$ nous donne accès à la largeur à mi-hauteur du pic considéré. En prenant quelques dizaines de valeurs pour p , on obtient ainsi un ensemble de longueurs d'onde centrale et la moyenne permet de fournir une très bonne estimation de la longueur d'onde centrale du pic.

Nous pouvons ainsi effectuer les premières caractérisations à vide de notre montage, afin de tester la reproductibilité de nos acquisitions photométriques, et l'efficacité de nos algorithmes de traitement.

5.5. Caractérisation photométrique du montage

5.5.1. Stabilité en puissance de la source laser

Comme indiqué plus haut, le laser NEWFOCUS possède deux modes de fonctionnement, un mode à accordabilité large sur 15 nm où le pas le plus fin réalisable est de 20 pm, et un mode à accordabilité fine, s'effectuant grâce à un piézotransducteur, où le pas le plus faible est de 0,07 pm (la plage d'accordabilité étant alors limitée à 150 pm). Selon les cas que nous rencontrerons, c'est-à-dire selon la valeur effective des ISL de nos structures Fabry-Perot, nous devons ainsi choisir le bon mode de fonctionnement.

Nous effectuons une première mesure à vide de 838 à 853 nm, en balayant la plage complète d'accordabilité du laser, avec un pas de 20 pm (en mode « *coarse tuning* »).

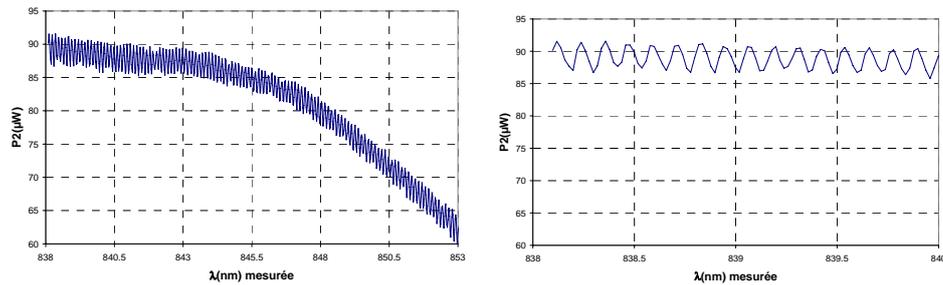


Figure 95 : Allure du signal enregistré par la photodiode P2 en l'absence de structure d'épreuve (à vide). Le pas est de 20 pm.

La décroissance en fonction de la longueur d'onde s'explique par le fait que nous utilisons des fibres plastiques avec un cœur en PolyMéthyle de MéthAcrylate, ou PMMA. La transmission de ce matériau n'est pas optimale pour la gamme de longueurs d'onde sur laquelle nous travaillons (838 – 853 nm), et la courbe d'atténuation en fonction de la longueur d'onde montre qu'il y a justement une rapide augmentation autour de 845 nm.

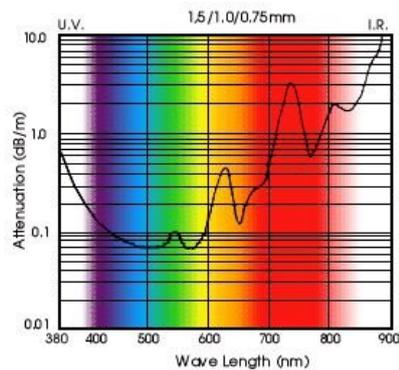


Figure 96 : Courbe d'atténuation spectrale linéique d'une fibre plastique PMMA.

Nous n'observons pas cette décroissance sur la voie de référence-laser (photodiode P1), pour laquelle nous utilisons uniquement des fibres monomodes @850 nm, et dont l'atténuation en fonction de la longueur d'onde est donc quasi nulle.

On constate en outre la présence d'oscillations parasites (sur chacune des voies P1 à P5). Ces oscillations peuvent révéler la présence de cavités parasites dans notre montage expérimental. Nous avons donc isolé un à un les différents éléments qui le constituent pour en rechercher l'origine. Finalement, après une mesure directe (c'est-à-dire immédiatement après le connecteur de sortie du laser), il s'avère que ces oscillations régulières de puissance sont intrinsèques à notre source laser, et nous ne pourrions donc pas nous en affranchir. Vérifions maintenant que nos quatre voies de mesure P2 à P5 sont bien corrélées entre elles. Les puissances relevées sur chacune des voies sont différentes, par suite de

la forme gaussienne du faisceau. Ainsi, la voie centrale est celle où on obtient le plus de flux, les trois autres voies périphériques étant elles de niveaux quasi identiques.

Nous obtenons ainsi, avec le même pas de 20 pm (pas minimum d'accordabilité sans utiliser l'actionneur piézoélectrique) :

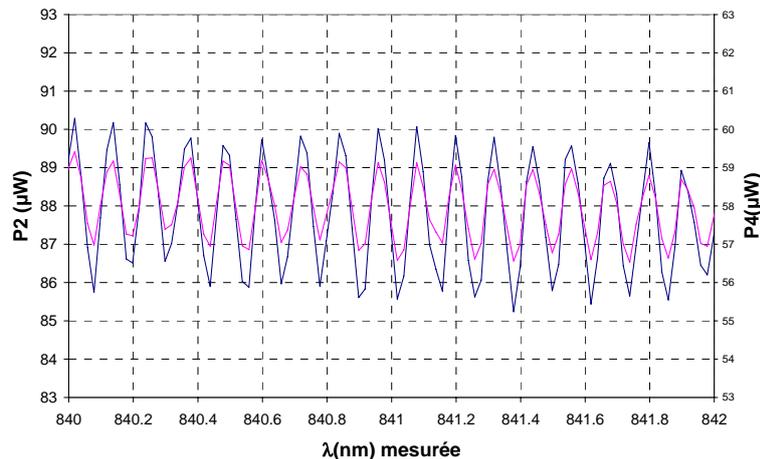


Figure 97 : Puissance relevée sur les photodiodes P2 et P4 en fonction de la longueur d'onde mesurée au lambdamètre.

Nous n'avons pas représenté les signaux enregistrés sur les autres voies, car elles sont toutes corrélées de manière identique à ce qu'illustre la Figure 97.

5.5.2. Répétabilité de la mesure à vide

Nous allons maintenant évaluer le rapport défini par la relation (72) pour des mesures à vide. Nous obtiendrons ainsi une évaluation des caractéristiques de bruit de notre montage.

En toute logique, ce rapport doit être égal à 1. Nous avons donc effectué plusieurs mesures (ici nous présentons le résultat de 4 d'entre elles, la première servant de référence pour la normalisation des 3 autres tel que défini par la relation (72)). Pour réaliser ces mesures, nous avons utilisé l'actionneur piézoélectrique (mode « fine tuning »), afin d'affiner le pas en longueur d'onde. Typiquement le temps d'acquisition pour effectuer une mesure sur les quatre photodiodes est de 1 minute, et nous avons effectué des acquisitions sur deux heures (soit plus d'une centaine de mesures au total).

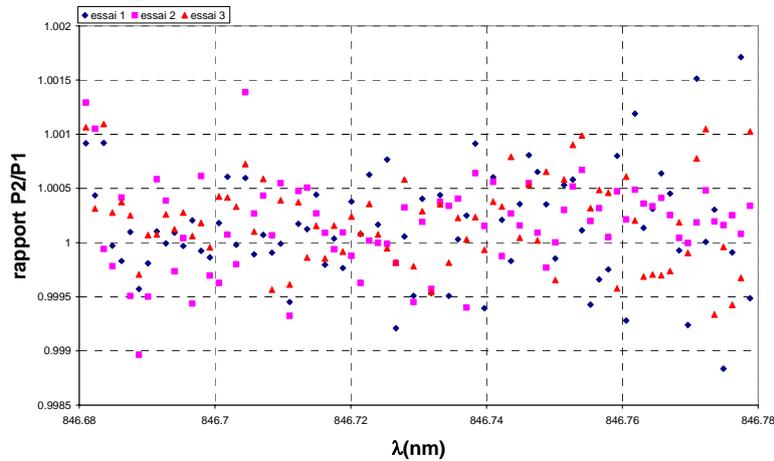


Figure 98 : Exemple de fluctuations relatives du signal normé obtenu en mode « fine tuning » à l'aide des photodiodes P2 et P1. Seules trois mesures sont représentées sur les 100 que nous avons réalisées, afin de conserver au graphe une bonne lisibilité.

Nous obtenons sur le rapport P2/P1 les résultats suivants :

Mesure	1	2	3
Moyenne	1,00021	1,00015	1,00016
Ecart-type	$4,1 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-4}$	$5,0 \cdot 10^{-4}$

Tableau 15 : Evaluation du bruit des photodiodes (ici pour P2).

Les autres photodiodes P3, P4 et P5 nous donnent des résultats semblables, et ceci pour toutes les mesures effectuées.

Le montage présente donc une très bonne reproductibilité photométrique qui est naturellement indispensable à une extraction optimale des décalages en longueurs d'onde des pics de transmission de nos structures d'épreuve.

5.5.3. Comparaison avec le montage basé sur le WAVEMASTER

Nous avons souhaité enfin reprendre la mesure effectuée avec le montage utilisant le lambdamètre WAVEMASTER. Nous effectuons donc toujours une mesure à température constante, et évaluons la quantité Δe au cours du temps, pour un interféromètre constitué par deux lames métallisées. Les résultats obtenus sont présentés en Figure 99. Cette fois, la moyenne mesurée est de -0,1pm, et l'écart type est de 6 pm (à 1σ). Nous mesurons donc ici directement l'amélioration faite sur le montage expérimental.

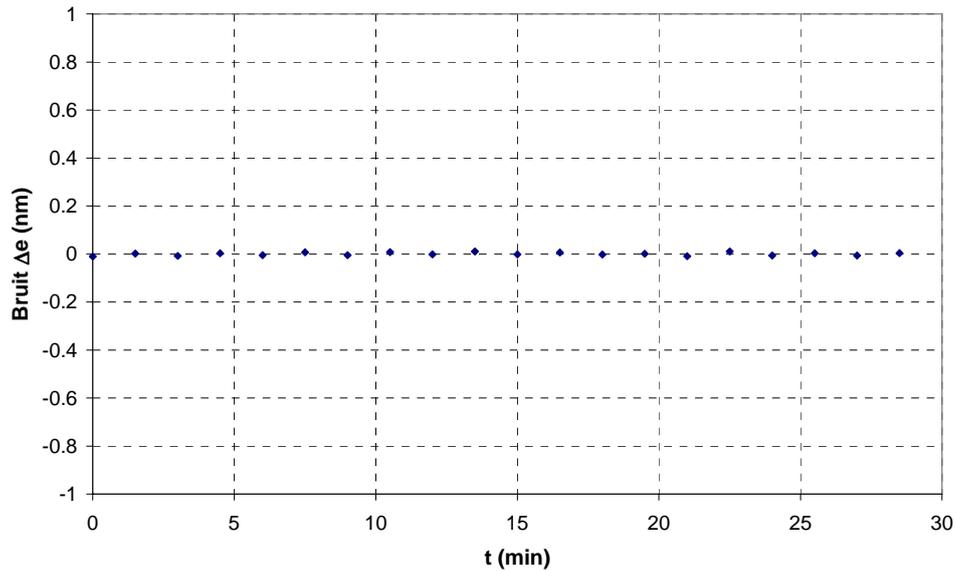


Figure 99 : Evolution du bruit du montage avec le lambdamètre LM007 en fonction du temps.

Cette mesure nous permet également de vérifier (comme pour la mesure effectuée avec le WAVEMASTER) que le montage ne présente pas de dérive intrinsèque dans le temps.

Nous présentons dans le tableau ci-après les résultats comparatifs du bruit du montage mesuré avec les différents appareils utilisés :

Appareils de mesure utilisés pour la détermination de la longueur d'onde de résonance issue de l'interféromètre de Fabry-Perot	Moyenne sur le bruit (pm)	Ecart-type σ (pm)
Analyseur de spectre optique	-2	447
Lambdamètre WAVEMASTER	-0,1	621
Lambdamètre LM007 CLUSTER	-0,1	6

Tableau 16 : Comparaison des bruits mesurés sur le montage avec les appareils présentés auparavant, à savoir le lambdamètre WAVEMASTER, l'analyseur de spectre ANDO, et le lambdamètre LM007.

5.6. Conclusion

Ce chapitre, consacré à la présentation du banc de mesure des variations relatives d'épaisseur d'une cavité Fabry-Perot réglable, montre que la difficulté principale réside bien dans la précision requise pour le pointage en longueur d'onde des pics de résonance de ce Fabry-Perot. La pièce maîtresse est donc sans aucun doute ici le lambdamètre, qui apporte cette précision à condition d'être associé à un laser accordable. Les systèmes de maintien, de positionnement et de mise en température des lames sont à l'évidence moins critique.

Nous avons également abordé dans ce chapitre la réalisation de dépôts métalliques se rapprochant le plus possible de ceux considérés en simulation, grâce à l'emploi de masques dédiés. Les dépôts obtenus ont fait l'objet de caractérisations dimensionnelles dont les résultats devront être mis à profit lors de l'exploitation des phases expérimentales ultérieures.

Enfin, nous devons souligner la grande stabilité photométrique du montage que nous avons développé (meilleure que le pour mille) et l'écart type des mesures de variation relative d'épaisseur auxquelles il donne accès (6 pm). Les performances atteintes sont donc en accord avec nos objectifs.

Chapitre 6.

Résultats expérimentaux

6.1	Qualification métrologique du montage expérimental	152
6.2	Qualification fonctionnelle du montage expérimental	157

Ce chapitre est dédié à l'exploitation expérimentale des simulations effectuées jusqu'alors. Nous présentons donc les premières mesures obtenues sur une structure canonique de référence, destinée à montrer la faisabilité de l'acquisition des longueurs d'onde de résonance d'un interféromètre de Fabry-Perot ultra-stable.

6.1. Qualification métrologique du montage expérimental

6.1.1. Choix de la structure d'épreuve

De manière à réaliser une qualification des performances métrologiques de notre montage expérimental, nous avons choisi de mesurer dans un premier temps la transmission spectrale d'un objet dont le comportement soit analogue à celui d'un Fabry-Perot, mais dont nous connaissions *a priori* les caractéristiques et dont la stabilité globale soit garantie à l'échelle de nos mesures (typiquement le picomètre).

Nous avons donc sélectionné dans ce but une simple lame de BK7 non traitée : ces deux faces constituent en effet un Fabry-Perot, certes de très faible finesse, mais dont la transmission spectrale ne dépend que de la température. Nous pourrions ainsi évaluer la répétabilité de la détermination de la longueur d'onde centrale des « pics » de sa fonction de transmission spectrale à température fixe et analyser l'évolution de cette longueur d'onde en présence d'une sollicitation thermique. En outre, sa constitution garantit qu'il ne puisse y avoir d'évolution différentielle entre voie de mesure centrale et voies de référence périphériques, ce qui nous permettra donc de qualifier également ce point important de notre principe de mesure.

Enfin, la mesure précise du décalage en longueur d'onde lorsque cette lame sera soumise à une sollicitation thermique nous permettra de remonter aux propriétés thermo-optique β et thermo-mécanique α du matériau massif qui constitue la lame.

En effet, une lame de verre subissant une sollicitation thermique ΔT voit son indice n et son épaisseur e modifiés en accord avec les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{1}{n} \frac{\Delta n}{\Delta T} &= \beta \\ \frac{1}{e} \frac{\Delta e}{\Delta T} &= \alpha \end{aligned} \quad (73)$$

Ainsi, si l'on tient compte des interférences entre la face avant et la face arrière de cette lame d'indice n et d'épaisseur e , la fonction de transmission spectrale présente des maxima dont l'évolution relative de la longueur d'onde centrale au cours d'une sollicitation thermique est définie par la relation générale suivante :

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta(ne)}{ne} = (\alpha + \beta)\Delta T \quad (74)$$

Les paramètres α et β du BK7 étant donnés par les fournisseurs de verres, nous pouvons ainsi vérifier la qualité métrologique des mesures réalisées à l'aide de notre montage expérimental.

6.1.2. Répétabilité des mesures à température fixe

La lame de BK7 que nous avons sélectionnée (diamètre 25 mm, épaisseur 4 mm) est installée à l'intérieur de l'enceinte, la température de consigne étant fixée à 27°C (la température ambiante est de 24,5°C).

Nous réalisons un balayage en longueur d'onde autour de 847,2 nm et, durant ce balayage, nous enregistrons les signaux mesurés sur chacune des voies, interpolons les données et estimons les longueurs d'onde correspondant aux maxima de transmission. Nous effectuons alors 100 fois l'ensemble de cette séquence de mesure afin d'estimer la stabilité de notre montage (la durée globale correspondant à ce test est de 2 heures environ). L'évolution dans le temps des longueurs d'onde centrales mesurées par chacune des voies est représentée ci-après.

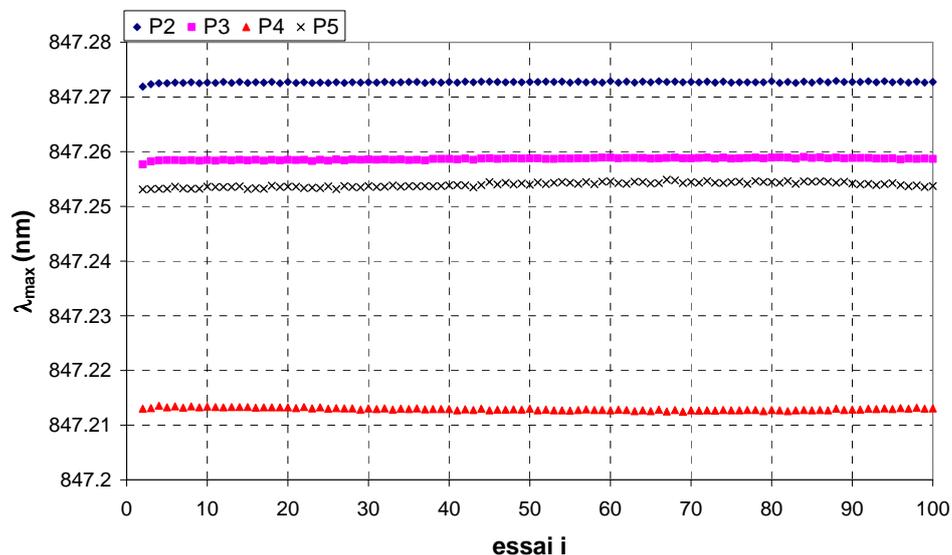


Figure 100 : Variation de la longueur d'onde correspondant à un extremum relevé sur chacune des voies de mesure pour une lame de 4 mm de BK7 maintenue à une température fixe de 27°C.

Pour les différentes voies, sur les 100 mesures considérées, on obtient un écart-type des longueurs d'onde estimées (à l'aide de la méthode des cordes) respectivement égal à 0,1 - 0,1 - 0,2 et 0,25 pm pour P2 - P3 - P4 et P5. Une telle amplitude de variation correspondrait à une fluctuation résiduelle de la température de 0,01°C, si nous utilisons les caractéristiques standard du BK7 ($\alpha_s = 71 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$, et $\beta_s = 23 \cdot 10^{-7}/^\circ\text{C}$). Cette mesure prouve donc que la stabilité en température de notre enceinte est meilleure que le centième de degré sur plus de 2 heures. La stabilité de notre montage étant ainsi établie, nous pouvons maintenant appliquer une sollicitation thermique à la lame de BK7 afin de déterminer expérimentalement les valeurs de α_s et β_s .

6.1.3. Application à la mesure des caractéristiques thermiques du BK7

Pour réaliser la mesure du coefficient résultant $\alpha + \beta$ de notre lame en BK7, nous allons lui appliquer des sollicitations thermiques de faible amplitude (typiquement de l'ordre de 1 à 2°C), et ce afin de pouvoir évaluer les performances ultimes de notre montage en terme de résolution et de précision.

Après chaque élévation de température, nous utilisons un temps d'attente de 2 heures, afin de garantir que l'ensemble de l'enceinte soit thermiquement stabilisé. A l'issue de cette période de stabilisation, nous effectuons alors N mesures de la transmission spectrale de la lame au voisinage de la plage de longueurs d'onde retenue (N est typiquement de l'ordre de 50). Pour chacune de ces N mesures, nous évaluons les longueurs d'ondes correspondant à un maximum de la transmission, et nous suivons l'évolution avec la température de la longueur d'onde d'un même maximum.

Sur la Figure ci-après, nous avons fait figurer la variation du signal délivré par la photodiode P2 lors d'un balayage en longueur d'onde de la source sur la plage retenue, lorsque la lame en BK7 n'est pas présente dans l'enceinte.

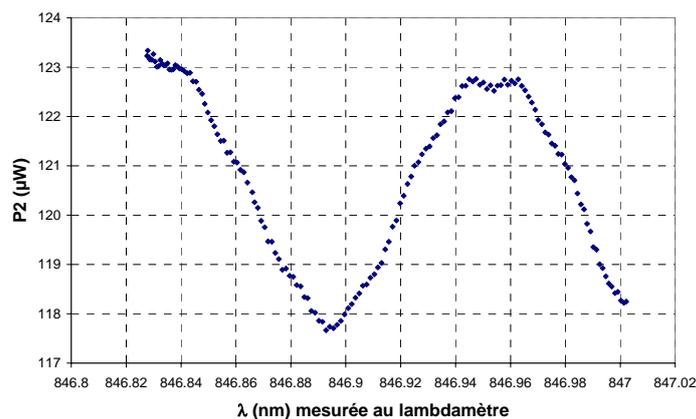


Figure 101 : Mesure à vide effectuée à l'aide de la photodiode P2. Le pas en longueur d'onde est de 1 pm (utilisation du balayage fin de la source laser). La modulation observée est inhérente à la source.

On retrouve les oscillations de puissance de notre source que nous avons déjà mises en évidence dans le chapitre précédent.

On introduit alors la lame de BK7 dans l'enceinte et on effectue le même type de balayage en longueur d'onde, de manière à pouvoir calculer la transmission spectrale de cette lame en appliquant la relation (72). On effectue ensuite ce travail pour plusieurs températures. Les transmissions mesurées en fonction de la longueur d'onde et pour 4 températures différentes sont données sur le graphe ci-après.

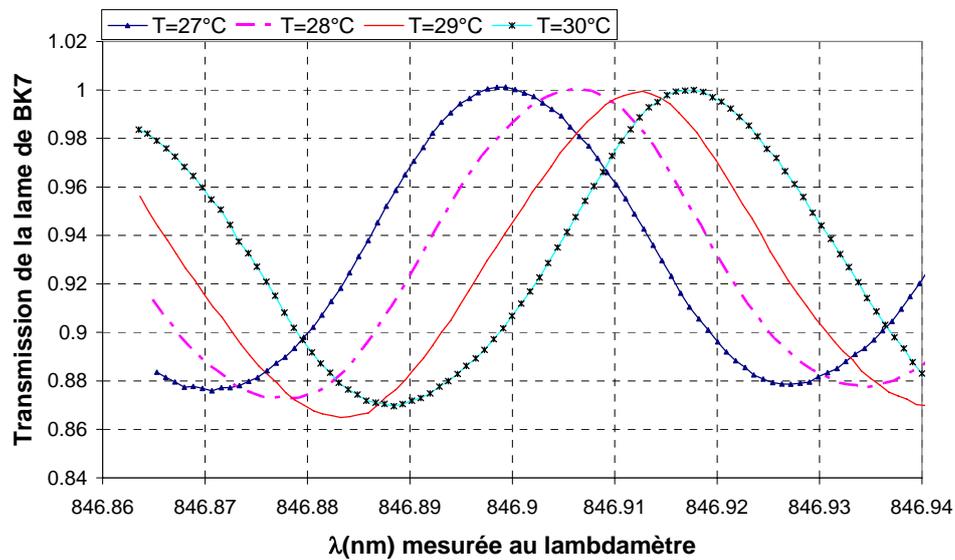


Figure 102 : Transmission spectrale mesurée de la lame de BK7 pour plusieurs températures. Le pas en longueur d'onde est de 1 pm (utilisation du balayage fin de la source laser).

On notera la très bonne qualité des signaux obtenus et l'absence presque totale de bruit. Nous pouvons ainsi évaluer en fonction de la sollicitation thermique ΔT le décalage spectral $\Delta\lambda/\lambda$ d'un maximum (nous avons arbitrairement choisi celui situé aux alentours de 846,9 nm). Pour évaluer ce décalage spectral, nous avons effectué dix acquisitions des spectres à une température donnée. Pour chacun de ces spectres, nous avons évalué la longueur d'onde centrale du maximum que nous avons choisi de suivre avec la sollicitation thermique, en utilisant la méthode des cordes. Enfin, le calcul du décalage spectral pour une sollicitation thermique donnée fait intervenir les valeurs moyennes de ces différentes longueurs d'ondes centrales, comme indiqué sur la relation ci-après :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \left(\frac{\lambda_{\text{centrage}}(T_2) - \lambda_{\text{centrage}}(T_1)}{\lambda_{\text{centrage}}(T_1)} \right)_{\text{max}} = \left(\frac{\langle \lambda_{\text{centrage}}(T_2) - \lambda_{\text{centrage}}(T_1) \rangle_{\text{spectres}}}{\langle \lambda_{\text{centrage}}(T_1) \rangle_{\text{spectres}}} \right)_{\text{max}} \quad (75)$$

le symbole $\langle \rangle$ désignant la valeur moyenne sur tous les spectres des données interpolées.

La Figure 103 synthétise l'ensemble des résultats de mesure que nous avons obtenus au cours de cette expérience.

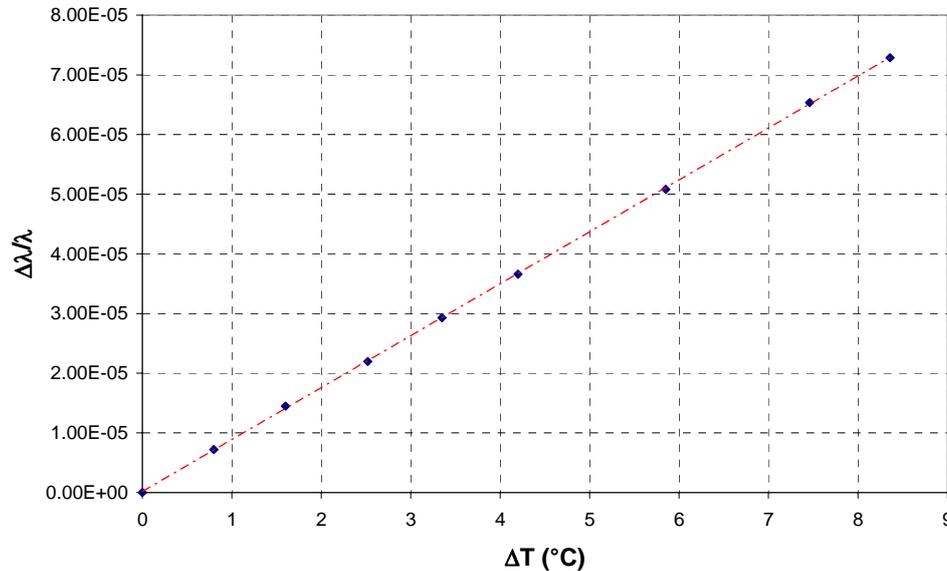


Figure 103 : Evolution de $\Delta\lambda/\lambda$ en fonction de la température pour une lame de BK7 de 4 mm d'épaisseur.

Pour estimer l'erreur de détermination de chaque quantité $\Delta\lambda/\lambda$, nous avons calculé l'écart-type σ des résultats obtenus sur chacun des dix spectres acquis. Les barres d'erreur visualisées sur la Figure 103 sont fixées pour chaque point à $\pm 3\sigma$, mais comme ceci correspond en moyenne à $\pm 1,5 \cdot 10^{-7}$, ces barres d'erreurs restent totalement invisibles.

Cette fluctuation relative définit la résolution ultime de notre montage en terme de mesure d'un décalage spectral, et correspond donc à $\pm 0,13$ pm (à 1σ).

La Figure 103 montre également la parfaite linéarité entre le décalage spectral relatif et la sollicitation thermique appliquée. Pour chaque voie de mesure, la détermination de la pente de cette courbe va donc nous donner accès à une détermination du coefficient global $\alpha + \beta$. Les valeurs obtenues sont regroupées dans le Tableau 17. Par analogie avec ce que nous serons conduit à faire dans le cas réel, nous avons complété ces données par la moyenne des mesures effectuées sur les 3 voies périphérique, et pour être complet, nous avons ajouté la valeur théorique qui résulte de la prise en compte des données disponibles dans la littérature pour le BK7, à savoir : $\alpha_s = 7,1 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$; $\beta_s = 2,1 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$; et donc $\alpha_s + \beta_s = 9,2 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$.

Ceci nous permet d'évaluer maintenant deux quantités :

- L'écart résiduel entre les déterminations du coefficient de dépendance thermique global réalisées sur la voie de mesure et les voies de référence. En moyennant le résultat des trois voies de référence, on obtient un écart

absolu avec la voie centrale de $4.10^{-8}/^{\circ}\text{C}$, ce qui est un écart très faible, compte tenu des valeurs à mesurer.

- L'écart entre l'une de ces déterminations et la valeur disponible dans la littérature pour le BK7, à savoir $5.10^{-7}/^{\circ}\text{C}$ pour P2 par exemple.

	$(\alpha_s + \beta_s)$ évalué à partir des mesures sur ($10^{-6}/^{\circ}\text{C}$):			
ΔT ($^{\circ}\text{C}$)	P2	P3	P4	P5
Valeur de la pente	$8,70.10^{-6}$	$8,68.10^{-6}$	$8,79.10^{-6}$	$8,75.10^{-6}$

Tableau 17 : Résultats des déterminations du coefficient global de dépendance thermique $\alpha_s + \beta_s$ du BK7 effectuées sur les 4 voies du montage.

6.2. Qualification fonctionnelle du montage expérimental

Avant de nous consacrer à la mesure des caractéristiques thermo-mécaniques d'une couche mince, nous avons souhaité compléter la première qualification de notre montage expérimental, de nature essentiellement métrologique, menée sur la lame de BK7, par une seconde qualification, plus proche de la situation réelle à laquelle nous allons être confrontés et que nous avons donc qualifiée de fonctionnelle : elle devra en effet montrer la faisabilité de l'acquisition des longueurs d'onde de résonance d'un Fabry-Perot réalisé à l'aide de dépôts métalliques ainsi que celle de leur suivi avec la température .

Pour cela, nous avons défini et fait réaliser un Fabry-Perot adhérent ultra-stable à base de lames en ULE ($\alpha_s = 3.10^{-8}/^{\circ}\text{C}$). Chacune de ces lames a une épaisseur environ 6 mm, et elles sont assemblées par adhérence moléculaire au travers de trois plots équilatéralement disposés par rapport au centre des lames. Ces trois plots sont également en ULE, et ont un diamètre de 5 mm pour une épaisseur de seulement 85 μm . Le schéma de cette structure d'épreuve est représenté ci-après :

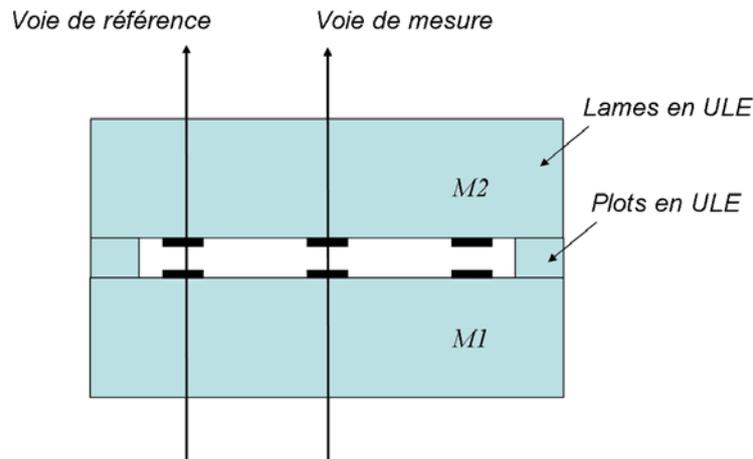


Figure 104 : Fabry-Perot adhérent ultra-stable. L'épaisseur de la cavité est de $85\ \mu\text{m}$, la planéité des faces à l'intérieur de la cavité est meilleure que $\lambda/10$ PTV.

Les objectifs assignés à un tel objet sont doubles :

- En premier lieu, il va nous permettre de vérifier, dans des conditions expérimentales similaires à celles que nous envisageons pour l'extraction des paramètres thermo-mécaniques de la couche mince, que le montage est bien capable de réaliser la détermination des longueurs d'onde centrales des pics de transmission d'une structure Fabry-Perot à miroirs métalliques, avec des résolutions meilleures que le picomètre et que cette détermination est stable à température fixe.
- En second lieu, il constituera un moyen de vérifier le bien fondé des prédictions de notre modélisation par éléments finis dans un cas simple, mais qui intègre les déformations induites sur les lames substrats par le dépôt métallique, lorsque celui-ci est sollicité thermiquement. Il aurait donc été souhaitable, pour atteindre ce but, que la structure d'épreuve présente une symétrie axiale de révolution aussi parfaite que possible, pour être en accord avec l'approche utilisée dans nos modélisations FEM. C'est la raison pour laquelle les plots interstitiels avaient à l'origine la forme de secteurs circulaires de 120° d'angle, comme représenté sur la Figure ci-après.

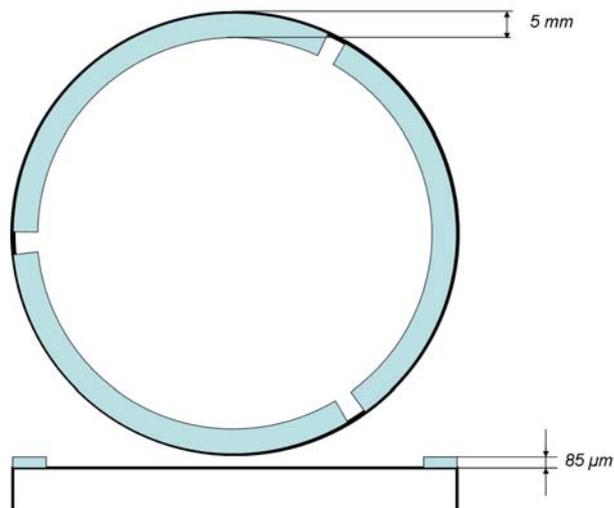


Figure 105 : Schéma de la structure avec secteurs adhésifs à 120° d'angle. La largeur des secteurs est de 5 mm, leurs épaisseurs de 85 µm.

L'espace entre les secteurs est de 1 mm, l'objectif étant la mise à l'air libre de la cavité afin de ne pas créer de surpression (due à la dilatation de l'air) lors de la sollicitation thermique de la structure.

- L'obtention d'une adhérence moléculaire de bonne qualité n'a toutefois pas été possible, la forme anguleuse de ces plots constituant une source récurrente d'amorçage d'un phénomène de rupture de cette adhérence. C'est la raison pour laquelle nous avons finalement eu recours à des plots circulaires, d'utilisation plus aisée en regard de cette technique particulière d'assemblage.

Pour la réalisation de l'objet final, la procédure suivie a donc été la suivante :

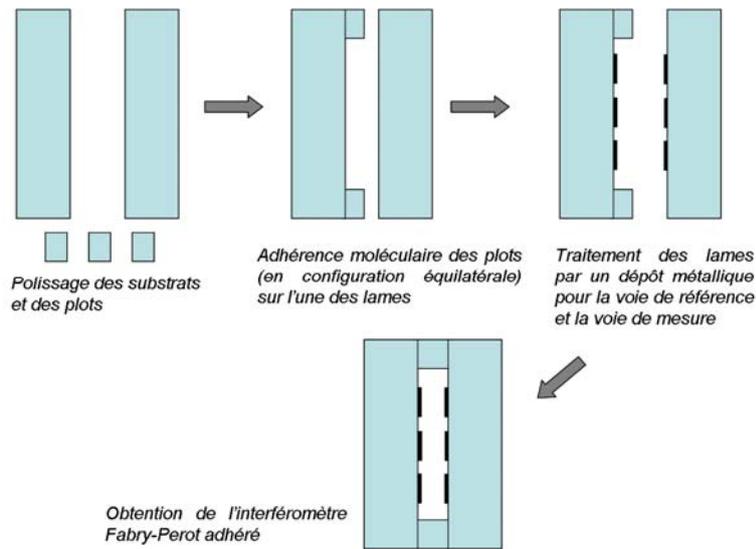


Figure 106 : Procédure de réalisation de l'interféromètre Fabry-Perot adhérent avec dépôt métallique en forme de secteurs grâce à l'utilisation des masques présentés auparavant.

Concernant le traitement métallique, qui a été réalisé par nos soins, nous n'avons pas pu utiliser le masque représenté Figure 88, car le diamètre des plots est de ce point de vue trop important (5 mm). En effet les masques développés à l'origine permettaient de réaliser un dépôt métallique périphérique sur une couronne de 3 mm de largeur centrée sur un cercle de diamètre 13 mm. Deux nouveaux masques ont donc été réalisés afin d'obtenir le même type de traitement, mais cette fois-ci, sur une couronne centrée sur un cercle de diamètre 9 mm, et toujours de largeur 3 mm. Le trou destiné au dépôt du plot métallique central est également de diamètre 3 mm.

Les performances mesurées de cet objet, qui a été réalisé par la société SESO à Aix-en-Provence, sont les suivantes :

- Planéité des faces avant (constituant la cavité Fabry-Perot) meilleure que $\lambda/10$ PTV (*Peak To Valley*), à savoir $0,089\lambda$ (lame 1) et $0,097\lambda$ (lame 2).
- Planéité des faces arrière inférieure à $\lambda/2$ PTV : $0,137\lambda$ (lame 1) et $0,116\lambda$ (lame 2)
- Epaisseur des plots : $86 \pm 1 \mu\text{m}$
- Diamètre des plots : 5 mm
- Epaisseur des lames : $6,16 \pm 0,01$; diamètre des lames $25,03 \pm 0,01$ mm

Nous présentons ci-après les photographies des lames avant traitement par dépôt métallique, après traitement et enfin après adhérence.



Figure 107 : Photographie des plots adhéérés en ULE sur la lame, avant traitement (la couleur rougeâtre est due à un éclairage à l'aide d'un laser He-Ne afin de mieux visualiser les plots).

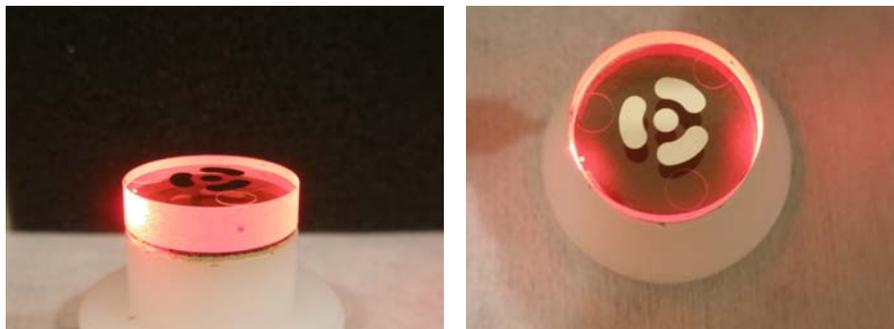


Figure 108 : Photographie des lames d'ULE après traitement métallique.



Figure 109 : Photographie des deux lames adhéérées. L'objet ainsi obtenu est un interféromètre de Fabry-Perot présentant une épaisseur mécanique de cavité de $86 \mu\text{m}$.

Le métal déposé est de l'argent, le dépôt a été réalisé par évaporation classique.

Nous avons dû modifier légèrement la structure de notre banc de mesure pour tenir compte des caractéristiques particulières de ce Fabry-Perot. Celui-ci est en effet monobloc, et il n'y a donc pas nécessité d'utiliser les deux tubes de maintien destinés à soutenir les deux lames libres d'un interféromètre, comme

présenté au chapitre précédent. L'interféromètre est ici directement inséré dans l'enceinte thermostatée. Afin de laisser l'objet totalement libre, nous l'avons fait reposer sur un support muni de trois billes de 2,4 mm de diamètre. En sollicitant thermiquement l'objet, seules les contraintes thermiques dues à la différence des coefficients d'expansion thermique entre le métal et le substrat vont donc intervenir. Enfin, afin d'éliminer au mieux la lumière parasite éventuellement collectée par les fibres plastiques de diamètre 2 mm, nous avons muni le montage de deux diaphragmes, constitués de quatre trous de 2 mm de diamètre spatialement répartis aux mêmes endroits que les zones métallisées de l'objet et situés en amont et en aval de l'enceinte thermostatée.

6.2.1. Résultats obtenus sur cette structure

La température initiale est prise légèrement supérieure à la température ambiante, nous la fixons à 33°C.

Nous effectuons tout d'abord un relevé des longueurs d'onde de résonance sans utiliser le piezotransducteur du laser accordable, le pas en longueur d'onde étant de 20 pm. Les données brutes relevées sont présentées ci-après :

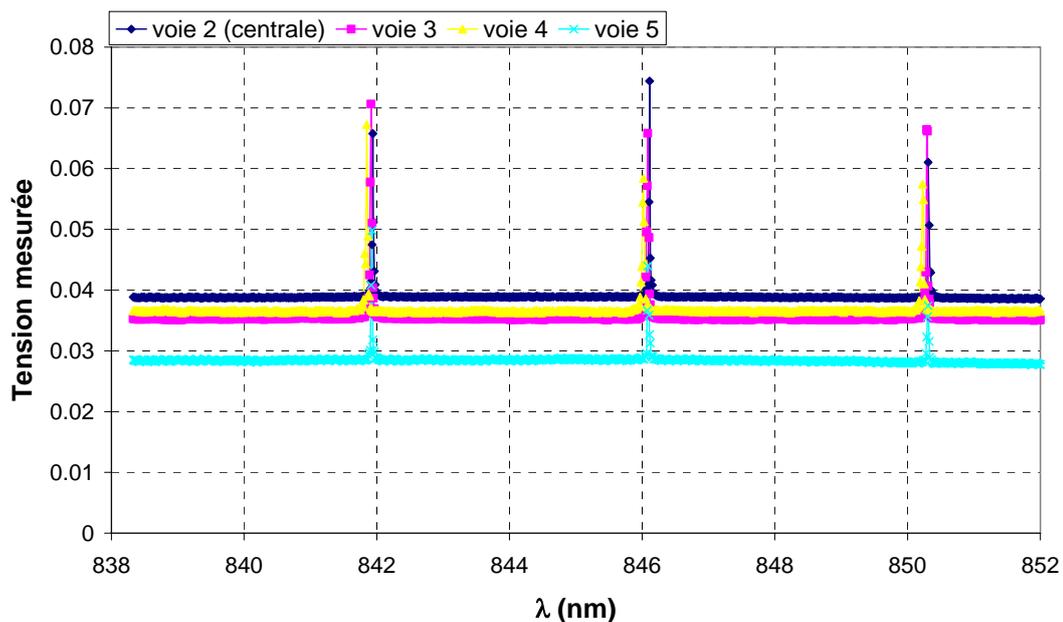


Figure 110 : Mesures sur les quatre voies à T=33°C. Le pas en longueur d'onde est de 20 pm.

En normalisant cette courbe par la mesure à vide et en tenant compte du bruit intrinsèque des photodétecteurs (courant d'obscurité), on obtient le relevé suivant :

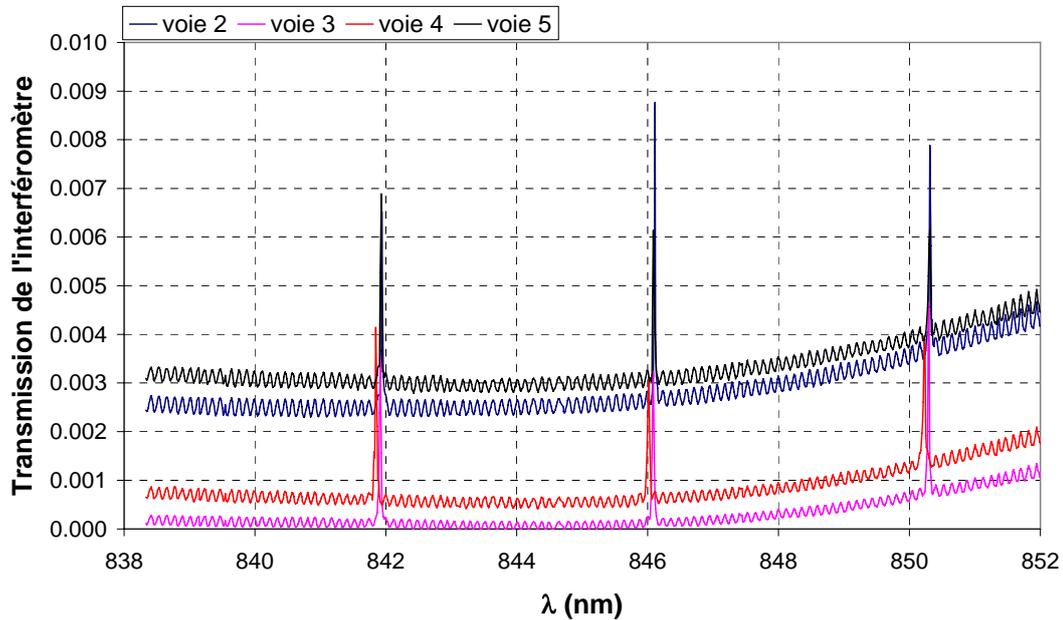


Figure 111 : Transmission normalisée de l'interféromètre Fabry-Perot ultra-stable.

Nous pouvons donc estimer dès maintenant les épaisseurs de cavité mesurées sur chacune des voies en mesurant l'ISL. Pour cela, nous balayons en mode « fine tuning » chacun des pics sur les différentes voies. La précision sur la longueur d'onde centrale en est alors améliorée, et par suite la précision sur l'évaluation des épaisseurs de cavité est meilleure. Nous avons moyenné les épaisseurs de cavité évaluées à partir des différents couples de raies de résonance disponibles (3 couples puisqu'il y a trois raies de résonance sur la plage d'accordabilité du laser). On obtient :

Voie considérée	Epaisseur optique de cavité relevée (μm)
2	85,513
3	85,454
4	85,529
5	85,359

Tableau 18 : Evaluation des épaisseurs optiques de cavité à partir des intervalles spectraux libres.

La précision de ces mesures est au vu du pas en longueur d'onde considéré, de l'ordre du nanomètre. En considérant les résultats de mesure associés aux 3 voies périphériques, nous pouvons estimer le défaut de parallélisme entre les deux lames à environ 4 secondes d'arc. En outre l'épaisseur mesurée au centre s'écarte

de 65 nm de la moyenne des valeurs obtenues sur les 3 voies périphériques. Ceci peut être partiellement dû aux contraintes thermiques survenant après le traitement métallique des lames, du fait de la différence de température entre la température de dépôt et la température ambiante.

L'étape suivante consiste à solliciter thermiquement l'interféromètre. Pour le relevé des décalages spectraux, nous utilisons le mode fin de balayage du laser accordable. Celui-ci permet d'augmenter la précision sur la détermination de la longueur d'onde de résonance du Fabry-Perot et se trouve bien adapté dans notre cas. En effet les pics présentent une largeur à mi-hauteur d'environ 30 pm, et le mode fin du laser nous permet de balayer 150 pm. Nous effectuons donc ceci pour les quatre voies, et faisons l'acquisition de 30 mesures à chaque fois afin de pouvoir en déduire la moyenne et l'écart type. Toutefois, les quatre pics issus de la cavité ne sont pas contenus dans une fenêtre de 150 pm de largeur. Nous avons donc modifié le programme d'acquisition mélangeant les deux modes de balayage du laser accordable afin d'obtenir un balayage sur chacune des voies d'environ 600 pm. Cette méthode nous permet de réaliser l'acquisition des quatre voies simultanément.

Les signaux bruts et normalisés relevés à la température de 33°C sont donnés à titre d'exemple sur la Figure 112 et la Figure 113.

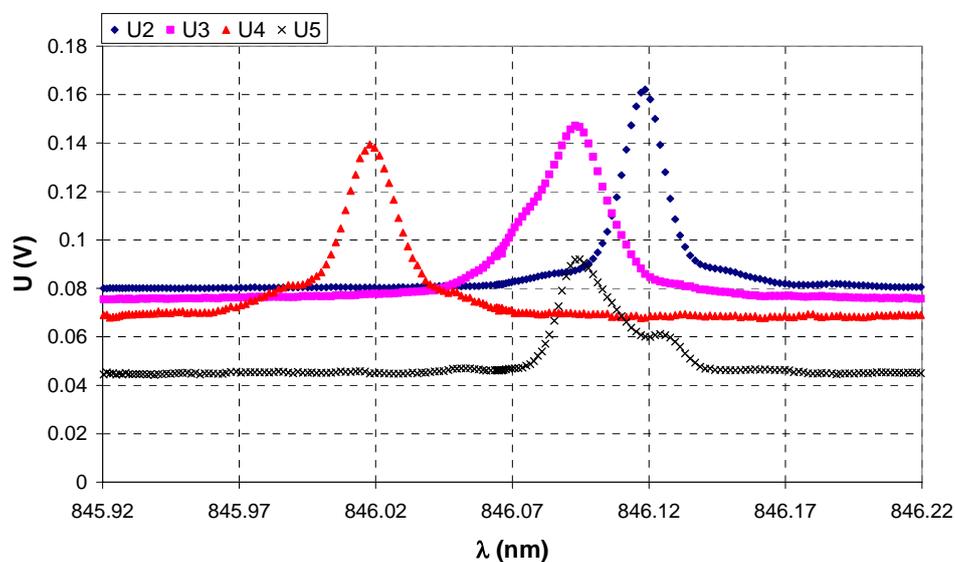


Figure 112 : Tension mesurée aux bornes des photodiodes associées à chacune des voies.

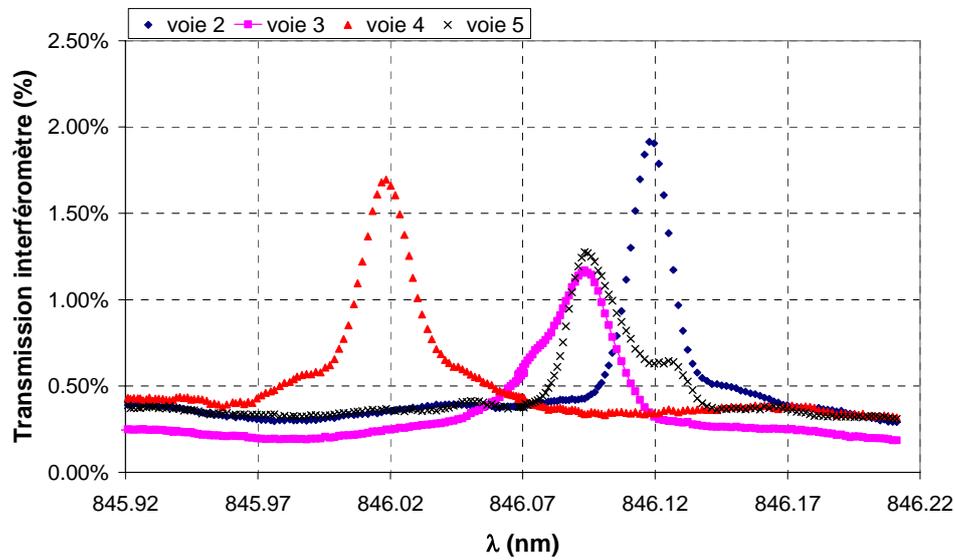


Figure 113 : Transmission normalisée de l'interféromètre pour chacune des voies.

L'une des voies semble affectée d'une déformation que nous ne pouvons éliminer, et que nous retrouvons à chacune de nos mesures, de façon plus ou moins marquée.

A chaque échelon de température, nous calculons la quantité :

$$\varepsilon_{\text{métal}} = \left\langle \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) \right\rangle_{\text{voie3,4,5}} - \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_{\text{centre}} \quad (76)$$

Ce terme correspond à la différence de déformation en périphérie et au centre, du fait que les secteurs métalliques périphériques ne se déforment pas de la même manière que le plot central.

Nous avons ainsi obtenu la courbe représentée en Figure 114. La relation $\varepsilon = f(\Delta T)$ est bien linéaire, mais comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, les valeurs mesurées sont bien supérieures à celles données par les simulations.

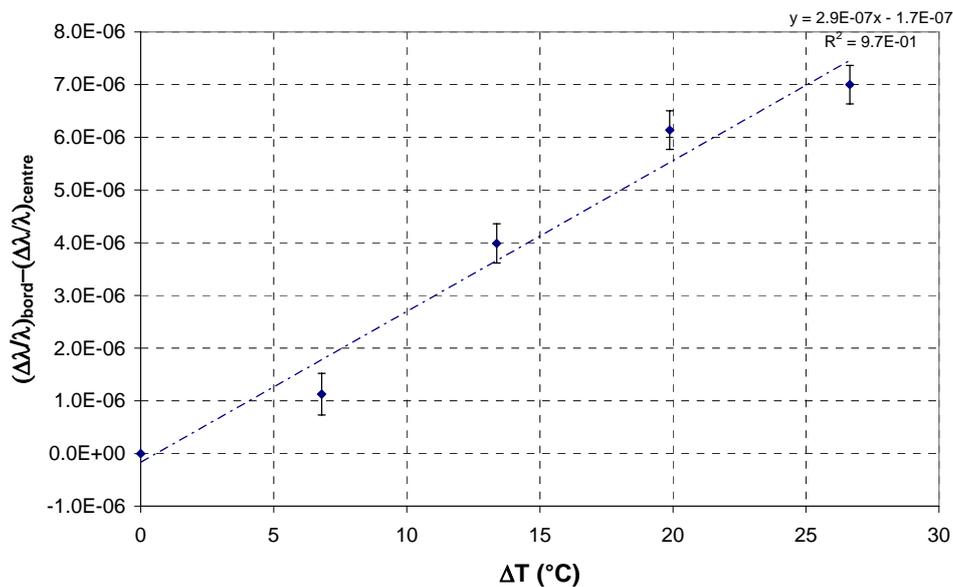


Figure 114 : Différence de déformation entre la périphérie et le centre pour le Fabry-Perot adhérent.

Si nous nous intéressons à chacune des voies indépendamment des autres, le décalage spectral relatif en fonction de l'échelon de température appliqué est donné en Figure 115. Les quatre voies semblent se suivre en terme de décalage spectral, mais les valeurs mesurées diffèrent fortement entre chacune des voies. La variation relative de l'indice de l'air pouvant être supposée identique sur l'ensemble de la cavité, cela signifie que les épaisseurs de cavité de chacune des voies de mesure ne se déforment pas de façon identique, y compris pour les trois voies périphériques.

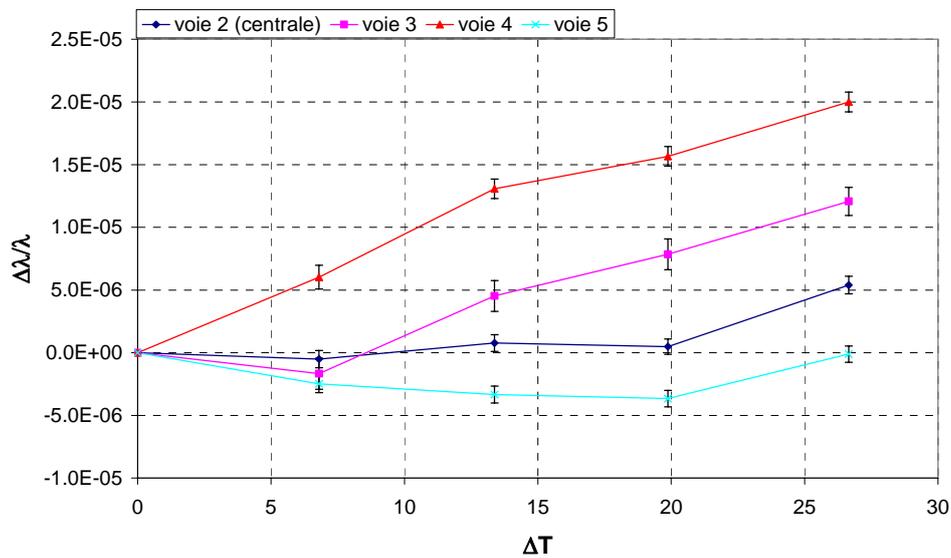


Figure 115 : Visualisation des décalages spectraux relatifs pour chacune des voies, en fonction de l'échelon de température appliqué.

Nous avons ensuite examiné la variation relative d'épaisseur de cavité, cette fois, avec l'échelon de température. Il s'agit donc ici d'estimer la variation relative d'indice de l'air à l'aide de l'équation de Ciddor, pour calculer les quantités suivantes sur chacune des voies :

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\text{voie } i} = \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)_{\text{voie } i} - \frac{\Delta n_{FP}}{n_{FP}} \quad (77)$$

On obtient les droites représentées en Figure 116. Nous donnons dans le tableau suivant les incertitudes liés à la valeur de l'indice de réfraction, et donnés par Stone [51]. Nous faisons remarquer que pour calculer cette variation relative, nous avons également mesuré la valeur de la pression et de l'humidité de l'air, mais à l'extérieur de l'enceinte thermostatée (les faibles dimensions de celle-ci nous empêchant de placer le capteur de température et d'humidité dont nous disposons). Il est cependant raisonnable de penser que la pression à l'intérieur de l'enceinte est identique à celle environnante, l'enceinte étant mise à l'air libre. L'humidité de l'air n'influence pas la valeur de l'indice de l'air du même ordre de grandeur que la température, nous pouvons donc prendre la valeur donnée par le capteur à l'extérieur de l'enceinte.

ΔT (°C)	Incertitude sur la quantité $(\Delta N/N)_{\text{air}}$
0	$4,60 \cdot 10^{-8}$
6,8	$4,90 \cdot 10^{-8}$
13,38	$5,50 \cdot 10^{-8}$
19,88	$6,30 \cdot 10^{-8}$
26,65	$7,4 \cdot 10^{-8}$

Tableau 19 : Evaluation des incertitudes sur les variations relatives d'indice de l'air, à partir des incertitudes de l'équation de Ciddor données par Stone [51].

Nous pouvons donc tenir compte de ces incertitudes pour le calcul des barres d'erreurs sur la Figure 116, les erreurs des décalages spectraux relatifs étant toujours prises à 3σ .

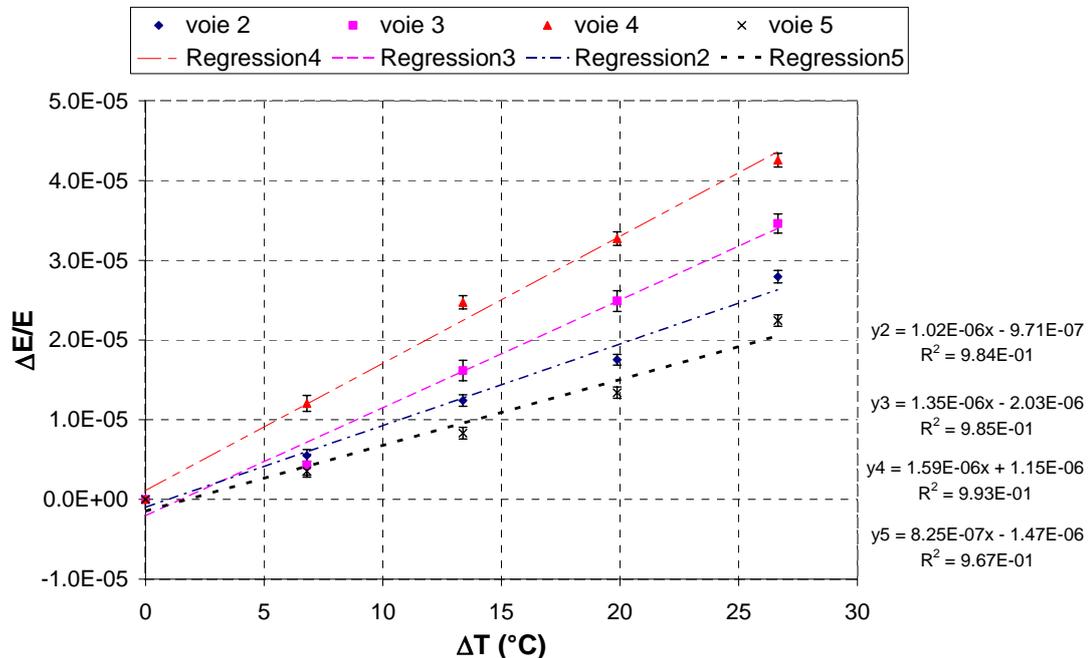


Figure 116 : Evolutions des épaisseurs de cavité pour chacune des voies, évaluées à partir des mesures des décalages spectraux relatifs et de l'estimation de la variation de l'indice de l'air par l'équation de Ciddor.

Les différents graphes que nous avons relevés confirment que les déformations sont bien linéaires avec la température (notre hypothèse des petites déformations semble vérifiée). Il nous faut maintenant les comparer avec les résultats prédits par les modélisations FEM. Le dépôt d'argent effectué sur ce Fabry-Perot ultra-stable a été réalisé en même temps que celui que nous avons caractérisé lors de la description des masques. Il semble donc raisonnable de penser que les épaisseurs de métal soient identiques pour ces lames. Nous allons donc simuler le comportement thermique du Fabry-Perot, sans toutefois pouvoir affecter à chaque secteur métallique une épaisseur de métal différente, par suite de la

symétrie axiale de révolution inhérente à nos simulations. Nous considérons donc la valeur moyenne des épaisseurs mesurées sur les trois secteurs, soit 42 nm. L'épaisseur du plot, elle, a été évaluée à 50 nm.

6.2.2. Comparaison des mesures avec la simulation par FEM

La simulation des déformations nous donne les courbes suivantes :

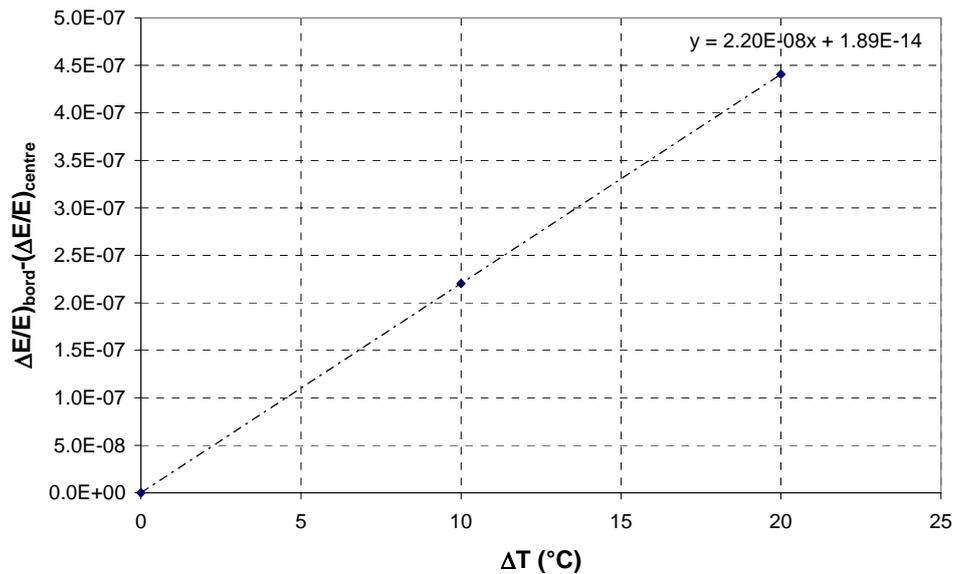


Figure 117 : Simulation de l'écart relatif entre les épaisseurs de cavité périphériques et centrales. L'épaisseur du plot central est de 53 nm et celle de la couronne de 40 nm.

Pour être complet, nous avons également réalisé le même type de simulation pour une structure Fabry-Perot adhérente dont l'épaisseur du dépôt métallique est uniforme, c'est-à-dire identique entre le plot central et la couronne périphérique. La comparaison de ces deux simulations avec la mesure expérimentale est donnée sur la Figure 118. Il nous faut remarquer que la pente de la droite est fortement influencée par l'écart d'épaisseur entre le plot central et la couronne, puisqu'elle varie quasiment du simple au double pour ces deux cas simulés.

La pente obtenue expérimentalement est bien plus importante que celle donnée par la FEM. Néanmoins la sensibilité de celle-ci par rapport à l'uniformité de l'épaisseur du dépôt nous montre la difficulté de mesurer le comportement thermo-mécanique d'une structure présentant des dépôts métalliques identiques. De même, la simulation prend en compte les paramètres de l'argent massif, puisque nous ne disposons pas de ceux relatifs à l'argent déposé en couches minces. Il est vraisemblable que ces derniers diffèrent de ceux de l'état massif.

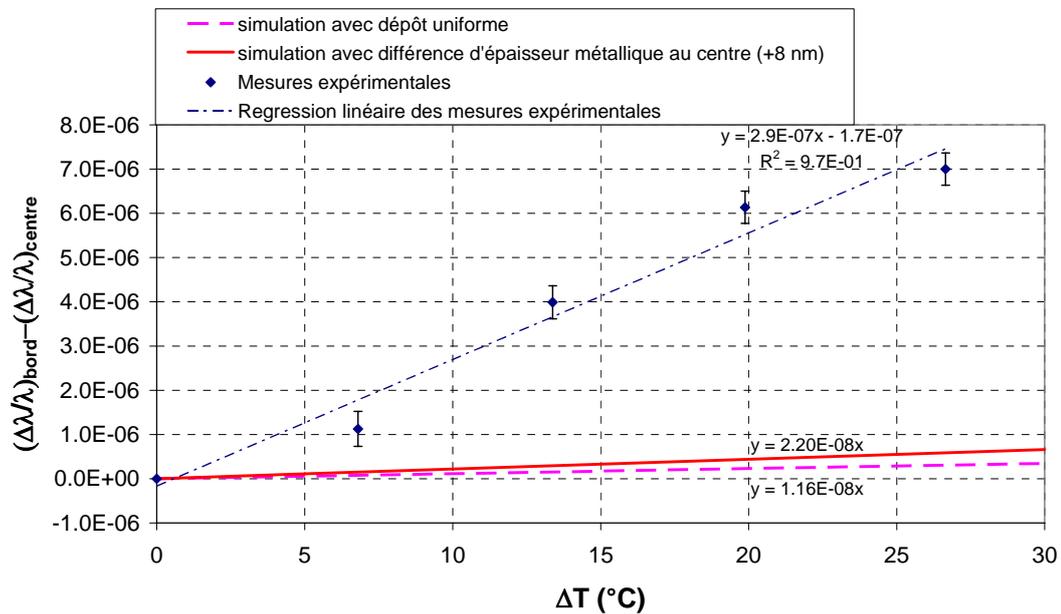


Figure 118 : Comparaison de la simulation des déformations avec les mesures expérimentales. La droite simulée en trait plein .

6.2.3. Conclusion

Les mesures effectuées sur cette structure adhérente ne donnent pas des résultats qui soient en accord avec les valeurs prédites par les simulations FEM. Ceci constitue à l'évidence un problème majeur vis-à-vis de la poursuite de nos études expérimentales, puisque la qualité métrologique de notre montage a fait l'objet de validations séparées et concourantes et que nous pouvons donc être relativement confiants sur la réalité des comportements observés.

Il nous faut toutefois garder présent à l'esprit que :

- L'objet simulé n'est pas exactement celui réalisé, puisque la couronne d'adhérence (seule structure que notre modèle à symétrie axiale de résolution est susceptible de simuler) est en fait constituée de trois plots. Il est certain qu'une couronne recouvrant la quasi totalité de la périphérie des lames sur 5 mm de largeur ne saurait avoir le même impact sur les déformations que trois plots réalisant la jonction entre ces deux mêmes lames au travers de surfaces élémentaires de 5 mm de diamètre.
- L'argent simulé ne possède pas les mêmes propriétés que le dépôt métallique réalisé. En l'absence de données, nous avons été en effet contraints d'utiliser les propriétés de l'argent massif, et il est très probable que celles-ci soient différentes de celles d'un dépôt d'argent en couches minces.

- Enfin, le dépôt métallique simulé est une couronne continue, ce qui n'est pas réalisable expérimentalement. Le dépôt réalisé est composé de trois secteurs afin de s'approcher le plus possible de la couronne simulée.

Néanmoins, les déformations restent tout de même importantes par rapport aux valeurs que nous attendions et il est donc absolument nécessaire d'identifier la cause de ces écarts avant d'aller plus avant. Cette analyse systématique risque toutefois d'être longue et de nécessiter un nombre important de structures d'épreuve différentes, de grande qualité et dont les délais de réalisation seront nécessairement importants. A titre d'information, la réalisation de notre Fabry-Perot adhérent ultra-stable a nécessité environ 6 mois. Cette analyse systématique sort donc du cadre de cette thèse, même si nous avons d'ores et déjà lancé les réalisations de premiers éléments de test, à savoir des lames non adhérentes de même qualité que celles utilisées pour la réalisation de ce Fabry-Perot et dont l'épaisseur a été fixée à la valeur optimale déterminée par simulation, à savoir 2,8 mm.

Conclusion

Les travaux présentés dans ce manuscrit avaient pour objectif final une détermination expérimentale directe des valeurs des coefficients opto-mécaniques et thermo-optiques des matériaux en couche mince. Par directe, nous entendons ici par voie optique d'une part, et en utilisant des configurations de mesure les plus proches possibles de celles qui sont utilisées dans des filtres optiques interférentiels, d'autre part.

La connaissance de ces coefficients est importante, car elle permettrait de prédire de manière fiable l'évolution des propriétés optiques des empilements multicouches sous l'effet d'une contrainte extérieure, ce qui est particulièrement intéressant dans le cas d'applications requérant une très grande stabilité. Nous serions ainsi en mesure de définir de manière objective le domaine d'usage d'un composant à très hautes performances, c'est-à-dire, par exemple, la plage de température à l'intérieur de laquelle ses caractéristiques restent compatibles avec un jeu de spécifications donné.

Ceci permettrait en outre de comparer les valeurs obtenues en couche mince avec celles des matériaux massifs, et ce, pour différents procédés de dépôt, ce qui serait susceptible de fournir des critères objectifs au choix d'une technologie de dépôt donnée.

Les paramètres en question sont d'une part le coefficient d'expansion thermique et le coefficient de Poisson, qui pilotent les variations d'épaisseur physique des couches, et d'autre part le coefficient thermo-optique et les coefficients élasto-optiques, qui définissent leurs variations d'indice de réfraction. A ce jour, la connaissance de ces différents paramètres est essentiellement limitée aux matériaux massifs. Très peu de résultats sont disponibles concernant les matériaux en couches minces, et l'on ne sait quasiment rien de l'influence du procédé de dépôt.

Nous avons donc cherché comment aborder cette caractérisation sur des couches minces à l'aide d'une méthode optique qui permette, si possible, de déterminer séparément les différentes contributions.

La méthode que nous avons retenue, basée sur l'utilisation de structures Fabry-Perot à revêtement métallique, le permet. En effet, la contribution optique de la couche étudiée peut être rendue négligeable en cachant celle-ci sous les miroirs métalliques de la cavité, rendant ainsi possible la caractérisation des seuls paramètres thermo-mécaniques (coefficients d'expansion thermique et coefficient de Poisson). Ceux-ci déterminés, le positionnement de la couche à étudier au sein même de la cavité, par-dessus les miroirs métalliques cette fois, rend la mesure sensible aux variations d'indice.

Toutefois, si ce principe de mesure est séduisant, sa mise en œuvre est loin d'être aisée, essentiellement à cause de la faiblesse des effets à laquelle conduit inévitablement l'emploi d'une structure couche mince (les décalages spectraux

que l'on cherche à mesurer sont typiquement de l'ordre de quelques dizaines de picomètres). De tels effets sont en outre très rapidement masqués par les conséquences de phénomènes parasites liés par exemple à la simple variation d'indice de l'air ou aux déformations mécaniques des échantillons test induits par une sollicitation thermique.

Pour estimer la faisabilité d'une telle mesure, autant que pour mettre au point une procédure de mesure efficace, nous avons été amenés à travailler sur des programmes de simulation numérique permettant de reproduire le processus de mesure. Pour des raisons de simplicité de mise en œuvre, cette simulation a été décomposée en deux parties, la première concernant uniquement les aspects optiques (développement de programmes dédiés sous LabVIEW), la seconde les aspects déformations mécaniques (utilisation d'un logiciel d'éléments finis, COMSOL). Cette partie théorique du travail a été indispensable pour définir une méthode de mesure optimale et finalement conclure à la faisabilité d'une telle caractérisation, moyennant :

- le recours à une configuration de mesure différentielle à plusieurs voies de référence,
- l'emploi de dépôts symétriques par rapport à la ligne neutre des substrats supports,
- l'utilisation d'échantillons de référence permettant d'évaluer les déformations mécaniques introduites par les revêtements métalliques,
- le choix d'une épaisseur optimale de lame.

Elle a également permis de chiffrer la précision de mesure nécessaire pour le pointage en longueur d'onde des pics de transmission de la structure Fabry-Perot, ce qui était indispensable pour définir la constitution du banc de mesure. Nous rappelons dans le tableau suivant les précisions théoriques que nous pouvons atteindre sur la détermination des paramètres thermo-mécaniques des couches minces.

Etude	Précision sur le coefficient de Poisson de la couche		Précision sur le coefficient d'expansion thermique de la couche ($^{\circ}\text{C}$)	
	SiO ₂	Ta ₂ O ₅	SiO ₂	Ta ₂ O ₅
Optique	$7,9 \cdot 10^{-3}$		$6,7 \cdot 10^{-8}$	
Mécanique (à l'épaisseur optimale de substrat)	$5 \cdot 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-4}$		$5 \cdot 10^{-8}$	$7 \cdot 10^{-9}$
Meilleure précision envisageable	$8,4 \cdot 10^{-3}$		$1 \cdot 10^{-7}$	$7,4 \cdot 10^{-8}$

Tableau 20 : Récapitulatif des précisions prédites par les simulations optiques et mécaniques.

En parallèle de ce travail théorique, le travail expérimental a consisté à définir et à monter le banc de mesure, à lui apporter en cours de route des modifications importantes afin d'atteindre la stabilité et la précision requises. On rappellera qu'il s'agit ici de métrologie de haute précision puisqu'il nous faut déterminer les centrages en longueur d'onde au picomètre près sur des durées de mesure de plusieurs heures.

Nous avons montré que les performances de ce banc de mesure sont bien conformes à nos exigences, tant en ce qui concerne la précision en longueur d'onde qu'en ce qui concerne les stabilités mécanique et thermique.

A l'occasion de cette démarche de validation progressive, nous avons été conduits à envisager la réalisation d'une structure Fabry-Perot assemblée par adhérence moléculaire et dont la structure soit plus facilement modélisable, de manière à pouvoir mettre en regard prédictions des simulations et résultats de mesure. Le comportement observé n'est hélas pas celui attendu, peut-être du fait d'une mauvaise connaissance des propriétés des couches métalliques utilisées comme miroir. Ceci ne remet pas en cause notre principe de mesure, mais confirme qu'il était important de définir une méthode différentielle permettant de s'affranchir de toute inconnue. La seule entorse que nous avons acceptée à cette règle de base concerne la prise en compte des variations d'indice de l'air que l'on peut raisonnablement considéré comme connues avec la précision requise.

On peut évidemment regretter que ce travail de thèse n'ait pas permis d'obtenir un résultat définitif, clair et nouveau sur la valeur expérimentale de l'un de ces paramètres (par exemple, le coefficient de Poisson du pentoxyde de tantale), mais tout est maintenant en place pour y parvenir et atteindre ce résultat semble aujourd'hui à notre portée.

En outre, et cela constitue en soi un résultat important, le laboratoire s'est doté, à l'occasion de ce travail de thèse, d'outils théoriques et expérimentaux qui ont à l'évidence un champ d'applications beaucoup plus vaste que celui de la mesure des paramètres recherchés, et l'association Source accordable – Lambdamètre à haute résolution que nous avons sélectionnée a, par exemple, d'ores et déjà été retenue sur un banc distinct, dédié à la caractérisation des variations d'indice de couches minces soumises à des illuminations laser femtoseconde (Projet ANR FESTIC, *FEmtoSecond laser Trimming of optical Interference Coatings*). De la même manière, la maîtrise de la modélisation mécanique par éléments finis des effets des couches minces sur la géométrie des substrats supports est de première importance lorsque l'on s'intéresse à l'impact d'un composant multicouches sur la qualité de front d'onde du faisceau qui le traverse ou qui s'y réfléchit. Ceci est d'autant plus vrai lorsqu'en outre le dépôt n'est pas appliqué pleine face, mais obéit à une structure géométrique complexe.

Bibliographie

1. Macleod, H.A., *Thin Film optical Filters*. 3rd ed. 1986. 40-50.
2. Lequime, M. *Tunable thin film filters: Review and Perspectives*. 2004.
3. Parmentier, R., *Filtre interférentiel à bande étroite accordable. Principe de base et applications aux télécommunications optiques*. 2002, Université de Droit, d'économie et des sciences d'Aix-Marseille.
4. Takashashi, H., *Temperature stability of thin-film narrow-bandpass filters produced by ion-assisted-deposition*. *Applied Optics*, 1995. **34**(4): p. 667-675.
5. Macleod, H.A., *Thin Film optical Filters*. 3rd ed. 1986. 260-264.
6. Braginsky V.B., Gorodetsky M.L., and V. S.P., *Thermo-refractive noise in gravitational wave antennae*. *Physics Letters A*, 2000. **271**: p. 303-307.
7. Harry Gregory M., et al., *Thermal Noise from optical coatings in gravitational wave detectors*. *Applied Optics*, 2006. **45**(7): p. 1569-1574.
8. Vernet, J.P., *Eléments de mécanique générale pour l'ingénieur*, ed. M.a. Cie. Vol. 14. 1964. 298.
9. White, A., *Applied Optics*, 1967. **6**: p. 1138.
10. Jacobs, S.F., J.N. Bradford, and J.W. Berthold, *Ultraprecise Measurement of Thermal Coefficients of Expansion*. *Applied Optics*, 1970. **9**(11): p. 2477-2480.
11. Wang Song W., Z.C., Ku CY, Huang MC, Gross RB, Birge RR, *Determination of the thermal expansion and thermo-optic coefficients of a bacteriorhodopsin film*. *Optics communications*, 1995. **115**: p. 471-474.
12. Halvarsson M., L.V., Vuorinen S., *Determination of the thermal expansion of K-Al₂O₃ by high temperature XRD*. *Surface and coatings technology*, 1995. **76-77**: p. 358-362.
13. Gülsen G., I.N., *Thermal optical properties of TiO₂ films*. *Optical materials*, 2002. **18**: p. 373-381.

14. Inci, N., *Simultaneous measurements of thermal optical and linear thermal expansion coefficients of Ta₂O₅ films*: Istanbul, Turkey.
15. Inci, N., *Simultaneous measurement of the thermal optical and linear thermal expansion coefficients of a thin film etalon from the reflection spectra of a super-luminescent diode*. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2004. **37**: p. 3151-3154.
16. Borgogno, J.P., B. Lazarides, and E. Pelletier, *Automatic determination of the optical constants of inhomogeneous thin films*. *Applied Optics*, 1982. **21**(22): p. 4020-4029.
17. Fang, W., H.-C. Tsai, and C.-Y. Lo, *Determining thermal expansion coefficients of thin films using micromachined cantilevers*. *Sensors and actuators AP*, 1999. **77**: p. 21-27.
18. Tsai, H. and W. Fang, *Determining the Poisson's ratio of thin film materials using resonant method*. *Sensors and actuators AP*, 2003. **103**: p. 377-383.
19. Bamber, M.J., et al., *Accurate determination of Young's modulus and Poisson ratio of thin films by a combination of acoustic microscopy and nonindentation*. *Thin Solid Films*, 2001: p. 299-305.
20. Faurie, D., et al., *Measurement of thin film elastic constants by X-ray diffraction*. *Thin Solid Films*, 2004.
21. Renault, P.O., et al., *An experimental method for measuring the Poisson's ratio in thin films and multilayers using a tensile machine set up on an X-ray goniometer*. *The European Physical Journal Applied Physics*, 2000. **10**: p. 91-96.
22. Ye, J., et al., *Bidirectionnal thermal expansion measurement for evaluating Poisson's ratio of thin films*. *Applied Physics Letters*, 2006. **89**: p. 031913.
23. Blech, I. and U. Cohen, *Effects of humidity on stress in thin silicon dioxide films*. *Journal of applied physics*, 1982. **53**(6): p. 4202-4207.
24. Jansen, F., et al., *Thermomechanical properties of amorphous silicon and nonstoichiometric silicon oxide films*. *Journal of Applied Physics*, 1987. **62**(12): p. 4732-4736.
25. Tada, H., et al., *Thermal expansion coefficient of polycrystalline silicon and silicon dioxide thin films at high temperatures*. *Journal of applied physics*, 2000. **87**(9): p. 4189-4193.
26. Wu, W., et al., *Properties of nanoporous silica thin films determined by high-resolution X-ray reflectivity and small-angle neutron scattering*. *Journal of applied physics*. **87**(3): p. 1193-1200.
27. Coyne, D. *Beamsplitter Coating Strain Induced Radius of Curvature (Advanced Ligo)*. 2005 [cited; Internal Work on LIGO Project].

28. Hiroyuk, O. and I. Shimpei, *Change of Mechanical Properties of Ta₂O₅ thin film during crystallization annealing*. Transactions of the Japan Society of Mechanical engineers, 2000. **66**: p. 1949-1954.
29. Thielsch, R., A. Gatto, and N. Kaiser, *Mechanical stress and thermal-elastic properties of oxide coatings for use in the deep-ultraviolet spectral region*. Applied Optics, 2002. **41**(16): p. 3211-3217.
30. Tan, C.Z. and J. Arndt, *Temperature dependence of refractive index of glassy SiO₂ in the infrared wavelength range*. Journal of Physics and Chemistry of Solids, 2000. **61**: p. 1315-1320.
31. Mangin, J., et al., *Interferometric measurements of thermoopic coefficients of ZnS, CaF₂ and Ge in the infrared*. Specification, Production, and Testing of Optical Components and Systems, 1996. **2775**: p. 115-121.
32. Inci, N., et al., *Experimental determination of the thermo-optic properties of zirconium dioxide coatings*. Journal of Physics D: Applied Physics, 1997. **30**: p. 517-521.
33. Cheng, W., S. Chi, and A. Chu, *Effect of thermal stresses on temperature dependence of refractive index for Ta₂O₅ dielectric films*. Thin Solid Films, 1999. **347**: p. 233-237.
34. Benassi, P., et al., *Elasto-optic constants in silicate glasses: Experiment and theory*. Physical Review B, 1993. **48**(9): p. 5987-5996.
35. Etchegoin, P., J. Kircher, and M. Cardona, *Elasto-optical constants of Si*. Physical Review B, 1992. **47**(16): p. 10292-10303.
36. Nakagawa, Y., M. Yawata, and S. Kakio, *Enhancement of photoelastic constant of optical thin film waveguide assisted by surface acoustic wave*. Ultrasonics, 2000. **38**: p. 590-593.
37. Born, M. and a.E. Wolf, *Principle of optics*. 6th ed. 1980. 329-333.
38. Ennos, A., *Stresses developed in Optical Film Coating*. Applied Optics, 1966. **5**(1): p. 51-62.
39. Hsueh, C.H., *Thermal Stresses in elastic multilayer systems*. Thin Solid Films, 2002. **418**: p. 182-188.
40. Tamulevicius, S., *Stress and strain in the vacuum deposited thin films*. Vacuum, 1998. **51**(2): p. 127-139.
41. Maszara, W.P. and T. Thompson, *Strain compensation by Ge in B-Doped silicon epitaxial films*. Journal of applied physics, 1992. **72**(9): p. 4477-4479.
42. Stoney, G.G., Proceedings of Royal Society Of London, 1909. **82**: p. 172.
43. Gallais, L., *Influence de la temperature sur les contraintes dans les matériaux diélectriques en couches minces*. 1999: Marseille.

44. Tei-Chen Chen, W.-J.L., and Dao-Long Chen, *Effect of temperature gradient on simultaneously experimental determination of thermal expansion coefficients and elastic modulus of thin film materials*. Journal of applied physics, 2004. **96**(7): p. 3800-3806.
45. Mahodaux, C., *Les contraintes dans les matériaux diélectriques en couche mince: empilements, évolution avec le recuit et l'implantation ionique*. 1999, Université d'Aix-Marseille III: Marseille.
46. Weber, M.J., *Handbook of Optical Materials*. 2003: CRC Press.
47. Ciddor, P.E., *Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared*. Applied Optics, 1996. **35**: p. 1566-1573.
48. Ciddor, P.E., *Refractive index of Air: the roles of CO₂, H₂O, and refractivity virials*. Applied Optics, 2002. **41**(12): p. 2292-2298.
49. Edlen, E., *The refractive index of Air*. Metrologia, 1966. **2**(2): p. 71-80.
50. Owens, J.C., *Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition*. Applied Optics, 1967. **6**(1): p. 51-59.
51. Stone, J.A. and J.H. Zimmerman. *Index of Refraction of Air*. 2002 [cited; Available from: <http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Documentation.asp>].
52. Badami, V.G. and M. Linder. *Ultra-High Accuracy Measurement of the Coefficient of Thermal Expansion for Ultra-Low Expansion Materials*. in *Proceedings of SPIE*. 2002.
53. Garrigues, J., *La méthode des éléments finis*. 2002, Ecole Supérieure de Mécanique de Marseille.
54. Nuntawong, N., et al., *Effect of strain-compensation in stacked 1.3 μ m InAs/GaAs quantum dot active regions grown by metalorganic chemical vapor deposition*. Applied Physics Letters, 2004. **85**(15): p. 3050-3052.
55. Timoshenko, S. and S. Woinowsky-Krieger, *Theory of plates and shells*. 2nd ed. ed. 1959, New York: Engineering Societies Monographs.
56. Marrioge, J., *Flexion symétrique des disques minces et épais*. Nouvelle Revue d'Optique Appliquée, 1971. **2**(3): p. 143-148.
57. D.W. Lynch and W.R. Hunter, *Handbook of Optical Constants of Solids II*. E.D. Palik ed. 1988, San Diego.

Table des Figures

Figure 1: Notations utilisées pour le calcul matriciel.....	4
Figure 2 : Profil spectral d'un filtre passe bande Fabry-Perot à 3 cavités.....	9
Figure 3 : Comparaison de la stabilité thermique d'un filtre bande étroite à cavités Fabry-Perot dans le cas de deux verres de coefficients de dilatation thermique différents (ULE $\alpha_s=3.10^{-8}/^{\circ}\text{C}$ et verres type télécommunications $\alpha_s=2.10^{-5}/^{\circ}\text{C}$).	11
Figure 4: Représentation schématique de la contrainte appliquée et des déformations induites.	17
Figure 5 : Sollicitation thermique d'une structure substrat/couche.....	19
Figure 6 : Schéma d'une sollicitation mécanique sur une structure substrat/couche.	20
Figure 7 : Etalon Fabry-Perot destiné à la mesure du coefficient d'expansion thermique d'un matériau (d'après S.F. Jacobs [10]).....	22
Figure 8: Principe de mesure du coefficient d'expansion thermique et du coefficient thermo-optique d'un film de rhodopsine.	23
Figure 9 : Cantilever dédié à la mesure du coefficient d'expansion thermique (à gauche) et déflexion de la couche mince déposée sur le substrat apparaissant après sollicitation thermique de la structure (à droite).....	24
Figure 10 : Structure en configuration différentielle.	28
Figure 11 : Variation du coefficient de réflexion d'une structure substrat-couche sollicitée thermiquement (de 50°C).	29
Figure 12: Schéma d'une structure Fabry-Perot et notations utilisées.....	30
Figure 13: Exemple de profil spectral d'une cavité Fabry-Perot (avec miroirs non absorbants).....	32
Figure 14 : Influence des propriétés des miroirs sur la transmission de l'interféromètre. Dans un cas, l'absorption est nulle, dans l'autre nous avons simulé une absorption de 5%.	33
Figure 15: Configuration thermo-mécanique de la structure Fabry-Perot. La structure présente deux voies, notée V_R pour la voie de référence et V_M pour la voie de mesure (voie sur laquelle le plot diélectrique d'épaisseur e_c a été déposé sur un diamètre Φ_c).	34
Figure 16: Configuration thermo-optique de la structure Fabry-Perot.....	36
Figure 17 : Déformations d'une structure substrat/couche due aux contraintes thermiques en fonction de l'écart entre les coefficients d'expansion thermique du substrat et de la couche.....	39
Figure 18 : Déformation thermique schématisée d'une structure Fabry-Perot.	40
Figure 19: Evolution relative de la dilatation d'une couche de silice en fonction de α_s	44
Figure 20: Représentation schématique de la structure Fabry-Perot adapté à la mesure des caractéristiques thermo-mécaniques, la couche diélectrique ayant été déposée au centre des lames.	46
Figure 21 : Spectre de transmission obtenu pour les voies de mesure et de référence. L'épaisseur de cavité est de $60\ \mu\text{m}$, celle de métal de $40\ \text{nm}$ et celle du plot diélectrique de $1\ \mu\text{m}$	49
Figure 22: Exemple de spectres simulés pour une cavité Fabry-Perot en BK7, et sollicitée thermiquement. La distance inter-lames est de $60\ \mu\text{m}$, l'épaisseur du métal est de $40\ \text{nm}$, celle du diélectrique de $1\ \mu\text{m}$	52
Figure 23: Notations utilisés pour les déphasages à la réflexion sur les miroirs.	53

Figure 24 : Comparaison entre les valeurs de dilatation estimée et injectée, pour les deux matériaux diélectriques considérés.	55
Figure 25 : Valeur moyenne des variations d'épaisseur estimées avec un bruit de 0,05 pm sur les déterminations des longueurs d'onde de résonance sur chaque voie.....	57
Figure 26 : Valeur moyenne des variations d'épaisseur estimées avec un bruit de 1 pm sur les déterminations des longueurs d'onde de résonance sur chaque voie.	57
Figure 27 : Comparaison des décalages absolus en longueur d'onde sur la voie de mesure, avec ou sans prise en compte de la variation d'indice de la couche diélectrique.	60
Figure 28 : Comparaison de la détermination des paramètres thermo-mécaniques en fonction de la connaissance de la contrainte thermique appliquée.....	62
Figure 29 : Synthèse des Δe estimés pour une couche de silice en considérant une incertitude sur la connaissance des α_s	63
Figure 30 : Valeur de l'indice de réfraction de l'air à deux températures, calculée avec l'équation de Ciddor.....	64
Figure 31 : Erreur sur la valeur du coefficient d'expansion thermique de la couche estimée en fonction d'une erreur sur la variation relative de l'indice de l'air.....	66
Figure 32 : Représentation schématique de la stratégie multivoies adoptée pour s'affranchir d'un défaut de parallélisme.	67
Figure 33 : Schéma de la cavité Fabry-Perot présentant un défaut de parallélisme.	68
Figure 34 : Effet d'un défaut de parallélisme sur la détermination des coefficients de Poisson et de dilatation de la couche.	69
Figure 35 : Dégradation des franges d'interférence sur une voie pour différents angles de défaut de parallélisme.....	71
Figure 36 : Structure étudiée pour la comparaison entre la courbure donnée par Stoney et par la FEM.....	77
Figure 37 : Visualisation du maillage généré par COMSOL avec les paramètres définis. Le maillage est affiné dans la couche pour ensuite s'étendre dans le substrat.	79
Figure 38 : Résultat de la sollicitation thermique sur la structure substrat/couche.	79
Figure 39 : Comparaison des courbures de la structure donnée par le logiciel COMSOL et la relation analytique de Stoney.....	80
Figure 40 : Evaluation par la FEM de la dilatation de la couche en fonction de l'abscisse r	81
Figure 41 : Visualisation zoomée des deux déformations obtenues dans le cas d'un dépôt partiel ou total.	82
Figure 42 : Valeur calculée par FEM de la dilatation d'un plot de 4 mm de diamètre déposé sur un substrat de 25 mm de diamètre.....	83
Figure 43 : Visualisation des déformations du plot central et de la couronne qui l'entoure au niveau du substrat.....	84
Figure 44 : Symétrisation de la couche diélectrique en vue de minimiser les déformations du substrat.	85
Figure 45 : Déformation obtenue sur une structure substrat couche pour une sollicitation de 50°C..	85
Figure 46 : Structure plot/substrat où le plot est déposé symétriquement de part et d'autre du substrat afin d'étudier les déformations sous sollicitation thermique.	86
Figure 47 : Déformation du substrat et du plot pour une sollicitation de 50°C.....	87
Figure 48 : Evolution des déformations pour plusieurs épaisseurs de substrat différentes. Dans chaque cas, il s'agit d'une couche de Ta_2O_5 de 1 μm d'épaisseur déposée symétriquement sur un substrat d'ULE.....	88
Figure 49 : Déformation observée pour plusieurs épaisseurs de substrat, dans le cas de plots de Ta_2O_5 déposés symétriquement sur un substrat d'ULE.....	89
Figure 50 : Déformations enregistrées sur le substrat et le plot pour différentes épaisseurs de couche diélectrique.....	90
Figure 51 : Influence du diamètre du plot sur les déformations du plot et du substrat.....	91
Figure 52 : Schéma de la structure thermo-mécanique Fabry-Perot. La lame supérieure possède un diamètre de 30 mm, la lame inférieure de 25 mm. L'épaisseur du plot central est de 1 μm , celle du	

métal de 40 nm (les échelles ne sont pas respectées pour faciliter la vue d'ensemble de la structure).	92
Figure 53 : Schéma de la structure "validation du code". L'épaisseur de la couche est de 1 μm , et l'ensemble n'est pas métallisé. L'épaisseur des lames considérée est choisie entre 1 mm à 6,35 mm.	94
Figure 54 : Structure Fabry-Perot utilisant une métallisation des surfaces en regard des substrats après dépôt préalable du plot diélectrique. L'épaisseur de métal est de 40 nm.	95
Figure 55 : Structure du Fabry-Perot d'épreuve avec dépôt du métal en couronne. La largeur de la couronne est de 3 mm, le diamètre du plot diélectrique est de 4 mm, celui de la zone métallisée centrale est de 3 mm. Les épaisseurs sont celles considérées jusqu'à présent.	97
Figure 56 : Courbe $\varepsilon = f(\xi)$ pour le Ta_2O_5 en considérant différentes épaisseurs de substrat. Les erreurs restent trop importantes pour une bonne estimation des paramètres thermo-mécaniques.	100
Figure 57 : Structure de référence destinée à évaluer les déformations dues au dépôt métallique.	101
Figure 58 : Déformation de la structure aux endroits des faisceaux d'analyse (au centre et centré à $r = 6.5$ mm, sur un diamètre de 2 mm) pour un substrat d'ULE.	102
Figure 59 : Variation des écarts entre épaisseurs de cavité au bord et au centre en fonction de l'épaisseur des substrats, pour des substrats de natures différentes.	103
Figure 60 : Courbes d'erreur $\varepsilon = f(\xi)$ prenant en compte le terme correctif associé au dépôt métallique.	104
Figure 61 : Ecart absolu entre la valeur estimée et la valeur théorique des coefficients thermo-mécaniques α et ν d'une couche de Ta_2O_5 en fonction des épaisseurs de substrats considérées.	106
Figure 62 : Evaluation des erreurs ε sur la valeur de la dilatation d'un plot de silice en fonction de la variable réduite ξ , pour différentes épaisseurs de substrats sans le terme correctif métallique déterminé sur la structure de référence.	107
Figure 63 : Evaluation de ces mêmes erreurs avec prise en compte du terme correctif métallique déterminé sur la structure de référence.	107
Figure 64 : Ecart absolu entre la valeur estimée et la valeur théorique du coefficient de Poisson en fonction de l'épaisseur du substrat, pour un plot central diélectrique de silice et de pentoxyde de tantale.	108
Figure 65 : Ecart absolu entre la valeur estimée et la valeur théorique du coefficient d'expansion thermique α en fonction de l'épaisseur e du substrat, pour un plot central diélectrique de silice et de pentoxyde de tantale.	109
Figure 66 : Erreur sur la valeur de la dilatation de la couche estimée dans le cas du Ta_2O_5 , avec une épaisseur de métal de 30 nm.	110
Figure 67 : Écarts absolus sur la détermination des paramètres thermo-mécaniques dans le cas d'une épaisseur de métal de 30 nm.	111
Figure 68 : Courbe $\varepsilon = f(\xi)$ obtenue pour une structure d'épreuve de Ta_2O_5 ne comportant pas de dépôt métallique.	112
Figure 69 : Courbe $\varepsilon = f(\xi)$ pour un plot de Ta_2O_5 de 3 μm d'épaisseur, pour différentes épaisseurs de substrat.	113
Figure 70 : Variation de l'épaisseur optimale en fonction du diamètre du plot dans le cas du Ta_2O_5 .	114
Figure 71 : Variation de l'épaisseur de cavité dans la partie des faisceaux de référence, pour une structure telle que représentée en Figure 53. Sur une abscisse variant de 3,5 à 9,5 mm, l'épaisseur de cavité poériphérique varie d'une quantité de 55 μm .	116
Figure 72 : Evaluation des écarts sur les paramètres thermo-mécaniques de la couche mince en fonction de l'épaisseur du substrat, pour trois positions des faisceaux d'analyses considérées. Le diamètre de ces derniers est à chaque fois de 2 mm.	117
Figure 73 : Schéma d'une lame de verre posée à ses extrémités. La flèche maximale au centre, est notée δ .	118
Figure 74 : Flèche δ calculée au centre pour quatre lames de silice et de BK7, de diamètre 25 et 30 mm.	119

Figure 75 : Comparaison de la flexion sous poids propre d'une lame de BK7 posée à ses extrémités calculée par la FEM et par la relation analytique. Cette dernière ne tient pas compte des effets de bord.	120
Figure 76 : Ensemble de structures thermo-mécaniques permettant l'extraction des paramètres α_c et ν_c de la couche mince déposée au centre. L'épaisseur de métal est de 40 nm, celle du plot diélectrique est de 1 μm	121
Figure 77 : Schéma de principe d'un premier montage dédié à la mesure des longueurs d'onde de résonance d'un interféromètre Fabry-Perot et utilisant une diode superluminescente et un lambdamètre à réseau échelle.	125
Figure 78 : Photographie faces avant et arrière du module 4-collimateurs permettant d'illuminer l'interféromètre de Fabry-Perot avec quatre voies parallèles.	126
Figure 79 : Suivi de la longueur d'onde de centrage d'un filtre passe-bande en fonction de la température.	127
Figure 80 : Evolution au cours du temps de la réponse du montage à température fixe.	128
Figure 81 : Spectres relevés sur chacune des voies issues de l'interféromètre constitué par deux lames de BK7 métallisées. L'épaisseur de cavité est d'environ 110 μm	129
Figure 82 : Evolution de la réponse du montage à température fixe avec l'utilisation de l'analyseur de spectre en haute résolution.	130
Figure 83 : Schéma de principe d'un second montage dédié à la mesure des longueurs d'onde de résonance d'un interféromètre Fabry-Perot et utilisant un laser accordable et un lambdamètre de type Fizeau.	131
Figure 84 : Schéma de principe du montage expérimental. Les traits en pointillés représentent des câbles de connexion, les traits pleins représentent des fibres optiques.	132
Figure 85 : Représentation du système de portage des deux lames afin de constituer un interféromètre de Fabry-Perot.	133
Figure 86 : Schéma de l'enceinte thermostatée QUANTUM NorthWest.	135
Figure 87 : Schéma des masques destinés au dépôt du plot métallique central et de la couronne périphérique. Un biseau de 90° est effectué sur le trou central et la couronne périphérique afin de limiter les phénomènes d'ombrage lors du dépôt.	136
Figure 88 : Photographie des masques destinés au dépôt métallique (en bas) et résultat du dépôt obtenu sur des lames de diamètre 30 mm et 25 mm (en haut).	136
Figure 89 : Position des masques dans le porte-substrat en vue d'améliorer la répartition de l'épaisseur du dépôt de métal sur la couronne.	137
Figure 90 : Profil de surface (vue 3D) du plot central.	139
Figure 91 : Profil de surface (vue 3D) d'un des secteurs périphériques métalliques.	139
Figure 92 : Extraction de 50 profils de surface selon la direction longitudinale à la couronne métallique déposée.	140
Figure 93 : Vue schématique globale du montage expérimental.	142
Figure 94 : Démarche globale utilisée pour estimer la variation d'épaisseur du plot central sur une structure Fabry-Perot. Cette démarche est à répéter autant de fois que le nombre de substrats différents utilisés pour réaliser les structures Fabry-Perot.	144
Figure 95 : Allure du signal enregistrée par la photodiode P2 en l'absence de structure d'épreuve (à vide). Le pas est de 20 pm.	146
Figure 96 : Courbe d'atténuation spectrale linéique d'une fibre plastique PMMA.	146
Figure 97 : Puissance relevée sur les photodiodes P2 et P4 en fonction de la longueur d'onde mesurée au lambdamètre.	147
Figure 98 : Exemple de fluctuations relatives du signal normé obtenu en mode « fine tuning » à l'aide des photodiodes P2 et P1. Seules trois mesures sont représentées sur les 100 que nous avons réalisées, afin de conserver au graphe une bonne lisibilité.	148
Figure 99 : Evolution du bruit du montage avec le lambdamètre LM007 en fonction du temps.	149
Figure 100 : Variation de la longueur d'onde correspondant à un extremum relevé sur chacune des voies de mesure pour une lame de 4 mm de BK7 maintenue à une température fixe de 27°C.	153

Figure 101 : Mesure à vide effectuée à l'aide de la photodiode P2. Le pas en longueur d'onde est de 1 pm (utilisation du balayage fin de la source laser). La modulation observée est inhérente à la source.	154
Figure 102 : Transmission spectrale mesurée de la lame de BK7 pour plusieurs températures. Le pas en longueur d'onde est de 1 pm (utilisation du balayage fin de la source laser).	155
Figure 103 : Evolution de $\Delta\lambda/\lambda$ en fonction de la température pour une lame de BK7 de 4 mm d'épaisseur.	156
Figure 104 : Fabry-Perot adhérent ultra-stable. L'épaisseur de la cavité est de 85 μm , la planéité des faces à l'intérieur de la cavité est meilleure que $\lambda/10$ PTV.	158
Figure 105 : Schéma de la structure avec secteurs adhérents à 120° d'angle. La largeur des secteurs est de 5 mm, leurs épaisseurs de 85 μm	159
Figure 106 : Procédure de réalisation de l'interféromètre Fabry-Perot adhérent avec dépôt métallique en forme de secteurs grâce à l'utilisation des masques présentés auparavant.	160
Figure 107 : Photographie des plots adhérents en ULE sur la lame, avant traitement (la couleur rougeâtre est due à un éclairage à l'aide d'un laser He-Ne afin de mieux visualiser les plots). ...	161
Figure 108 : Photographie des lames d'ULE après traitement métallique.	161
Figure 109 : Photographie des deux lames adhérentes. L'objet ainsi obtenu est un interféromètre de Fabry-Perot présentant une épaisseur mécanique de cavité de 86 μm	161
Figure 110 : Mesures sur les quatre voies à $T=33^\circ\text{C}$. Le pas en longueur d'onde est de 20 pm.	162
Figure 111 : Transmission normalisée de l'interféromètre Fabry-Perot ultra-stable.	163
Figure 112 : Tension mesurée aux bornes des photodiodes associées à chacune des voies.	164
Figure 113 : Transmission normalisée de l'interféromètre pour chacune des voies.	165
Figure 114 : Différence de déformation entre la périphérie et le centre pour le Fabry-Perot adhérent.	166
Figure 115 : Visualisation des décalages spectraux relatifs pour chacune des voies, en fonction de l'échelon de température appliqué.	167
Figure 116 : Evolutions des épaisseurs de cavité pour chacune des voies, évaluées à partir des mesures des décalages spectraux relatifs et de l'estimation de la variation de l'indice de l'air par l'équation de Ciddor.	168
Figure 117 : Simulation de l'écart relatif entre les épaisseurs de cavité périphériques et centrales. L'épaisseur du plot central est de 53 nm et celle de la couronne de 40 nm.	169
Figure 118 : Comparaison de la simulation des déformations avec les mesures expérimentales. La droite simulée en trait plein	170
Figure 119 : Evolution de l'indice de réfraction d'une couche de silice en fonction de la longueur d'onde.	190
Figure 120 : Evolution de l'indice de réfraction n et du coefficient d'extinction k pour une couche de Ta_2O_5 , en fonction de la longueur d'onde.	191
Figure 121 : Interpolation de la partie réelle n et imaginaire k de l'indice de réfraction de l'argent en fonction de la longueur d'onde.	192
Figure 122 : Schéma de la structure Fabry-Perot en configuration thermo-optique destinée à l'extraction des paramètres thermo-optiques de la couche.	196
Figure 123 : Erreurs relatives sur l'estimation des paramètres thermo-optiques en fonction de l'épaisseur optique de la couche, le matériau diélectrique étant du Ta_2O_5	200
Figure 124 : Erreurs relatives sur l'estimation des paramètres thermo-optiques en fonction de l'épaisseur optique de la couche, le matériau diélectrique étant de la silice cette fois.	200

Index des tableaux

<i>Tableau 1: Ordres de grandeurs des variations de n et e pour deux types de couches, considérées sur deux substrats différents.</i>	28
<i>Tableau 2: Propriétés des substrats considérés.</i>	44
<i>Tableau 3 : Décalages spectraux attendus pour les voies de référence et de mesure selon le substrat considéré. Ici, la distance inter-lames est supposée indépendante de la température et ces décalages sont donc uniquement dus aux variations des épaisseurs et des indices des couches de métal et de diélectrique, ainsi qu'à la variation d'indice du substrat.</i>	48
<i>Tableau 4: Caractéristiques des matériaux considérés dans l'étude des cavités Fabry-Perot, et variations d'épaisseurs correspondantes.</i>	50
<i>Tableau 5: Comparaison des dilatations d'une couche diélectrique et du terme contenant les déphasages à la réflexion sur les miroirs.</i>	54
<i>Tableau 6 : Comparaison des paramètres thermo-mécaniques des couches minces estimés et théoriques, pour une simulation non bruitée.</i>	55
<i>Tableau 7 : Comparaison des déterminations des paramètres thermo-mécaniques des couches de silice et de Ta_2O_5, en prenant en compte des bruits de 1 pm et de 0,05 pm sur la détermination des longueurs d'onde centrales.</i>	58
<i>Tableau 8 : Valeurs des coefficients thermo-mécaniques extraits en considérant une erreur sur la valeur du coefficient d'expansion thermique du substrat.</i>	64
<i>Tableau 9 : Bilan d'erreur relatif à la détermination des paramètres thermo-mécaniques d'une couche mince en fonction des erreurs expérimentales.</i>	73
<i>Tableau 10 : Valeur de la dilatation de la couche estimée, à contrainte thermique nulle, pour différentes épaisseurs de substrats.</i>	95
<i>Tableau 11 : Effet de l'introduction du métal sur la valeur de la dilatation thermique de la couche, pour différentes épaisseurs de substrats, et dans le cas où $\alpha_s = \alpha_c$.</i>	96
<i>Tableau 12 : Valeur de la dilatation de la couche obtenue en simulant une sollicitation thermique de 50°C sur la structure représentée en Figure 55.</i>	98
<i>Tableau 13 : Valeurs de la variable réduite ξ pour les différents substrats considérés dans le cas d'une couche de Ta_2O_5 et dans le cas d'une couche de silice.</i>	100
<i>Tableau 14 : Comparaison des aspects dimensionnels des dépôts métalliques réalisés avec l'utilisation des masques de diamètre 25 mm et 30 mm, avec les spécifications que nous nous étions fixées.</i>	138
<i>Tableau 15 : Evaluation du bruit des photodiodes (ici pour P2).</i>	148
<i>Tableau 16 : Comparaison des bruits mesurés sur le montage avec les appareils présentés auparavant, à savoir le lambdamètre WAVEMASTER, l'analyseur de spectre optique ANDO, et le lambdamètre LM007.</i>	149
<i>Tableau 17 : Résultats des déterminations du coefficient global de dépendance thermique $\alpha_s + \beta_s$ du BK7 effectuées sur les 4 voies du montage.</i>	157

<i>Tableau 18 : Evaluation des épaisseurs optiques de cavité à partir des intervalles spectraux libres.</i>	<i>163</i>
<i>Tableau 19 : Evaluation des incertitudes sur les variations relatives d'indice de l'air, à partir des incertitudes de l'équation de Ciddor données par Stone [51].</i>	<i>168</i>
<i>Tableau 20 : Récapitulatif des précisions prédites par les simulations optiques et mécaniques.</i>	<i>176</i>
<i>Tableau 21 : Valeurs des coefficients de Cauchy utilisés pour la simulation de la dispersion de l'indice de réfraction des verres considérés.</i>	<i>193</i>
<i>Tableau 22 : Variation d'indice pour une couche diélectrique de silice ou de pentoxyde de tantale sollicitée thermiquement.</i>	<i>198</i>

Annexes

(1) Dispersion des matériaux

Nous présentons ci-après le détail des lois de variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour les différents matériaux que nous avons considérés dans les simulations.

a) Matériaux diélectriques : la silice et le pentoxyde de tantale

Pour les matériaux diélectriques, la valeur des indices et du coefficient d'extinction k résultent de l'interpolation de mesures spectrophotométriques effectuées sur des dépôts de couches minces réalisés par la technologie DIBS. La loi d'interpolation est une loi de Cauchy, les coefficients sont déterminés à l'aide du logiciel OPTILAYER.

Dans les relations qui suivent, la longueur d'onde est exprimée en nanomètres. De plus, la convention adoptée est la suivante :

$$n_{\text{complexe}} = n_{\text{réelle}} - ik$$

Pour la silice SiO_2 , on a :

$$n_{\text{SiO}_2} = 1,481443 + \frac{7,3685500 \cdot 10^3}{\lambda^2}$$

$$k_{\text{SiO}_2} = 0$$

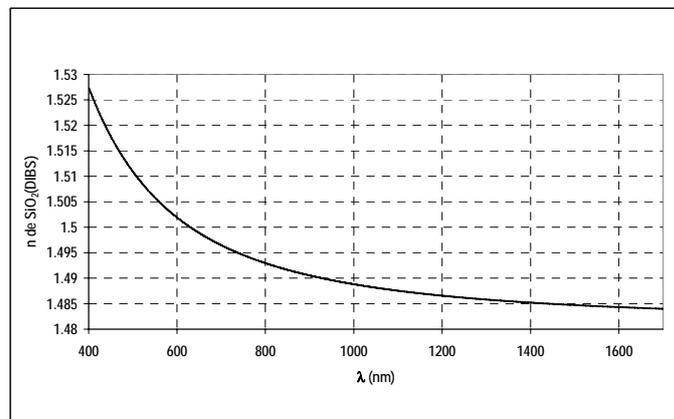


Figure 119 : Evolution de l'indice de réfraction d'une couche de silice en fonction de la longueur d'onde.

Pour le pentoxyde de tantale Ta_2O_5 , les coefficients sont les suivants :

$$n_{Ta_2O_5} = 2,0701037 + \frac{2,8044003 \cdot 10^4}{\lambda^2}$$

$$k_{Ta_2O_5} = \frac{1324}{\lambda^{2,2851}}$$

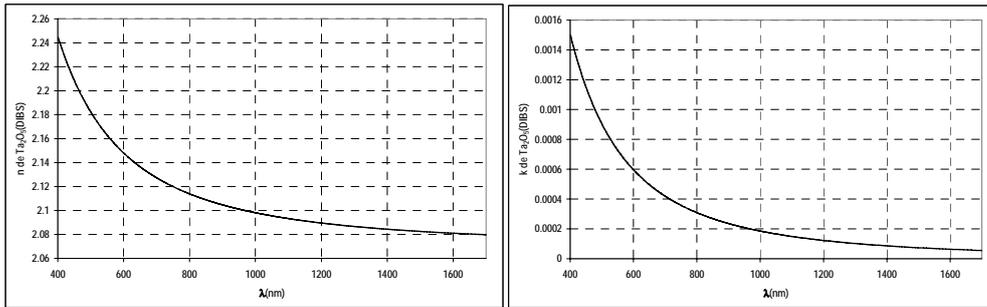


Figure 120 : Evolution de l'indice de réfraction n et du coefficient d'extinction k pour une couche de Ta_2O_5 , en fonction de la longueur d'onde.

b) Couche métallique d'argent

Pour la couche d'argent, les valeurs de l'indice de réfraction et du coefficient d'extinction k sont obtenues en interpolant les valeurs données par W. Lynch et W.R.Hunter [57]. Pour la partie réelle de l'indice, l'interpolation est effectuée avec un polynôme d'ordre 3, tandis que pour la partie imaginaire, on effectue une interpolation linéaire des valeurs données dans la table. On distingue deux domaines de linéarité pour cette interpolation.

La convention adoptée est toujours la suivante :

$$n_{\text{complexe}} = n_{\text{réelle}} - ik$$

On obtient ainsi (avec la longueur d'onde λ exprimée en nanomètres) :

$$n_{Ag} = 1,43 - \frac{2132,83}{\lambda} + \frac{1118066,74}{\lambda^2} - \frac{1873626269,47}{\lambda^3}$$

Pour $\lambda \leq 711$ nm, le coefficient k est donné par :

$$k_{Ag} = 0,0077396\lambda - 0,9702269$$

Pour $\lambda \geq 711$ nm, la relation est la suivante :

$$k_{Ag} = 0,0057389\lambda + 0,4523486$$

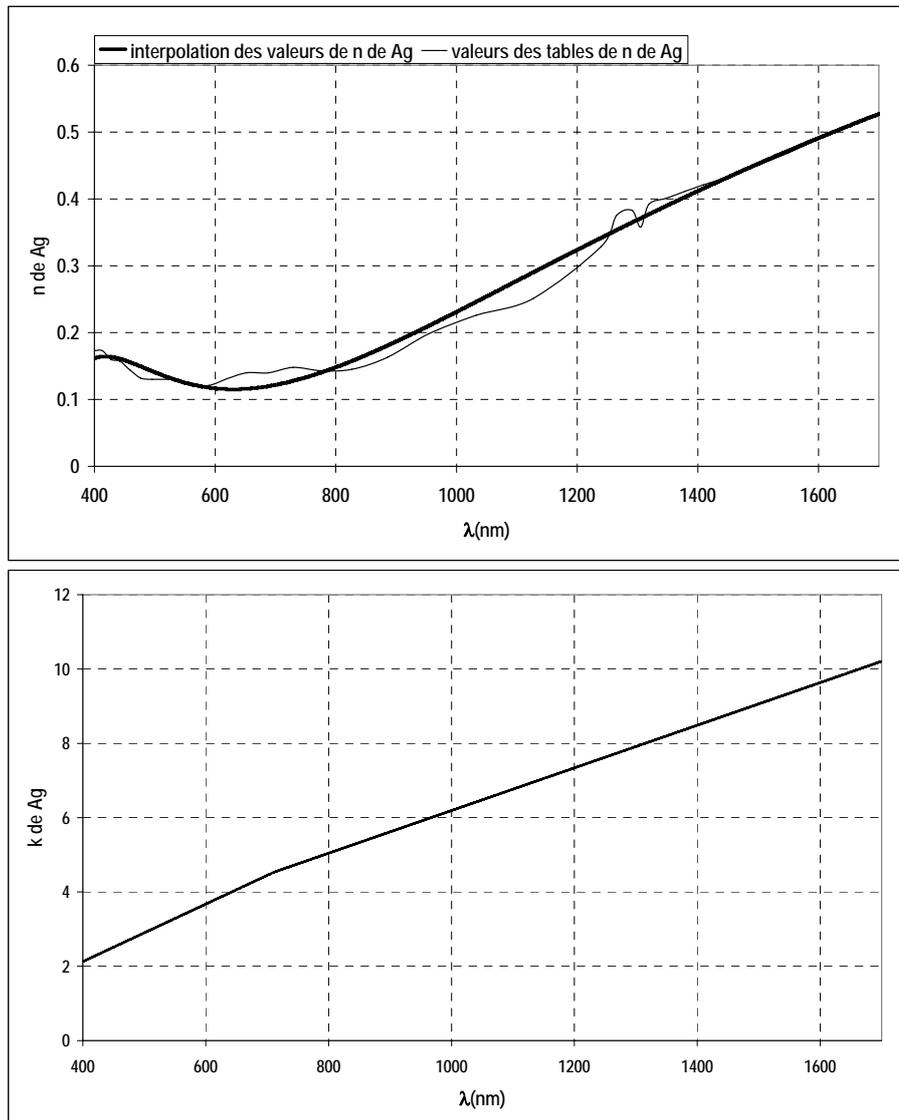


Figure 121 : Interpolation de la partie réelle n et imaginaire k de l'indice de réfraction de l'argent en fonction de la longueur d'onde.

c) Les substrats

Au cours de notre étude, nous avons été amenés à considérer plusieurs substrats, que ce soit pour l'étude optique ou l'étude mécanique. Nous nous intéressons ici à la dispersion de matériaux, nous allons donc considérer le panel de substrats étudiées dans la partie optique. Ces substrats sont les suivants : l'ULE, la silice, le BK7, le SK51 et le S-FPL53 et ont été choisis pour couvrir une large gamme en terme de coefficients d'expansion thermique. Pour tous ces verres, la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde peut être décrite par une loi de type Sellmeier (loi empirique) et se présente sous la forme suivante (la longueur d'onde λ est exprimée en microns) :

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{C_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_4} + \frac{C_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_5} + \frac{C_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_6}$$

Nous donnons dans le tableau suivant la valeur des coefficients C_i pour chacun de ces verres, et donnés par les fournisseurs (nous n'avons pas trouvé toutefois les données pour l'ULE, mais ce verre étant très proche de la silice du point de vue mécanique, nous avons donc pris les indices de la silice pour décrire l'ULE):

	ULE	Silice	BK7	SK51	S-FPL563
C_1	0,696749	0,696749	1,03961212	1,441127150	0,983532327
C_2	0,408218	0,408218	0,231792344	0,143968387	0,069568814
C_3	0,890815	0,890815	1,01046945	0,81989862	1,114092380
C_4	$(0,0690660)^2$	$(0,0690660)^2$	0,00600069867	0,00758546975	0,00492234955
C_5	$(0,115662)^2$	$(0,115662)^2$	0,00179144	0,0287396017	0,0193581091
C_6	$(9,425478)^2$	$(9,425478)^2$	103,560653	94,6838154	264,2752940

Tableau 21 : Valeurs des coefficients de Cauchy utilisés pour la simulation de la dispersion de l'indice de réfraction des verres considérés.

(2) L'équation de Ciddor : description de l'indice de l'air en fonction des paramètres extérieurs.

Nous avons vu dans la partie dédiée à une étude optique détaillée du comportement d'une structure Fabry-Perot que l'indice de réfraction de l'air peut être précisément décrit par l'équation de Ciddor, dont son calcul est détaillé par Stone [51]. Cette équation prend en compte de nombreux paramètres, et fait intervenir de nombreux coefficients. Nous décrivons ci-après la démarche à suivre pour calculer l'indice de réfraction de l'air.

On définit les constantes suivantes :

$$w_0 = 295,235 ; w_1 = 2,6422 ; w_2 = -0,03238 ; w_3 = 0,004028$$

$$k_0 = 238,0185 ; k_1 = 5792105 ; k_2 = -57,362 ; k_3 = 167917$$

$$a_0 = 1,58123 \cdot 10^{-6} ; a_1 = -2,9331 \cdot 10^{-8} ; a_2 = 1,1043 \cdot 10^{-10}$$

$$b_0 = 5,707 \cdot 10^{-6} ; b_1 = -2,051 \cdot 10^{-8}$$

$$c_0 = 1,9898 \cdot 10^{-4} ; c_1 = -2,376 \cdot 10^{-6}$$

$$d = 1,83 \cdot 10^{-11} ; e = -0,765 \cdot 10^{-8}$$

$$p_{R1} = 101325 ; T_{R1} = 288,15$$

$$Z_a = 0,9995922115$$

$$\rho_{vs} = 0,00985938$$

$$R = 8,314472 ; M_v = 0,018015$$

A partir de la longueur d'onde λ donnée en micromètres, on définit la variable S par :

$$S = 1/\lambda^2$$

On calcule alors les quantités r_{as} et r_{vs} par

$$r_{as} = 10^{-8} \left(\frac{k_1}{k_0 - S} + \frac{k_3}{k_2 - S} \right)$$

$$r_{vs} = 1,022 \cdot 10^{-8} (w_0 + w_1 S + w_2 S^2 + w_3 S^3)$$

La concentration en dioxyde de carbone x_{CO_2} étant donné en $\mu\text{mol/mol}$, on calcule alors :

$$M_a = 0,0289635 + 1,2011 \cdot 10^{-8} (x_{CO_2} - 400)$$

$$r_{axs} = r_{as} \left[1 + 5,34 \cdot 10^{-7} (x_{CO_2} - 450) \right]$$

La pression p est donnée en Pascal (Pa) et la température t en degré Celsius, on calcule (x_v est la fraction molaire d'humidité, son calcul est détaillé après le calcul de l'indice) :

$$T = t + 273,15$$

$$Z_m = 1 - \frac{p}{T} [a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + (b_0 + b_1 t)x_v + (c_0 + c_1 t)x_v^2] + \left(\frac{p}{T}\right)^2 (d + ex_v^2)$$

$$\rho_{axs} = p_{R1} \frac{M_a}{Z_a RT_{R1}}$$

$$\rho_v = x_v p \frac{M_v}{Z_m RT}$$

$$\rho_a = (1 - x_v) p \frac{M_a}{Z_m RT}$$

L'indice de réfraction n de l'air est enfin donné par :

$$n = 1 + \frac{\rho_a}{\rho_{axs}} r_{axs} + \frac{\rho_v}{\rho_{vs}} r_{vs}$$

Il nous reste à déterminer la fraction molaire d'humidité x_v intervenant dans les derniers calculs.

On définit tout d'abord les constantes :

$$\alpha = 1,00062 ; \beta = 3,14 \cdot 10^{-8} ; \gamma = 5,60 \cdot 10^{-7}$$

On calcule alors (toujours avec p en Pascals, et t en degré Celsius) :

$$f(p, t) = \alpha + \beta p + \gamma t^2$$

Etant donné la pression partielle p_v et la pression ambiante p en Pascal,, la fraction molaire se calcule alors par :

$$x_v = f(p, t) \frac{p_v}{p}$$

(3) Extraction des paramètres thermo-optiques

Notre étude s'est concentrée sur la détermination optique directe des paramètres thermo-mécaniques d'une couche mince. Nous avons présenté dans le Chapitre 2 l'effet d'une sollicitation thermique et mécanique sur l'indice de réfraction d'une couche mince. Nous rappelons ici l'équation permettant de déterminer la variation d'indice de réfraction d'une couche sollicitée thermiquement :

$$\frac{\Delta n_c}{n_c \Delta T} = \beta_c - \frac{n_c^2}{2} [(1 - \nu_c)p_{11} + (1 - 3\nu_c)p_{12}] \frac{(\alpha_s - \alpha_c)}{1 - \nu_c} \quad (78)$$

Nous avons vu alors qu'à partir de la connaissance de la dilatation de la couche Δe_c , nous pouvons envisager de déterminer la variation d'indice d'une couche diélectrique déposée au centre d'une structure Fabry-Perot en configuration thermo-optique cette fois, grâce à la relation suivante :

$$\Delta n_c = \Delta n_{FP_R} - \frac{\Delta e_c}{e_c} (n_c - n_{FP_R}) - \frac{(ne)_{FP_R}}{2e_c} \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_R + \frac{(ne)_{FP_M}}{2e_c} \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)_M \quad (79)$$

La structure d'étude se présentant comme suit :

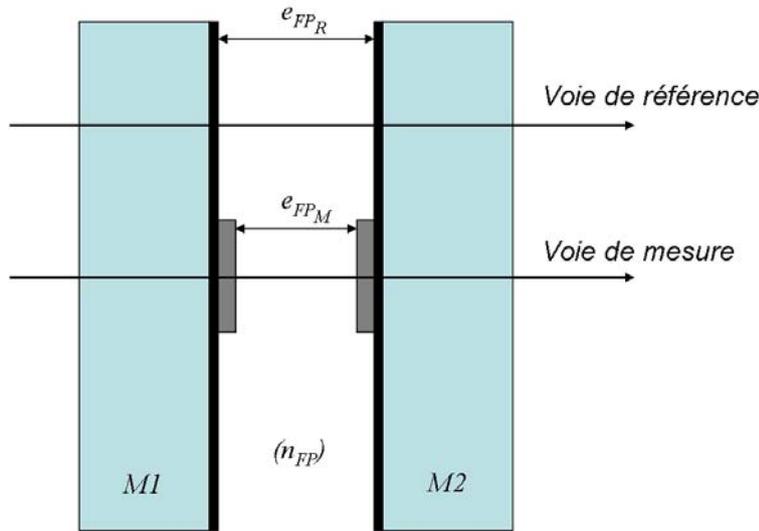


Figure 122 : Schéma de la structure Fabry-Perot en configuration thermo-optique destinée à l'extraction des paramètres thermo-optiques de la couche.

Le principe de la méthode d'extraction des paramètres thermo-mécaniques de la couche est basé sur celui utilisé pour estimer les paramètres thermo-mécaniques. Il s'agit de mesurer la réponse à une sollicitation thermique d'une structure telle que celle représentée en Figure 122 en considérant des substrats de coefficients d'expansion thermique différents. L'estimation de la pente et de l'ordonnée à

l'origine de la droite $\frac{\Delta n_c}{n_c \Delta T} = f(\alpha_s)$ permet d'obtenir les valeurs des paramètres désignés par le terme thermo-optiques, à savoir :

- le coefficient de dépendance thermique de l'indice de réfraction de la couche

$$\beta_c = \frac{1}{n_c} \frac{\partial n_c}{\partial T}$$

- et le terme comprenant l'ensemble des effets élasto-optiques $(1 - \nu_c)p_{11} + (1 - 3\nu_c)p_{12}$, que nous appelons Constante Elasto-Optiques (CEO)

Certes, cette méthode ne permet pas à proprement parler d'estimer isolément la valeur des coefficients élasto-optiques p_{11} et p_{12} , mais notre objectif étant de décrire la variation de l'indice pour une couche déposée sur un substrat quelconque, l'ensemble de ce terme est suffisant.

Nous avons donc mené de la même manière une étude optique détaillée du comportement de cette structure à l'aide de notre outil de simulation réalisée sur le logiciel LABVIEW. De la même manière, nous nous sommes intéressés aux problèmes de bruit et d'incertitudes sur l'estimation des paramètres thermo-optiques de la couche. Nous présentons ci-après les résultats principaux.

- a) Ordre de grandeur des variations d'indice et estimation des paramètres thermo-optiques

Nous avons présenté dans le Tableau 4 les propriétés des matériaux considérés avec les valeurs des variations d'épaisseur auxquelles nous pouvions nous attendre. De même, nous rappelons dans le Tableau 22 ces propriétés, ainsi que les valeurs des variations d'indice et de la CEO de la couche diélectrique sollicitée thermiquement :

		Matériaux diélectriques		Substrat (disponible chez Schott ou Ohara)				
		SiO ₂	Ta ₂ O ₅	ULE	Silice	BK7	SK51	S-FPL53
Propriétés thermo-mécaniques	α (10 ⁻⁷ /°C)	5,5	24,2	0,3	5,5	71	101	142
	ν	0,17	0,23	0,17	0,17	0,208	0,291	0,303
Propriétés thermo-optiques	β (10 ⁻⁷ /°C)	69	23	-38	69	21	-10	82
	p_{11}	0,121	-0,068					
	p_{12}	0,270	0,163					
	CEO	0,23	-0,002					
Sollicitation thermique appliquée		50°C						
Variation d'indice Δn_c correspondante (10 ⁻⁴)		SiO ₂		5,1	5,0	3,6	3,0	2,1
		Ta ₂ O ₅		1,7	1,8	3,8	4,8	6,1

Tableau 22 : Variation d'indice pour une couche diélectrique de silice ou de pentoxyde de tantale sollicitée thermiquement.

Pour l'estimation des paramètres β_c et CEO , on écrit :

$$\frac{\Delta n_c}{n_c \Delta T} = a'' \alpha_s + b'' = \beta_c - \frac{n_c^2}{2} [(1 - \nu_c) p_{11} + (1 - 3\nu_c) p_{12}] \frac{(\alpha_s - \alpha_c)}{1 - \nu_c} \quad (80)$$

On peut donc calculer les paramètres avec l'estimation de la pente et de l'ordonnée à l'origine comme suit :

$$CEO = (1 - \nu_c) p_{11} + (1 - 3\nu_c) p_{12} = -\frac{2(1 - \nu_c)}{n_c^2} a'' \quad (81)$$

$$\beta_c = b'' - \frac{n_c^2}{2} CEO \frac{\alpha_c}{1 - \nu_c}$$

Les termes thermo-mécaniques nécessitent donc d'avoir été au préalable estimés par l'étude de la sollicitation thermique d'une structure thermo-mécanique.

b) Résultats principaux sur l'estimation des paramètres thermo-optiques

Comme pour les paramètres thermo-mécaniques, nous étudions les erreurs sur les valeurs estimées de la CEO et de β_c en fonction de différents paramètres. Pour les valeurs de ν_c et de α_c , nous avons vu que les épaisseurs des matériaux considérés, ainsi que l'épaisseur de cavité de la structure Fabry-Perot en configuration thermo-mécanique n'influencent pas du côté optique les résultats obtenus. D'un point de vue mécanique nous avons vu que le paramètre déterminant est l'épaisseur du substrat. Ici, le paramètre déterminant sur l'efficacité de l'extraction des paramètres thermo-optiques est l'épaisseur optique de la couche. En effet, si nous examinons les erreurs relatives sur la valeur de la CEO et de β_c pour une couche de Ta_2O_5 et de silice en fonction de l'épaisseur optique de la couche, nous obtenons les courbes données en Figure 123 et en Figure 124. Chaque point de la courbe correspond à la réponse de structures Fabry-Perot constitué dans les verres présentés dans le Tableau 22, et sur lesquelles une couche d'épaisseur optique correspondant à ce point est déposée.

A partir de la droite $\frac{\Delta n_c}{n_c \Delta T} = f(\alpha_s)$, on estime la pente a'' et l'ordonnée à l'origine b'' pour déterminer à l'aide des relations (81) les valeurs de la CEO et de β_c .

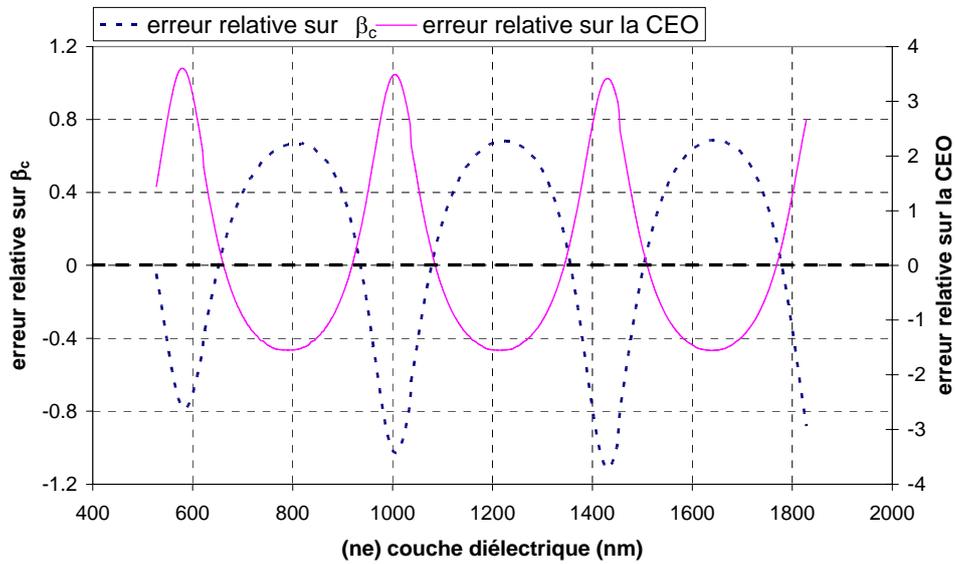


Figure 123 : Erreurs relatives sur l'estimation des paramètres thermo-optiques en fonction de l'épaisseur optique de la couche, le matériau diélectrique étant du Ta_2O_5 .

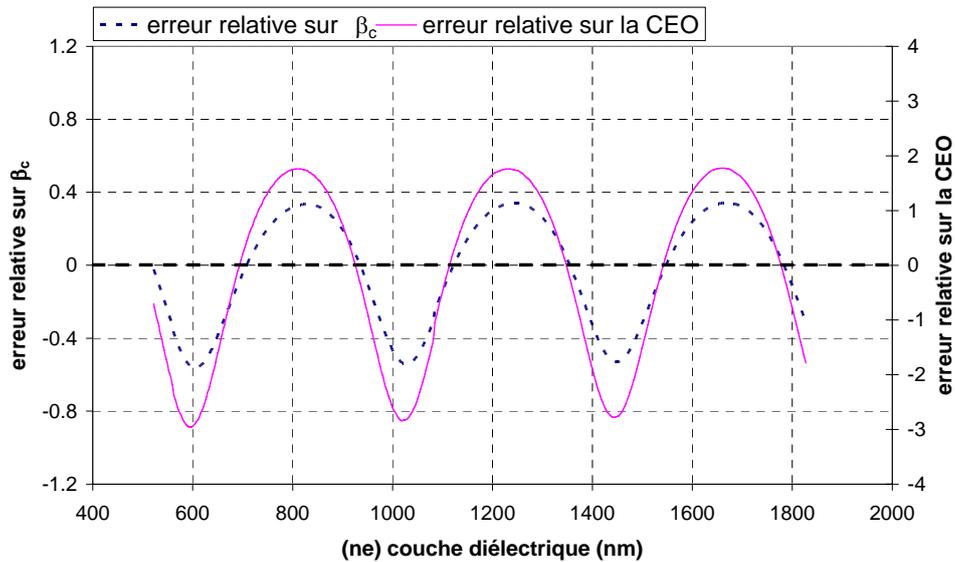


Figure 124 : Erreurs relatives sur l'estimation des paramètres thermo-optiques en fonction de l'épaisseur optique de la couche, le matériau diélectrique étant de la silice cette fois.

Nous constatons que les courbes d'erreurs relatives sont périodiques. La période trouvée est $T = \lambda_m/2$, où λ_m correspond à la longueur d'onde de résonance que nous avons décidé de suivre (pour estimer les décalages spectraux relatifs sur chacune des voies). Sur ces courbes, nous avons choisi de suivre le décalage en

température de la longueur d'onde la plus proche de 850nm, pour une épaisseur de cavité de 86 μm . Il existe donc des épaisseurs optiques de couche optimale telle que les erreurs sur la CEO et celles sur β_c vont être minimales.

Nous nous sommes également intéressés à l'influence d'autres paramètres tels que l'épaisseur de métal, l'épaisseur de cavité mais ceux-ci n'ont pas d'effet direct sur les erreurs relatives de l'extraction des paramètres thermo-optiques de la couche diélectrique. L'épaisseur de cavité influence certes, la valeur des épaisseurs optimales, puisque les positions des longueurs d'ondes de résonance dépendent de l'épaisseur de cavité, et nous pouvons penser raisonnablement que la relation donnant l'épaisseur optique optimale soit de la forme $(ne)_{\text{couche}} = (k+\varepsilon)\lambda_m$, avec k entier.

Cette relation n'est cependant pas triviale, nous n'avons pas réussi à la définir clairement.

(4) Spécifications du matériel utilisé

Nous donnons ci-après les documents relatifs aux différents appareils décrits dans les parties dédiées au montage expérimental.

Nous donnons donc les spécifications :

- Du lambdamètre LM007 CLUSTER
- Du laser accordable NEWFOCUS TLB6316
- Du lambdamètre WAVEMASTER COHERENT
- De la diode superluminescente SUPERLUM S840HP1
- Du module 4-collimateur PRINCETEL

LAMBDA METER

LM-007

**precise wavelength measurement
and
spectral analysis
for CW and pulsed lasers**

**hardware & software
operation manual**

2005

C L U S T E R L T D

38, Vavilov Str., Moscow 119991, the Russian Federation

<http://WWW.CLUSTER.ORG.RU>

Tel./Fax: +7 (495) 135 02 97

1. General information

The Lambdameter of the LM-007 model can be used for high-precision wavelength measurements and spectral analysis of pulsed or CW laser radiation.



Fig.1 Lambdameter LM-007

The Lambdameter performs at a runtime mode without interruption of the measurement procedure, and utilizes just a minor part of the laser beam power. The device normally provides the relative accuracy of 10^{-7} for the wavelength measurements.

2. Design and technical description

The Lambdameter unit comprises such principal components as a single-box optical block with four thermostabilized neon-filled *Fizeau* interferometers that have different bases ($3\ \mu\text{m}$, $50\ \mu\text{m}$, $1.5\ \text{mm}$ and $40\ \text{mm}$), cylindrical mirror collimator, beam splitter system and single-mode fiberoptical adapter with achromatic input and output couplers (see the Figure 2). The linear fringe interference patterns that are generated near the surface of the interferometers, are imaged on four linear CCD-array detectors. Data from each CCD is transmitted to a personal computer (PC) through the USB or Parallel Port. The PC should be connected with the optical unit by the cable which is supplied in the delivery set.

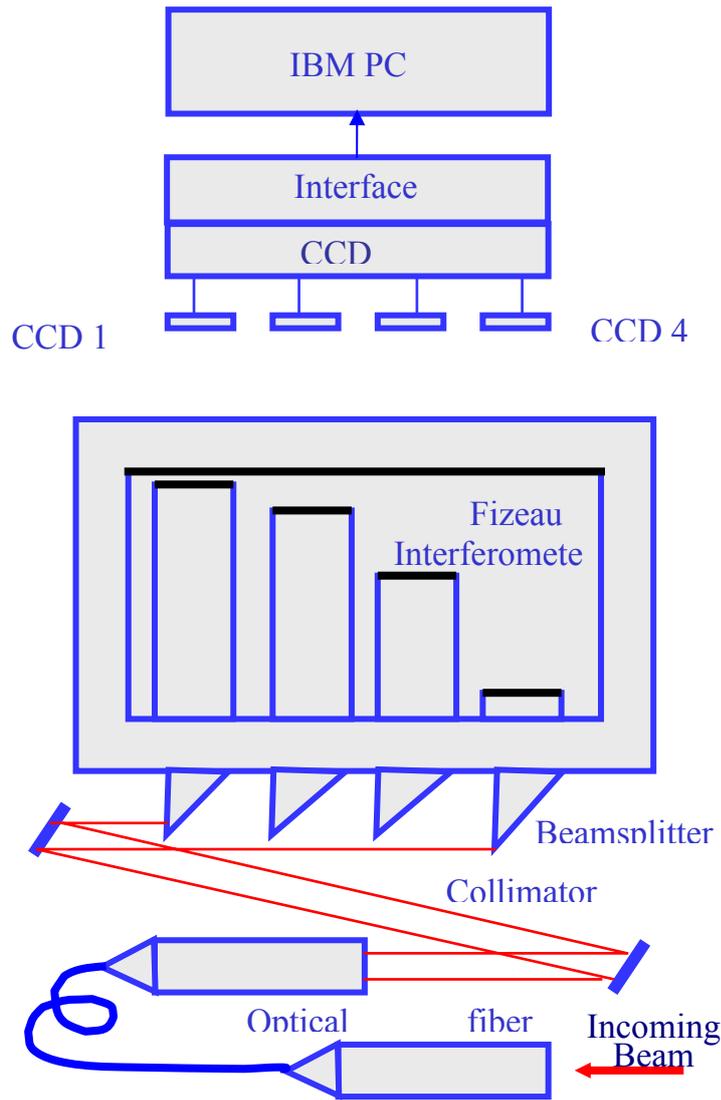


Fig.2 Optical Scheme

Two switches, two LEDs, a BNC socket for external synchronization of the Lambdameter, and a 25-pin socket for the flat ribbon cable can be found on the rear panel of the optical unit (see the Figure 3). The red LED indicator turns ON immediately after turning the unit ON. The proper operation of the thermostabilization is confirmed by turning the red LED indicator ON. After a warm-up time of about 4 hours is elapsed, the temperature inside the interferometer block rises to its set point of about 38°C and the thermal expansion of the interferometers stops. The red LED light now should be dashing from time to time, in the course of normal operation. To achieve the full precision of 10^{-7} , the complete warm-up time has to be about 4 hours.

LM-007 is constructed to be switched ON permanently.

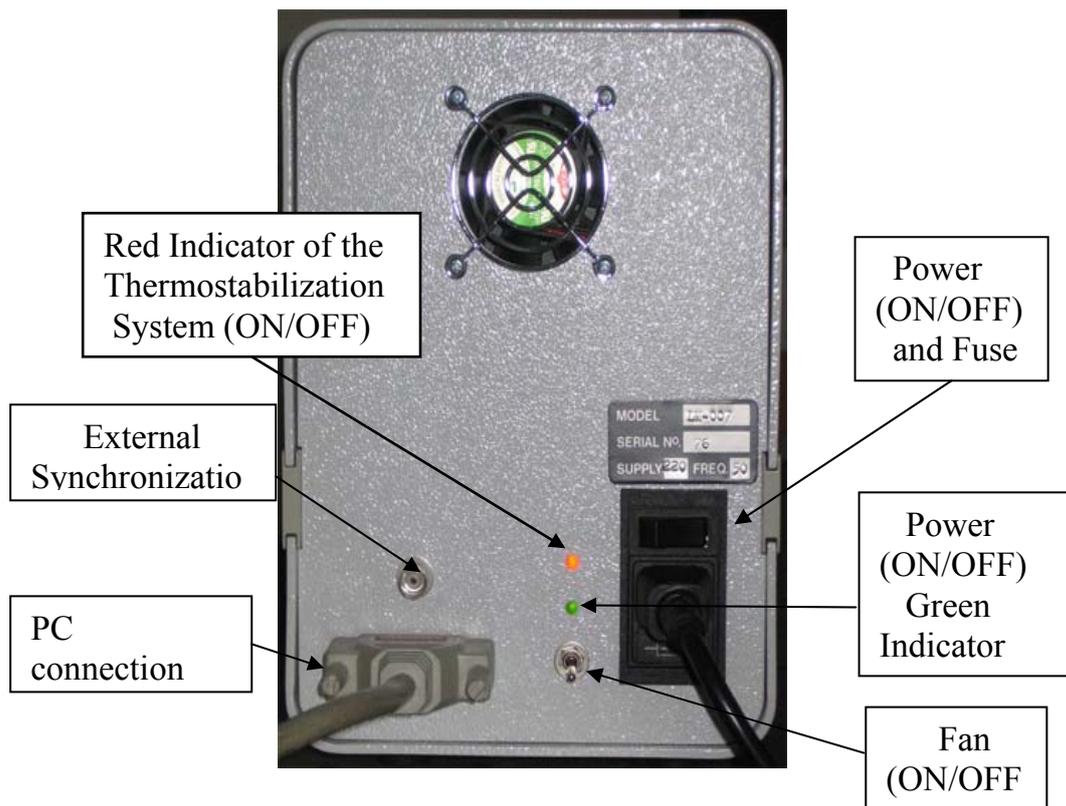


Fig.3 Rear Panel

The Lambdameter is designed to continuously operate during long time intervals. Its power consumption is merely approx. 10 W at the thermostabilized mode.

The cooling fan can be turned ON and OFF by a small rocker switch (see the Figure 3). The fan can be used in very warm environments (in case if the green LED permanently remains OFF) in order to provide better air circulation. The fan does not have to be used under normal conditions!

CAUTION: The inputs of the LM-007 can be damaged by accidental shorting the connector pins. Always turn the computer and LM-007 power OFF when connecting the units.

2.1 Precision and calibration

Four *Fizeau* interferometers are installed within a hard VIS-Quartz or UV-Quartz Monoblock, which allows for conducting wavelength measurements with a long-time stable precision of 10^{-7} – due to using a neon environment inside, and the thermostabilization. The precision of the absolute wavenumber measurement amounts to 0.003 cm^{-1} in the visible spectral range. Besides, the Quartz-Monoblock camera walls are designed to be so thick, that neon leak can be neglected as time goes by.

The Lambdameter is delivered to customers with a completed factory calibration. No regular recalibration is normally needed, provided that the device is operated

carefully and gently. Should your LM-007 nonetheless be recalibrated a certain time after its transportation, the supplied computer software allows for selecting one out of two different options for that. The most common way for the calibration is using a frequency-stabilized He-Ne laser. One can also use any other laser reference line for the calibration, when this reference line is known with a relevant precision (e.g. 10^{-8} or better). For further details, please refer to the Chapter 7 herewith.

3. Technical Specifications of the LM-007 Lambdameter

LM-007:

Spectral range: **400...1100 nm**

This option is delivered with a direct-input coupler (intended for lasers that have high fluctuations of radiation intensity) and one single-mode fiberoptical coupler.

LM-007-UV:

Spectral range: **190...1100 nm**

This option is delivered with a direct-input coupler (intended for UV spectral range and lasers that have high fluctuations of radiation intensity) and one single-mode fiberoptical coupler. Its optical unit is made of special UV-transparent quartz and special CCD.

Relative wavelength accuracy:	$1.0 \cdot 10^{-7}$ (0.05 pm or 60 MHz at 500 nm)
Absolute accuracy:	0.002 cm^{-1} @ 500nm
Wavelength reproducibility:	$2.0 \cdot 10^{-8}$ (0.01 pm or 12 MHz at 500 nm)
Display resolution:	0.01 pm (10 MHz)
Display units:	nm or Å (vacuum); cm^{-1}
Free spectral ranges of 4 <i>Fizeau</i> Interferometers:	30000 GHz; 1500 GHz; 75 GHz; 3.75 GHz (1050 cm^{-1} ; 50 cm^{-1} ; 2.5 cm^{-1} ; 0.125 cm^{-1})
Spectral resolution of 4 <i>Fizeau</i> Interferometers:	3000 GHz; 150 GHz; 7.5 GHz; 400 MHz
Measurement rate:	100 Hz (wavelength); 50 Hz (spectrum)
Sensitivity:	0.1...1 μW (CW mode) 1...10 μJ (pulsed mode with the pulse duration of 1...10 ns)
Integration time:	1 ms...10 s
Warm-up time:	4 hours
Software:	Wavelength measurement and spectrum analysis
System requirements:	IBM-PC under DOS, Windows95...XP
Interfaces:	USB; Parallel port
Overall Dimensions:	400mm x 200mm x 170mm (L x H x W)
Weight:	10 kg
Additional options:	- Drivers/DLLs for system integration; - Internet control; - Laser stabilization via LM-007.



TLB-6300 Velocity™ Widely Tunable Lasers

- *New low-noise controller*
- *New integrated isolator option*
- *New 900-nm and recently introduced 660, 685, 795, 820, 935 and 1775-nm wavelengths*
- *Improved power levels at 780, 980 and 1500 nm*

Our highly popular TLB-6300 Velocity lasers deliver continuous tuning over wide wavelength ranges with excellent resolution, narrow linewidths and low noise (40-dB side-mode-suppression ratio). As with all of our lasers, these lasers are mode-hop free over the entire specified tuning range and have easy-to-use interfaces including remote GPIB (IEEE-488) and RS-232 controls. Our fine-frequency piezo control allows you to set the laser's wavelength with a resolution of 0.2 pm. And unlike lasers driven by stepper motors, ours are truly continuous and monotonic. With a choice of wavelengths from 630 nm to 2 μ m, these lasers are ideal for spectroscopy, metrology, sensing, telecommunications, and research applications.

The Velocity lasers are available with an integrated optical isolator for free-space output. A pre-aligned optical isolator option can protect your laser from potentially damaging feedback levels with 35 dB of isolation. This isolator will also protect your experimental results as non-damaging levels of feedback can cause anomalous behavior in any laser cavity. Mechanically coupled, the isolator comes pre-aligned and ready for use. Save time and effort. These systems are also available with a fiber-coupled output.

Custom wavelengths and power requirements are available. Please contact us for more information at sales@newfocus.com.

Highlights

Versatile tuning performance

- Sweep, step, and fine-tuning modes
- Fine-tuning with the PZT at 0.1-GHz resolution
- Coarse-tuning with the DC motor for up to 80-nm mode-hop-free tuning
- Smooth, linear, mode-hop-free sweeps

Low noise & narrow linewidths

- <300-kHz linewidths
- >40-dB side-mode suppression ratios

Flexible configurations

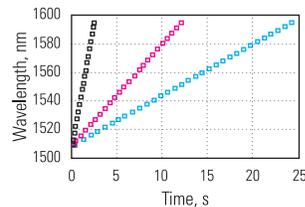
- Wavelengths from 630 nm to 2 μ m
- Fiber-coupled and free-space outputs
- Current modulation, wavelength control and FM modulation
- Constant power and constant current modes

Plug & play

- Automated wavelength scans with wavelength and power readouts
- RS-232 and GPIB remote interfaces
- No beam walking

Applications

- Spectroscopy and sensing
- Swept-frequency metrology
- Laser and OPO seeding
- FM locking
- Non-linear optical generation
- Fiber-optics characterization



These curves demonstrate the monotonic and continuous tuning of a Model 6328 laser. They were taken using ■ maximum, ■ 20% of maximum, and ■ 10% of maximum tuning-speed settings.



More information about the laser controller for these lasers is on page 36.

U.S. Patent #5,319,668



TLB-6300 Velocity™ Tunable Lasers (cont.)

Tuning Range (mode-hop free)	632.5–637 nm	635–637 nm	652–660 nm	668–678 nm	680–690 nm	765–781 nm	776–781 nm
Typical Maximum Power	5 mW	7 mW	3 mW	4 mW	6 mW	15 mW	24 mW
Minimum Power	2 mW	5 mW	2 mW	2 mW	2 mW	7 mW	20 mW
Fine-Frequency Tuning Range	80 GHz (0.11 nm)	80 GHz (0.11 nm)	70 GHz (0.10 nm)	70 GHz (0.11 nm)	70 GHz (0.11 nm)	75 GHz (0.15 nm)	75 GHz (0.15 nm)
Linewidth†	<300 kHz						
Maximum Coarse-Tuning Speed	6 nm/s	8 nm/s	8 nm/s				
Coarse-Tuning Resolution	0.02 nm						
Typical Wavelength Repeatability	0.1 nm						
Fine-Frequency Modulation Bandwidth	2 kHz						
Current-Modulation Bandwidth	100 MHz						
Model #	TLB-6304	TLB-6304-H	TLB-6305	TLB-6308	TLB-6309	TLB-6312	TLB-6312-H
Price, Laser Head††*	\$12,000	\$12,000	\$11,000	\$11,000	\$11,000	\$12,500	\$12,500
Price, Laser Controller††*	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500
Price, Isolator†††*	\$2,000	\$2,000	\$2,000	\$2,000	\$2,000	\$2,000	\$2,000
Price, Isolator and Fiber Pigtail ^{(1)*}	\$4,500	\$4,500	\$4,500	\$4,500	\$4,500	\$4,500	\$4,500



Tuning Range (mode-hop free)	794–804 nm	815–825 nm	838–853 nm	848–853 nm	890–910 nm	930–945 nm	960–995 nm
Typical Maximum Power	8 mW	10 mW	10 mW	22 mW	10 mW	10 mW	10 mW
Minimum Power	4 mW	8 mW	5 mW	20 mW	5 mW	5 mW	6 mW
Fine-Frequency Tuning Range	75 GHz (0.16 nm)	60 GHz (0.14 nm)	60 GHz (0.15 nm)	60 GHz (0.15 nm)	50 GHz (0.15 nm)	50 GHz (0.15 nm)	50 GHz (0.16 nm)
Linewidth†	<300 kHz						
Maximum Coarse-Tuning Speed	8 nm/s	8 nm/s	8 nm/s	8 nm/s	10 nm/s	12 nm/s	12 nm/s
Coarse-Tuning Resolution	0.02 nm						
Typical Wavelength Repeatability	0.1 nm						
Fine-Frequency Modulation Bandwidth	2 kHz						
Current-Modulation Bandwidth	100 MHz						
Model #	TLB-6314	TLB-6315	TLB-6316	TLB-6316-H	TLB-6318	TLB-6319	TLB-6320
Price, Laser Head††*	\$13,500	\$13,500	\$13,500	\$13,500	\$17,500	\$19,500	\$19,500
Price, Laser Controller††*	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500
Price, Isolator†††*	\$2,000	\$2,000	\$2,000	\$2,000	\$2,000	\$2,000	\$2,000
Price, Isolator and Fiber Pigtail ^{(1)*}	\$4,500	\$4,500	\$4,500	\$4,500	\$4,500	\$4,500	\$4,500



† See page 48 for definition of linewidth.

†† See page 36 for laser controller.

††† Isolator has 35 dB typical isolation. Add -OI to model number when ordering.

⁽¹⁾ Typical fiber-coupling efficiency is >30% for Models 6304, 6304-H, 6305, 6334, 6335, >40% for Models 6308, 6309, 6312, 6312-H, 6314, 6315, 6316, 6316-H, 6318, 6319, 6320, 6320-H, 6331, 6332, and >50% for all other models. Fiber used is polarization-maintaining (PM) PANDA fiber with FC/APC connector.

Related Products: Velocity Tunable Laser Controller (page 36) ■ Photodetectors (pages 76–143) ■ Modulators (pages 52–75) ■ Power Meters (page 134)

Definitions of Characteristics (page 51)

*For international prices add 10%.



Custom wavelengths and power levels are available.
Please contact our sales department for information on
the latest products at 1-866-NUFOCUS.

Tuning Range (mode-hop free)	975–985 nm	1050–1075 nm	1055–1070 nm	1220–1250 nm	1270–1330 nm	1415–1480 nm	1470–1545 nm
Typical Maximum Power	14 mW	6 mW	20 mW	7 mW	7 mW	8 mW	15 mW
Minimum Power	12 mW	4 mW	15 mW	5 mW	5 mW	3 mW	8 mW
Fine-Frequency Tuning Range	50 GHz (0.16 nm)	50 GHz (0.19 nm)	50 GHz (0.19 nm)	45 GHz (0.23 nm)	50 GHz (0.29 nm)	30 GHz (0.21 nm)	50 GHz (0.38 nm)
Linewidth [†]	<300 kHz						
Maximum Coarse-Tuning Speed	12 nm/s	12 nm/s	12 nm/s	20 nm/s	15 nm/s	20 nm/s	20 nm/s
Coarse-Tuning Resolution	0.02 nm						
Typical Wavelength Repeatability	0.1 nm						
Fine-Frequency Modulation Bandwidth	2 kHz						
Current-Modulation Bandwidth	100 MHz						
Model #	TLB-6320-H	TLB-6321	TLB-6321-H	TLB-6323	TLB-6324	TLB-6327	TLB-6326
Price, Laser Head ^{††*}	\$19,500	\$17,500	\$17,500	\$17,500	\$16,500	\$16,500	\$16,500
Price, Laser Controller ^{††*}	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500
Price, Isolator ^{†††*}	\$2,000	\$2,000	\$2,000	\$1,500	\$1,500	\$1,500	\$1,500
Price, Isolator and Fiber Pigtail ^{(1)*}	\$4,500	\$4,500	\$4,500	\$3,500	\$3,500	\$3,500	\$3,500



Tuning Range (mode-hop free)	1520–1570 nm	1550–1630 nm	1570–1620 nm	1650–1680 nm	1760–1790 nm	1940–1970 nm	1970–2000 nm
Typical Maximum Power	24 mW	10 mW	18 mW	3 mW	2.5 mW	2.5 mW	2.5 mW
Minimum Power	20 mW	6 mW	15 mW	2 mW	1.5 mW	1.5 mW	1.3 mW
Fine-Frequency Tuning Range	30 GHz (0.24 nm)	30 GHz (0.26 nm)	30 GHz (0.26 nm)	30 GHz (0.28 nm)	20 GHz (0.21 nm)	20 GHz (0.26 nm)	20 GHz (0.26 nm)
Linewidth [†]	<300 kHz	<300 kHz	<300 kHz				
Maximum Coarse-Tuning Speed	20 nm/s	25 nm/s	25 nm/s	20 nm/s	20 nm/s	20 nm/s	25 nm/s
Coarse-Tuning Resolution	0.02 nm	0.02 nm	0.02 nm				
Typical Wavelength Repeatability	0.1 nm	0.1 nm	0.1 nm				
Fine-Frequency Modulation Bandwidth	2 kHz	2 kHz	2 kHz				
Current-Modulation Bandwidth	100 MHz	100 MHz	100 MHz				
Model #	TLB-6328	TLB-6330	TLB-6330-H	TLB-6331	TLB-6332	TLB-6334	TLB-6335
Price, Laser Head ^{††*}	\$16,500	\$16,500	\$16,500	\$17,500	\$22,500	\$30,500	\$30,500
Price, Laser Controller ^{††*}	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500	\$7,500
Price, Isolator ^{†††*}	\$1,500	\$1,500	\$1,500	\$2,000	Please contact us for information.	\$5,000	\$5,000
Price, Isolator and Fiber Pigtail ^{(1)*}	\$4,000	\$4,000	\$4,000	\$4,500	\$5,500	\$5,500	\$7,500



[†] See page 48 for definition of linewidth.

^{††} See page 36 for laser controller.

^{†††} Isolator has 35 dB typical isolation. Add -OI to model number when ordering.

⁽¹⁾ Typical fiber-coupling efficiency is >30% for Models 6304, 6304-H, 6305, 6334, 6335, >40% for Models 6308, 6309, 6312, 6312-H, 6314, 6315, 6316, 6316-H, 6318, 6319, 6320, 6320-H, 6331, 6332, and >50% for all other models. Fiber used is polarization-maintaining (PM) PANDA fiber with FC/APC connector.

Related Products: Velocity™ Tunable Laser Controller (page 36) ■ Photodetectors (pages 76–143)
Modulators (pages 52–75) ■ Power Meters (page 134)

Definitions of Characteristics (page 51)

*For international prices add 10%.



TLB-6300-LN Velocity™ Tunable Laser Controllers

- *Modern, low-noise design*
- *Half the size and weight of previous controller*
- *Easy-to-use controls and GPIB/RS-232 interfaces*
- *Backward compatible with Velocity lasers in the field*



Our new low-noise Velocity tunable laser controllers are the state-of-the-art laser controllers for our most versatile laser series. And, with a modern, compact and lightweight design, these controllers save space and your strength. Our plug-&-play controls allow you to easily sweep, step, fine-tune and modulate either by the press of a button or, via the GPIB or RS-232 interface and your PC.

Features:

Automated Wavelength Scans

Easily perform wavelength scans over part of or the entire tuning range of the laser. Just set the start and stop wavelengths and scanning speed and press the scan button.

High-Speed Current Modulation

Modulate the laser amplitude with a 3-dB bandwidth of 1 MHz through the controller's current-modulation input.

Easy Wavelength Modulation

Convenient wavelength modulation for spectroscopy or stabilization experiments is provided by a PZT actuator on the tuning element. Driving the PZT through the input on the back

panel of the controller allows you to directly modulate the laser wavelength with a small-signal 3-dB bandwidth of 2 kHz. Full 30-GHz frequency modulation can be performed at rates up to 200 Hz.

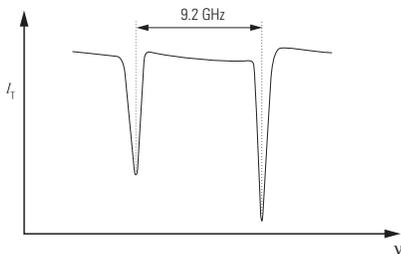
Complete Computer Control and LabVIEW™ Programs

Anything you can adjust from the front panel can be controlled through RS-232 or GPIB (IEEE-488) interfaces. In remote mode, you still have access to the frequency-modulation input, allowing you to dither the frequency as you perform automated wavelength scans.

LabVIEW™ drivers for controlling the laser operation are available for download on the New Focus™ website, www.newfocus.com.

Detector Input

The general-purpose detector input on the back panel allows you to implement digital control algorithms and is particularly useful for stable-power wavelength scans, background correction in applied spectroscopy experiments, and wavelength stabilization.



Cesium (D_2) non-saturated absorption spectroscopy measurement using a Velocity tunable laser with the TLB-6300-LN controller showing clean, low-noise spectrum.

Dimensions†	8.5" x 4.0" x 16"
Weight (approx.)	13.0 lbs (5.9 kg)
Model #	TLB-6300-LN
Price*	\$7,500

† Dimensions include all protrusions including connectors, knob, key and feet.

Related Products: Velocity Tunable Lasers (page 32)

*For international prices add 10%.



Laser Power: Turns on the current to the laser diode.

Wavelength and Scan Speed Display: Indicates operating wavelength, scan speed, and start and stop wavelengths.

Parameters Display: Indicates diode current, measured laser output power, PZT voltage (fine-frequency tuning), and diode temperature.

All front-panel functions can be controlled remotely through back-panel inputs.

Wavelength and Scan Speed Adjust: Used in conjunction with the setpoint buttons, adjusts wavelength, scan speed, and tuning range.

Parameter Adjust: Sets diode current, laser output power, and PZT voltage (fine-frequency tuning).

Frequency-Modulation Input: Allows remote control of fine-frequency adjustments.

Auxiliary Input: Gives you a general-purpose analog input for control applications.

Wavelength Input: Allows remote control of coarse-wavelength adjustments.

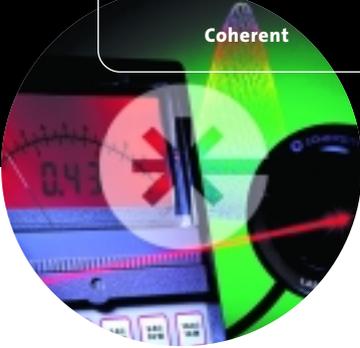


Current-Modulation Input: Lets you modulate the output power of the laser. It has a 1-MHz bandwidth. The SMA input on the laser head has a >100-MHz bandwidth.

Wavelength Output: A linear signal that is proportional to the real-time wavelength of the laser.

Remote Interfaces: Lets you use either an IEEE-488 (GPIB) or an RS-232 computer interface to control the system.





WaveMaster™ Laser Wavelength Meter

Pulse and CW Wavelength Measurement

The WaveMaster measures the wavelength of both CW and pulsed lasers of any repetition rate. The wavelength can be displayed in GHz, wavenumbers, or nanometers, with vacuum and air readings available. The WaveMaster will read the peak wavelength of sources as wide as 2 nm from 380 nm to 1095 nm. Bandwidths wider than 2 nm can be accommodated at the longer wavelengths.

The WaveMaster is easy to use. Just turn on the readout and get the beam within 10 degrees of normal incidence to the sampling probe. The probe has a 2-meter fiber optic cable and takes up a minimum of beam path space. Most intensity variances are automatically accommodated, but for the strongest and weakest signals a front panel attenuator adjustment and intensity readout quickly afford accurate readings. No special triggering modes or setups are required for pulse capture.

The WaveMaster is portable with AC and battery power. The large, easy-to-read display is backlit and has adjustable contrast control for easy viewing. Configuration settings are maintained in memory and retrieved on start-up for convenience. Communication with the WaveMaster is also easy with built-in RS-232 and an optional GPIB interface.

User-Friendly

The WaveMaster is easy to read with front panel adjustments of contrast and back-lighting for the extra-large display. Parameters that have been set-up are clearly displayed, in addition to signal intensity and pulse retrieved indicators. When in the CW mode of operation, the display is updated at an easy to read 3 Hz rate. While in the pulse mode, the display is updated at 3 Hz, and maintained for 15 seconds after a pulse for reading single events.

Calibration is maintained by sophisticated algorithms that monitor the WaveMaster's response. Periodically, and upon indication from the algorithms, the WaveMaster is referenced to the fundamental Ne lines.

FEATURES

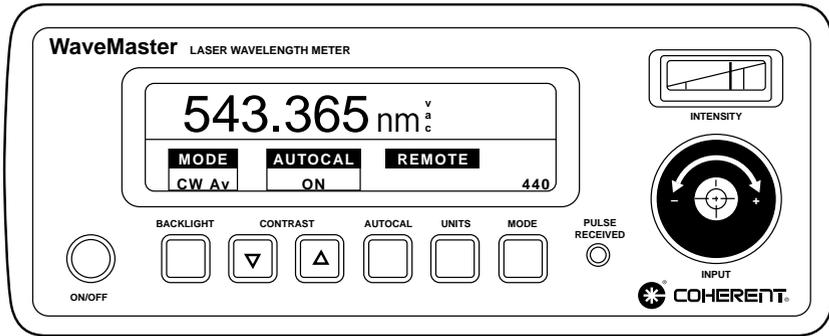
- **380 nm to 1095 nm Wavelength Range**
- **RS-232 and Optional GPIB Interfaces**
- **0.005 nm accuracy**
- **0.001 nm resolution**
- **Internal self-calibration**
- **Fiber input with sampling probe**



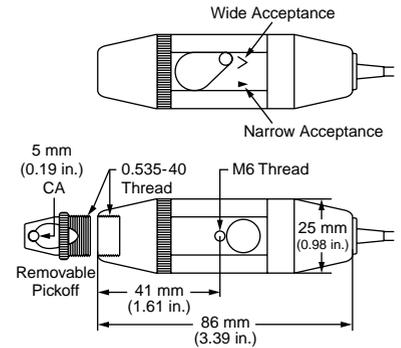
WaveMaster

Pulse and CW Wavelength Measurement

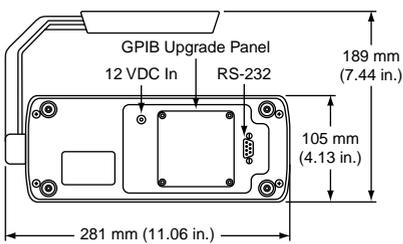
Front View



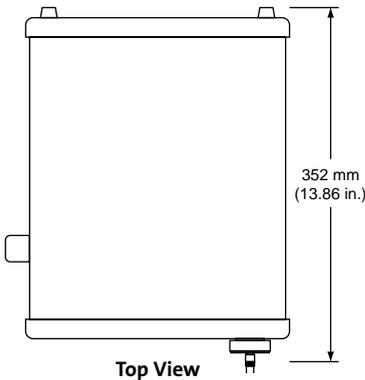
Sampling Probe



Back View



Top View



Specifications

		WaveMaster
Wavelength Coverage		380-1095 nm
Accuracy		0.005 nm
Resolution		0.001 nm
Min. Pulse Rep Rate		single shot
Max. Pulse Rep Rate		CW
Max. Signal Bandwidth		2 nm @ 400 nm 3 nm @ 600 nm 5 nm @ 1000 nm
Min. Signal		20 μW CW @ 632 nm 2 mJ pulsed @ 1064 nm
Max. Signal		100 mW CW @ 632 nm 100 mJ pulsed @ 1064 nm
Display Update		3 Hz
Size		281 mm wide x 105 mm high x 352 mm deep
Storage Conditions		-10°C to 50°C
Relative Humidity		non-condensing and <80%
Shock		<4 g
Use Conditions		-10°C to 40°C
Relative Humidity		non-condensing and <80%
Shock		<4 g
Power Supply (supplied)		Universal 90-250 VAC, 40-72 Hz in; 12 VDC out

Description

Part Number	Description
33-2650	WaveMaster Laser Wavelength Meter
33-2627	WaveMaster Laser Wavelength Meter with GPIB



COHERENT, INC.

2303 Lindbergh Street
Auburn, CA 95602
Phone: 1-800-343-4912
1-530-889-5365
Fax: 1-530-889-5366

Web: www.CoherentInc.com

LOCAL OFFICES

UK 0800 515801
+44 (0) 1353 658848
Germany +49-6071-968-0
France +33-1-60 19 40 40
Japan +81 (0) 3 5635 8680
Italy +39 (02) 34 530 214

Coherent follows a policy of continuous product improvement. Specifications are subject to change without notice.

For full details on warranty coverage, please refer to the Service and Support section at www.CoherentInc.com, or contact your local Sales or Service Representative.



Diode Superluminescente

SUPERLUM S840HP1

Optical Performance Parameters

High-Power Mode

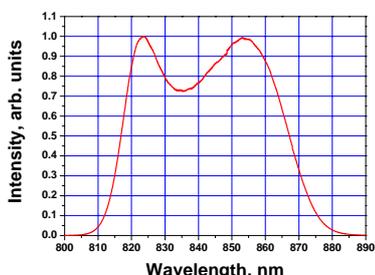
Parameter	Rated	Output
SM fiber output power, mW	>10	15.88
Mean wavelength, nm	840	842.7
Spectrum width, nm	>45	50.3
Maximum spectral ripple, %	<5	1.3
Spectral flatness, %	<45	27.4

Low-Power Mode

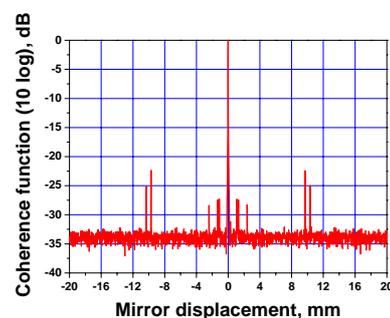
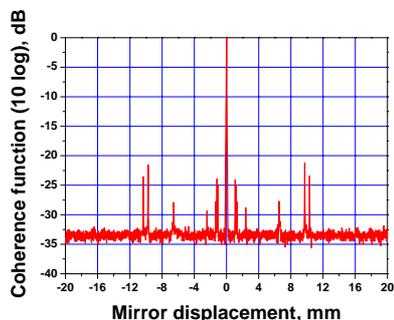
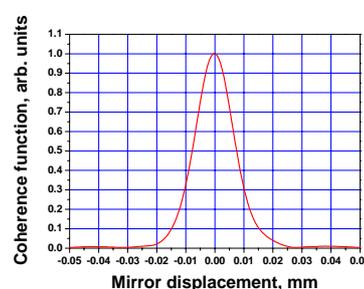
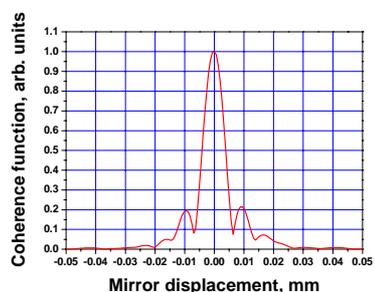
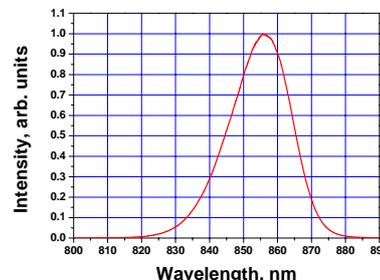
Parameter	Rated	Output
SM fiber output power, mW	1	1.03
Mean wavelength, nm		854
Spectrum width, nm		20.9
Maximum spectral ripple, %	<5	0.9

Optical Spectra and Coherence

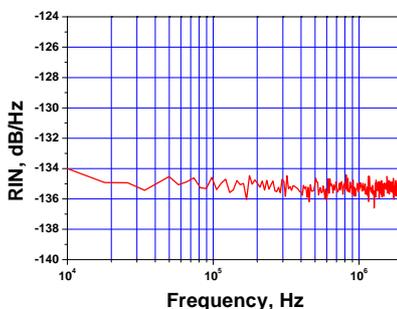
High-Power Mode



Low-Power Mode



Typical RIN spectrum



Device Performance Parameters

Parameter	Rated	Output
Long-term stability, %*	<0.5	<0.5
Short-term stability, %**	<0.1	<0.1

Other specifications

Operating temperature range, degC	0...+40
Physical dimensions, mm:	254x158x318
Weight, kg	6.0
Output	1 FC/APC socket
Fiber	Corning Pure-Mode HI 780

* 8 h, measurements every minute 100 ms integration.

** 15 minutes, measurements every second, 100 ms integration. All measurements after 1 h warm-up. Ambient temperature 22±2 degC.

All Specifications are subject to change without notice



Large Beam Fiber Optic Collimators



www.princetel.com

Princetel, Inc.
4 Princess Rd Ste 209
Lawrenceville, NJ 08648
609.895.9890
fax 609.895.9552
info@princetel.com



Large Beam Fiber Optic Collimators

Description

Fiber optic collimators come in all sizes commercially. Most of them are based on the successful GRIN lenses, which find their way into many passive and active components. However, GRIN lenses are not very suitable for visible wavelengths or large beam. Our high performance collimators employ high quality aspheric lenses and achromatic doublets to achieve low wave-front distortion, low divergence, and diffraction limited beam quality.

Large-beam collimators are not only ideal for long-range target shooting but also good for pair coupling at long working distances. Some of our very large-beam (>14 mm) collimators have been used in free-space optics communications. Use these collimators with our standard laser-diode light source, pigtailed diode lasers, or receptacle laser diode modules. Princeton also produces custom retro-reflectors to pair with our collimators.

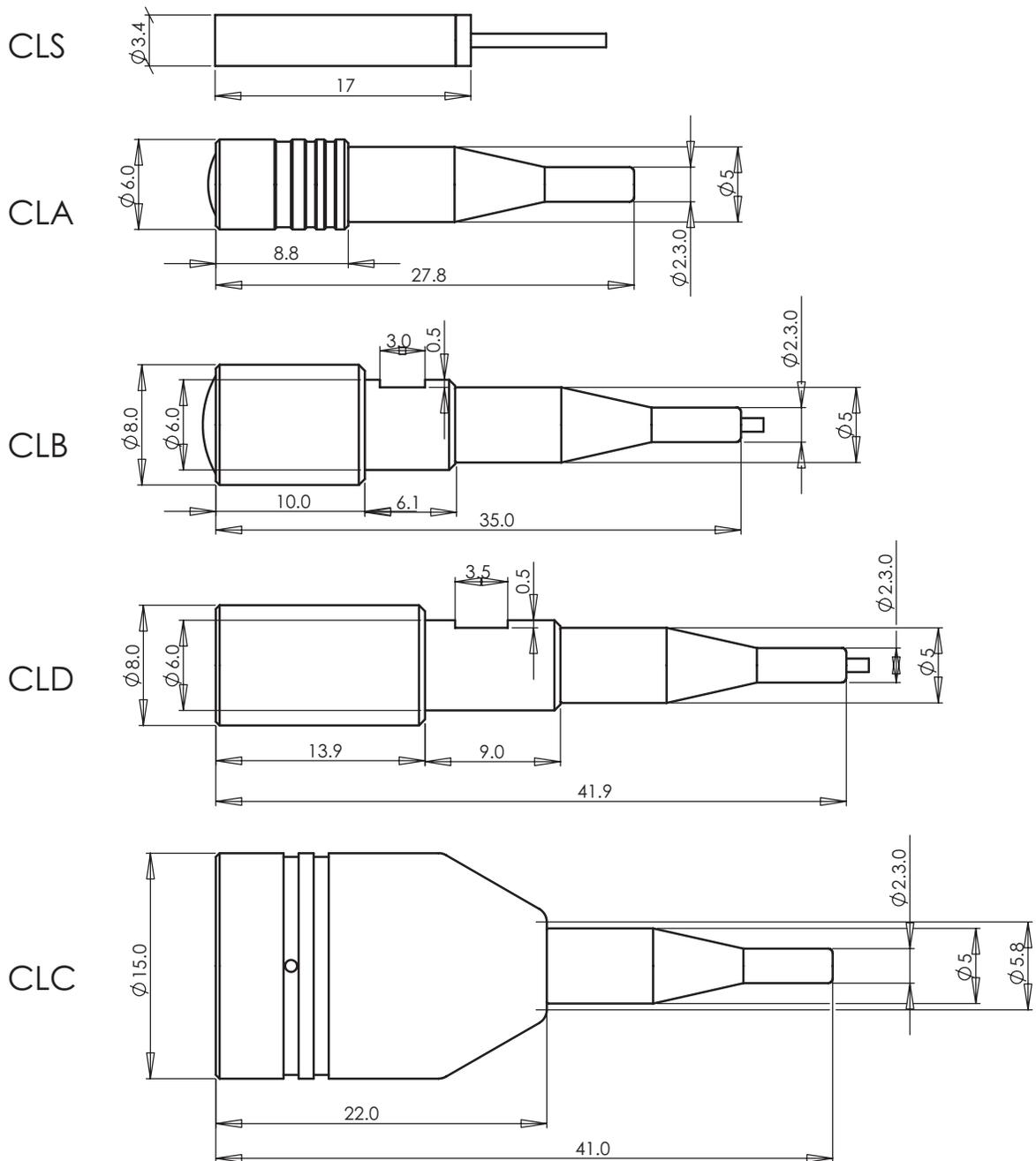
Specifications

Characteristics	Model CLA	Model CLB	Model CLD	Model CLC
Wavelength	532-1650 nm			
Beam size (1/e ² with SM fiber)	0.82 mm	2.0 mm	3.5 mm	4-10* mm
Far field divergence (1310 nm)	1 mrad	0.5 mrad	0.3 mrad	-
Focal length (mm)	4.5 (NA=0.42)	11 (NA=0.25)	19 (NA=0.15)	17 (NA=0.3)
Lens type	Asphere (AR)			PC (AR)
Insertion loss (SM pairing)	<0.5 dB (for 1310 and 1550 nm only)			-
Max pairing distance	0.25 m	1 m	4 m	-
Return loss (SM fiber)	>55 dB			
Operating temperature	-20 to 65 C			
Storage temperature	-40 to 85 C			
Package materials	Stainless steel			Anodized AL
Fiber choices	Singlemode or PM			Multimode
Fiber jackets	900 um tight buffer or loose tubing			
Connector types	FC/PC, SC/PC, ST, LC, FC/APC, SC/APC			
Characteristics	Model CLE	Model CLF	Model CLS	
Wavelength	532-1650 nm			
Beam size (1/e ² with SM fiber)	6 mm	14 mm		450 um
Far field divergence (1310 nm)	-	-		2.5 mrad
Focal length (mm)	35 (NA=0.38)	75 (NA=0.32)		1.9 (NA=0.46)
Lens type	Achromatic doublet (AR coated)			GRIN (AR)
Insertion loss (SM pairing)	<1 dB (for 1310 and 1550 nm only)			-
Max pairing distance	5 m	8 m		-
Return loss (SM fiber)	>55 dB			
Operating temperature	-20 to 65 C			
Storage temperature	-40 to 85 C			
Package materials	Anodized AL			Stainless
Fiber choices	Singlemode, multimode, or PM			
Fiber jackets	900 um tight buffer w/3 mm jacket			900 um
Connector types	FC/PC, SC/PC, ST, LC, FC/APC, SC/APC			
Fiber focal distance tuning range	+/- 1 mm	+/- 0.5 mm		



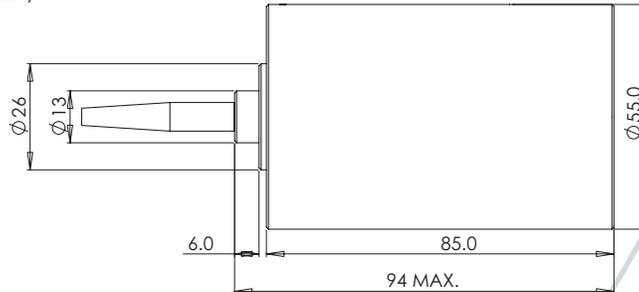
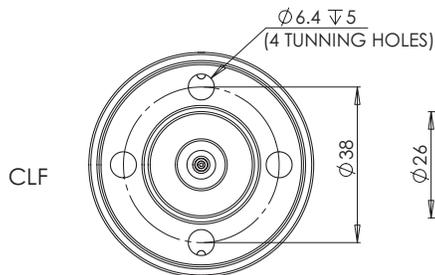
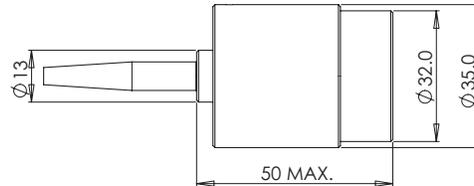
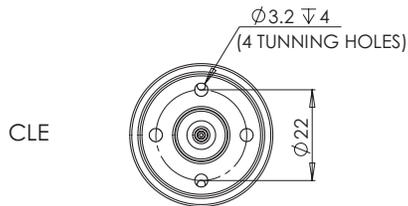
Large Beam Fiber Optic Collimators

Mechanical





Large Beam Fiber Optic Collimators



Part Number



- A=1 mm beam*
- B=2 mm beam*
- D=3.5 mm beam*
- C=4-13 mm beam**
- E=6 mm beam*
- F=14 mm beam

Wavelength
155=1550 nm

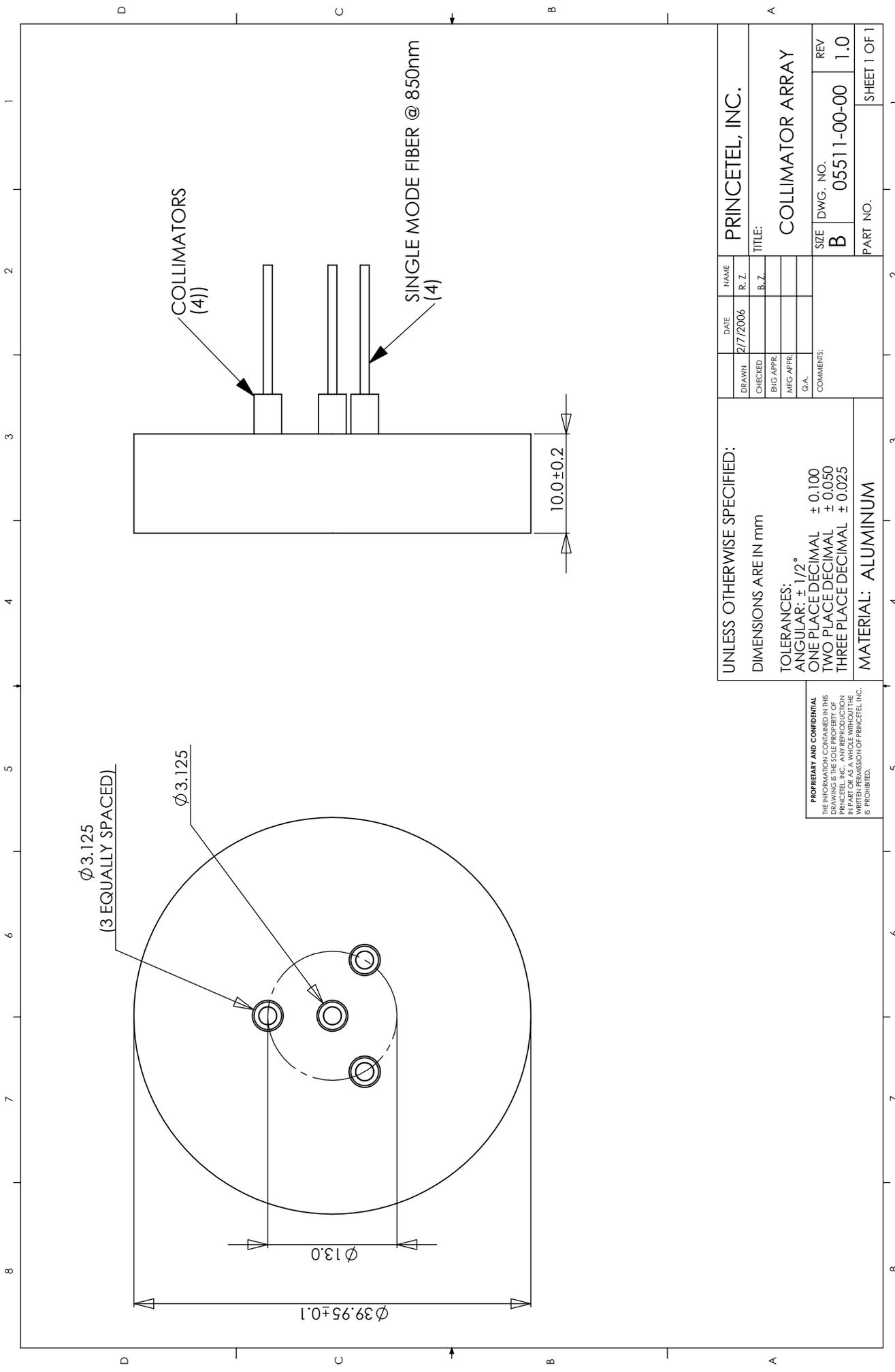
Fiber
28=SMF28

FC=FC
FA=FCAPC

* Beam size based on SM fiber ** NA related

Wavelength and Fiber Code

Wavelength	Fiber
165=1625 nm	28=Corning SMF28 (1290=1650 nm)
162=1625 nm	
159=1590 nm	13=Fujikura SM13 PANDA fiber
155=1550 nm	15=Fujikura SM15 PANDA fiber
153=1530 nm	56=3M FS-SN5624 (980 nm)
148=1480 nm	42=3M FS-SN4224 (850 nm)
131=1310 nm	32=3M FS-SN3224 (635 nm)
980=980 nm	46=Nufern 460HP
850=850 nm	50=50/125 multimode
780=780 nm	62=62.5/125 multimode
670=670 nm	10=100/140 multimode
650=650 nm	20=200/240 multimode
635=635 nm	40=400/425 multimode
532=532 nm	60=600/630 multimode



UNLESS OTHERWISE SPECIFIED:
 DIMENSIONS ARE IN mm
 TOLERANCES:
 ANGULAR: $\pm 1/2^\circ$
 ONE PLACE DECIMAL ± 0.100
 TWO PLACE DECIMAL ± 0.050
 THREE PLACE DECIMAL ± 0.025
 MATERIAL: ALUMINUM

PROPRIETARY AND CONFIDENTIAL
 THE INFORMATION CONTAINED IN THIS DRAWING IS THE PROPERTY OF PRINCETEL, INC. ANY REPRODUCTION IN PART OR AS A WHOLE WITHOUT THE WRITTEN PERMISSION OF PRINCETEL, INC. IS PROHIBITED.

DRAWN		DATE	NAME	PRINCETEL, INC.	
CHECKED		2/7/2006	R. Z.	COLLIMATOR ARRAY	
ENG APPR.			B. Z.	SIZE	REV
MFG APPR.				B	05511-00-00
Q.A.				DWG. NO.	1.0
COMMENTS				PART NO.	SHEET 1 OF 1

Résumé

Le comportement d'un empilement multicouche interférentiel soumis à une sollicitation extérieure, de type thermique ou mécanique, est devenu un point critique, au regard des exigences de stabilité de plus en plus sévères exprimées aujourd'hui sur les performances des empilements. Afin de prédire de manière rigoureuse et précise l'évolution de ces performances optiques sous sollicitation, quelle que soit la formule de l'empilement, il est nécessaire de connaître les variations de l'indice de réfraction n et de l'épaisseur e de chaque couche, de chaque matériau, de l'empilement. Cela implique la connaissance des paramètres permettant de décrire ces variations, à savoir le coefficient d'expansion thermique α , le coefficient de Poisson ν , le coefficient de dépendance de l'indice de réfraction avec la température β , et enfin les coefficients élasto-optiques p_{11} et p_{12} . Cependant, si l'effet global d'une sollicitation est mesurable sur un empilement complet, ces coefficients sont quasi inconnus au niveau d'une couche mince individuelle tant le même effet devient faible sur une couche de quelques centaines de nanomètres d'épaisseur. Pour mesurer ces paramètres à ce niveau élémentaire, nous présentons une méthode optique basée sur l'utilisation d'un interféromètre de Fabry-Perot comportant une couche du matériau à caractériser, soumis à un échelon de température. L'étude se scinde selon deux axes. Le premier, purement optique, s'intéresse particulièrement au principe de la mesure et à la stabilité de la méthode face aux erreurs et aux bruits de mesures. Le second, purement mécanique, montre comment s'affranchir des inévitables déformations mécaniques des lames de l'interféromètre soumis à la sollicitation thermique, ce qui est indispensable pour parvenir à la mesure des coefficients recherchés. La réunion de ces deux axes a permis de finaliser la méthode de mesure et de concevoir puis réaliser un banc expérimental ayant une résolution en longueur d'onde inférieure au picomètre, dédié à l'extraction de ces paramètres avec la précision requise. Nous en présentons les premiers résultats expérimentaux dédiés à montrer la faisabilité de la mesure.

Abstract

The optical properties of multilayer thin film coatings, under a mechanical or thermal stress, are a critical point, due to the increasing and therefore restricting specifications of optical components. In order to rigorously and precisely predict the evolution of optical performances under solicitation, we need to know the refractive index and the thickness variations of each thin film, for each material composing the stack. Therefore, the knowledge of thermo-optical and mechanical coefficients for the layer; i.e. the thermal expansion coefficient α_c , the Poisson's ratio ν , the refractive index dependence with temperature coefficient β_c and the élasto-optical coefficients p_{11} and p_{12} ; are required. However, even if the overall effect of a solicitation on a stack is measurable, these coefficients are, most of the time, unknown for individual thin films as the optical and mechanical effects, resulting from a solicitation on a few hundred of nanometers thick single layer are very small. To precisely evaluate these coefficients, we investigate an optical method based on Fabry-Perot interferometer including the layer to be characterized, and subject to a thermal stress. The study follows two directions. First, we optically investigate the principle of measurement and its stability facing experimental errors and noise. Our second consideration is purely mechanical and explores canonical structures to minimize the mechanical strain of each slide composing the interferometer. This latter causes errors in the evaluation of thin film's coefficients. The combination of these two investigations allowed to develop a global method of measurement and thus, an optical set-up dedicated to rigorously extract thermo-optical and mechanical coefficients, with a resolution in wavelengths below the picometer. We present the first experimental results proving the ability of such measurement.

Mots clefs : Couches minces optiques, filtres interférentiels, interférométrie, cavité résonante Fabry-Perot, coefficient de Poisson, coefficient d'expansion thermique, contraintes mécaniques, mesure picométrique.