



**HAL**  
open science

# Caractérisation de composants de filtrage modal pour l'observation d'exoplanète par interférométrie annulante.

Grille Romain

## ► To cite this version:

Grille Romain. Caractérisation de composants de filtrage modal pour l'observation d'exoplanète par interférométrie annulante.. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT: . tel-00526348

**HAL Id: tel-00526348**

**<https://theses.hal.science/tel-00526348>**

Submitted on 14 Oct 2010

**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 JOSEPH FOURIER - GRENOBLE  
ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

T H È S E

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

Mention : INSTRUMENTATION

Présentée et soutenue par

Romain GRILLE

Caractérisation de composants de  
filtrage modal pour l'observation  
d'exoplanète par interférométrie  
annulante

Thèse dirigée par Pierre KERN

soutenue le 18 Décembre 2009

Jury :

*Rapporteurs* : Pascal BALDI  
Denis MOURARD  
*Directeur* : Pierre KERN.  
*Président* : Pierre BENECH  
*Examineurs* : Guillermo MARTIN  
Olivier ABSIL



## Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein du Groupe de Recherche et Réalisation Instrumentales (GRIL) du Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (LAOG). Je tiens d'abord à remercier les membres de mon jury de thèse, pour avoir eu le courage et la patience de lire et juger mon manuscrit de thèse. Je remercie sincèrement Pierre Benech pour m'avoir fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Je remercie aussi Denis Mourard et Pascal Baldi pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon travail. Je tiens aussi à exprimer ma gratitude envers Guillermo Martin et Olivier Absil pour leur présence dans mon jury de thèse que ce soit pour leur jugement ou la pertinence de leurs remarques.

Ce travail de thèse a été une expérience professionnelle et humaine très enrichissante. C'est Pierre Kern qui m'a donné l'opportunité de participer à mes premiers travaux de recherche. Il a su me motiver et faire face à mes doutes. Ensemble avec Guillermo Martin, ils m'ont aidé à rebondir sur les impasses scientifiques, à développer les compétences pour conduire un projet et à prendre confiance en moi.

Je tiens aussi à remercier Brahim pour avoir partagé son savoir-faire en optique et pour les nombreuses discussions, aussi bien scientifiques que philosophiques, que l'on a pu avoir autour de la table. Je souhaite aussi exprimer tous mes remerciements à l'ensemble de l'équipe IONIC et la fameuse réunion du lundi matin. Merci à Etienne, Fabien, Jean-Philippe, Thibaut, Laurent et Alain pour leur enthousiasme et leurs conseils en optique, électronique et mécanique. Karine, responsable scientifique de la partie instrumentation, a été très à l'écoute et alerte aux différentes fluctuations de motivation que j'ai pu avoir au long de ces trois ans. Je veux aussi souligner l'aide de Lucas pour des lignes de code et autres corrections linguistiques dans la langue de Shakespeare. Merci à Olga pour sa bonne humeur et son aide précieuse sur les longues périodes de simulations. Merci à Valérie et à son savoir-faire administratif. J'ai aussi une pensée à nos amis Israéliens, Tomer et Abraham.

Enfin une thèse n'est pas qu'une seule question de science, il y a aussi l'environnement humain. Je tiens tout d'abord à remercier Johan et Morgan, mes "collègues" de bureau, dont les joutes de frisbee et autres objets ont ponctué les moments les plus intenses. Bien sûr, il y avait les "tea times" et autres activités "sportives" (pétanques, basket, foot, baseball et autre pub et vieux manoir) avec la participation de Vanessa, mNico-la pompouse, Nico bis, Benoit, Timothé, Oscar, Gaël et Myriam.

Ces années passées sur Grenoble ont été une vraie joie. Cela a été possible grâce à toute une troupe de fêtard. Merci à François, Aurélien, Yannick (ou David), Djo, Vincent, Eric, Brice ... Bien évidemment je tiens à mentionner les

amis restés au Pays, à bientôt Vincent, Guillaume, Romain, Simon et le reste de la troupe BBC.

Et les meilleurs pour la fin, car sans qui tout ce travail n'aurait pu avoir lieu. Merci à mes parents qui ont dessiné les grandes lignes de ma vie et m'ont laissé expérimenter. Ma soeur et mon frère sont une source d'apaisement et d'amour intarissable malgré nos caractères différents. Merci à Caroline de m'aimer, me supporter et m'encourager tout au long des merveilleux jours à ses côtés.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Contexte : à la recherche d'exoplanètes telluriques</b>	<b>1</b>
1.1	Recherche d'exoplanètes . . . . .	3
1.2	Trace de vie . . . . .	3
1.3	Techniques de détection . . . . .	4
1.3.1	L'astrométrie . . . . .	4
1.3.2	Par vitesse radiale . . . . .	5
1.3.3	Par transit . . . . .	5
1.3.4	L'observation directe . . . . .	5
1.4	Les projets spatiaux pour la détection directe de planètes par interférométrie. . . . .	6
1.5	Contextes technologiques au LAOG . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Théorie</b>	<b>9</b>
2.1	Théorie sur l'interférométrie en franges noires . . . . .	9
2.1.1	Principe de l'interférométrie . . . . .	9
2.1.2	État de l'art en nulling . . . . .	16
2.2	Budget d'erreurs d'un interféromètre en frange noire . . . . .	23
2.2.1	Cas monochromatique . . . . .	23
2.2.2	Cas Poly chromatique . . . . .	25
2.3	Le filtrage modal . . . . .	29
2.3.1	Introduction . . . . .	29
2.3.2	Les fibres monomode . . . . .	29
2.3.3	L'optique intégrée monomode . . . . .	33
2.3.4	Influence sur le nulling . . . . .	39
<b>3</b>	<b>Banc de test interférométrique</b>	<b>41</b>
3.1	Paramètres à évaluer . . . . .	41
3.1.1	Transmission spectrale . . . . .	41
3.1.2	Indice de réfraction . . . . .	42
3.1.3	Ouverture numérique . . . . .	42
3.1.4	Distribution d'intensité en sortie . . . . .	43
3.1.5	Monomodicité . . . . .	43
3.2	Méthode de caractérisation . . . . .	43
3.2.1	Variation des conditions d'injection . . . . .	44
3.2.2	Profils spectraux / FTS . . . . .	44
3.2.3	nulling . . . . .	45
3.3	Moyens de mesures . . . . .	49

3.3.1	Imagerie . . . . .	49
3.3.2	Spectrométrie . . . . .	51
3.3.3	Nulling . . . . .	53
3.3.4	Mesure de l'indice de réfraction . . . . .	54
3.4	Description des fonctions des bancs . . . . .	55
3.4.1	Sources . . . . .	57
3.4.2	Miroir 1 / séparatrice 1 . . . . .	58
3.4.3	Lame quart d'onde . . . . .	58
3.4.4	Lentille d'injection / trou filtrant / Lentille collimatrice . . . . .	58
3.4.5	Polariseur . . . . .	59
3.4.6	Interféromètre . . . . .	59
3.4.7	Composant . . . . .	59
3.4.8	Détection . . . . .	60
3.5	Analyse système, critique et optimisation du banc . . . . .	62
3.5.1	Stabilité de la table optique et son environnement . . . . .	62
3.5.2	Fluctuation du laser Co2 en mode dynamique . . . . .	64
3.5.3	Design optique : Ajustement des ouvertures pour optimiser le flux . . . . .	66
3.5.4	Re-configuration du Michelson . . . . .	69
3.5.5	Qualité optique . . . . .	72
3.5.6	Montage Michelson avec des coins cubes . . . . .	72
3.5.7	Influence de l'alignement sur la polarisation . . . . .	76
3.5.8	Chromatisme . . . . .	77
3.6	Performances . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Simulation et conception de guides diélectriques</b>	<b>79</b>
4.1	Cahier des charges (ESA) . . . . .	79
4.2	Revue des matériaux et méthodes de réalisation de guide d'onde . . . . .	80
4.3	Logiciel et paramètres des simulations . . . . .	84
4.4	Fibre monomode . . . . .	86
4.5	Guide plan . . . . .	92
4.6	Guides droits . . . . .	94
4.7	Séparateur et recombineur de faisceaux . . . . .	97
4.8	Conclusion . . . . .	100
<b>5</b>	<b>Caractérisation de composants</b>	<b>103</b>
5.1	Liste des composants à tester . . . . .	103
5.1.1	Guides creux métalliques (HMW : Hollow Metallic Waveguides) . . . . .	103
5.1.2	Halogénure d'argent . . . . .	106
5.2	Imagerie . . . . .	109

---

5.2.1	Guide d'onde métallique creux . . . . .	109
5.2.2	Halogénure d'argent . . . . .	111
5.2.3	Conclusion . . . . .	114
5.3	FTS . . . . .	115
5.3.1	Halogénure d'argent . . . . .	115
5.3.2	Guide d'onde métallique creux . . . . .	118
5.4	Nulling . . . . .	120
5.4.1	Guide creux . . . . .	120
5.4.2	Fibre en halogénure d'argent . . . . .	124
<b>6</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>129</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>131</b>



# Contexte : à la recherche d'exoplanètes telluriques

---

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Recherche d'exoplanètes</b> . . . . .	<b>3</b>
<b>1.2</b>	<b>Trace de vie</b> . . . . .	<b>3</b>
<b>1.3</b>	<b>Techniques de détection</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>1.4</b>	<b>Les projets spatiaux pour la détection directe de planètes par interférométrie.</b> . . . . .	<b>6</b>
<b>1.5</b>	<b>Contextes technologiques au LAOG</b> . . . . .	<b>6</b>

---

L'Astronomie est une science remontant aux prémices de l'humanité. Elle consiste en l'étude des objets célestes et des phénomènes se produisant en dehors de la Terre. D'anciennes civilisations (à partir du III<sup>e</sup> millénaire avant J.-C), comme les Égyptiens, les Babyloniens et les Chinois, ont accumulé des observations astronomiques, principalement pour des soucis pratiques (agriculture) et religieux. Il y a 400 ans, Galilée a radicalement changé ces axiomes. En observant directement d'autres planètes et étoiles, il a définitivement séparé l'observation céleste du religieux et l'a redéfini comme étant une discipline scientifique à part entière : l'astrophysique.

Il a fallu attendre la fin du  $XX^{eme}$  siècle pour que l'on développe des télescopes et engins spatiaux assez puissant pour observer, en dehors de notre système solaire, au plus près des étoiles et des planètes, et les différentes poussières résiduelles par lesquelles elles ont été formées. Le moteur de cette science est tiré par le principal désir de connaissance sur la formation de notre propre planète et soleil et surtout le commencement de la vie. Ce manuscrit traitera de l'instrumentation nécessaire pour l'observation de planètes en dehors de notre système solaire.

Jusqu'aux années 90, la recherche et l'étude des planètes se sont cantonnées au système solaire. La première observation de planète extra-solaire orbitant autour d'une étoile a été réalisée par [Mayor & Queloz \(1995\)](#). Les autres grands moments de cette quête ont été, entre autre, la découverte de la première

## 2 Chapitre 1. Contexte : à la recherche d'exoplanètes telluriques

planète tellurique (Beaulieu et al. 2006), l'observation d'une planète tellurique dans la zone habitable (Udry et al. 2007) et la première image coronographique d'une exoplanète (Kalas et al. 2008) (figure 1.1).

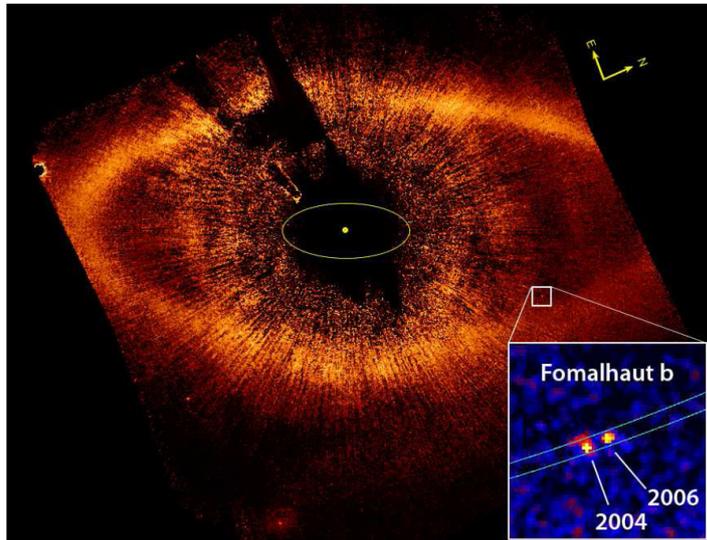


FIGURE 1.1 – Fomalhaut b : première observation de planète extra-solaire par visualisation coronographique directe. (Kalas et al. 2008)

Actuellement<sup>1</sup>, 404 planètes ont été détectées (figure 1.2). Le nombre de découvertes ne fait qu'augmenter tous les mois (73 planètes extra-solaire en 2009, et 62 pour les années 2007 et 2008)

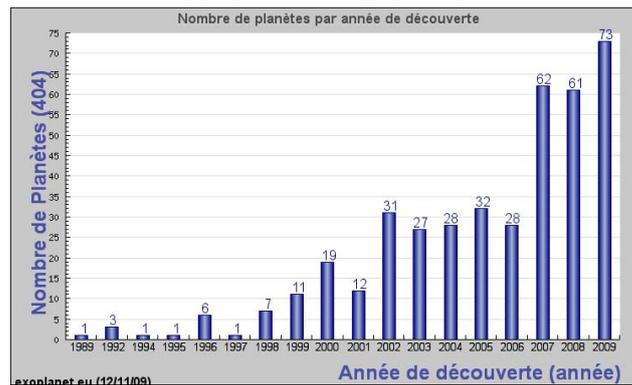


FIGURE 1.2 – Histogramme du nombre de nouvelles planètes extra-solaires détectées par années. (Mise à jour au 12/11/09)

1. Données extraite de <http://exoplanet.eu/catalog.php> au 12/11/09

## 1.1 Recherche d'exoplanètes

Le terme exoplanètes est très large. La recherche de planètes qui nous intéresse ici, sont les planètes telluriques habitables circumstellaires. On définit les planètes telluriques comme étant des astres n'ayant pas de réaction de fusion thermonucléaire en leur centre (à l'opposé des étoiles), et dont la surface est solide (à l'opposé des planètes gazeuses). Le terme "habitable" regroupe les conditions qui ont permis l'émergence et l'évolution de la vie, et non exclusivement les conditions où des êtres vivants peuvent "habiter", sur des planètes en gravitation autour d'étoile(s) ("circumstellaire"). À partir de nos connaissances limitées par le principe anthropique, nous cherchons des traces de vies basées sur la chimie du carbone. Ainsi, la première restriction est la nécessité d'avoir de l'eau sous forme liquide servant de solvant. La figure 1.3 représente, en bleu, la distance entre l'étoile et la planète sur laquelle l'eau liquide peut exister, en fonction de la masse de l'étoile.

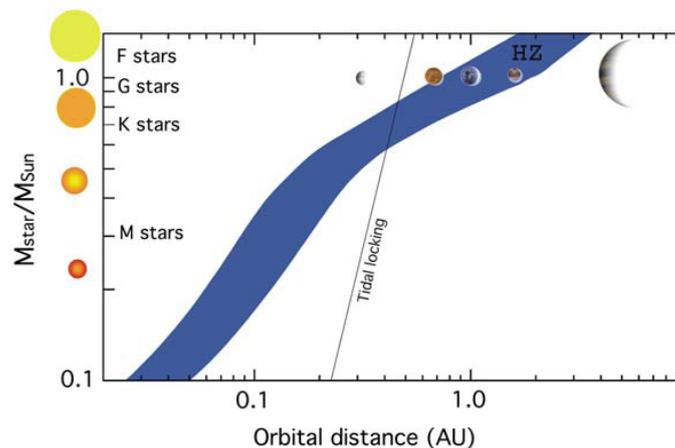


FIGURE 1.3 – Zone habitable en bleu, en fonction de la masse de l'étoile et de sa distance avec la planète. (Lammer et al. 2009)

## 1.2 Trace de vie

Le deuxième but après la détection de planète tellurique est l'analyse de leur atmosphère à la recherche de bio-signatures (figure 1.4). Les bio-signatures consistent en des gaz détectables, ou ensembles de gaz, dont l'abondance des proportions suggèrent une origine biologique (Marais et al. 2002). Mise à part l'eau, que l'on peut, par exemple, observer entre, 0,5 et  $1\mu m$ , à 0,7, 0,8 et  $0,9\mu m$  et entre 5 et  $8\mu m$ , nous avons le dioxygène ( $O_2$ ), l'ozone ( $O_3$ ) et le

méthane ( $CH_4$ ) qui sont d'excellents marqueurs biologiques (Kaltenegger & Selsis 2008). Le spectre de la Terre montre une forte signature infrarouge de l'ozone à  $9,6\mu m$  et de dioxygène à  $0,76\mu m$ . Ensuite nous pouvons trouver le protoxyde d'azote ( $N_2O$ ) à  $7,8$  et  $17\mu m$ , mais ici les raies sont très étroites et l'abondance relativement faible.

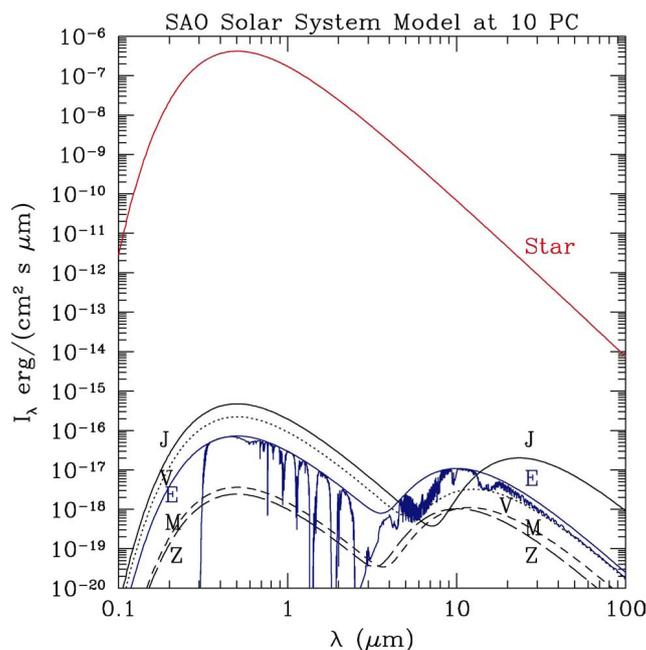


FIGURE 1.4 – Spectre d’émission d’un soleil et des planètes environnantes. Sur le spectre de la terre (E) est représentées les raies d’absorption. Sont aussi représentées les planètes Jupiter (J), Venus (V) et Mars (M).

## 1.3 Techniques de détection

Il existe plusieurs techniques permettant d’observer une exoplanète. La plupart des instruments développés à l’heure actuelle effectuent des mesures indirectes. C’est-à-dire que l’on n’observe pas la planète mais les effets qu’elle engendre sur son étoile.

### 1.3.1 L’astrométrie

Lorsque deux corps sont liés gravitationnellement, ils tournent autour de leur centre de gravité. Ainsi en présence d’une planète orbitant autour d’elle,

une étoile effectuera un mouvement que l'on peut mesurer. Par contre, la résolution nécessaire, pour observer de telles variations, est de l'ordre de  $0,1mas$  pour une Jupiter. Des futurs instruments comme SIM (NASA), GAIA (ESA) ou PRIMA (ESO, VLTI) vont permettre les premières observations de planètes par cette technique. Mais ces missions sont à la limite de détectivité pour des planètes de type tellurique.

### 1.3.2 Par vitesse radiale

Reprenant l'influence de la planète sur son étoile, la technique des vitesses radiales va permettre de mesurer les variations du spectre d'émission de l'étoile. La présence d'une vitesse relative entre l'objet pointé et la terre va engendrer, par effet Doppler, un décalage spectral. Ce décalage étant très faible (de l'ordre de  $9cm.s^{-1}$  pour les perturbations du soleil par la terre), la précision actuelle des instruments limite la détection aux planètes géantes (HARPS :  $1.m.s^{-1}$ ). Cette méthode est pour le moment la plus prolifique avec près de 380 planètes détectées.

### 1.3.3 Par transit

L'observation d'exoplanètes par transit consiste à mesurer les variations de flux au passage d'une planète devant l'étoile que l'on observe. On peut en déduire le rayon de la planète et sa masse (si combinée à une mesure de vitesse radiale). On peut aussi observer la lumière émise par la planète lors de l'éclipse (passage de la planète au second plan). Les missions Corot (lancé en décembre 2006) et Kepler (mars 2009) sont actuellement en cours d'exploitation. La seconde mission fournissant des données spectrométriques afin non seulement de découvrir des planètes habitable mais de déterminer si elles sont habitée ou non.

### 1.3.4 L'observation directe

La détection de planètes par la mesure du rayonnement qu'elles émettent est la seule façon d'obtenir le spectre de leur atmosphère. Cet élément en fait une mesure essentielle. Par contre le contraste entre l'étoile et la planète est tellement grand ( $10^6$  à  $10^{10}$ , figure 1.4), qu'une observation traditionnelle serait totalement surexposé. Une technique, appelé coronographie, consiste à faire l'image des deux astres et d'occulter le centre de l'image par un masque pour récupérer seulement les photons venant du champ extérieur à l'étoile. Les performances sont actuellement d'une extinction ( $=1/\text{contraste}$ ) de  $10^{-9}$ . Mais travaillant dans le visible pour avoir un diamètre de télescopes réaliste,

l'objectif nécessite de descendre en dessous de  $10^{-10}$  (Lowman et al. 2004). L'autre méthode d'observation est l'interférométrie. Cette technique d'observation consiste à relier deux télescopes, ou plus, afin de simuler un unique télescope de diamètre égal à la distance entre les vrais instruments. Pour une certaine recombinaison des différents flux, on peut obtenir une carte de transmission de l'instrument où le centre du champ observé effectue une interférence destructive. Ainsi les photons de l'étoile sont annihilés et il ne reste que les photons provenant d'un astre excentré, comme une planète. Cette technique est la base de cette thèse, je la développerai dans le chapitre suivant.

### 1.4 Les projets spatiaux pour la détection directe de planètes par interférométrie.

Actuellement aucun instrument d'interférométrie spatiale n'a vu le jour. Mais de nombreux projets sont en cours d'étude. Les projets les plus importants en terme d'implication d'équipes et de financement sont Darwin (ESA) et TPF-I (NASA) (Lawson et al. 2009). D'autres missions moins onéreuses sont aussi en prévision, comme par exemple FKSI. Les deux premiers se ressemblent sur plusieurs points, ils sont architecturés autour de quatre télescopes indépendants de  $4m$  de diamètre, volant en formation autour d'un cinquième satellite recombinaison des différents faisceaux optiques, pour obtenir des lignes de base d'environ  $100m$ . La plage de longueur d'onde d'observation s'étend de  $7\mu m$  à  $18\mu m$ . Cependant, certains aspects technologiques critiques tels que le vol en formation, le refroidissement cryogénique, le taux de réjection sur une large bande passante en longueur d'ondes ainsi que le contrôle des sources d'erreurs systématiques rendent difficile le bouclage des études de Phase A avant la fin de cette décennie. FKSI (Fourier-Kelvin Stellar Interferometer) a des caractéristiques plus limitées (Danchi & Lopez 2007). Il étudie les exoplanètes et les disques de débris sur la bande spectrale  $3 - 8\mu m$  avec deux télescopes de  $0,5m$  espacés de  $12,5m$ .

### 1.5 Contextes technologiques au LAOG

Au niveau du Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble (LAOG), la recherche et l'étude des exoplanètes a commencé il y a déjà de nombreuses années. Parallèlement, le département instrumentation, bien qu'il réalise d'audacieux instruments en optique de volume (AMBER, SPHERE), se dote d'un pôle d'optique intégrée innovant, basé sur l'astro-photonique (Bland-Hawthorn & Kern 2009). Je peux par exemple souligner les composants de

recombinaison interférométrique pour quatre télescopes en mode ABCD (Benisty et al. 2009). C'est donc tout naturellement que l'on cherche à utiliser notre savoir faire pour développer un composant d'optique intégrée spécialisé dans la recherche d'exoplanètes dans l'infrarouge.



---

**Sommaire**

<b>2.1</b>	<b>Théorie sur l'interférométrie en franges noires . . . .</b>	<b>9</b>
<b>2.2</b>	<b>Budget d'erreurs d'un interféromètre en frange noire</b>	<b>23</b>
<b>2.3</b>	<b>Le filtrage modal . . . . .</b>	<b>29</b>

---

Ce chapitre a pour but de poser les bases théoriques des outils de caractérisation de composants optiques qui seront utilisés dans un futur instrument astrophysique. Je commencerai par expliquer l'interférométrie stellaire et ses applications à la recherche de planètes telluriques, qui constituent les raisons d'un tel développement instrumental. Puis je décrirai la physique traitant de la propagation des ondes lumineuses au niveau du composant tout en essayant de souligner les contraintes instrumentales associées.

## 2.1 Théorie sur l'interférométrie en franges noires

### 2.1.1 Principe de l'interférométrie

Lorsque l'on utilise un télescope unique, la résolution angulaire atteignable est limitée par la diffraction suivant l'équation (Born & Wolf 1999) :

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (2.1)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'observation et  $D$  le diamètre du miroir. Pour pouvoir mieux échantillonner spatialement l'astre, c'est-à-dire augmenter la résolution, il nous faut alors construire des télescopes avec un diamètre de plus en plus grand. En infrarouge thermique ( $6 - 20\mu m$ , correspondant à un spectre d'émission d'un corps noir à 300K), pour pouvoir observer deux objets séparés de 0.1 secondes d'angle (ou arc-seconde), il faut utiliser au minimum un télescope de 50 m de diamètre (à  $\lambda = 20\mu m$ ). Par ailleurs, l'atmosphère dégrade les performances d'un télescope au sol. En effet, à cause

des turbulences, un télescope de plus de 10 cm de diamètre (dans l'infrarouge) ne verrait pas sa résolution augmentée. De plus l'atmosphère ne transmet pas toutes les composantes spectrales de la lumière, ce qui est un souci si l'on veut étudier la composition atmosphérique sur d'autres planètes. Malgré les récents développements technologiques comme l'optique adaptative et les grands projets à venir (E-ELT), le coût et la complexité d'un tel instrument peut vite être rédhibitoire.

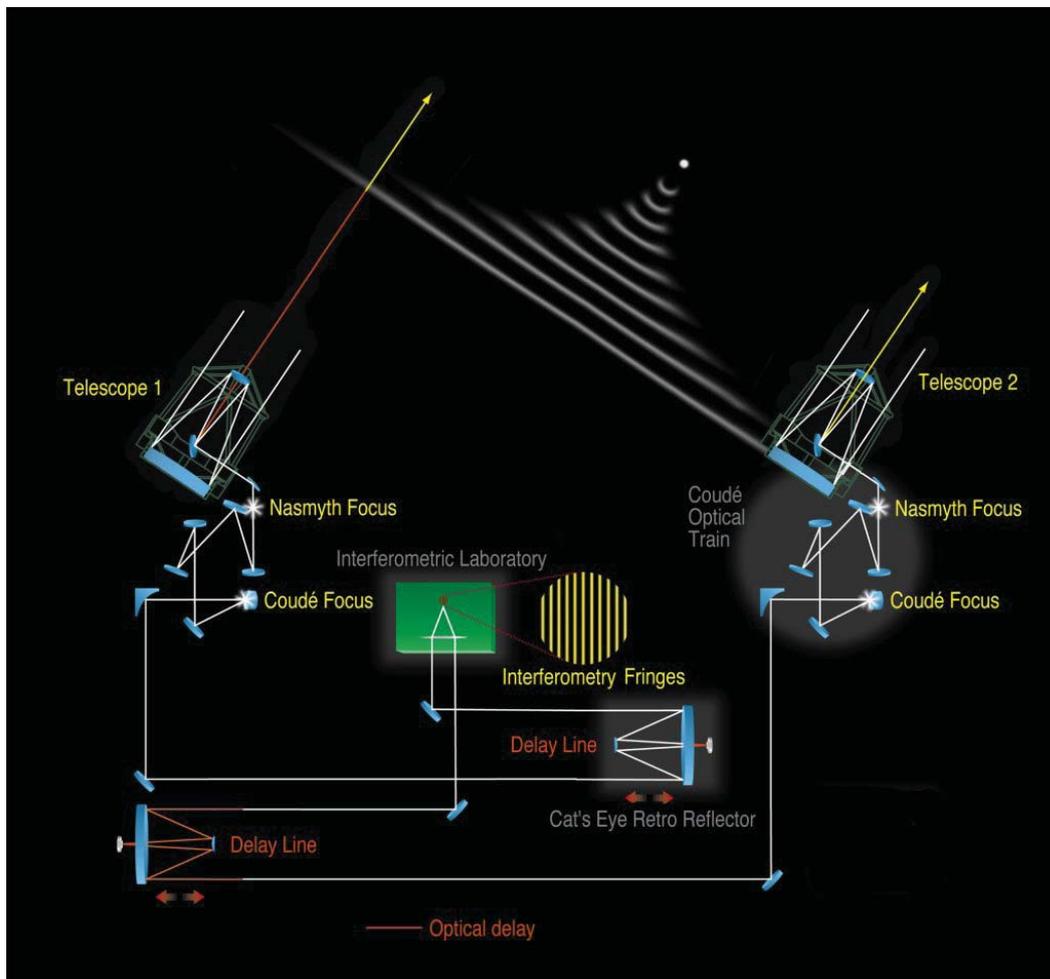


FIGURE 2.1 – Schéma d'un interféromètre à deux télescopes. Le front d'onde issu de l'étoile est plan au niveau des télescopes. Les lignes à retard permettent d'égaliser les chemins optiques entre les deux voies quelle que soit la position de la source dans le ciel. Ici le montage présenté est un interféromètre dans une configuration multi-axiale développée au VLT Interferometric Laboratory. (Crédits : ESO)

Une solution consiste à sectionner la surface collectrice, c'est-à-dire d'utiliser plusieurs "petits" télescopes (deux ou plus), et de recombinaison les différents flux lumineux. La résolution maximale atteignable correspond maintenant non plus au diamètre d'un télescope mais à la distance entre eux. Par exemple, dans la configuration du VLTI, au lieu d'avoir un miroir de 120 mètres de diamètre, nous utilisons deux miroirs, ou plus, de 8 mètres espacés de 120 mètres, et nous obtenons théoriquement la même résolution spatiale. C'est le principe de l'interférométrie (schéma figure 2.1). Le signal alors obtenu n'est plus une image conventionnelle mais un interférogramme dont l'intensité mesurée ( $I_m$ ), dans la configuration de  $n$  télescopes pour une seule longueur d'onde, suit l'équation (Born & Wolf 1999) :

$$I_m = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot V \cdot \cos(\phi) \quad (2.2)$$

Ici  $I_1$  et  $I_2$  correspondent à l'intensité reçue par chaque télescope,  $\phi$  étant une phase induite par un chemin optique différent entre les bras de l'interféromètre. D'après le théorème de Van Cittert-Zernike (Born & Wolf 1999),  $V$ , correspondant au contraste des franges d'interférence, est égal à la transformée de Fourier normalisée de la distribution d'intensité de l'objet par rapport à la configuration de l'instrument (distance entre les télescopes et longueur d'onde d'observation), ou encore, à la mesure du degré de cohérence de la source. Ici, l'objet observé est considéré comme étant uniforme. Dans un modèle d'objet plus complexe, la phase aurait une certaine variabilité. Ainsi à partir de plusieurs configurations géométriques de l'interféromètre, notamment la distance entre les télescopes (figure 2.2), les astrophysiciens retrouvent plusieurs caractéristiques physiques de l'objet et comme sa taille, sa symétrie (tache, aplatissement..).

L'interférométrie est maintenant très largement utilisée sur de grandes gammes de longueur d'onde. Mais ce développement technologique est dépendant de la bande spectrale d'observation. Nous pouvons trouver de grands réseaux de télescopes lorsque l'on travaille dans le domaine radiométrique car les détecteurs enregistrent les variations du champ électromagnétique (mesure des variations de la phase), et l'on peut réaliser a posteriori la figure d'interférence. Dans le domaine de l'infrarouge et du visible, nous avons accès seulement à l'intensité de l'onde incidente, ce qui nécessite de recombinaison en temps réel les différents faisceaux. Nous trouvons par exemple le VLTI (4 télescopes) ainsi que le Keck (2 télescopes) qui donnent actuellement de nombreux résultats scientifiques (Malbet (2009), figure 2.3).

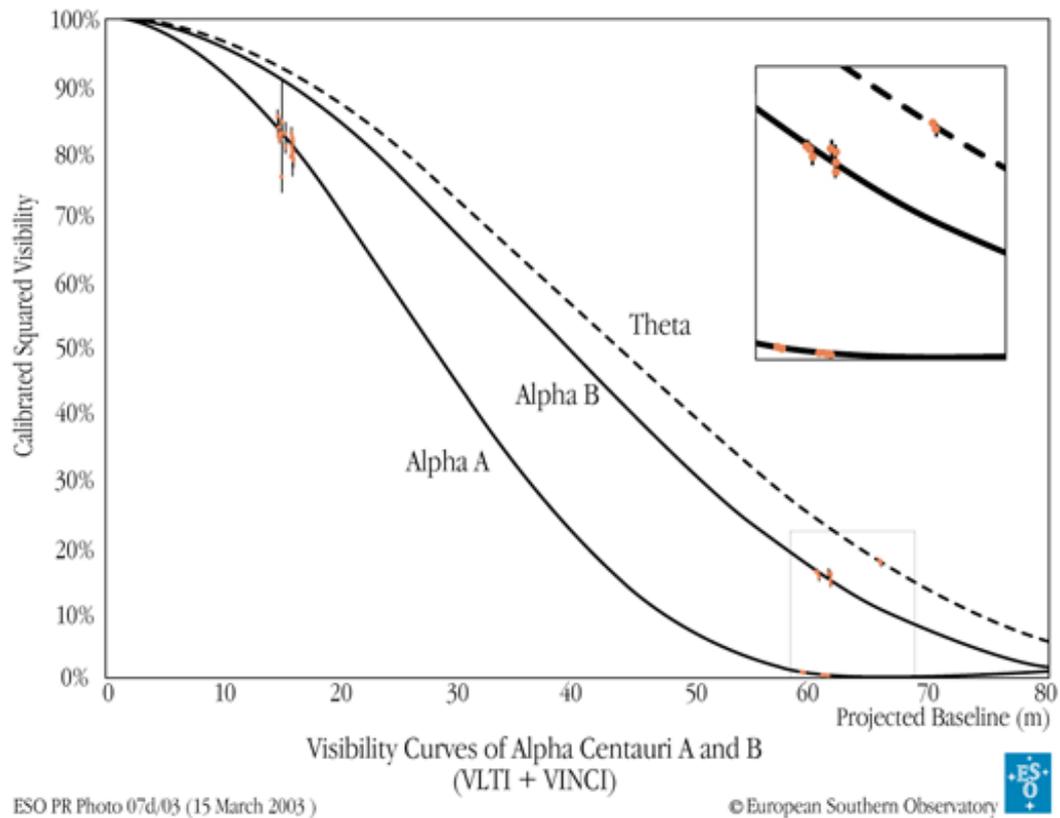


FIGURE 2.2 – Mesure de la visibilité d’Alpha du Centaure A et B pour plusieurs bases de l’interféromètre. Les courbes correspondent aux modèles s’ajustant au mieux aux données. (Crédits ESO)

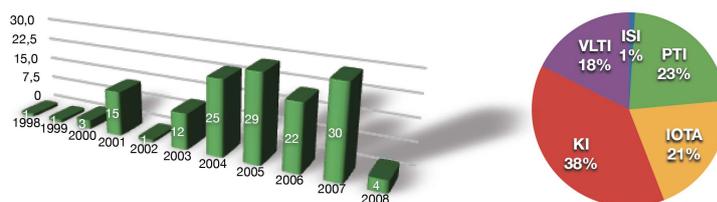


FIGURE 2.3 – Le graphique de gauche représente le nombre d’objets stellaires jeunes observés par année par interférométrie. A droite le camembert donne la répartition des instruments utilisés. Nous pourrions aussi rajouter l’instrument CHARA qui promet de jouer un rôle important dans l’avenir de l’astrophysique. (Malbet 2009)

## 2.1.1.1 Interférométrie en franges noires

À partir du principe de l'interférométrie précédemment exposé, nous pouvons adapter ces instruments pour observer des astres orbitant autour de sources intenses. C'est le cas des exo-terres gravitant autour de soleil(s). Par analogie, lorsque l'on regarde le spectre d'émission du soleil comparé à celui de la terre observé à 10pc (figure 2.4), le rapport de flux entre les deux astres est au minimum de  $10^6$ . Dans l'image d'un tel système, les photons issus de la planète sont noyés parmi ceux provenant de l'étoile.

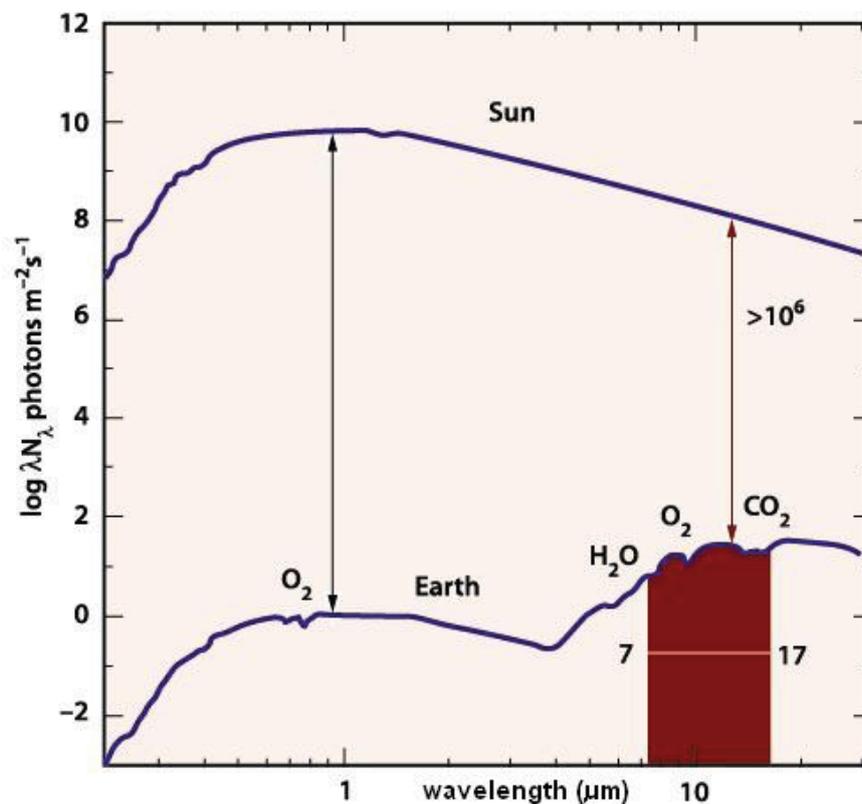


FIGURE 2.4 – Spectre d'émission de la terre et du soleil. Le rapport d'intensité varie entre  $10^6$  et  $10^{10}$ . Le domaine d'observation de la mission Darwin, représenté en rouge, correspond au domaine où le contraste est le plus faible permettant des conditions de détection plus favorables.

La solution viendra en 1978, lorsque [Bracewell \(1978\)](#) propose d'adapter le principe de l'interférométrie classique pour observer des planètes en dehors de notre système solaire. L'instrument va fonctionner par extinction de la lumière issue de l'étoile grâce aux interférences destructives entre

les flux cohérents collectées par les télescopes. Cette technique est appelé interférométrie annulante (ou en frange noire). Le principe consiste à aligner l'interféromètre sur une étoile cible et d'introduire sur l'une des voies de l'instrument un déphasage achromatique de  $\pi$  radians (figure 2.5 haut). L'étoile se trouve alors sur une frange noire dans la carte de transmission de l'interféromètre (figure 2.5 bas). Si une planète est présente dans les conditions d'observation (chapitre 1.1), elle se retrouve alors dans une frange constructive de l'interféromètre. Le contraste d'intensité entre les deux astres est alors pondéré par le contraste de frange d'interférence et à la sortie de l'instrument, on obtient théoriquement seulement les photons issus de la planète.

On peut définir la performance de l'instrument par le rapport de l'intensité maximale sur l'intensité minimale. Cette grandeur est appelée taux de réjection  $\rho$ . Pour observer une exo-planète, cette valeur doit être supérieure au ratio entre le flux de l'étoile sur le flux de la planète, c'est-à-dire de l'ordre de  $\rho = 10^6$  (figure 2.4). On peut aussi juger de la performance de l'instrument en parlant de la quantité de lumière transmise. Cette grandeur est appelé profondeur d'extinction ("nulling depth") et définie comme :

$$N = 1/\rho \quad (2.3)$$

Comme expliqué au chapitre 1.2, l'objectif des missions comme Darwin est de chercher des planètes de type terrestre et d'étudier son atmosphère en vue d'une analyse des signes de vie. La distance des planètes par rapport à nous ainsi que leur distance par rapport à leur soleil vont contraindre la sensibilité tout comme la base de l'instrument interférométrique. Il a été montré (Kaltenegger 04) qu'un bon compromis entre les signatures spectrales recherchées et le contraste planète/étoile favorable, conduit à un domaine d'observation entre 6 et  $20\mu m$  (mid-IR).

De nombreux instruments proposés se fondent sur le principe d'interférométrie en frange noire. Que ce soit des instruments au sol (KECK (nuller), LINC-NIRVANA) ou des missions spatiales (FKSI, ex-DARWIN, ex-TPF), l'interférométrie en frange noire a encore des progrès à faire sur certains points instrumentaux. [Lawson et al. \(2009\)](#) donnent l'état actuel du développement d'un interféromètre spatial, pointant des améliorations à réaliser, essentiellement dans la précision et la méthode du vol en formation des satellites, ainsi que sur le train optique. [Mennesson et al. \(2002\)](#) ont listé les contraintes mises sur les faisceaux en termes d'intensité, de phase et de polarisation (tableau 2.1) pour la plupart des missions spatiales. Je reprendrai ces grandeurs et les

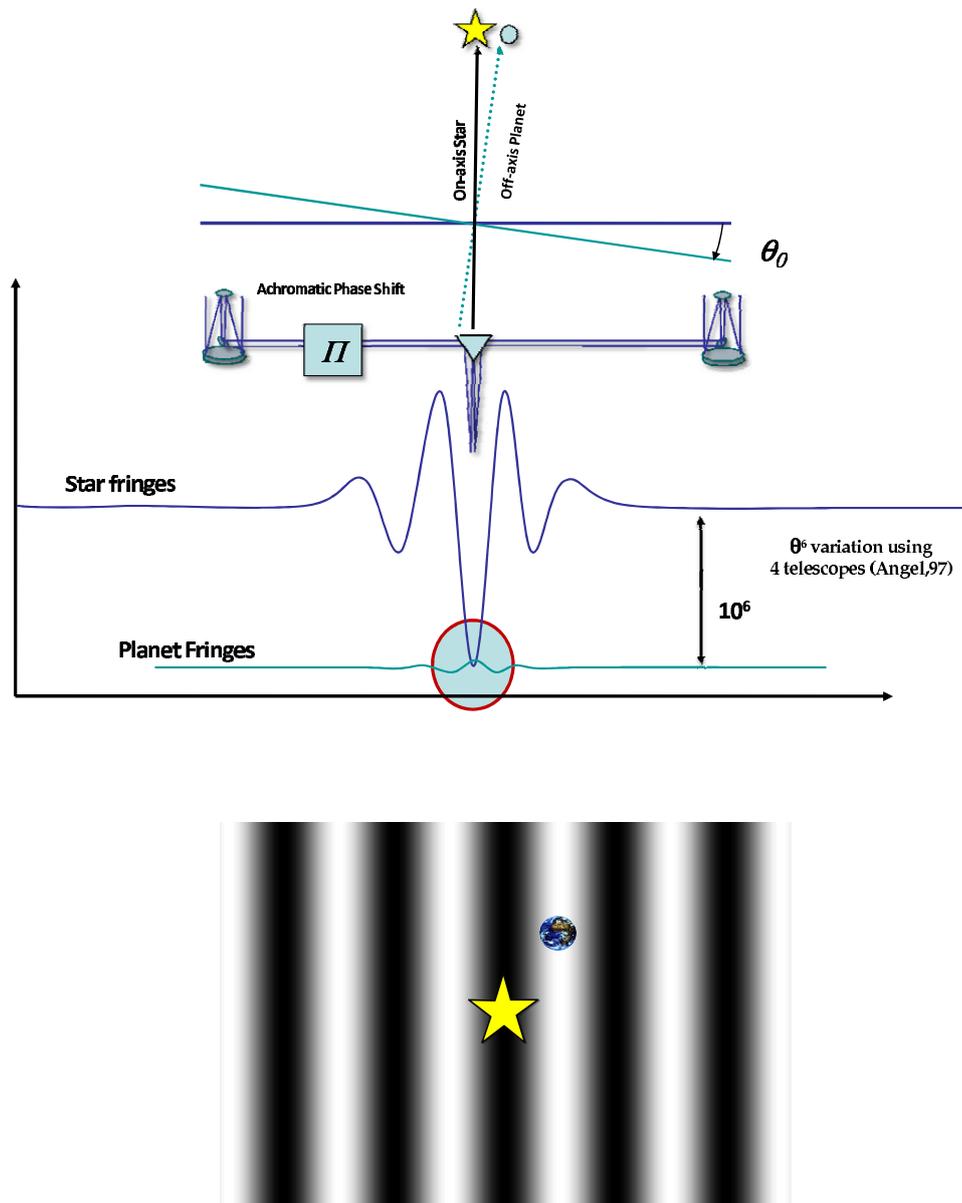


FIGURE 2.5 – Schéma de l'interféromètre en frange noire (en haut) et la carte de transmission (en bas)

commenterai dans le budget d'erreur (chap. 2.2). Mais le point le plus important que l'on peut remarquer est la forte contrainte sur la planéité du front d'onde dans un montage sans filtrage.

Au niveau de l'interféromètre, l'élément permettant d'introduire une diffé-

	Sans filtrage	Trou filtrant	Filtrage modal
OPD (nm) @10 $\mu m$	3,1	3,1	3,1
Tilt	$9.10^{-4}\lambda/D$	$9.10^{-4}\lambda/D$	$6,4.10^{-2}\lambda/D$
Planeité	$\lambda/4400$	$\lambda/400$	$\lambda/63$
Intensité relative (%)	$2.10^{-3}$	$2.10^{-3}$	0,1

TABLE 2.1 – Tableau contenant les contraintes sur les faisceaux de l’interféromètre pour atteindre une fuite stellaire de  $10^{-6}$ . [Mennesson et al. \(2002\)](#)

rence de phase entre les bras de l’interféromètre, le déphaseur, n’est pas encore optimisé. Je développerai dans la section suivante les solutions actuellement retenues pour le déphaseur achromatique. Un autre point dur est le filtrage spatial, relâchant les contraintes sur la planéité du front d’onde, mais qui se trouve en phase de développement et de caractérisation, étant donné que les guides d’onde mid-IR sont relativement récents. J’expliquerai le principe du filtrage (chap. 2.3), la caractérisation des composants (chap. 3.2) ainsi que les résultats obtenus (chap. 5).

## 2.1.2 État de l’art en nulling

La course à la conformité au cahier des charges pour l’observation des exoplanètes dans l’infrarouge a réellement commencé il y a 10 ans, par les mesures de [Ollivier \(1999\)](#) et [Serabyn et al. \(1999\)](#), et les records ne cessent de tomber (Fig. 5.4).

Les premières démonstrations de concept d’interférométrie d’annulation étaient monochromatiques. Le domaine visible montrait la voie, avec des taux de réjection de l’ordre de  $2.10^4$  en monochromatique et  $5.10^3$  sur une largeur de bande spectrale de 18% ([Serabyn et al. 1999](#)). Par la suite, les matériaux pour l’infrarouge se sont développés et des premiers concepts de déphaseur achromatique ont commencé à émerger. Actuellement, la meilleure mesure de taux de réjection en monochromatique a été atteinte par [Samuele et al. \(2007\)](#) dans le visible à une valeur de  $10^7$  et en bande large (34%) à  $10^5$  centré sur  $10\mu m$  par [Peters et al. \(2009\)](#). Le but de Darwin étant d’atteindre un taux de réjection de plus de  $10^6$  sur la bande spectrale de 6 à  $20\mu m$ .

### 2.1.2.1 Déphaseurs achromatiques

Voici le point le plus critique pour la réalisation d’un interféromètre en frange noire. Le déphasage achromatique a en charge d’introduire un déphasage ( $\pi$  radians dans le cas de deux voies) entre les différents faisceaux de l’in-

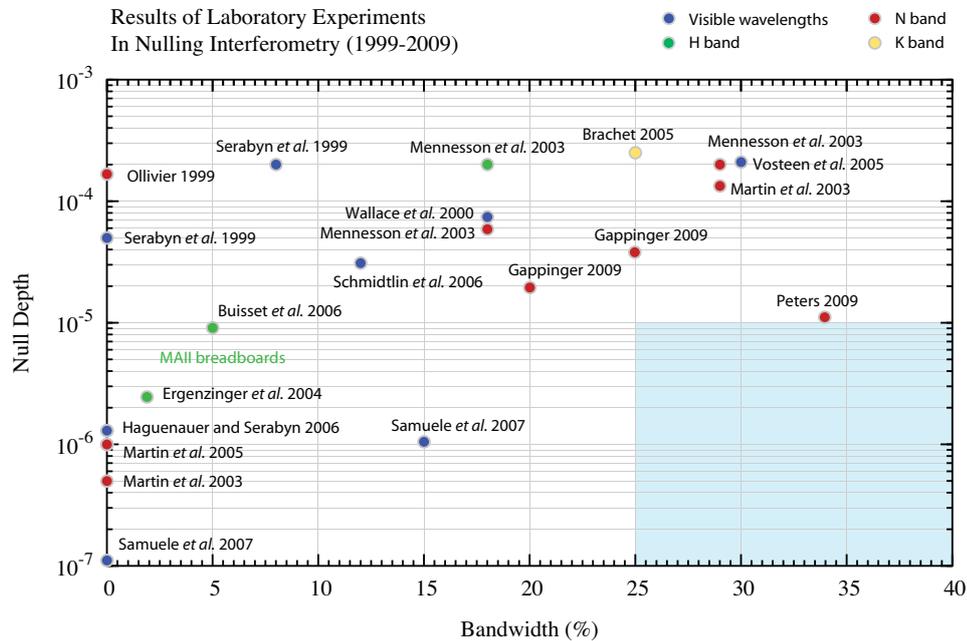


FIGURE 2.6 – Figure représentant les différentes mesure de la profondeur d'extinction (null depth) en fonction de la largeur spectrale. Lawson et al. (2009)

terféromètre pour obtenir en sortie un interférogramme centré sur une frange d'interférence destructive. Mais en optique, nous avons souvent affaire à de la dispersion chromatique. Cet effet englobe toutes les dépendances des éléments optiques par rapport à la longueur d'onde. Les différents matériaux traversés par l'onde peuvent avoir un indice de réfraction variable, la méthode pour réaliser le déphasage des ondes peut aussi être une fonction du spectre d'émission. Je rentrerai dans les détails de la dispersion chromatique de la phase dans le chapitre suivant. Ici, je parlerai seulement de la dépendance spectrale du déphaseur.

Comme l'ont montré Mennesson et al. (2002) (tableau 2.1), la contrainte sur la différence de phase entre les voies de l'interféromètre impose d'avoir une précision sur la différence de marche inférieure à  $3,1nm$ . Cette restriction vaut pour le déphasage relatif entre les différentes voies de l'interféromètre ; elle contraint aussi le déphasage induit par un matériau biréfringent, c'est-à-dire des matériaux ayant des indices de réfraction différents suivant l'axe de propagation. Gappinger et al. (2009) ont continué l'étude théorique et expérimentale de Serabyn & Colavita (2001) sur les modèles de déphaseur et de

Gabor et al. (2008b) sur les mesures de performance. Je présenterai ici les principales solutions envisagées actuellement pour répondre aux contraintes du cahier des charges.

**Dispersion inverse.** (Morgan et al. 2003) Cette méthode consiste à utiliser deux lames de matériaux diélectriques dispersifs (par exemple en ZnSe et ZnS) pour compenser le déphasage achromatique introduit par la ligne à retard.

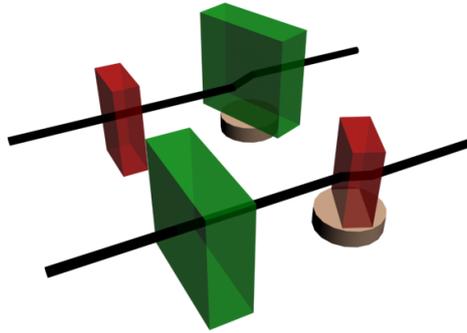


FIGURE 2.7 – Montage d'un correcteur de chromatisme par dispersion inverse grâce à des paires de lames diélectriques. Ce système est couplé à une ligne à retard pour effectuer une déphaseur achromatique.

Sur la figure 2.7 est représenté le montage typique d'une correction de phase par lames diélectriques. Deux lames ont un degré de liberté en rotation pour ajuster le chromatisme, deux autres servant de compensatrices. En revanche, ce type de montage nécessite une réalisation et un positionnement précis des lames pour avoir une épaisseur contrôlée à moins de  $100\text{nm}$ . Gabor et al. (2008b) ont sur leur banc SYNAPSE ce type de déphaseur, ils ont atteint un taux d'extinction de  $3.10^{-4}$  sur la bande K ( $\simeq 2,2\mu\text{m}$ ).

**Retournement du champ électrique par passage au foyer (Phase de Gouy).** (Baudoz et al. 1998) Lorsqu'une onde passe au foyer d'une optique, celle-ci se déphase de  $\pi$  radians. Le principe consiste à faire passer un faisceau dans un montage confocal de miroirs paraboliques (oeil de chat) et le deuxième faisceau sur des miroirs plans (figure 2.8). Le positionnement des miroirs paraboliques doit être précis pour éviter les astigmatismes et l'introduction de défauts sur la polarisation. Ainsi Baudoz et al. (2000) prévoyaient un taux d'extinction de  $4.10^{-3}$  sur la bande K et espéraient, par une bonne

correction de l'optique adaptative, atteindre  $1,6 \cdot 10^{-5}$ . C'est [Gappinger et al. \(2009\)](#) qui ont atteint une réjection de  $N = 6,7 \cdot 10^{-4}$  mais sur une largeur spectrale de 20% autour de  $9,5 \mu m$ .

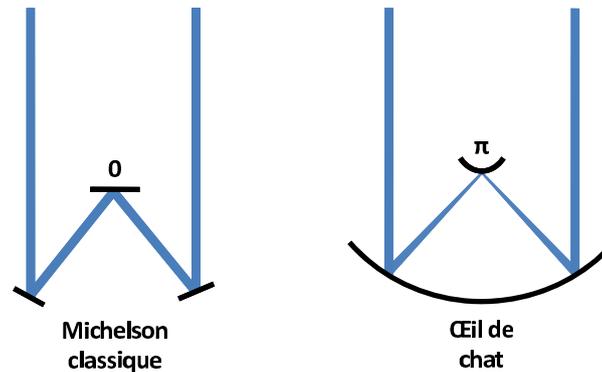


FIGURE 2.8 – Schéma d'un montage pour effectuer un déphasage de  $\pi$  radian entre deux bras de l'interféromètre. A gauche est représenté un montage classique avec des miroirs plans sans déphasage. A droite un montage "œil de chat" qui introduit un déphasage de  $\pi$  radian par passage par un foyer.

**Retournement de champ relatif entre les différentes voies.** ([Serabyn & Colavita 2001](#)) Le principe repose ici sur le retournement du champ électrique (ou la pupille) de chaque bras de l'interféromètre. Donc, dans un montage à deux voies, nous devons les déphaser de  $\pi/2$  et  $-\pi/2$ . La meilleure solution est l'utilisation de périscoptes montés de façon antisymétrique sur les deux voies (figure 2.9), c'est-à-dire faire tourner le champ électrique dans le sens horaire sur une voie et le sens anti-horaire sur l'autre voie. [Gappinger et al. \(2009\)](#) a mesuré une profondeur d'extinction de  $3,3 \cdot 10^{-6}$  à  $10 \mu m$  et  $4 \cdot 10^{-5}$  sur un bande spectrale de 25% autour de  $9,5 \mu m$ .

**Reconstruction de l'intensité spectrale.** ([Peters et al. 2008](#)) Le concept le plus prometteur actuellement repose sur une correction du front d'onde en intensité et en phase par un miroir déformable. En amont, il sépare les polarisations par un élément biréfringent et disperse ensuite la lumière pour obtenir 12 sous-canaux spectraux sur le miroir déformable (fig. 2.10). Ainsi il corrige l'intensité de chaque canal spectral par une rotation du micromiroir correspondant, le faisceau se fait obturer par le diaphragme de sortie ; la phase se corrige par une translation de ce même élément. Les polarisations

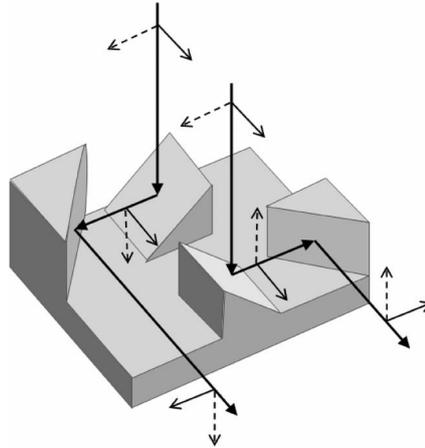


FIGURE 2.9 – Élément optique, composé de deux périscopes antisymétriques, développé par le JPL, pour effectuer un déphasage achromatique.

et les différentes longueurs d'onde sont alors recombinaées en sortie et focalisées sur une fibre monomode. Peters et al. (2008) ont atteint une profondeur d'extinction de  $1,22 \cdot 10^{-5}$  sur une largeur spectrale de 32% autour de  $10 \mu m$ .

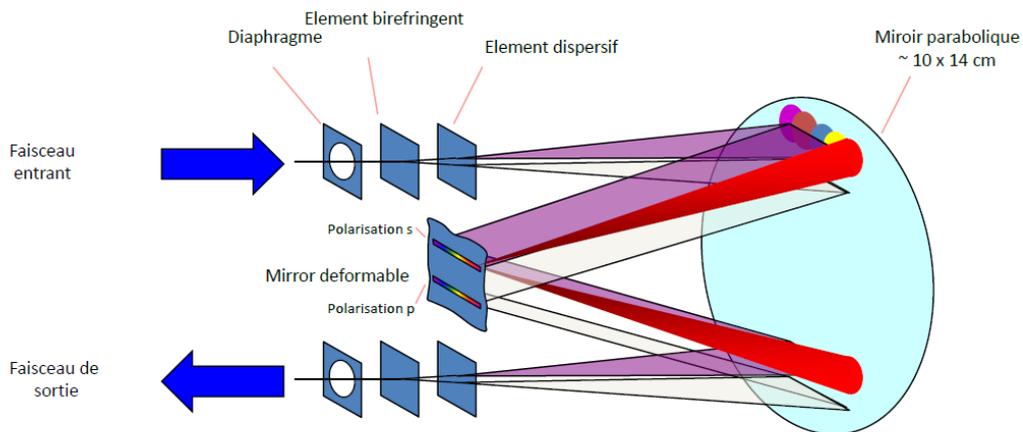


FIGURE 2.10 – L'"adaptive nuller" corrige le flux et la phase de sous canaux spectraux. Les polarisations sont séparées par un élément biréfringent et diffracté par un réseau à grille. Chaque sous faisceaux est ensuite corrigé par un miroir déformable composé de piston. En sortie le faisceau est reformé par la même montage inversé.

**Réflexion totale interne.** (Mawet et al. 2007) Se basant sur l'introduction d'un déphasage entre les polarisations s et p à l'interface d'un milieu, il est possible d'ajuster l'angle de réflexion pour avoir un retard de  $\pi/4$ . Ainsi après 4 réflexions, nous pouvons obtenir un déphasage de  $\pi$  radians dans un rhomboèdre (figure 2.11). Sur la première voie, nous aurons  $\phi_{1,s} = \phi_0$ ,  $\phi_{1,p} = \phi_0 + \pi$  et sur la deuxième voie  $\phi_{2,p} = \phi_0$ ,  $\phi_{2,s} = \phi_0 + \pi$ . Nous avons bien un déphasage en sortie de  $\pi$  radians entre les deux faisceaux. Le chromatisme, induit par les réflexions, sont du second plan au vu des bonnes performances d'extinction, et peut être réduit en choisissant au mieux le matériau et en ajoutant sur les faces relectrices un réseau sub-lambda (Mawet et al. 2006).

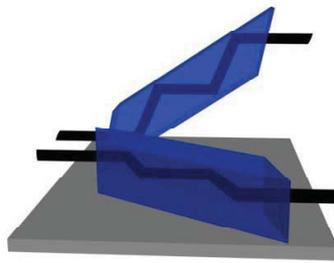


FIGURE 2.11 – Schéma des deux rhomboèdres orthogonaux effectuant un déphasage de  $\pi$  radians.

**Encodage de la phase.** (Rouan & Pelat 2008) Le coeur du système consiste en deux miroirs cellulaires ou "échiquiers" (fig. 2.12). L'épaisseur de chaque case est distribuée de telle façon qu'une interférence destructive est produite au centre de l'onde au moment de la recombinaison. Ces cases induisent, par rapport à la longueur d'onde centrale du spectre considéré, un changement de phase de  $(2k + 1)\pi$  ou de  $2k\pi$  sur la fraction de l'onde qu'elle reflète. Chaque miroir est placé dans l'un des faisceaux collimatés de l'interféromètre. Rouan & Pelat (2008) tablent sur une profondeur d'extinction jusqu'à  $10^{-6}$  sur une bande spectrale de 65% autour de la longueur d'onde centrale.

#### État de l'art :

Voici dans le tableau 2.2, un récapitulatif des résultats de mesures de réjection effectuées ces dernières années, par les différentes méthodes présentées précédemment.

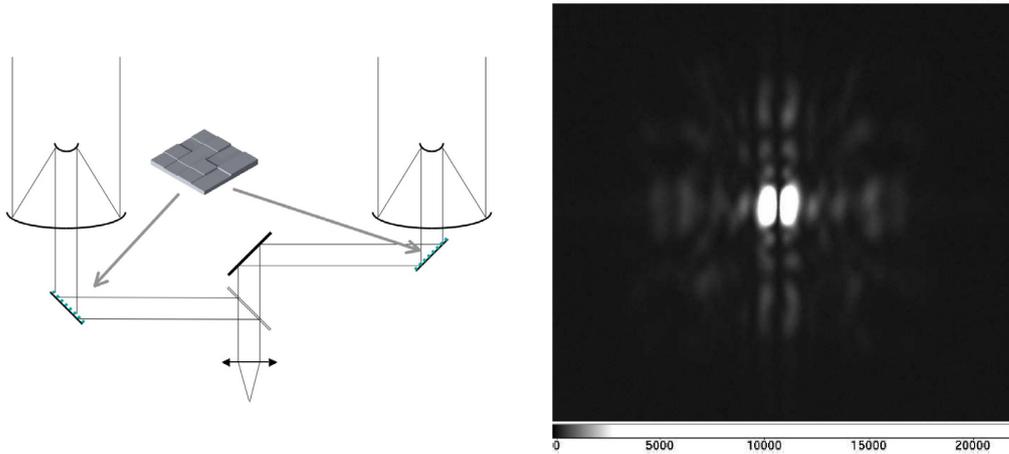


FIGURE 2.12 – A gauche : Déphaseur quasi-achromatique par miroirs cellulaires. L’encodage de la phase de façon paire sur une voie et impaire sur l’autre, va entraîner une interférence destructive au centre de la recombinaison. A droite : Résultat expérimental en bande large (500 - 900nm). On observe bien au centre de la figure une frange noire, caractéristique d’une interférence destructive. Rouan & Pelat (2008)

Publication	Déphasage	Filtrage	Source ( $\lambda_0$ )	Nulling / $\Delta\lambda$
Wallace et al. (2000)	Compensatrice	SMF	660nm	$10^{-4}$ / 18%
Mennesson et al. (2003)	D.I.	SMF	10,67 $\mu m$	$5,8 \cdot 10^{-5}$ / 18%
Martin et al. (2003)	D.I.	N.C.	10,8 $\mu m$	$2 \cdot 10^{-4}$ / 29%
Peters et al. (2009)	A.N.	SMF	10 $\mu m$	$1 \cdot 10^{-5}$ / 30%

TABLE 2.2 – Résultats d’interférométrie annulante les plus importants.

D.I. : Dispersion inverse ; SMF : fibre monomode ; N.C. : non communiqué ; A.N. : Adaptive nuller

On observe que la solution utilisant la reconstruction de l’intensité spectrale donne les meilleurs résultats, et sur une bande spectrale de 3,2 $\mu m$ . Notre but, dans un premier temps, étant de caractériser les composants d’optique intégré de manière monochromatique, nous n’avons pas intégré de déphaseur achromatique. Mais pour satisfaire le cahier des charges, imposant une mesure de la profondeur de réjection en bande large, nous avons choisi la solution du périscope, mais son implémentation n’est pas encore réalisée. L’assemblage le plus optimale serait de coupler un périscope avec en aval un élément de reconstruction d’intensité spectrale pour corriger les faibles défauts d’alignement, de polarisation ainsi que d’intensité sur l’ensemble des lignes optiques.

## 2.2 Budget d'erreurs d'un interféromètre en frange noire

Mon sujet de thèse impose de mettre en place une caractérisation de composants d'optique intégrée pour le filtrage modal. La base de ce travail repose sur un cahier des charges imposé par les missions d'observation, mais certaines contraintes seront moins strictes car mon travail consiste à développer une procédure de caractérisation et de la mettre en place.

Je voudrais pouvoir mesurer des extinction de l'ordre de  $10^{-6}$  à la longueur d'onde de  $10,6\mu m$ . Des contraintes mécaniques sont apportées par les composants à tester, des tailles allant d' $1mm$  jusqu'à environ  $20cm$  sont à considérer. Les entrées et sortie des composants sont compris entre  $10$  et  $60\mu m$  pour des ouvertures numériques de  $0,1$  à  $1$ . Il me faut donc dans un premier temps estimer le budget d'erreur pour l'ensemble des configurations expérimentales que je vais rencontrer.

Cette section va regrouper les paramètres majeurs participant à la conception d'un interféromètre annulant. L'étude consiste à évaluer chaque élément optique et chaque grandeur physique constituant l'instrument en terme de limite au taux de réjection atteignable. Je ne traiterai ici que des défauts d'un point de vue théorique en me fondant sur les travaux de [Mennesson et al. \(2002\)](#), [Chazelas \(2007\)](#) et [Spronck \(2008\)](#). L'application au cas réel des matériaux que l'on a à notre disposition sera traité dans le chapitre 3.6. Je vais séparer en deux parties les différents phénomènes que l'on peut observer lors des mesures du taux d'extinction. D'abord seront présentés les phénomènes globaux déjà présents en lumière monochromatique, puis je parlerai des difficultés en lumière poly-chromatique.

### 2.2.1 Cas monochromatique

Un interféromètre en frange noire peut être utilisé en lumière monochromatique essentiellement pour démontrer ses capacités. La source est donc un laser émettant un faisceau intense d'une longueur de cohérence de l'ordre du mètre. L'intérêt de ce type d'objet est l'absence de phénomènes de dispersion spectrale dans les différents éléments optiques. On va se placer dans le cas d'un interféromètre à deux voies et regarder les différents paramètres au niveau de la recombinaison. Le but étant d'être dans la configuration optimale de Bracewell.

#### Défaut d'intensité relative

À partir de l'équation classique de l'interférométrie à deux faisceaux (eq.

2.2) et en supposant que l'on ait aucun défaut de phase relatif entre les deux bras ( $\phi = 0$  ou  $\pi$ ) et que la source soit ponctuelle ( $V=1$ ). Nous regardons alors l'effet d'une différence de flux entre la voie 1 ( $I_1$ ) et la voie 2 ( $I_2$ ) en posant :

$$I_2 = I_1(1 + \delta I) \quad (2.4)$$

on a alors (eq. 2.3) :

$$N = \rho^{-1} = \frac{2 + \delta I - 2.\sqrt{1 + \delta I}}{2 + \delta I + 2.\sqrt{1 + \delta I}} \quad (2.5)$$

$$N \underset{\delta I \rightarrow 0}{=} \frac{\delta I^2}{16} + \mathbf{O}(\delta I^3) \quad (2.6)$$

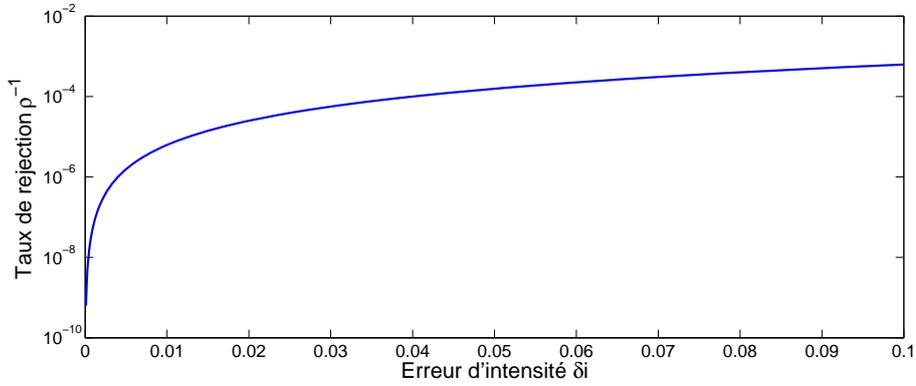


FIGURE 2.13 – Profondeur du taux de réjection en fonction du défaut d'intensité. Pour atteindre  $10^{-6}$ , il faut au minimum un défaut d'intensité de 0.4%.

A partir de la dernière équation, on peut calculer que pour avoir une extinction de  $10^{-6}$ , il faut pouvoir contrôler le défaut relatif de flux en dessous de 0.4% (figure 2.13). La plupart des solutions retenues consistent à écranter le faisceau le plus intense. L'influence de cet obturateur dans la plan pupille aura pour effet de limiter le nombre de photons, mais aussi de faire varier la forme de la pupille et donc de limiter le couplage de l'onde incidente sur le mode fondamental d'un guide d'onde (dans le cas d'un filtrage modal).

### Erreur sur le déphasage

Maintenant nous allons supposer que le flux relatif des deux bras est égal, mais que le terme de phase n'est pas tout à fait de  $\pi$  :  $\phi = \pi + \delta\phi$  (en frange noire). L'équation 2.2 devient :

$$I = 2.I_0 + 2.I_0.\cos(\pi + \delta\phi) \quad (2.7)$$

et le taux d'extinction :

$$N = \frac{I_{min}}{I_{max}} = \frac{2.I_0 + 2.I_0.\cos(\pi + \delta\phi)}{4.I_0} \quad (2.8)$$

$$N \simeq \frac{\delta\phi^2}{4} \quad (2.9)$$

Ainsi si l'on veut obtenir un nulling de  $10^{-6}$ , les erreurs de phase doivent être inférieures à  $\delta\phi = 2.10^{-3}rad$ . On relie l'erreur de phase à une erreur sur la ligne à retard (OPD) par la relation suivante :

$$\sigma_{opd} = \frac{\lambda}{2.\pi}.\delta\phi^2 \quad (2.10)$$

On doit donc contraindre la précision sur l'OPD, pour  $10\mu m$  à une valeur inférieure à :

$$\sigma_{opd} \leq 3nm \quad (2.11)$$

### 2.2.2 Cas Poly chromatique

Lorsque l'on alimente maintenant l'interféromètre avec une source polychromatique, des phénomènes liés à la dépendance spectrale se font ressentir. Les indices de réflexion et de réfraction ( $n$ ) ainsi que les conditions de confinement d'une onde dans un composant d'optique intégrée, sont autant de paramètres qui vont varier suivant la longueur d'onde de travail. Par exemple, les indices des optiques en ZnSe, largement utilisés en infrarouge thermique, peuvent être décrits par l'équation de Sellmeier (Morgan 1978) :

$$n^2(\lambda) - 1 = \frac{C_1.\lambda^2}{\lambda^2 - C_2^2} + \frac{C_3.\lambda^2}{\lambda^2 - C_4^2} + \frac{C_5.\lambda^2}{\lambda^2 - C_6^2} \quad (2.12)$$

$C_{1-6}$  sont des constantes calculées empiriquement. On peut observer sur la figure 2.14 que la dispersion est de l'ordre de 4% sur la plage spectrale [1-10 $\mu m$ ].

Afin de connaître la tolérance sur l'épaisseur des séparatrices, je peux regarder l'influence d'une lame de ZnSe sur l'un des chemins optiques de l'interféromètre. Je suis parti du spectre d'émission d'un corps noir à 600K ( $s(\lambda)$ ) limité à la bande spectrale [1-10 $\mu m$ ]. Sur l'une des voies de l'interféromètre, je place une lame de ZnSe d'épaisseur  $e$ . Pour retrouver l'équation interférométrique en large bande en fonction de la différence de marche (ddm), nous devons intégrer les deux ondes sur l'ensemble du spectre :

$$I(ddm) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} |A_1(\lambda) + A_2(\lambda, ddm)|^2 d\lambda \quad (2.13)$$

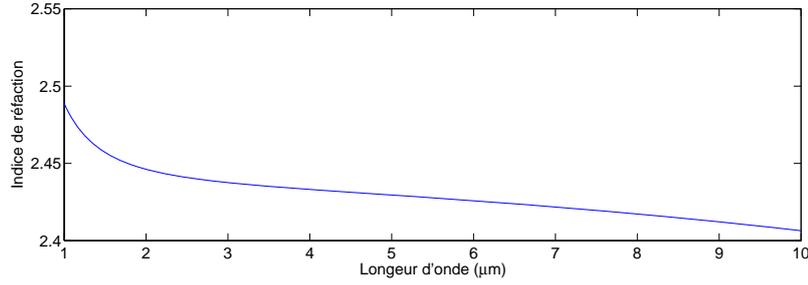


FIGURE 2.14 – Dispersion spectrale de l'indice de réfraction du ZnSe. (crédits : Handbook of Optics)

où  $A_1$  et  $A_2$  sont les ondes des deux voies de l'interféromètre :

$$A_1 = s_1(\lambda)e^{i\phi_1} ; A_2 = s_2(\lambda)e^{i\phi_2} \quad (2.14)$$

Nous pouvons prendre comme référence l'onde 1 et la différence de phase se retrouve dans l'onde 2 :

$$\phi_1 = 0 ; \phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (ddm + n(\lambda) \cdot e) \quad (2.15)$$

En posant  $s_1(\lambda) = s_2(\lambda) = s(\lambda)$  car les ondes sont issues de la même source, nous trouvons :

$$I(ddm) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} |s(\lambda)|^2 \cdot \left| 1 + e^{i \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (ddm + n(\lambda) \cdot e)} \right|^2 d\lambda \quad (2.16)$$

L'intensité sur le détecteur en fonction de la différence de marche (ddm) est donc :

$$I(ddm) = 4 \cdot \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} |s(\lambda)|^2 \cdot \cos^2 \left[ \frac{\pi}{\lambda} [ddm + n(\lambda) \cdot e] \right] d\lambda \quad (2.17)$$

Ce qui donne dans le cas d'un interféromètre classique un taux de réjection représenté sur la figure 2.15 (gauche). Et dans le cas où en amont nous avons un déphaseur achromatique, nous obtenons la figure 2.15 (droite). Les épaisseurs négatives correspondent à une lame sur l'autre voie.

On peut s'apercevoir que dans une configuration où il n'y a pas de déphaseur achromatique, on obtient une meilleure réjection pour une épaisseur de lame non nulle, de plus la valeur atteignable est finie. En revanche dans le deuxième cas, il est logique d'avoir le meilleur résultat pour une épaisseur nulle. La courbe nous renseigne que pour atteindre un taux de réjection de  $10^6$ , il faut contrôler les épaisseurs des optiques à moins de  $20nm$ .

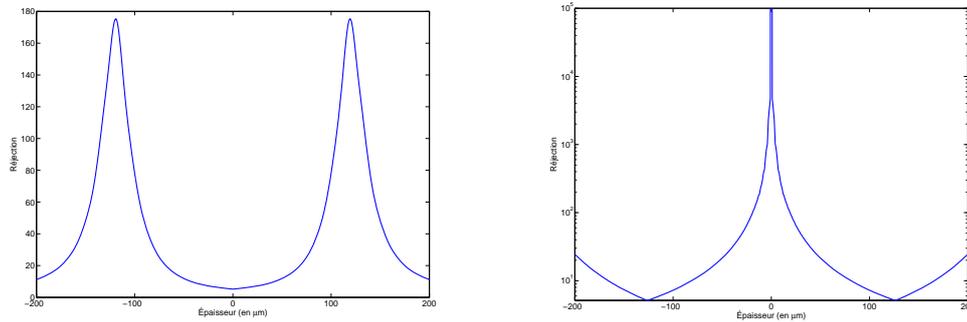


FIGURE 2.15 – À gauche : taux de réjection en fonction de l'épaisseur de la lame en ZnSe. À droite : même cas de figure mais ici on a en amont un déphaseur achromatique.

### 2.2.2.1 Étude de la Polarisation

Si entre les différentes voies de l'interféromètre la polarisation n'est pas contrainte, alors les performances de mesures vont très vite se réduire (Chazelas 2007). Il fonde son étude sur la réflexion successive de la lumière sur deux miroirs. Sur une voie de l'interféromètre, les miroirs sont alignés parfaitement. Sur la deuxième voie, le premier miroir a une erreur d'angle ( $d\theta$  ou  $d\phi$ ) et le deuxième corrige ce défaut (angle égale à  $-d\theta$  ou  $-d\phi$ ) pour avoir, en sortie de l'interféromètre, des faisceaux toujours parallèles. Il y a deux phénomènes qui vont entrer en jeu sur les défauts de polarisation :

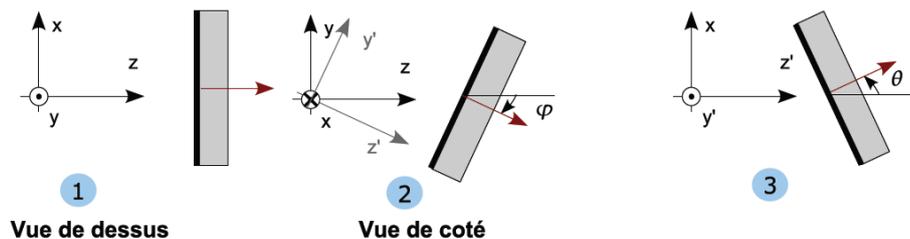


FIGURE 2.16 – Convention d'orientation pour les surfaces optiques. L'orientation est ici décrite par les deux angles  $\theta$  et  $\phi$ . Chazelas (2007)

**Le déphasage relatif** correspond à une différence de chemin optique entre les deux composantes  $s$  et  $p$  de la polarisation. Il est principalement introduit par un défaut d'alignement dans les optiques ( $\theta$  et  $-\theta$ ). Ce désalignement a

pour conséquence une variation des angles d'incidence. Et d'après les coefficients de Fresnel, qui permettent de calculer les coefficients de réflexion et de transmission à la frontière de deux interfaces, cette variation introduit une dissymétrie entre les polarisations. L'étude montre une perte du taux d'extinction :

$$N \propto d\theta^2 \quad (2.18)$$

Où  $\theta$  est l'angle de rotation autour de l'axe  $y'$  (figure 2.16).

Pour s'affranchir d'une telle contrainte nous pouvons séparer les polarisations. [Chazelas \(2007\)](#) montre que cela entraîne une extinction de deux ordres de grandeur meilleurs, car la correction de l'effet s'effectuerait alors par une translation de la ligne à retard.

**La rotation de la polarisation** est essentiellement géométrique, identique au phénomène précédent mais dépendant d'une erreur d'angle par rapport à l'axe horizontal (axe  $x$ , d'angle  $\phi$ ). Dans le cas d'un montage où le faisceau est rétro-réfléchi (le faisceau après les deux réflexions est colinéaire au faisceau incident), la dépendance de l'extinction est :

$$N = \frac{|r_p^2 + r_s^2|^2}{|r_p^2|^2 + |r_s^2|^2} d\phi^2 \quad (2.19)$$

$r_p$  et  $r_s$  sont les coefficients de réflexion de Fresnel pour les polarisations  $p$  et  $s$ .  $N = 1,9997 \cdot d\phi^2$  dans le cas de miroirs faisant une réflexion à  $45^\circ$  à  $10\mu m$ .

### 2.2.2.2 Conclusion

Pour récapituler, le budget d'erreur d'un interféromètre en frange noire pour la détection d'exoplanète, c'est à dire effectuant un filtrage correspondant, au maximum, à une profondeur d'extinction de  $10^{-6}$ , il faut :

- Différence de flux relatif :  $\delta I < 0.4\%$
- Différence de phase :  $\delta\phi < 2.10^{-3} rad$
- Erreur d'angle :  $d\phi, d\theta < 7.10^{-4} rad$

Les erreurs sur le chromatisme de l'interféromètre sont mises de côté, car dans l'ensemble de ma thèse, j'utilise une source monochromatique, excepté pour les mesures de transmission, auquel cas le chromatisme n'a que peu d'influence (diminution du signal à bruit).

## 2.3 Le filtrage modal

### 2.3.1 Introduction

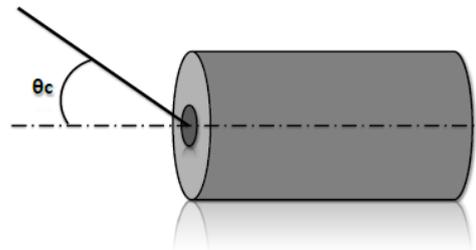
Dans la section précédente, j'ai donné la liste des diverses contraintes à satisfaire pour avoir un instrument avec les performances requises. Le paramètre qui m'intéresse ici est la planéité du front d'onde. [Menesson et al. \(2002\)](#) ont montré que ces aberrations, que l'on peut décomposer en polynôme de Zernike, peuvent être filtrées (hautes et basses fréquences) par passage à travers un composant monomode. C'est-à-dire d'obtenir un profil d'intensité en sortie du filtre indépendant des défauts optiques avant l'injection. Il existe plusieurs composants susceptibles de réaliser ce type de filtrage. Je décris ici l'utilisation de composants d'optique se fondant sur le filtrage modal.

### 2.3.2 Les fibres monomode

Les fibres optiques classiques sont des guides d'onde dont l'indice de réfraction varie suivant le rayon, et est constant dans le sens de la longueur. Nous pouvons trouver des fibres à gradient d'indice, dans lesquelles l'indice de réfraction varie continument du coeur à la gaine de la fibre. Mais je traiterai ici seulement le cas des fibres à saut d'indice, qui ont la caractéristique d'avoir une transition abrupte entre au moins deux indices de réfraction distincts, le coeur ( $n_c$ ) et la gaine ( $n_g$ ).

Lorsque la longueur d'onde est très petite devant le diamètre du coeur, l'optique géométrique peut expliquer le phénomène de propagation. Une onde est confinée dans la fibre lorsqu'elle subit des réflexions à l'interface coeur/gaine. Il y a donc propagation seulement si l'angle que produit le faisceau avec l'axe de la fibre est inférieur à l'angle d'acceptance  $\theta_c$ . Sinon il passe dans la gaine. Cet angle, calculé à partir des lois de Descartes, définit l'ouverture numérique (O.N.) :

$$n \cdot \sin(\theta_c) = O.N. = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (2.20)$$



Ici  $n$  est l'indice de réfraction dans le milieu en amont de la fibre, dans

les cas que je présenterai dans la suite, il s'agit de l'air ( $n \simeq 1$ ). Ainsi, tout faisceau entrant dans la fibre avec un angle inférieur à  $\theta_c$  sera guidée, sinon il va rayonner dans la gaine.

Lorsque l'on réduit le diamètre du coeur pour atteindre l'ordre de grandeur de la longueur d'onde, nous devons alors faire appel aux équations de Maxwell. Je ne referai pas ici toute la théorie des fibres monomodes, de nombreux ouvrages en font la démonstration (Marcuse (1991), Vassallo (1991), Jeunhomme (1990)). Je donnerai seulement les équations et paramètres indispensables pour caractériser au mieux une fibre monomode.

Dans une fibre optique standard, la différence d'indice entre le coeur et la gaine est souvent faible :

$$\Delta n = \frac{n_c^2 - n_g^2}{2.n_c^2} \ll 1 \quad (2.21)$$

Cette relation est aussi appelée l'approximation en guidage faible. Les champs électriques et magnétiques sont alors quasiment transverses à la direction de propagation. En résolvant l'équation de propagation dans la fibre et en appliquant les conditions aux limites coeur/gaine, on définit la fréquence normalisée ( $V$ ), telle que :

$$\begin{aligned} V &= a.k_0.\sqrt{n_c^2 - n_g^2} \\ &= a.\frac{2.\pi}{\lambda}.n_g.\sqrt{2\Delta} \\ &= \frac{2.\pi.a.ON}{\lambda} \end{aligned} \quad (2.22)$$

$a$  est le rayon du coeur,  $k_0$  est le vecteur d'onde et  $\lambda$  est la longueur d'onde.

La description géométrique de la propagation par des rayons va laisser place à un modèle avec des ondes planes. La propagation aura lieu si les réflexions à l'interface coeur/gaines engendrent des ondes qui interfèrent de façon constructive. Cette condition discrétise l'angle d'acceptance. On parle alors de mode se propageant dans le guide. Ces champs modaux sont polarisés de manière rectiligne et sont appelés modes  $LP_{lm}$  (polarisé linéairement). Les nombres  $l$  et  $m$  sont en rapport aux noeuds respectivement azimutaux et radiaux. Sur la figure 2.17, sont représentés les premiers modes d'une fibre optique.

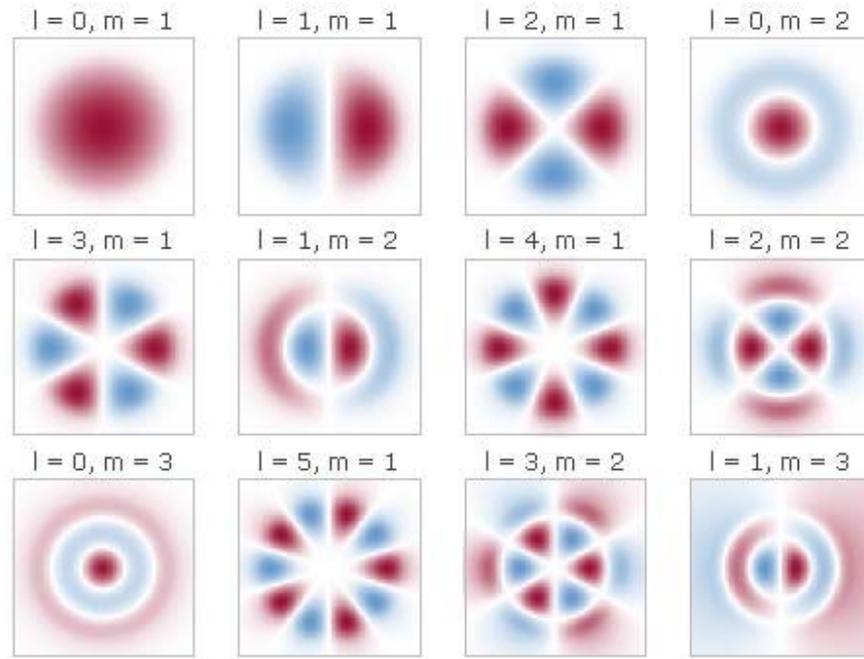


FIGURE 2.17 – Profil de l'amplitude du champ électrique pour les premiers modes d'une fibre optique.

La fréquence normalisée est un paramètre qui décrit à lui seul le comportement modal d'un guide d'onde. Pour avoir une fibre dans une configuration monomode, il faut avoir  $V < 2,405$ . À partir de là, nous pouvons calculer la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  au-dessous de laquelle seul le mode fondamental ( $LP_{01}$ ) est propagé :

$$\lambda_c = \frac{2.\pi.a.ON}{2,405} \quad (2.23)$$

**Structure du champ guidé** Lorsque l'on résout l'équation du champ pour le mode fondamental, les conditions aux limites imposent d'avoir un distribution dans le coeur de la forme :

$$E_{01}(r)_{r < a} = J_0\left(\frac{U.r}{a}\right) \quad (2.24)$$

$J_0$  est la fonction de Bessel d'ordre 0. Dans la gaine, on a :

$$E_{01}(r)_{r \geq a} = \frac{J_0(U)}{K_0(W)} K_0\left(\frac{W.r}{a}\right) \quad (2.25)$$

Ici  $K_0$  représente la fonction de Hankel modifiée. Les paramètres  $U$  et  $W$  sont définis comme :

$$U = a\sqrt{k^2.n_c^2 - \beta^2} \quad (2.26)$$

$$W = a\sqrt{\beta^2 - k^2.n_g^2} \quad (2.27)$$

$\beta$  étant la constante de propagation du mode en question. Les deux relations précédentes donnent :

$$U^2 + W^2 = V^2 \quad (2.28)$$

La résolution numérique de l'équation de dispersion, obtenue à partir des conditions de réflexion et d'interférence constructive, permet de calculer la constante de propagation pour chaque mode. Nous pouvons également utiliser la relation de **Rudolph & Neumann (1976)** :

$$W = 1,1428.V - 0,9960 \quad (2.29)$$

Cette relation n'est valable que pour  $1,5 \leq V \leq 2,5$ . Et en reprenant l'équation 2.26 nous pouvons calculer la constante de propagation  $\beta$ .

A partir des équations 2.24 et 2.25, nous pouvons tracer (figure 2.18) le profil du mode fondamental dans une fibre pour différentes longueurs d'onde. Il en ressort que plus la longueur d'onde est grande (plus on est monomode), plus le mode est étalé dans la gaine.

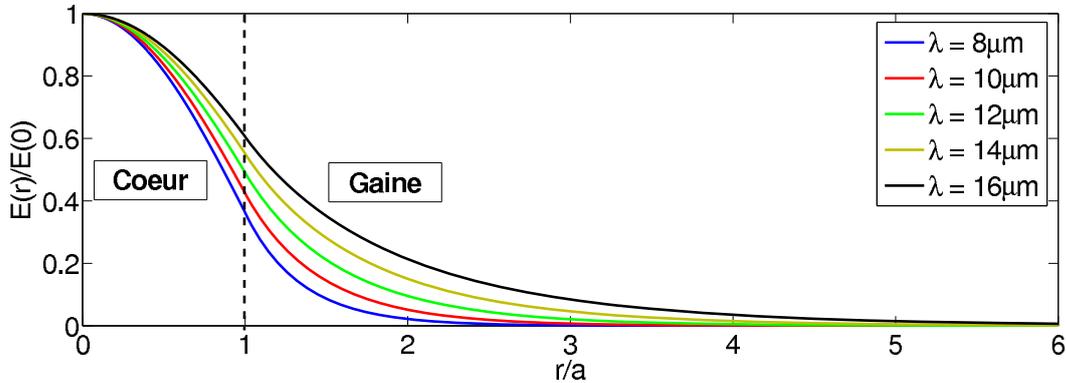


FIGURE 2.18 – Profil de la distribution radiale du champ électrique du mode fondamental dans une fibre optique de cœur  $a=20\mu m$ , d'indice  $n_c = 2,089$  et  $n_g = 2,085$ , pour différentes longueurs d'onde.

**Propagation et filtrage des modes** Comme nous l'avons vu précédemment, la constante de propagation  $\beta$  dépend de la longueur d'onde ainsi

que du design du composant d'optique guidée. Ce chromatisme dépend de l'architecture et est appelé dispersion intramodale, elle est différente de la dispersion due au chromatisme des indices de réfraction. Si nous nous plaçons dans une fibre multimode on observe alors une dispersion venant d'une vitesse de groupe différente pour chaque mode. Ces phénomènes seront à prendre en compte lors de la conception finale d'un instrument, et un rétrécissement de la largeur spectrale ou une correction chromatique sera alors nécessaire.

En ce qui concerne le filtrage, le paramètre important est le rapport entre la transmission du mode fondamental et celle des modes rayonnés. Wallner et al. (2002) ont calculé la longueur minimum d'une fibre monomode en fonction de la réjection voulue. Il faut d'abord calculer l'atténuation des modes non guidés (ou modes rayonnés, MR), c'est-à-dire le mode  $LP_{11}$ . Ce calcul n'est pas trivial et fait intervenir la théorie des perturbations, comme démontré dans Sammut & Snyder (1976). Ils concluent que seulement  $10^3$  longueurs d'onde de fibre sont nécessaires pour atteindre un taux d'extinction de  $10^{-6}$ . Ce qui correspond dans notre cas ( $10,6\mu m$ ) à une longueur de 1cm. Dasgupta et al. (2009) ont complété cette étude en poussant l'analyse aux modes autres que  $LP_{11}$ . De plus, leur modèle, plus réaliste, fait intervenir une gaine de dimension finie et recouvertes d'une couche absorbante. Ils ont calculé l'atténuation des modes rayonnés de façon numérique, à partir de l'équation de propagation et par la méthode de la propagation des faisceaux (BPM). En extrapolant leurs résultats (figure 2.19), la meilleure estimation serait une longueur de fibre aux environs de 50cm.

### 2.3.3 L'optique intégrée monomode

Une autre technologie possible est celle de l'optique intégrée. La procédure de réalisation est souvent différente de celle de fibre optique, mais les avantages que l'on peut en tirer sont importants. Labadie & Wallner (2009) ont fait une revue des différents composants d'optique intégrée utilisés sur différents instruments, et ont dressé une perspective pour les prochaines missions. Ainsi ces composants sont robustes et de taille réduite, légers et dont l'alignement s'effectue seulement en entrée et en sortie de composant, ce qui en font des candidats propices aux missions spatiales. À l'intérieur de ces composants, nous pouvons réaliser des opérations complexes comme le déphasage (nécessite des matériaux électro-optiques), le contrôle de l'intensité etc. Par exemple, de gros moyens sont actuellement donnés pour la réalisation d'un spectrographe intégré (Le-Coarer et al. (2007), Nature). Dans ce chapitre, je ne traiterai que des composants dont j'ai pu tester les performances, et destinés uniquement au filtrage spatial.

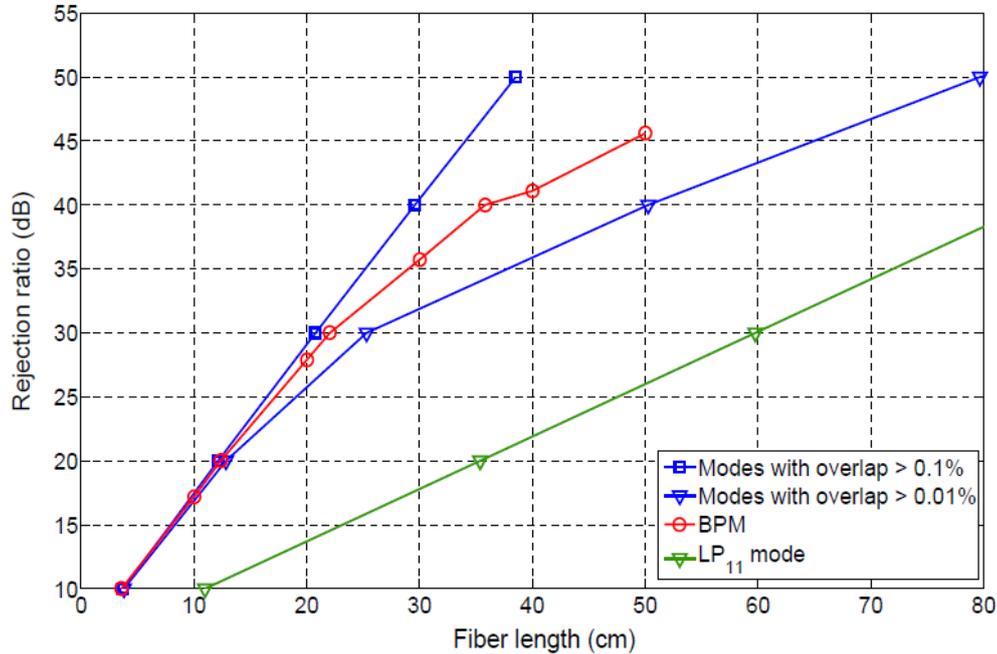


FIGURE 2.19 – Courbe de Dasgupta et al. (2009) donnant le taux de réjection en fonction de la longueur de fibre. Sont représentées plusieurs méthodes de calcul.

### 2.3.3.1 Les guides creux métalliques (HMW)

Ce type de composant doit son essor à l'ingénierie micro-ondiste. Le principal avantage de ces composants est de propager l'onde infrarouge dans un matériau à faible perte comme l'air ou le vide. Le confinement se fait par l'intermédiaire de parois en métal (figure 2.20). Nous avons choisi une forme de guide rectangulaire, car la technologie est plus facile à mettre en oeuvre pour sa réalisation, à comparer aux guides creux métalliques circulaires. La fabrication d'HMW est fondée sur une technologie standard de micro-gravure sur un substrat de silicium avec dépôt d'or, puis par collage anodique d'un couvercle en Pyrex. Cette procédure a été développée par le LETI, et publiée dans Labadie et al. (2006a)

La propagation des ondes dans un guide creux métallique est différente de celles dans un guide diélectrique. Ici l'onde se propage par réflexion sur les parois du guide. L'équation de propagation des ondes et les conditions de continuité donnent deux types d'onde, les modes TM et TE définis avec respectivement un champ magnétique et électrique longitudinal nul. On trouve

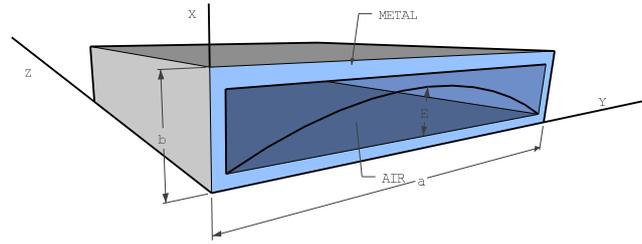


FIGURE 2.20 – Schéma d'un guide creux métallique ainsi que la représentation (en noir) de la distribution du mode  $TE_{01}$ . Les dimensions  $a$  et  $b$  permettent de calculer le comportement modal du composant.

alors que le mode fondamental est le mode  $TE_{01}$  :

$$H_z = \cos\left(\frac{\pi \cdot x}{a}\right) \quad (2.30)$$

$$H_x = \frac{j \cdot \beta \cdot a}{\pi} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot x}{a}\right) \quad (2.31)$$

$$H_y = 0 \quad (2.32)$$

$$E_x = 0 \quad (2.33)$$

$$E_y = -\frac{j \cdot \omega \cdot \mu \cdot a}{\pi} \cdot \sin\left(\frac{\pi \cdot x}{a}\right) \quad (2.34)$$

$a$ ,  $b$ ,  $\beta$ ,  $\omega$  et  $\mu$  sont la largeur et la hauteur du composant, la partie imaginaire de la constante de propagation, la pulsation et la perméabilité magnétique du métal. On peut calculer les fréquences de coupure pour les différents modes  $TE_{mn}$  et  $TM_{mn}$  grâce à la relation :

$$\omega_c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot \varepsilon_0}} \cdot \sqrt{\left(\frac{m \cdot \pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n \cdot \pi}{b}\right)^2} \quad (2.35)$$

Où  $\varepsilon_0$  et  $\mu_0$  sont respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du vide.  $n$  et  $m$  définissent les ordres des modes. Il peut être plus facile de travailler en longueur d'onde, ce qui donne :

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (2.36)$$

Dans le tableau 2.3 sont représentés les différentes longueurs d'onde de coupure pour les premiers modes d'un guide rectangulaire.

Pour ne pas avoir une propagation monomode dégénérée entre les modes  $TE_{10}$  et  $TE_{01}$  par rotation du composant de  $\pi$  radians, on a choisi des structures rectangulaires de type  $a > 2b$ , qui ont un comportement monomode

Mode	$TE_{10}$	$TE_{01}$	$TE_{20}$	$TM_{11} = TE_{11}$
$\lambda_c$	$2.a$	$2.b$	$a$	$\frac{2.a.b}{\sqrt{a^2+b^2}}$

TABLE 2.3 – Longueurs d'onde de coupure pour les premiers modes. (Labadie 2005)

sur la plage spectrale  $a < \lambda < 2.a$  (Jordan 1968). Ainsi avec une architecture  $a = 9.5\mu m$  et  $b = 4.5\mu m$ , seul le mode fondamental sera propagé sur la plage  $\lambda = ]9,5\mu m ; 19\mu m[$ .

En ce qui concerne les longueurs de filtrage, Labadie et al. (2006a) obtiennent, en utilisant le calcul de la propagation théorique des pertes fondée sur l'"effet de peau" Rizzi (1987), l'équation donnant le coefficient d'atténuation d'un HMW rectangulaire pour les modes non guidés :

$$\alpha = 8,68 \cdot \frac{2.\pi}{\lambda} \cdot \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 - 1} \quad (dB.\mu m^{-1}) \quad (2.37)$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde. A partir de cette grandeur, nous pouvons calculer la longueur minimale pour atteindre une profondeur de réjection de  $10^{-6}$  en fonction de la longueur d'onde (figure 2.21)

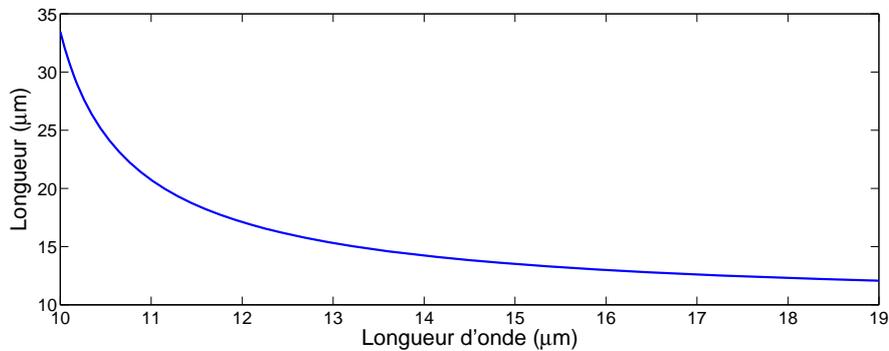


FIGURE 2.21 – Longueur minimum d'un guide creux métallique pour atténuer les modes rayonnés de  $60dB$  en fonction de la longueur d'onde.

### 2.3.3.2 Guide plan diélectrique

Le guide plan diélectrique est l'une des structures les plus simples en optique intégrée. Elle est définie par trois domaines distincts (figure 2.22), un substrat, un coeur et une gaine. Ce composant est bidirectionnel (selon

x et z) et infiniment étendu suivant y, où z est la direction de propagation de l'onde électromagnétique. On suppose pour plus de facilité que la gaine et le substrat ont le même indice de réfraction, l'adaptation à une dissymétrie se fera dans le changement des conditions de bord. Ainsi les solutions des équations de Maxwell vont donner une distribution de champ en fonction de x et indépendante de y.

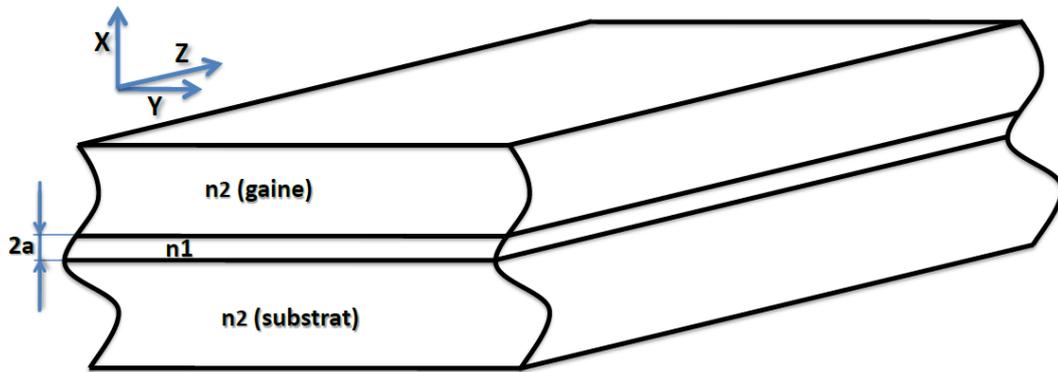


FIGURE 2.22 – Géométrie d'un guide plan symétrique.

Je donnerai ici seulement les résultats les plus intéressants. Ainsi en développant un modèle mathématique du guide plan à saut d'indice utilisant l'équation d'onde et de Maxwell en coordonnées cartésiennes, on définit les deux familles de modes TE et TM, comme dans la partie fibre optique. Dans chaque domaine ( $n_1$  et  $n_2$ ), on sélectionne la forme appropriée de la solution de l'équation d'onde à partir des conditions de guidage. Puis en appliquant les conditions aux limites des interfaces, on obtient l'équation caractéristique et les solutions modales du composant.

On a donc l'équation transcendante donnant les constantes de propagation  $\beta$  de chaque mode :

$$\tan \left( a \cdot \sqrt{n_1^2 \cdot k_0^2 - \beta^2} \right) = \sqrt{\frac{\beta^2 - n_2^2 \cdot k_0^2}{n_1^2 \cdot k_0^2 - \beta^2}} \quad (2.38)$$

On définit comme dans le cas de la fibre optique, la fréquence normalisée  $V$  :

$$V = k_0 \cdot a \cdot \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.39)$$

Le composant est monomode lorsque  $V < \frac{\pi}{2}$ . Une relation simple peut alors nous donner le nombre  $N$  de modes présents dans une structure :

$$N = \text{Ent} \left( \frac{2 \cdot V}{\pi} \right) \quad (2.40)$$

Où  $\text{Ent}(x)$  retourne la partie entière de  $x$ .

La généralisation au guide plan asymétrique ( $n_{\text{substrat}} \neq n_{\text{gainé}}$ ) est donnée par l'équation transcendante suivante :

Mode TE :

$$a \cdot \sqrt{k_0^2 \cdot n_1^2 - \beta^2} - \text{Arctan} \left( \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 \cdot n_{2s}^2}{k_0^2 \cdot n_1^2 - \beta^2}} \right) - \text{Arctan} \left( \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 \cdot n_{2g}^2}{n_1^2 - k_0^2 \cdot \beta^2}} \right) = m \cdot \frac{\pi}{2} \quad (2.41)$$

Mode TM :

$$a \cdot \sqrt{k_0^2 \cdot n_1^2 - \beta^2} - \text{Arctan} \left( \frac{n_1^2}{n_{2s}^2} \cdot \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 \cdot n_{2s}^2}{k_0^2 \cdot n_1^2 - \beta^2}} \right) - \text{Arctan} \left( \frac{n_1^2}{n_{2g}^2} \cdot \sqrt{\frac{\beta^2 - k_0^2 \cdot n_{2g}^2}{n_1^2 - k_0^2 \cdot \beta^2}} \right) = m \cdot \frac{\pi}{2} \quad (2.42)$$

Nous avons appliqué ce calcul pour obtenir les modes dans un guide plan en halogénure d'argent (Grille et al. 2009).

### 2.3.3.3 Guide droit diélectrique

Le guide droit est l'extension du guide plan, en contraignant également la dimension sur l'axe  $y$ . Nous verrons dans le chapitre 5 comment réaliser un guide droit à partir d'un guide plan. Par contre, le calcul de la distribution des modes est plus complexe car il existe de nombreux types de structure de guide d'onde droit, ainsi le calcul des constantes de propagation, les distributions de champs ainsi que les longueurs de filtrage pour chaque mode se fait de façon numérique. Plusieurs méthodes permettent d'y arriver :

- La technique dite de l'indice effectif, qui consiste à calculer dans un premier temps l'indice effectif du milieu propagatif comme si le composant était un guide plan de même épaisseur. On recommence la même équivalence, mais cette fois l'épaisseur du guide plan est égale à la hauteur du guide droit et dont la partie guidante est d'indice effectif précédemment trouvé. Cette méthode est simple à mettre en oeuvre et donne des résultats acceptables.
- La méthode de Marcuse, utilise, pour résoudre l'équation d'onde, une combinaison linéaire de fonctions de base orthogonales comme les fonctions sinusoidales (Marcuse 1992).
- Pour mes travaux de modélisation, j'ai utilisé la méthode des faisceaux propagés (BPM), qui est fondée sur la résolution d'équation différentielle (à partir des équations d'Helmholtz) de proche en proche. Elle

est très puissante et permet de calculer les profils de champs dans des guides de formes variables. On peut de même obtenir les indices effectifs pour des modes confinés et pour les modes rayonnés. La programmation d'une telle application n'étant pas dans l'axe de recherche de ma thèse, j'ai fait appel au logiciel BeamProp© pour toutes mes modélisations de composants diélectriques (chapitre 5).

**Intégrale de recouvrement** Lorsqu'un faisceau lumineux est injecté dans un guide, le couplage s'effectue par un transfert d'énergie de la distribution du faisceau incident sur les différents modes définis par l'architecture du composant. Le calcul du couplage de l'onde incidente du  $i$ -ème mode se base sur l'orthogonalité des modes et se définit comme suit :

$$\eta_i = \frac{\left| \int_{A_g} [\vec{E} \times \vec{H}_i^*] \cdot \vec{z} dA \right|^2}{\left| \int_{A_g} [\vec{E}_i \times \vec{H}_i^*] \cdot \vec{z} dA \right| \cdot \left| \int_{A_\infty} [\vec{E} \times \vec{H}^*] \cdot \vec{z} dA \right|} \quad (2.43)$$

$(E, H)$  correspond aux champs électrique et magnétique du faisceau incident au niveau de l'entrée du composant,  $(E_i, H_i)$  font référence à la distribution des champs du  $i$ -ème mode.  $A_g$  est la surface du guide compris dans le plan  $A_\infty$  orthogonale à la direction de propagation. A partir de cette équation, nous pouvons calculer l'énergie de chaque mode pour différentes conditions d'injection (erreurs de positionnement, aberrations optiques, chromatisme etc..).

### 2.3.4 Influence sur le nulling

Comme l'ont démontré [Mennesson et al. \(2002\)](#), les défauts du front d'onde se couplent, au moment de l'injection dans un guide monomode, sur les modes rayonnés. Et seule l'information de la composante plane de l'onde incidente est propagée par le mode fondamental du guide d'onde. Donc en première approximation, ce type de composant est quasi-parfait comme filtre. Mais comme nous voulons avoir une plage de longueur d'onde assez grande, le filtrage ne s'effectue pas de la même façon sur toute la gamme. De plus, les modes ne sont pas entièrement orthogonaux entre eux, par exemple, de part les effets induits par la rugosité aux interfaces coeur/gaine ou les impuretés du matériau, le mode fondamental peut se coupler avec d'autres modes d'ordre plus élevés lors de sa propagation. Nous pourrions faire le calcul de façon analytique (théorie des perturbations [Vassallo \(1991\)](#)) pour regarder la stabilité de chaque mode. Car, comme il a été montré dans la section 2.2.1, la planéité des ondes pour une interférence destructive est une nécessité (tableau 2.1). Le parti pris de ma thèse a donc été de relever de façon théorique les principales

sources de dégradation des performances de filtrage. Le reste de l'analyse se fait de façon expérimentale en mesurant directement les propriétés modales de chaque composant d'optique intégrée.

# Banc de test interférométrique

---

## Sommaire

---

<b>3.1 Paramètres à évaluer</b> . . . . .	<b>41</b>
<b>3.2 Méthode de caractérisation</b> . . . . .	<b>43</b>
<b>3.3 Moyens de mesures</b> . . . . .	<b>49</b>
<b>3.4 Description des fonctions des bancs</b> . . . . .	<b>55</b>
<b>3.5 Analyse système, critique et optimisation du banc</b> .	<b>62</b>
<b>3.6 Performances</b> . . . . .	<b>77</b>

---

Lorsqu'un composant d'optique est réalisé, celui-ci n'est jamais parfait, surtout dans la phase de recherche et développement. Il faut donc déployer un arsenal d'outils pour l'évaluer et comparer ses possibilités avec les objectifs du cahier des charges. L'objectif de mon travail consiste dans un premier temps à faire ressortir les grandeurs pertinentes pour la caractérisation de guides d'onde et élaborer les procédures de mesures. Ensuite je discuterai des différentes méthodes de caractérisation. Chaque étape de caractérisation aura pour but de valider les contraintes du cahier des charges.

## 3.1 Paramètres à évaluer

Plusieurs points sont à observer pour pouvoir juger de l'efficacité de filtrage du composant. C'est à dire quelles sont ses capacités à rejeter les défauts de planéité d'une onde tout en optimisant la transmission. Ici je ne listerai que les paramètres pertinents dans le cadre d'un développement de composant simple (guide plan, fibre et guide droit). Dans le chapitre correspondant aux évolutions futures des guides, j'explorai de nouveaux champs de caractérisation propres à ces nouveaux composants.

### 3.1.1 Transmission spectrale

Comme la base de mon travail est la caractérisation modale sur  $[6-20\mu m]$ , il est nécessaire d'avoir une architecture optique qui transmette le plus de photons possible sur cette plage de longueur d'onde. Mon but est d'identifier

le domaine spectral où un composant d'optique intégrée est monomode ; de plus nous pourrions identifier d'éventuelles raies d'absorption présentes dans certains matériaux dues à des impuretés.

Enfin, pour faciliter l'étude des solutions d'optique intégrée, nous pouvons subdiviser le domaine d'étude en trois sous fenêtres si cela peut nous aider (matériaux différents, correction de la dispersion spectrale). Par contre, au niveau instrumental, cela imposera de tripler les différentes optiques.

### 3.1.2 Indice de réfraction

Les composants d'optique intégrée présentent des zones avec différents indices de réfraction, principalement l'indice de guide et de gaine. Ceux-ci sont généralement des nombres complexes car les matériaux sont absorbants. Il nous faut retrouver la composante réelle à plus de  $10^{-5}$  pour déterminer les pertes aux interfaces (calcul d'incertitude à partir des lois de Snell-Descartes pour la réflexions) et pour réaliser le meilleur design possible par un compromis entre le filtrage et la transmission sur une bande spectrale donnée. Au niveau de l'architecture du banc, nous devons connaître précisément l'indice de réfraction des optiques pour optimiser l'injection de la lumière dans les divers guides. Après la conception du banc la seule adaptation possible est l'ajout d'un liquide à un indice intermédiaire aux extrémités du composant pour réduire les pertes.

### 3.1.3 Ouverture numérique

L'ouverture numérique, définit au chapitre 2, est un nombre sans dimension qui caractérise le cône d'acceptance, c'est-à-dire la gamme d'angle dans laquelle le composant optique récupère ou émet de la lumière :

$$O.N. = n \cdot \sin(\theta_c) \quad (3.1)$$

Où  $n$  est l'indice du milieu extérieur et  $\theta_c$  l'angle maximum en dessous duquel la lumière peut être propagé. Ainsi il est important de connaître cette grandeur pour coupler au mieux la lumière dans le guide d'onde. Théoriquement, nous pouvons calculer la valeur optimale à partir de l'intégrale de recouvrement, mais ce calcul n'est possible qu'avec une résolution numérique qui nécessite une connaissance des indices de réfraction pour obtenir la forme du mode fondamental. Expérimentalement nous mesurons l'intensité de l'onde de sortie en champ lointain en fonction de l'angle du détecteur par rapport à la sortie du guide.

### 3.1.4 Distribution d'intensité en sortie

Quelles que soient les réalisations techniques, des défauts peuvent apparaître dans le composant final. Lors d'une photo-inscription, le masque peut s'être déplacé. Pour la découpe d'un wafer, les orifices des guides creux métalliques peuvent s'être bouchés par écrasement. Il est donc nécessaire de valider la structure avant une caractérisation modale. Après une première vérification visuelle à la binoculaire, la mesure de la distribution d'intensité en sortie d'un guide peut nous renseigner sur ces défauts. Une intensité inférieure au précédent composant nous fera pencher sur un défaut dans la propagation de la lumière. Une distribution qui ne suit pas la géométrie de sortie ou ne correspondant pas à une distribution de mode propre au guide nous donne une indication sur l'état de la face de sortie.

Ces vérifications faites sur l'architecture du guide, la distribution d'intensité nous donne une première analyse sur les modes présents. Nous aurions pu nous contenter d'ajuster le profil d'intensité en sortie avec une distribution gaussienne pour conclure sur le caractère monomode du guide d'onde. Mais comme montré au chapitre 3.2, nous devons ajouter la position du composant par rapport au faisceau d'entrée comme paramètre pour lever l'ambiguïté d'une injection.

### 3.1.5 Monomodicité

Le paramètre clef de la caractérisation modale de guides d'onde est l'étude de la propagation des différents modes dans le composant. En fonction de la distribution des indices de réfraction, la forme et la propagation des modes varient. On souhaite avoir une plage de longueur d'onde sur laquelle seul le mode fondamental du guide soit propagé. Les autres modes seront alors rayonnés dans le substrat. Mais sur le domaine spectral où le composant ne propage que son mode fondamental, chaque longueur d'onde est transmise de façon différente. Il faudra prendre en compte les pertes par propagation pour des longueurs d'onde situées loin de la coupure modale. Il y aura donc un compromis entre ces pertes et la plage de monomodicité souhaitée.

## 3.2 Méthode de caractérisation

Maintenant que les outils théoriques sont développés, il faut les appliquer pour juger de l'efficacité des composants d'optique intégrée dans une utilisation de filtrage spatial. Pour cela, nous avons plusieurs possibilités

ayant chacune des avantages et des contraintes. J'ai choisi trois méthodes principales afin de répondre aux questions suivantes :

- Le composant est-il mono ou multi-mode à  $10,6\mu m$  ?
- À partir de quelle longueur d'onde le composant est-il mono-mode ?
- Quelles sont ses performances de filtrage ?

### 3.2.1 Variation des conditions d'injection

La caractérisation basique de guides d'onde est leur réponse modale. La caractéristique des guides d'onde monomode est une distribution d'intensité en sortie identique (excepté en amplitude) pour tous types de condition d'injection. A partir de là, la caractérisation modale se fait en regardant en champ lointain à la sortie du guide tout en faisant varier les paramètres du le faisceau d'entrée (position, angle et ouverture numérique).

La perturbation des conditions d'injection se fait par une translation du faisceau d'injection par rapport à l'entrée du guide d'onde. Ainsi, si la forme de la distribution d'intensité en sortie varie, c'est alors la signature d'un guide multimode. Je montre au chapitre 5.2.2, que l'ajustement gaussien du profil d'intensité en sortie de composant (qui se fait couramment dans la littérature) n'est pas un critère suffisant pour une distinction modale.

### 3.2.2 Profils spectraux / FTS

Le fonctionnement d'un spectromètre à transformée de Fourier (FTS) est décrit dans le chapitre 3.3.2. Le FTS permet de mesurer la transmission (ou absorption) au travers d'un milieu diélectrique. Ainsi, pour caractériser la transmission d'un guide d'onde, il faut injecter les deux faisceaux de l'interféromètre au travers de celui-ci et, enfin, mesurer l'interférogramme en sortie.

Comme nous l'avons vu, pour une configuration donnée d'un guide d'onde, celui-ci possède une longueur d'onde de coupure à partir de laquelle le composant ne transmet que son mode fondamental. Aux alentours de cette valeur, la transmission des modes de hauts ordres commence à diminuer. Sur le spectre de transmission, on observe alors une chute d'intensité (figure 3.1).

Un phénomène que l'on peut observer est une augmentation de la transmission après le passage de cette longueur d'onde de coupure. Il s'explique par

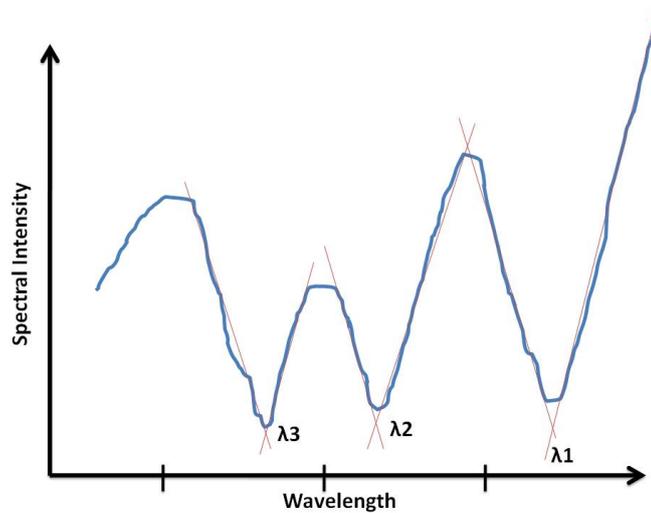


FIGURE 3.1 – Exemple d’une transmission au travers d’un guide d’onde. Les longueurs d’onde  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  et  $\lambda_3$  sont les longueurs d’onde de coupure du premier, deuxième et troisième mode.

un couplage des modes rayonnés sur le mode fondamental par la perturbation des ondes évanescentes à l’interface guide/gaines due aux imperfections (rugosité, impureté) des matériaux. On a donc en sortie une mesure de la bande spectrale sur laquelle le composant est monomode ( $\geq \lambda_1$ ).

### 3.2.3 nulling

La mesure de la profondeur de réjection est la mesure qui se rapproche le plus des conditions finales d’utilisation du composant, c’est-à-dire la capacité à effectuer une interférence destructive sur une onde plane pour éteindre complètement le signal de la source centrale (étoile). Cette étude consiste à obtenir deux ondes à partir d’une source de référence grâce à un montage interférométrique de type Michelson, et d’injecter ces deux faisceaux dans un guide d’onde. En sortie du composant, par l’intermédiaire d’un capteur, les franges d’interférence sont obtenues par une variation de la phase sur un des bras de l’interféromètre. Je développerai le montage optique dans la section 3.3.3, mais pour expliquer l’exploitation des données il faut savoir que notre montage ne possède actuellement qu’un seul faisceau de sortie. Cela implique que nos mesures ne seront pas simultanées ; la mesure des flux photométriques issus de chaque bras de l’interféromètre, ainsi que l’interférogramme pour plusieurs phases relatives, seront sujets à des variations dépendantes du temps. Notre analyse des résultats a posteriori devra donc tenir compte des incertitudes

(fluctuations) sur chaque mesure de flux.

### 3.2.3.1 Traitement des données

#### Mesure des extrêmes

Cette méthode est la plus naturelle, car elle part de la définition même du taux de réjection  $\rho = I_{max}/I_{min}$ . Cette mesure est effectuée en faisant varier la différence de marche d'un des miroirs du Michelson pour aller mesurer la frange noire ( $\Delta\phi = \pi$ ) et la frange blanche ( $\Delta\phi = 0$ ).

Or, du fait que les mesures des deux extrema ne sont pas simultanées, il faut prendre en compte les instabilités de la source laser. Donc, mise à part les différentes incertitudes de mesure, un biais venant du laser est à prendre en compte. L'erreur relative du taux de réjection  $\frac{\delta\rho}{\rho}$  est égale à la somme quadratique des erreurs relatives sur les intensités mesurées :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \sqrt{\left(\frac{\delta I_{max}}{I_{max}}\right)^2 + \left(\frac{\delta I_{min}}{I_{min}}\right)^2} \quad (3.2)$$

Donc plus les fluctuations d'intensité ( $\delta I_{max}$  et  $\delta I_{min}$ ) sont importantes, plus la mesure de réjection est approximative (Il sera montré dans le chapitre 3 que les fluctuations d'intensité sont dominées par la variations due au laser). De plus, ce type de montage nécessite un détecteur dont la dynamique est de l'ordre de grandeur du taux de réjection. On pourrait penser à l'utilisation de filtre atténuateur, mais la précision de leur coefficient d'absorption augmentera l'incertitude de la mesure.

#### Mesure de la photométrie $\Rightarrow$ Estimation de $I_{max}$

Lors d'une mesure de nulling, la connaissance des flux photométriques de chaque voie permet de corriger les différences de transmission d'intensité et ainsi d'améliorer l'évaluation du taux de réjection. Cette méthode d'approximation a son utilité lorsque la frange blanche sature le détecteur, c'est-à-dire lorsque que l'on a accès seulement aux grandeurs  $I_{min}$ ,  $I_1$  et  $I_2$ .

$$I_{max} = I_1 + I_2 + 2.C.\sqrt{I_1.I_2} \quad (3.3)$$

$$I_{min} = I_1 + I_2 - 2.C.\sqrt{I_1.I_2} \quad (3.4)$$

Il en découle alors :

$$C = \frac{I_1 + I_2 - I_{min}}{2.\sqrt{I_1.I_2}} \quad (3.5)$$

$$N = \frac{1}{\rho} = \frac{1 - C}{1 + C} = \frac{2\sqrt{I_1 I_2} - I_1 - I_2 + I_{min}}{2\sqrt{I_1 I_2} + I_1 + I_2 - I_{min}} \quad (3.6)$$

L'incertitude est calculée par la méthode de la propagation des erreurs (Protassov 2002) :

$$\Delta N = \sqrt{\left(\frac{\partial N}{\partial I_1}\right)^2 \cdot (\Delta I_1)^2 + \left(\frac{\partial N}{\partial I_2}\right)^2 \cdot (\Delta I_2)^2 + \left(\frac{\partial N}{\partial I_{min}}\right)^2 \cdot (\Delta I_{min})^2} \quad (3.7)$$

L'erreur relative ( $\frac{\Delta N}{N}$ ) est plus parlante que l'erreur absolue ( $\Delta N$ ). J'ai représenté sur le figure 3.2 l'erreur relative de la profondeur de réjection en fonction de l'erreur relative sur les intensités photométriques de chaque bras ainsi que de l'erreur sur l'intensité de la frange noire. On observe que l'incertitude sur la mesure du minimum ( $\delta\phi = \pi$ ) est le paramètre le plus contraignant sur la précision de la profondeur de réjection.

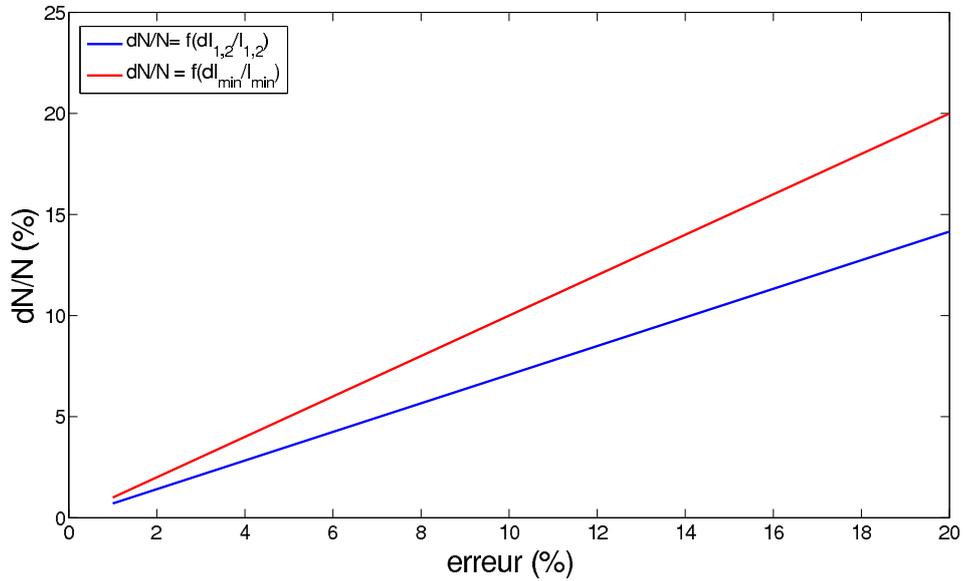


FIGURE 3.2 – Courbes représentant la dépendance de l'erreur relative de la mesure sur la profondeur de réjection en fonction de l'erreur relative sur les flux photométriques (bleu) et de l'interférence destructive (rouge). Les calculs sont faits pour une profondeur de réjection de  $10^{-6}$ , lorsqu'une erreur relative varie de 1 à 20 %, les autres erreurs sont toutes à 0.

### Mesure par un ajustement d'une loi d'interférence

Lorsque l'on a accès à seulement une partie de l'interférogramme, on peut en tirer le taux de réjection de l'expérience par un ajustement des données par une loi d'interférence :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} P_1 \cos(P_2 X + P_3) \quad (3.8)$$

$$\rho = \frac{I_{max}}{I_{min}} = \frac{1 + 2\frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} P_1}{1 - 2\frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} P_1} \quad (3.9)$$

Une autre façon d'écrire l'équation :

$$I = I_1 + I_1 (1 + m_2) + 2\sqrt{I_1 I_1 (1 + m_2)} P_1 \cos(P_2 X + P_3) \quad (3.10)$$

Où  $m_2$  correspond à la différence photométrique entre les deux voies (pourcentage de la voie 1). Le principe du calcul des paramètres de l'interférogramme consiste à faire varier les différentes inconnues de l'équation en essayant de minimiser la valeur du  $\chi^2$ , correspondant à la somme quadratique des déviations des mesures par rapport à la courbe donnée par le jeu de paramètres choisis. Comme la mesure par photométrie qui estime la valeur de la frange blanche, l'ajustement doit permettre de corriger les défauts de montage et d'en sortir le taux de réjection propre au composant.

### Conclusion

Le traitement des résultats sur les mesures de profondeur de réjection n'est pas trivial, plusieurs cas de figure peuvent apparaître, suivant que l'on ait accès à la frange blanche, aux flux photométriques ou à des mesures simultanées. Donc je laisserai de côté le calcul direct de la profondeur de réjection par le rapport des intensités car il n'est pas applicable au modèle d'interféromètre (voir chapitre 3.3.3) et de plus il ne corrige pas les erreurs de photométrie. Pour comparer les deux autres méthodes, j'ai construit des données en prenant comme paramètre un défaut de flux relatif entre les voies ( $\Delta I$ ) et un contraste limite ( $C$ ) :

$$I_2 = I_1(1 + \Delta I) \text{ avec } I_1 = 100 \text{ et } \Delta I = 0.1 ; C = 0,999998 \quad (3.11)$$

Sur la figure 3.3 sont représentés les points de mesures simulés ainsi que les ajustements par une loi d'interférence sur deux domaines de mesure (un déphasage d'une course de  $\pi$  radians ou  $6\pi$  radians). Les résultats (tableau sur les figures avec  $m_1$ ,  $m_2$  et  $m_3$  représentent l'intensité de la voie 1, de la voie 2 et le contraste) donnent un biais sur les intensités photométriques quel que soit le nombre de franges échantillonnées. A l'opposé, le méthode de l'estimation du maximum, prenant en compte les défauts de photométrie, donne un résultat exact par construction.

Les trois méthodes de calcul présentées s'appliquent à des configurations différentes. La mesure des extrêmes convient pour un montage ayant la dynamique du contraste, en revanche elle ne prend pas en compte les flux photométriques pour s'affranchir des défauts d'intensité relative entre les voies de

l'interféromètre, quand elles ne sont pas mesurées simultanément. La deuxième méthode est utile lorsque l'on a fait le choix de ne pas aller mesurer la frange blanche, on extrapole avec les intensités photométriques l'intensité en interférence constructive. Dans ce cas, nous effectuons trois mesures successivement ; cette méthode sera donc plus sensible aux fluctuations du laser et aux vibrations des éléments optiques. Enfin, la troisième méthode n'a pas montré de bons résultats sur le test. Cela est peut être dû à un manque de réalisme sur les données simulées (absence de bruit et de fluctuations) ou un nombre de paramètres caractérisant l'interférogramme trop faible.

Pour l'exploitation des données dans le chapitre 5, je ferai la comparaison des trois méthodes sur les guides creux métalliques. Ensuite seule la méthode par l'estimation de  $I_{max}$  sera appliquée sur le reste des composants d'optique guidée.

### 3.3 Moyens de mesures

Dans cette partie, je vais lister les trois méthodes que j'ai utilisées pour caractériser des guides d'onde. Dans l'ordre, je traiterai des solutions pour observer la distribution d'intensité en sortie de guide, pour mesurer la plage spectrale où le composant d'optique intégrée est monomode et enfin pour apprécier leurs performances de filtrage.

#### 3.3.1 Imagerie

Afin de mesurer la distribution d'intensité en sortie d'un composant, nous utilisons une caméra bolométrique. Cette solution est basée sur la variation de température d'un pixel par effet inductif à la suite de l'absorption d'un photon. Nous avons opté pour une caméra avec une matrice de 320x240 bolomètres (pixels) ayant une dynamique de 20.

Je suis parti de la technique de caractérisation largement utilisée d'un ajustement du profil d'intensité en sortie par la distribution théorique de mode fondamental du guide. Mais lorsque j'ai étudié par simulation la distribution d'intensité en fonction de l'architecture modale (Fig. :4.17), j'ai observé que pour une injection parfaitement centrée dans le cas d'une fibre multimode, je pouvais obtenir en sortie une distribution de type gaussienne. Il faut donc enrichir la caractérisation par une variation des conditions d'injection afin d'observer un changement de la carte de champs et ainsi discriminer modalement les composants.

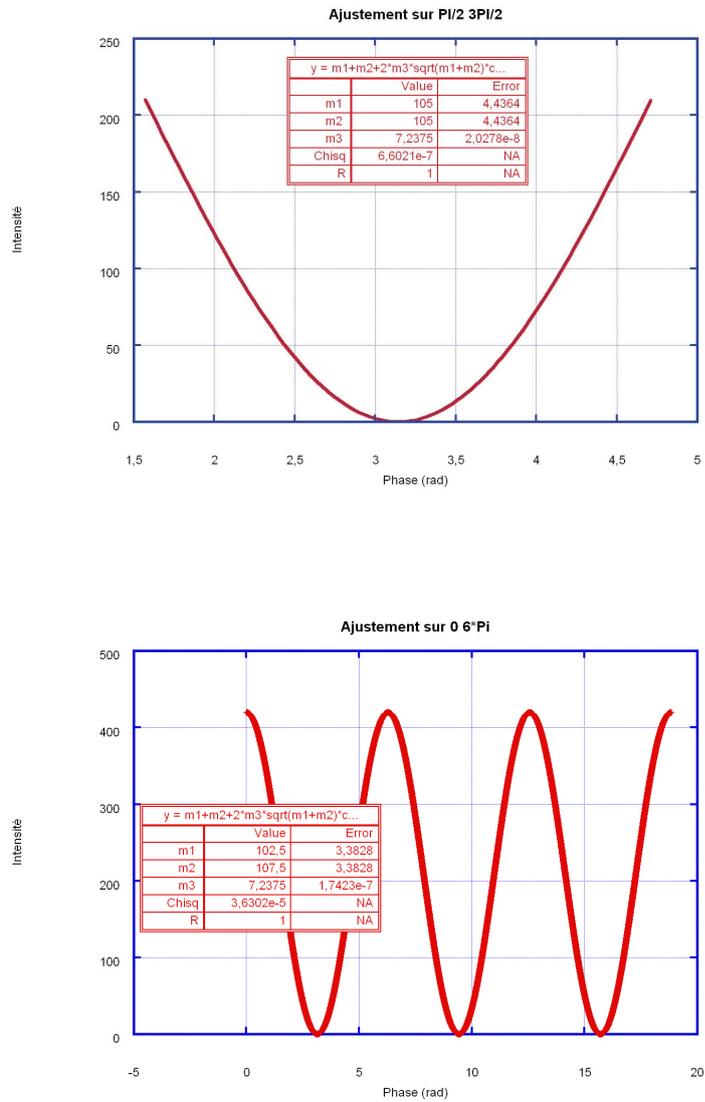


FIGURE 3.3 – Simulation d'interférogramme. Dans la première simulation (en haut), nous supposons que le détecteur n'a pas la dynamique suffisante pour atteindre la frange blanche ( $I_{max}$ ). Dans la suivante (en bas), nous avons simulé une succession de franges avec les mêmes paramètres que la première. L'ajustement des points simulés par une loi d'interférence ne donne pas le même résultat sur les valeurs des intensités.

### 3.3.2 Spectrométrie

La caractérisation de composants nécessite de mesurer leur transmission spectrale. Pour ce faire, nous utilisons un interféromètre de Michelson en mode FTS (Fourier Transform Spectrometer) (schéma : fig.3.4). La lumière issue de la source est séparée en deux faisceaux par une lame séparatrice. Le premier faisceau est réfléchi par un réflecteur fixe, le second faisceau par un réflecteur mobile se déplaçant par pas constants. Au final, nous observons la superposition des deux ondes sur un détecteur.

Si la source est monochromatique (laser), l'intensité mesurée est une sinusoïde, dont la période dépend de la longueur d'onde du signal. En revanche, pour le cas d'une source polychromatique, on obtient à chaque position du miroir mobile la somme de chaque composante monochromatique que constitue la source :

$$I(\Delta l) = a + \int_0^{\infty} B(\nu) \cos(2\pi\nu\Delta l) d\nu \quad (3.12)$$

$B(\nu)$  est la densité spectrale des faisceaux après détection.  $\nu$  est le nombre d'onde (inverse de la longueur d'onde). On observe que  $I(\Delta l)$  est la transformée de Fourier en cosinus du spectre  $B(\nu)$ . Ainsi la transformation :

$$B(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\Delta l) \cos(2\pi\nu\Delta l) d\Delta l \quad (3.13)$$

nous donne accès au spectre. La figure 3.5 (à gauche en bleu) montre l'exemple d'un interférogramme simulé, par transformée de Fourier à partir du spectre (au centre bleu), pour un corps noir à 300K avec quelques raies d'absorption et dont le domaine d'observation est fenêtré par la réponse du détecteur. J'ai rajouté une erreur de mesure de 20% sur l'interférogramme (en rouge), suivant une distribution gaussienne, ou loi normale (histogramme bleu). Le spectre que l'on reconstruit est le spectre en rouge. On observe que sur le domaine observé (2,5 - 13 $\mu m$ ), correspondant à la plage de réponse du détecteur, les erreurs entre le spectre initial et le spectre reconstruit (histogramme en rouge) sont inférieures aux erreurs introduites sur l'interférogramme (histogramme bleu). Les erreurs au-dessus de 90% sont dues à la mauvaise reconstruction des raies d'absorption.

Si l'on place un matériau transparent sur le trajet optique, le spectre mesuré est alors la fonction de transfert du banc multiplié par celui du matériau. Ainsi en divisant chaque point du spectre mesuré avec un élément à caractériser par celui enregistré avec le banc optique à vide, nous obtenons le spectre de transmission de l'élément. À partir de là, nous avons accès à plusieurs grandeurs caractéristiques du matériau, comme son coefficient d'absorption, ses bandes spectrales d'absorption.

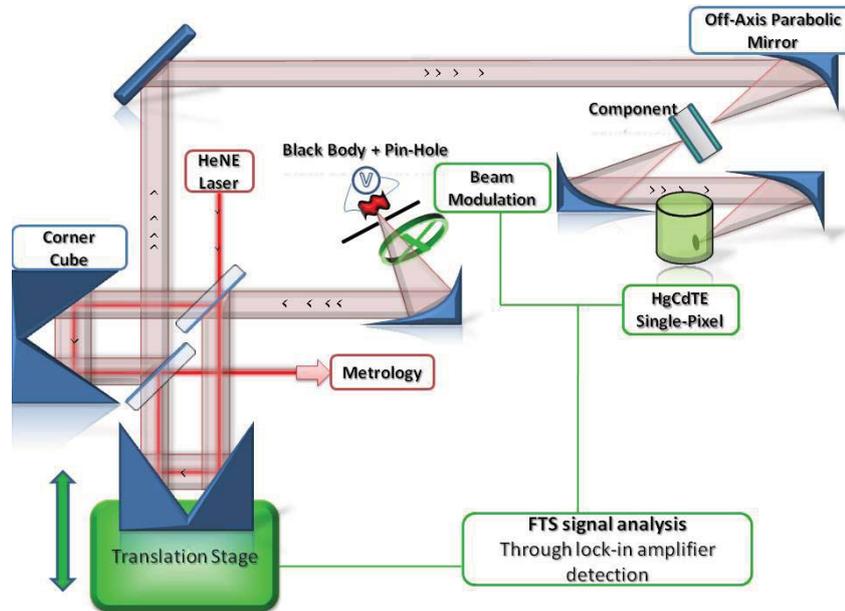


FIGURE 3.4 – Schéma du spectromètre à transformée de Fourier.

Dans une configuration optimale, la mesure du spectre de transmission d'un composant d'optique intégrée serait absolue. C'est-à-dire que l'on obtiendrait directement la transmission en dB/m après normalisation par le spectre du banc à vide. Ceci est très difficile car nécessitant une injection en entrée et une acceptation en sortie identique au montage sans composant. En revanche, ces paramètres sont facilement reproductibles pour un même guide de longueur différente (voir la procédure expérimentale chap.5.3). On a alors accès à la transmission par mesure relative.

La mesure du spectre de transmission donne accès à l'information sur la propagation de l'onde dans le milieu.

La première utilisation de ce spectre est l'observation d'impuretés dans le milieu qui perturbe la propagation de l'onde lumineuse. Il se caractérise par des raies correspondant aux longueurs d'onde d'absorption de ces impuretés.

De plus, si le guide d'onde est confinant, c'est-à-dire que la lumière est propagée et non diffusée, nous pouvons parvenir à réaliser une caractérisation modale. Comme nous l'avons vu précédemment (chap. 3.2.2), le spectre de transmission d'un guide d'onde présente des longueurs d'onde de coupure qui correspondent aux différents modes. La procédure consiste à mesurer précisément ces valeurs pour positionner les domaines modaux.

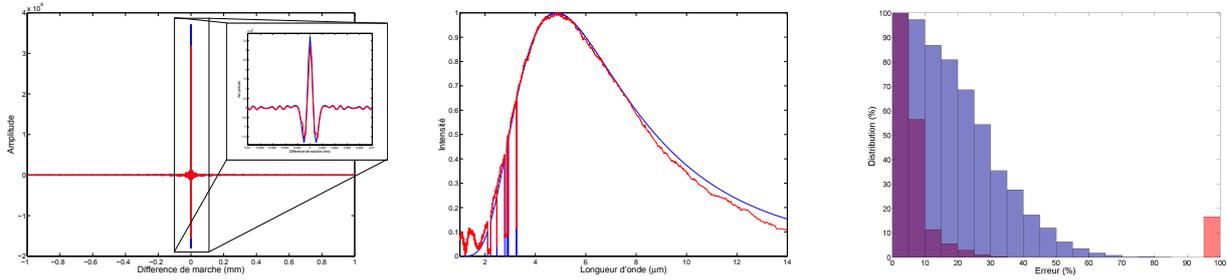


FIGURE 3.5 – À gauche : En bleu, l’interférogramme simulé, à partir du spectre de transmission en bleu, d’un corps noir à 300K émettant dans un environnement avec des raies d’absorption. Le domaine spectral de la simulation est fenêtré par la réponse du détecteur. En rouge : le même interférogramme mais avec une incertitude de 20% sur chaque point. Au centre : En bleu, le spectre de transmission du modèle. En rouge, le spectre reconstruit à partir de l’interférogramme en rouge. À droite : En bleu, distribution des erreurs sur l’interférogramme en rouge suivant une loi normale ( $\mu = 1$  et  $\sigma = 20\%$ ). En rouge, distribution des erreurs entre les deux spectres.

### 3.3.3 Nulling

L’interférométrie en frange noire, aussi appelée nulling, consiste à utiliser un instrument avec deux ondes cohérentes ou plus et de les faire interférer de façon destructive. Cette méthode est l’outil le plus sensible pour la mesure de monomodicité car corrélée à la différence entre les surfaces d’onde des faisceaux. A partir de la propriété du filtrage modal rendant le profil d’intensité affranchi des aberrations en amont du trajet optique, la mesure de réjection est donc directement dépendante de la performance du composant monomode. Pour une configuration optique donnée, un taux de réjection maximum peut être atteint. Ainsi nous pouvons mesurer indirectement les performances de filtrage des composants dans la limite où ceux-ci ne dépassent pas les possibilités du banc optique.

Le début de mon travail a consisté à reprendre les travaux de Lucas Labadie et de Romain Morand sur le banc de nulling. Ils ont développé un banc d’interférométrie opérant sur la frange noire afin de pouvoir caractériser des solutions d’optique guidée pour le filtrage modal. Comme il a été montré dans les chapitres précédents, le cahier des charges donne une profondeur d’extinction de  $10^{-6}$  sur une bande spectrale allant de 6 à 20  $\mu m$ . Labadie et al. (2007) ont atteint une extinction en moyenne de  $2,5 \cdot 10^{-4}$  ainsi qu’une mesure instantanée à  $5,6 \cdot 10^{-5}$  en monochromatique à 10,6  $\mu m$  (laser CO2). Mais ce taux d’extinction est à la limite pour pouvoir utiliser le banc en tant que critère de bon filtrage du guide monomode. Il nous a fallu repenser le banc, faire une étude des sources de bruits et optimiser les différents paramètres comme la

stabilité, le bilan photométrique et l'injection dans les composants de filtrage modal (section 3.5). Le contrôle photométrique n'a pas encore été implémenté.

### 3.3.3.1 Cas monochromatique

Une première caractérisation s'effectue en lumière monochromatique afin de s'affranchir de la difficulté de réaliser un déphaseur achromatique. Pour ce faire, nous utilisons un laser  $CO_2$  travaillant à  $10.6\mu m$ . Le déphasage relatif des deux ondes de l'interféromètre de Michelson est réalisé par une translation du coin cube mobile. Dans ce type de mesure, nous pouvons utiliser les lentilles en ZnSe car leur chromatisme ne va pas avoir d'influence. Le point critique est alors l'alignement des deux coins de cubes ainsi que le positionnement en translation du coin de cube mobile.

### 3.3.3.2 Source large

L'étude modale d'un guide d'onde ne s'arrête pas à une seule longueur d'onde, nous devons en théorie couvrir la bande spectrale  $6 - 20\mu m$ . Durant mon étude, des limitations dues à la source et au détecteur nous a seulement permis d'explorer les longueurs d'ondes comprises entre 3 et  $14\mu m$ . La principale difficulté de cette mesure réside dans le déphasage des ondes. La plupart des solutions technologiques de déphasage ont une dépendance spectrale, qui engendre une perte d'extinction.

### 3.3.4 Mesure de l'indice de réfraction

Cette méthode est décrite ici pour information. Son utilisation n'est pas abordée dans cette thèse. Une des méthodes utilisées pour mesurer l'indice de réfraction d'un matériau diélectrique est la mesure de couplage par un prisme (M-lines, figure 3.6). Cette technique consiste à coupler le faisceau d'un laser dans un guide d'onde par l'intermédiaire d'un prisme placé en contact avec la partie guidante du guide. Si l'on connaît précisément l'épaisseur du guide d'onde, les caractéristiques du prisme (taille et indice de réfraction), alors en étudiant la réflexion du laser sur le guide, on en tire des informations sur l'indice effectif du milieu guidant. Cette méthode est très efficace sur la précision de l'indice de réfraction mais à l'inconvénient de nécessiter plusieurs sources pour couvrir une large bande spectrale.

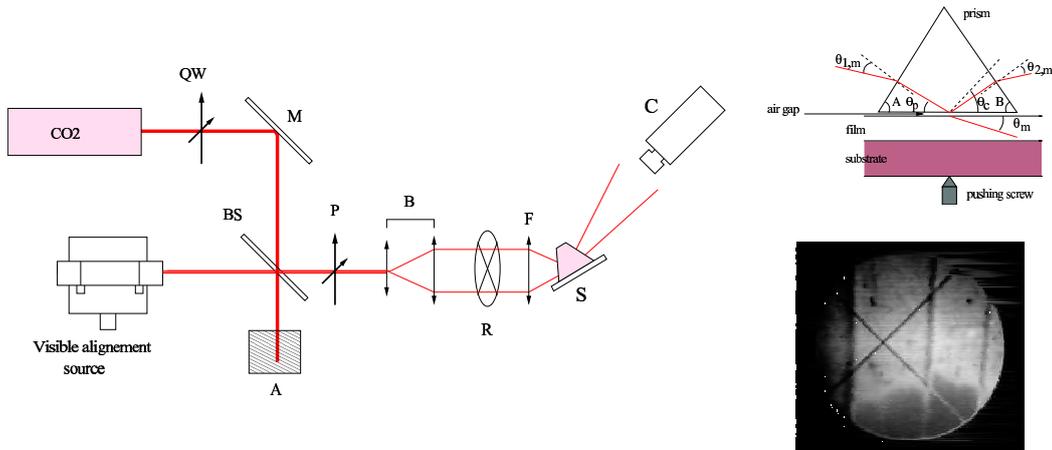


FIGURE 3.6 – Schéma d'un montage m-lines permettant d'observer le nombre de modes se propageant dans un guide d'onde. En bas à droite sont représentées les données issues de la caméra, les bandes noires correspondant à des angles pour lesquels les photons ne sont pas réfléchis mais transmis dans le guide d'onde. (Labadie et al. 2006b)

### 3.4 Description des fonctions des bancs

L'interférométrie en frange noire pour la caractérisation de composants de filtrage modal développé au LAOG doit opérer dans le domaine spectral de 6 à  $20\mu m$ . Dans un premier temps, l'étude est restée monochromatique à  $10,6\mu m$  (laser CO2) par souci de simplicité du banc. Le cahier des charges pour la caractérisation de tels composants (chapitre 2) a contraint de revoir les différents éléments optiques ainsi que les procédures de caractérisation. Je ferai donc dans ce chapitre un récapitulatif des éléments optiques, en donnant leurs performances, leurs influences sur la profondeur de réjection et si ils ont fait l'objet d'une mise à jour.

Le banc (fig. :3.7) se compose d'une source simulant l'étoile observée, s'ensuit plusieurs composants optiques adaptant le faisceau à nos besoins scientifiques (tailles, qualité). Enfin nous séparons en deux notre source cohérente pour réaliser un interféromètre puis ces ondes sont focalisées sur le composant à tester. Une optique peut être nécessaire pour récupérer le flux en sortie. Toute cette partie discute les choix de chaque élément et de leurs influences sur le budget d'erreur.

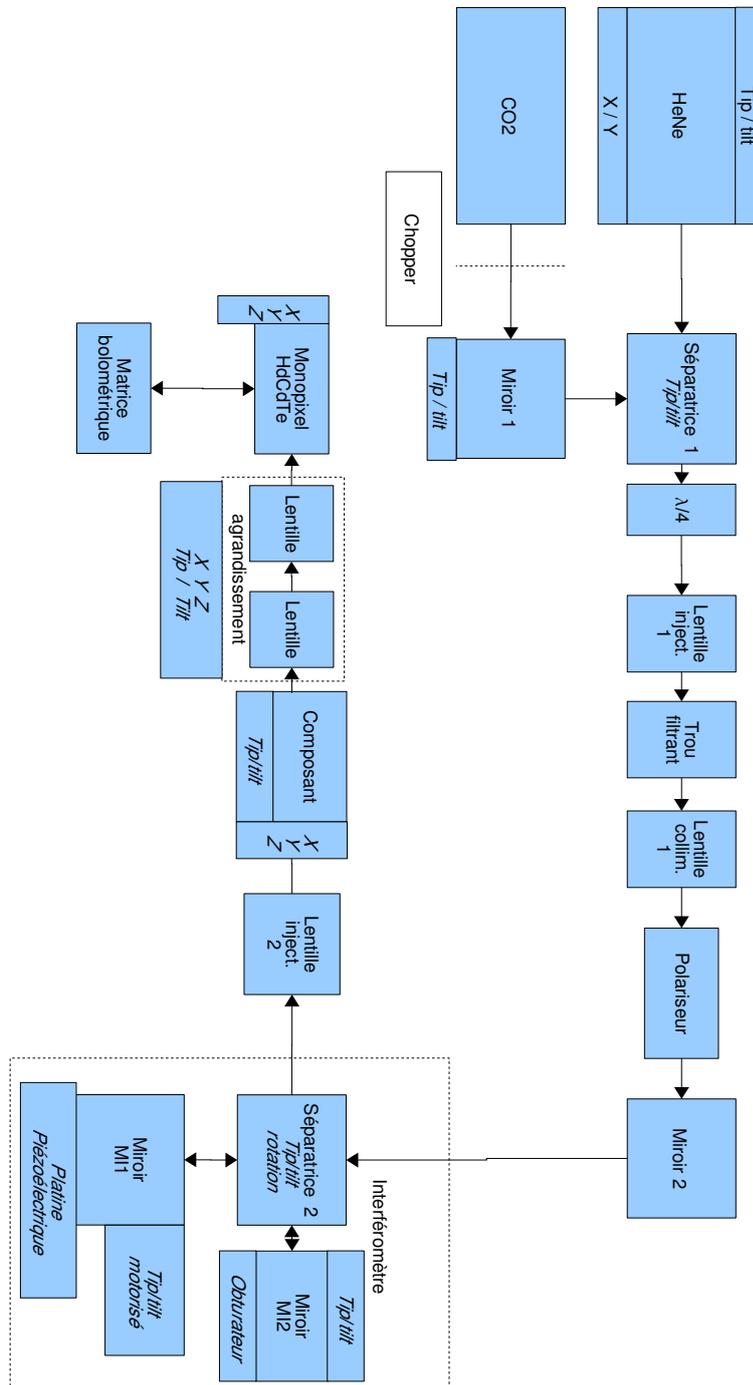


FIGURE 3.7 – Schéma fonctionnel du banc d'interférométrie en frange noire développé au LAOG

### 3.4.1 Sources

#### 3.4.1.1 Laser $CO_2$

Notre source scientifique monochromatique est un laser  $CO_2$  réglé sur une émission à  $10,6 \mu m$ , ce choix repose sur la nécessité d'avoir une source d'une assez grande longueur de cohérence afin d'obtenir des franges d'interférence pour des configurations non optimales (loin de l'égalité des trajets optiques), et surtout nous devons avoir une source avec un fort flux pour la caractérisation de composants à faible transmission.

En ce qui concerne les fluctuations de la source (figure 3.8) nous observons des changements d'intensité de l'ordre du pour-cent sur une période de 15 secondes et de l'ordre de 4% sur 20 minutes. Ces incertitudes sur l'intensité du laser va engendrer une incertitude sur la mesure de la profondeur de réjection car nous ne mesurons pas simultanément les franges blanches et noires. Ainsi dans le cas d'une mesure des maxima, suivant l'équation 3.2, on aura respectivement une incertitude de 1,4% et 5,7%. Dans le cas d'une estimation du maximum (eq. 3.7), on trouve que l'incertitude est réduite à 1,2% et 4,9%. Cet élément est resté inchangé dans la mise à jour du banc optique.

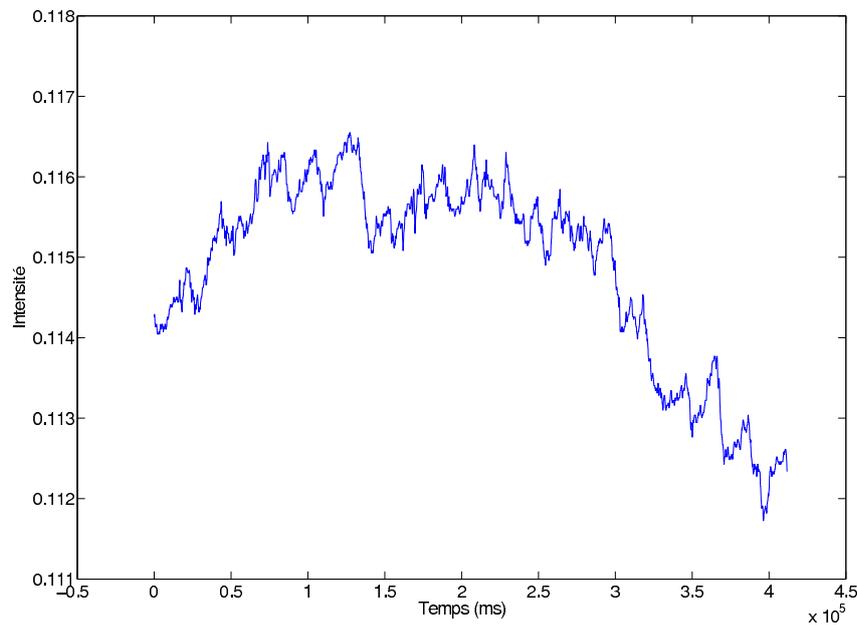


FIGURE 3.8 – *Fluctuation du laser dans le temps. Des oscillations de courte durée (8 à 20 s) donnent une incertitude sur l'intensité du laser de 1,1%. Des mesures complémentaires ont montré que des variations de l'ordre de 20 minutes font osciller le laser d'environ 4%.*

### 3.4.1.2 Laser HeNe

Lorsque l'on opère avec un laser Co<sub>2</sub>, il est nécessaire qu'il lui soit adjoint un laser émettant dans le visible pour permettre l'alignement du banc entier. Lors du montage du banc optique, la première chose à faire est l'alignement entre les deux lasers. La précision de positionnement angulaire obtenue a été de  $\delta\theta = 70''$ . Ensuite chaque optique est réglée en position et en angle par rapport à ce faisceau à l'exception des distances focales de lentille qui ont en général une dépendance chromatique forte.

### 3.4.1.3 Corps noir

L'utilisation d'une source ayant un rayonnement de type corps noir nous permet de faire des mesures en bande large. En revanche, le principal défaut de ce type de source est sa faible puissance car répartie sur une grande plage spectrale. Cette source se compose d'un matériau à travers duquel on fait passer un courant, le faisant chauffer aux températures situées entre 300 et 1000K.

## 3.4.2 Miroir 1 / séparatrice 1

Le laser est fixé directement sur la table optique (schema 3.7). Grâce au miroir 1 et la séparatrice 1, nous pouvons ajuster le faisceau CO<sub>2</sub> pour l'aligner avec le laser HeNe sur plusieurs mètres.

## 3.4.3 lame quart d'onde

La lame quart d'onde est en matériau biréfringent, donc possède un axe privilégié de propagation. Ainsi le cristal agit sur la polarisation du faisceau le traversant. Nommé quart d'onde ( $\frac{\lambda}{4}$ ) à  $10,6\mu m$ , en rapport avec le déphasage introduit entre les deux polarisations de la lumière incidente, elle engendre un déphasage de  $90^\circ$  (un quart de la longueur d'onde) entre les deux polarisations, donc une onde rectiligne ressort circulaire (ou tout du moins elliptique) et vice-versa.

## 3.4.4 Lentille d'injection / trou filtrant / Lentille collimatrice

Ce triplet est composé d'une lentille d'injection en ZnSe, d'un trou filtrant et d'une lentille de collimation également en ZnSe et asphérique pour limiter le champ objet et réduire les aberrations. Cet ensemble effectue un filtrage spatial des hautes fréquences sur le faisceau et permet d'ajuster son diamètre avant

d'entrer dans l'interféromètre. Les tailles des lentilles et donc le grandissement du faisceau seront discutés dans la partie 3.5.3.

### 3.4.5 Polariseur

Un polariseur à grille est utilisé pour l'étude de la propagation des axes de polarisation dans les guides. Dans le cas des guides creux métalliques, cette étude permet de mesurer l'atténuation des modes autre que le fondamental pour un composant monomode (Labadie et al. 2006a).

### 3.4.6 Interféromètre

Fondé sur l'interféromètre de Michelson, le montage co-axial est constitué de :

- Une lame séparatrice assurée par deux lames en KBr avec traitement antireflexion.
- Un bras mobile (grandes courses) avec un coin de cube, faisant varier la différence de marche entre les deux voies pour les mesures de spectres. Ce bras est immobile pour les mesures de profondeur de réjection.
- Un diaphragme sur une des voies pour égaliser au mieux les flux photométriques. Son analyse sera poursuivie au chapitre 3.5.4.1.
- Un deuxième bras mobile (grande précision) avec un coin de cube, dont la platine de translation est composée d'un actionneur piézoélectrique. Son optimisation sera étudiée au paragraphe 3.5.4.2 pour assurer la position à la frange noire.

### 3.4.7 Composant

Élément que l'on doit caractériser. Son entrée peut être rectangulaire (guide creux métallique), circulaire (fibre optique) ou autre. Il est nécessaire de connaître son ouverture numérique et ses dimensions d'entrée, car ils vont influencer le choix du diamètre du trou filtrant, la lentille collimatrice 1 ainsi que la lentille d'injection 2, pour obtenir le plus de flux possible à l'intérieur du composant. Le support du guide possède tous les degrés de liberté sauf la rotation suivant l'axe de propagation qui est superflue. La précision est d'environ  $2,5\mu m$  suivant les trois axes de translation, et d'environ  $6''$  d'angle. Cela est suffisant pour des composants dont le coeur est de l'ordre de la dizaine de microns. Pour chaque type de composant (guide d'onde, fibre) le support doit être adapté car des contraintes portant sur les matériaux à ne pas mettre en contact et la taille sont à prendre en compte (annexe sur les matériaux). Dans

la prochaine mise à jour de la table, le support du composant sera piloté électroniquement avec une plus grande précision ( $< \mu m$ ), il faudra alors penser à un algorithme d'optimisation de l'injection.

### 3.4.8 Détection

L'étude de composant dans l'infrarouge thermique nécessite des instruments de mesure adaptés à ces longueurs d'onde. Nous travaillons avec deux technologies différentes. D'un côté, nous utilisons une détection avec une capacité d'imagerie pour tout ce qui touche à l'alignement et à la caractérisation du champ. De l'autre, notre étude nécessite une mesure très précise (0.1 %) avec une grande dynamique ( $>10^6$ ), spécialement pour les mesures de profondeur de réjection, en utilisant un monopixel.

#### 3.4.8.1 Les détecteurs

Nous avons à notre disposition deux détecteurs. Le premier est une caméra composée de  $320 \times 240$  micro-bolomètres (mesure de la température), dont la sensibilité va de  $8\mu m$  jusqu'à  $14\mu m$ . D'une faible détectivité, nous l'utiliserons seulement dans le cas monochromatique (laser  $CO_2$ ). Le deuxième détecteur est une diode photovoltaïque en HgCdTe refroidie à 77K et d'une taille de  $45 \times 45 \mu m$  dont la sensibilité s'étale sur la plage  $2 - 13\mu m$  (Détectivité :  $D^* \geq 5,0 \cdot 10^{10} cm \cdot Hz^{1/2} \cdot W^{-1}$ ).

Pour récolter la lumière en sortie de composant, nous passons par deux lentilles en ZnSe qui appliquent un grossissement de la sortie du guide d'onde. Cet élément peut être translaté pour ajuster le gain de taille. Dans le cas d'une imagerie, on peut monter jusqu'à 10 et en mesure de précision, on garde le grandissement au alentour de 1.

#### 3.4.8.2 Chopper / Détection synchrone

Comme nous travaillons à température ambiante, l'ensemble des optiques et l'environnement lui-même émettent aux mêmes longueurs d'onde que celles utilisées (un corps noir de  $20^\circ C$  émet un rayonnement centré sur  $10 \mu m$ ). Pour palier à ce problème, nous "encodons" le laser scientifique ( $CO_2$ ) en modulant le signal grâce à une roue dentée (chopper). En sortie, nous utilisons un démodulateur pour seulement récupérer le rayonnement laser dénué du bruit de fond. Je vais expliquer le principe des méthodes d'atténuation de bruit appelé détection synchrone.

Soit un signal périodique correspondant au signal laser modulé par le chopper à la fréquence  $f_0$  :

$$x(t) = a \cdot \cos(2\pi \cdot f_0 \cdot t) \quad (3.14)$$

Le détecteur voit :

$$y(t) = x(t) + b(t) \quad (3.15)$$

Où  $b(t)$  est un bruit parasite. Le principe consiste à multiplier électroniquement le signal  $y(t)$  par un signal de référence  $A \cdot \cos(2\pi \cdot f_0 \cdot t)$  de même fréquence que le chopper. En sortie du multiplicateur :

$$z(t) = A \cdot \cos(2\pi \cdot f_0 \cdot t) \cdot [a \cdot \cos(2\pi \cdot f_0 \cdot t) + b(t)] \quad (3.16)$$

Le bruit étant aléatoire, le spectre de  $z(t)$  ne peut être calculé que par l'intermédiaire du théorème de Wiener-Khinchine. la fonction d'autocorrélation de  $z$  s'écrit :

$$R_z(\tau) = \overline{z(t) \cdot z(t + \tau)} \quad (3.17)$$

$$R_z(\tau) = A^2 \cdot \left[ \frac{a^2}{4} + \frac{a^2}{8} \cdot \cos(4\pi \cdot f_0 \cdot \tau) + \frac{1}{2} \cdot \cos(2\pi \cdot f_0 \cdot \tau) \cdot R_b(\tau) \right] \quad (3.18)$$

Où  $R_b(\tau)$  est la fonction d'autocorrélation du bruit, qui est égale à la variance du bruit ( $\sigma_{bruit}^2$ ) en 0 et nul autrement. La transformée de Fourier de  $R_z(\tau)$  donne :

- Une raie à l'origine d'amplitude  $A^2 \cdot \frac{a^2}{4}$
- Deux raies à  $\pm 2 \cdot f_0$
- Un spectre continu venant du bruit <sup>1</sup>

Si l'on utilise en sortie un filtre électronique RC passe-bas, pour récupérer uniquement la composante constante, on trouve alors que le signal à bruit a été amélioré de :

$$4 \cdot R \cdot C \cdot f_C \quad (3.19)$$

Où  $f_C$  est la fréquence de coupure due à l'échantillonnage du système.

On a donc un amplificateur sélectif. La source est choisie en plaçant au plus près le chopper afin d'encoder le faisceau et non les contributions du bruit de fond.

---

1. On trouvera les développements des équations dans le traité électronique de P. Horowitz

## 3.5 Analyse système, critique et optimisation du banc

Le but de cette section est de lister, autant que possible, les éléments sensibles pour atteindre une extinction acceptable pour la caractérisation modale de composant optique en infrarouge. Ainsi chaque fonction du banc sera analysée à partir des contraintes du cahier des charges et les solutions adoptées donneront les limites du montage. Bien sûr comme tous travaux d'ingénierie, nous serons contraints par la complexité ainsi que sur le budget.

### 3.5.1 Stabilité de la table optique et son environnement

Je commence par l'élément de base que constitue mon montage, à savoir l'analyse de l'environnement de travail. Le banc de caractérisation de composant est développé au sein d'un laboratoire avec plusieurs sources de parasites. Des pompes à vide, les courants d'air ainsi que les variations de température, les climatisations et autres ventilateurs d'ordinateur sont autant de paramètres dont il faut s'isoler ou tout du moins minimiser.

Afin d'isoler le montage optique des éléments extérieurs introduisant du bruit se transmettant par vibration, nous avons suspendu la table optique par un système d'air comprimé. De plus, à chaque pied de la table ont été ajoutés des panneaux de caoutchouc de 1cm, permettant un premier filtrage des ondes de hautes fréquences. Au niveau de l'agencement des éléments optiques, on a placé les éléments les plus sensibles au niveau de pied là où les flexions de la table seront moindres.

#### 3.5.1.1 Mesure de vibrations

Pour juger de l'influence des vibrations sur les différents paramètres de caractérisation de composant, il faut mesurer l'amplitude des oscillations. Mais comme nous allons le voir, nous n'avons pas accès à cette grandeur. Notre démarche est donc d'identifier les sources de bruit. Pour cela nous allons mesurer le spectre des vibrations et attribuer chaque contribution à une source et en atténuer l'influence.

Pour effectuer une mesure des vibrations présentes sur la table, nous avons utilisé un cristal piézo-électrique fournissant une tension proportionnelle à l'accélération suivant un seul axe (figure 3.9). Après avoir testé les 3 axes, c'est seulement suivant l'axe vertical que l'on observe une présence significative des

vibrations. La plupart des mesures se sont effectuées au centre de la table (ventre de vibration).

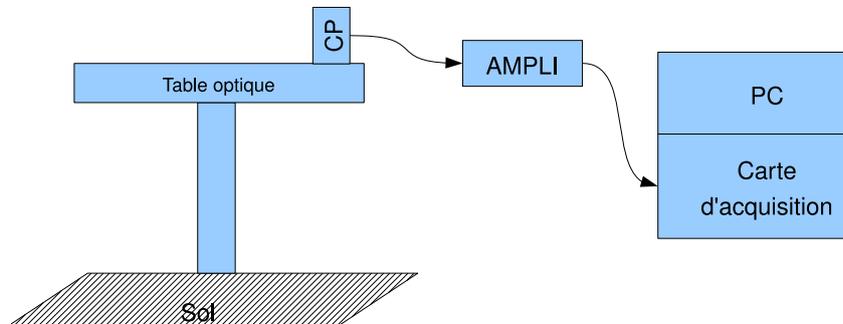


FIGURE 3.9 – Schéma du montage pour la mesure des vibrations verticales de la table optique par un cristal piézoélectrique (CP)

La caractéristique de notre montage accéléromètre est une plage d'acquisition entre 3Hz provenant de l'amplificateur de tension, et 250Hz due à la fréquence d'échantillonnage de la carte d'acquisition. En revanche, nos mesures ne donnent pas une valeur absolue du déplacement. Cela vient du fait que l'étalonnage n'a pas été actualisé récemment (étalon non disponible). Cette limitation ne nous permet pas de remonter aux amplitudes d'oscillation des miroirs et donc de quantifier théoriquement leurs influences sur la réjection. Seule une analyse relative entre deux spectres pourra apprécier les isolations réalisées. L'enregistrement se fait à partir d'une carte d'acquisition pilotée sous Labview toute les 2 ms. L'analyse fréquentielle s'effectue a posteriori sur une plage de fréquence de 2 à 250 hz. Les mesures de vibrations ont été réalisées sur la même période de temps afin de pouvoir comparer les énergies des vibrations en fonction de la fréquence.

Les figures 3.10 et 3.11 correspondent au spectre de puissance des oscillations sur une table optique en aluminium et à deux pieds (ancienne table) ainsi qu'une table TMC montée sur 4 pieds isolés par des panneaux de caoutchouc. On observe un pic intense sur le 50 Hz, cette valeur est un artefact du à une mauvaise isolation de la ligne de mesure par rapport au réseau électrique.

Après avoir testé l'influence de diverses sources de bruit, comme la salle informatique à proximité, le choper pour la détection synchrone, l'ordinateur qui pilote la différence de marche, il s'est avéré que c'est seulement l'ancienne table optique qui était affectée par les sources de bruit. Les mesures représentées sur la figure 3.10 montrent que la nouvelle table réduit d'un facteur 10 l'amplitude des pics fréquentiels.

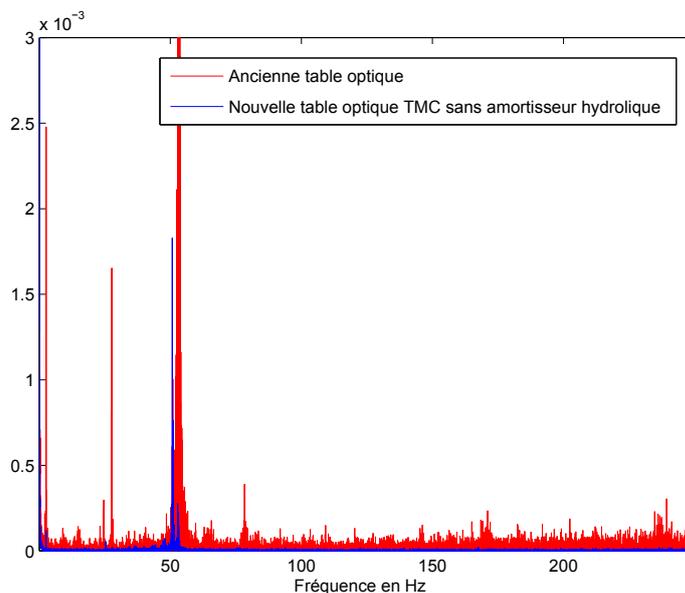


FIGURE 3.10 – Spectre de vibration de surface pour les deux tables optiques. Le pic 50 Hz correspond à du bruit issu du réseau électrique.

### 3.5.1.2 Influence sur les résultats

La présence de vibrations sur le banc optique va avoir plusieurs effets sur les capacités du montage à réaliser une interférence destructive : Nous pouvons séparer en deux les influences négatives des vibrations.

- Celles qui agissent sur la phase, comme les vibrations de la ligne à retard qui entraînent des erreurs de phase proportionnelles à  $\lambda^{-1}$  et dépendantes du temps.
- Celles agissant sur l'amplitude, comme le tip/tilt qui va entraîner une perte d'intensité dans le guide, et qui est proportionnelle à  $\lambda^{-2}$ .

Ces différents effets sont présents lorsque la table se déforme et peuvent être couplés entre eux : une torsion de la table va éloigner les miroirs entre eux et créer un angle avec le chemin optique optimal.

## 3.5.2 Fluctuation du laser Co2 en mode dynamique

Une fois l'analyse de la stabilité du laser dans le temps réalisée (chap : 3.4.1.1), nous avons voulu tester l'influence du déplacement du miroir mobile sur la transmission du faisceau laser. La voie correspondant au miroir fixe est coupée, le flux optique est divisé en :

- 25% sortant de l'interféromètre vers le monopixel.

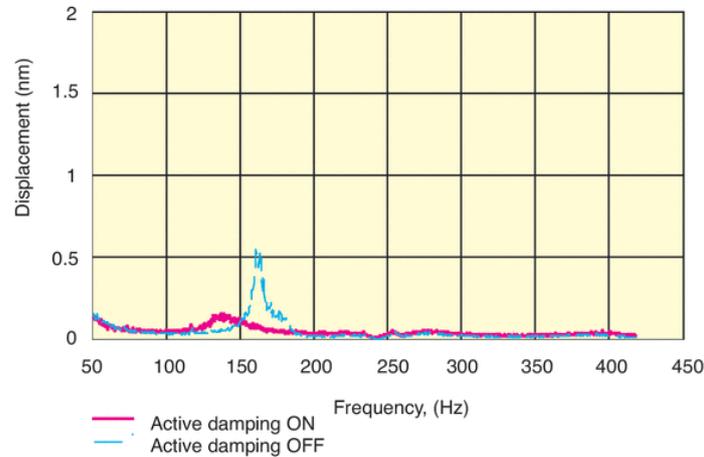


FIGURE 3.11 – Mesures constructeur. Spectre de vibration fournit par TMC avec et sans amortissement.

- 25% revenant vers le début du montage (laser).

Lorsque l'on fait varier la position de l'actionneur piézoélectrique, on observe (figure 3.13) des oscillations sur le signal mesuré en sortie du monopixel, les variations ont deux composantes principales :

- Une composante lente (de l'ordre de 30 secondes) qui correspond à la constante de temps de l'asservissement en température du laser.
- Une composante rapide et en phase avec le déplacement (environ  $10\mu m$ ). Nous avons rejeté l'explication provenant d'un désalignement dû à une translation non rectiligne de l'actionneur car cela aurait donné une dérive constante. Le phénomène est dû au retour du faisceau effectuant une interférence à l'intérieur de la cavité laser.

Afin de supprimer ces fluctuations dues au retour laser (incertitudes de 10% sur les mesures de flux), qui vont introduire une superposition de faisceau et une incertitude de plus de 14% sur la mesure de réjection (equ. 3.2), on a remplacé les miroirs plans par des coins cubes constitués de trois miroirs perpendiculaires entre eux. Ce montage permet entre autre de limiter le retour de flux dans la cavité laser. Je développerai leur étude au chapitre 3.5.6.

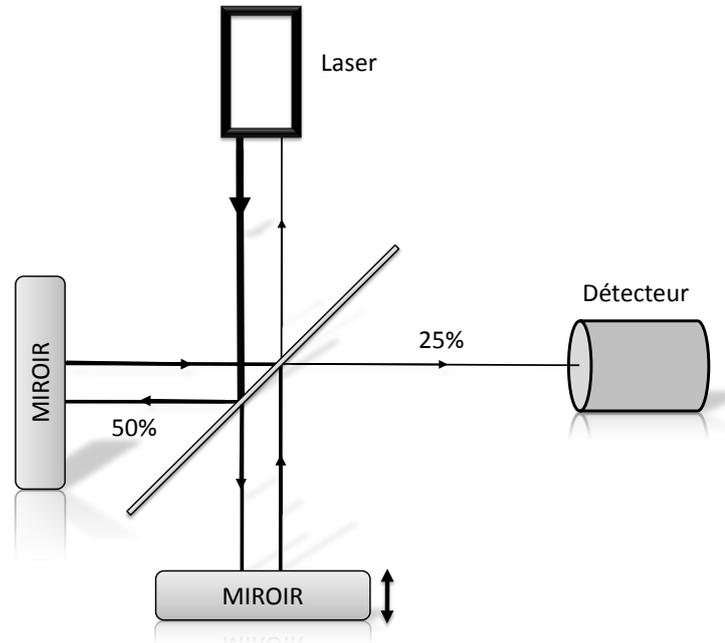


FIGURE 3.12 – Schéma représentant le phénomène de retour laser. Des franges d'interférence se créent dans la cavité laser perturbant son émission stimulée et donc son intensité en fonction de la position du miroir mobile

### 3.5.3 Design optique : Ajustement des ouvertures pour optimiser le flux

Le banc a pour fonction de tester divers composants de filtrage modal dans une configuration d'interférométrie annulante (figure 3.14). Ici je vais discuter des paramètres à faire varier sur les optiques pour avoir un maximum de couplage à l'intérieur des guides d'onde.

La plupart de l'étude se basera sur l'invariant de notre montage, à savoir l'entendue géométrique  $G = S.\Omega$ , calculé à partir de la surface émettrice ou collectrice ( $S$ ) multipliée par l'angle solide d'émission ou d'injection ( $\Omega$ ).

Dans le cas de fibre monomode, nous avons une surface  $S = \pi.r^2$ , le cône d'émission est compris dans l'angle maximale  $\theta$ , on a donc

$$\Omega = 2.\pi.(1 - \cos(\theta)) \simeq \pi.\theta^2 \quad (3.20)$$

On relie  $\theta$  à l'ouverture numérique par la relation :  $O.N. = n.\sin(\theta) \simeq n.\theta$  (ici  $n=1$ ). Or dans notre cas, la distribution du champ en sortie d'une fibre

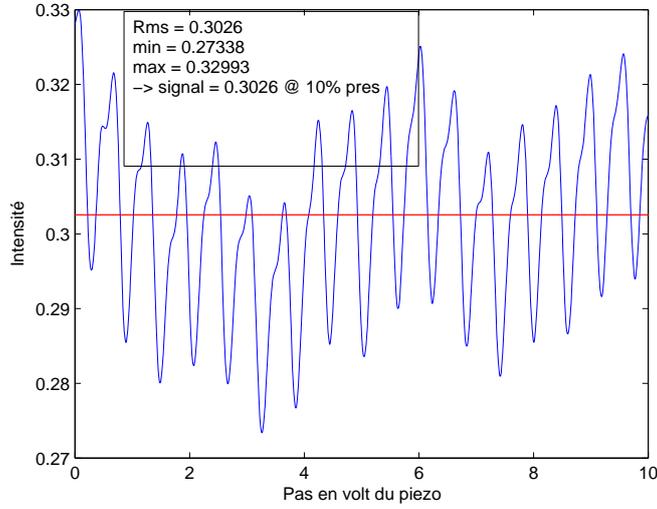


FIGURE 3.13 – *Mesure de l'intensité en fonction de la position du miroir mobile sur une seule voie de l'interféromètre dans le montage Michelson. On observe clairement un phénomène de battement, attribué à une interférence dans le laser.*

monomode est assimilée à une gaussienne. Ce qui donne la relation suivante :

$$O.N. \simeq \frac{\lambda}{\pi.r} \quad (3.21)$$

Ainsi on obtient la relation suivante :

$$G = S.\Omega \simeq \lambda^2 \quad (3.22)$$

Au niveau du trou filtrant et de la lentille collimatrice  $l_1$  nous avons :

$$G = \frac{\pi D_{l_1}^2}{4 f_{l_1}^2} \pi d_{trou}^2 \quad (3.23)$$

On relie cette grandeur à l'étendue géométrique au niveau de l'injection du composant :

$$G = \frac{\pi D_{l_2}^2}{4 f_{l_2}^2} \pi d_{comp}^2 \quad (3.24)$$

Or, nous avons fait le choix de figer la lentille d'injection pour augmenter la répétabilité des mesures sur le banc optique (seule l'ouverture numérique change et non la focale). Cette lentille limite le diamètre du faisceau sur l'ensemble du montage, ce qui fausse la relation 3.22. Nous allons calculer le

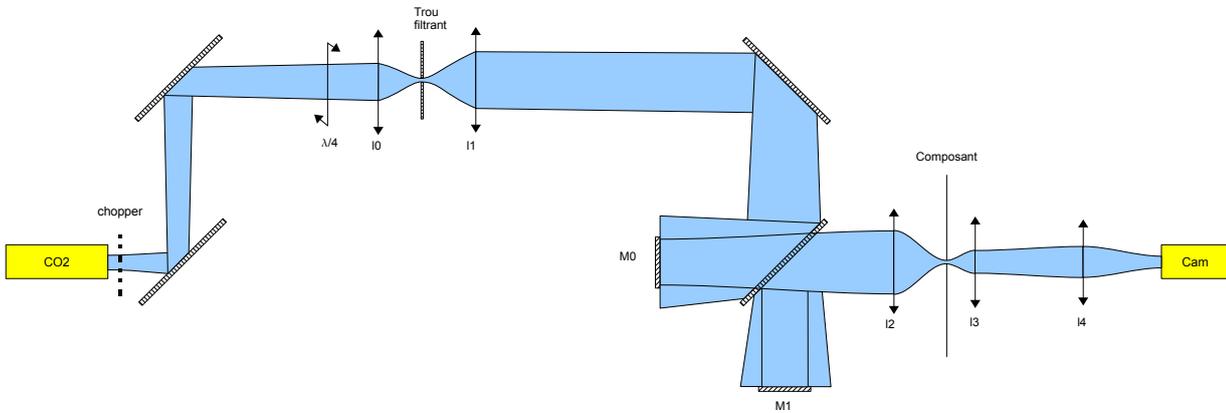


FIGURE 3.14 – Design optique du montage Michelson.

diamètre minimum des composants d'optique intégrée ainsi que du trou filtrant pour être dans les meilleures conditions d'injection ( $G \rightarrow \lambda^2$ ) et dans le cas de la limite de diffraction de la lentille d'injection :

- $d_{trou} \geq 65 \mu m$ , dans le cas où  $f_{l1} = 254$  mm ;
- $d_{trou} \geq 24 \mu m$ , dans le cas où  $f_{l1} = 94$  mm ;
- $d_{comp} \geq 6 \mu m$

Maintenant nous allons calculer quelle est la taille du trou filtrant nécessaire en fonction du diamètre du composant monomode. Pour cela nous posons,  $D_{l1} = D_{l2} = D$  dans les relations 3.23 et 3.24, car nous supposons que la taille du faisceau tout au long de l'interféromètre n'est plus limité par la lentille la plus petite (l2). On peut alors se focaliser sur les rapport de grandissement :

$$\gamma = \frac{f_{l1}}{f_{l2}} = \frac{d_{trou}}{d_{comp}} \quad (3.25)$$

Nous avons la possibilité d'utiliser, suivant les besoins, deux lentilles différentes à la position l1 sur le schéma ; elles se caractérisent par une focale de 254 et 95mm et d'un diamètre de 30 et 35mm respectivement pour la première et deuxième lentille. Sur la figure 3.15 est représentée l'influence de la taille du composant monomode sur la taille du trou filtrant pour conserver l'étendue géométrique du système, permettant d'injecter le maximum de photons dans le guide d'onde.

On s'aperçoit que dans tous les cas on n'est pas en contradiction avec les contraintes imposées par la taille de la lentille l2. Pour chaque taille de

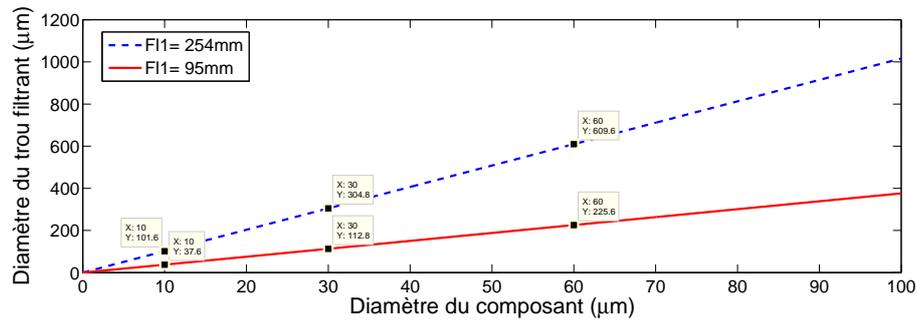


FIGURE 3.15 – Représentation de la dépendance de la taille du trou filtrant en fonction de la taille de la partie guidante d'un composant monomode permettant de satisfaire l'invariance de l'entendue géométrique.

coeur de composant, il faut choisir entre les deux lentilles disponibles pour la position l1 ; pour cela on privilégie les plus petites tailles de trou (focale de lentille l1 de 95mm) afin d'obtenir un meilleur pré-filtrage en amont du composant, mais dans le cas d'un manque de flux nous choisirons la lentille à plus longue focale.

### 3.5.4 Re-configuration du Michelson

Dans cette section, je vais lister les principaux changements que j'ai effectués sur l'ancienne expérience d'interférométrie en frange noire. Pour chaque paramètre abordé, je vais donner les nouvelles caractéristiques. Je conclurai sur les nouvelles performances du banc dans la section suivante.

#### 3.5.4.1 Défaut d'intensité

Comme il a été montré dans le chapitre 2.2.1, le défaut de flux relatif entre les bras de l'interféromètre doit être inférieur à 0.4% pour atteindre une réjection de  $10^6$ . La solution retenue, nécessitant le moins de budget pour l'équilibrage des flux, a été l'ajout d'une lame de rasoir pilotée électroniquement pour obturer la voie interférométrique la plus intense. La procédure consiste à mesurer toutes les dix minutes les flux de chaque voie et de faire la correction nécessaire afin de limiter les biais dus aux fluctuations du laser. Ce système nous a permis d'atteindre un défaut d'intensité d'environ 0,2%. L'inconvénient de ce type de montage est qu'il déforme le front d'onde, lorsque la correction à apporter est trop importante, et va donc dégrader les mesures de réjection. Encore une fois le filtrage modal nous aide car toute onde couplée dans le guide ressort avec une distribution gaussienne indépendamment de

l'onde incidente.

### 3.5.4.2 Précision sur la différence de marche

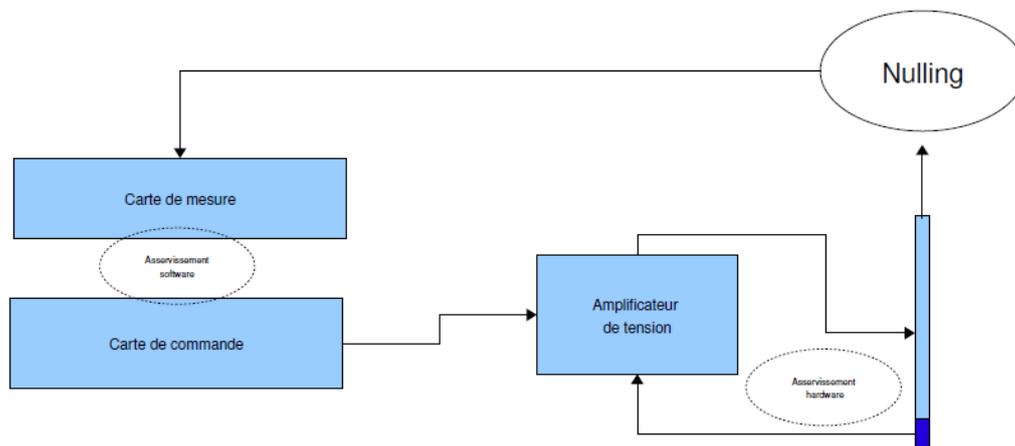


FIGURE 3.16 – Schéma hardware et software du contrôle du miroir mobile.

La commande du miroir mobile qui permet d'introduire un déphasage de  $\pi$  radians entre les deux voies de l'interféromètre est réalisée par un actionneur piézoélectrique (figure 3.16). Celui-ci est piloté par une carte de commande reliée à un amplificateur de tension (gain de 10). Si nous restons dans une fréquence d'asservissement de la position inférieure à 20 Hz, le coefficient d'amplification de tension pour l'actionneur reste constant ( $\times 10$ ). La carte est configurée pour avoir une résolution de 14 bits sur la plage de fonctionnement du cristal piézoélectrique (0-10V). L'actionneur ayant une course de  $90\mu\text{m}$  pour une différence de tension de 100V, on a donc une résolution réelle de 5,4 nm donnant une réjection limite de :

$$\rho = \frac{\lambda^2}{\delta l^2 \pi^2} = 4.10^5 \quad (N = 2,5.10^{-6}) \quad (3.26)$$

Pour atteindre les spécifications du cahier des charges ( $N \leq 1.10^{-6}$ ) nous avons rajouté un diviseur de tension qui théoriquement nous permet d'atteindre un contrôle de position à  $0,54\text{nm}$  ( $N = 2,5.10^{-8}$ ). Mais lorsque l'on arrive à ce niveau de précision, les câbles, même blindés, se comportent comme une antenne réceptrice. Expérimentalement nous pouvons atteindre une précision de l'ordre du nanomètre ( $N = 9.10^{-8}$ ), ce qui est largement dans les spécifications du cahier des charges qui nécessite  $3\text{nm}$ .

### 3.5.4.3 Asservissement

La notion d'asservissement est une part très importante dans le concept final d'un interféromètre à frange noire. Plus le temps d'intégration est long, plus le rapport signal à bruit augmente. Dans la littérature, les estimations de temps d'intégration vont de quelques minutes à quelques jours en fonction des besoins d'observation. De nombreuses expériences ont montré qu'une dérive apparaissait nécessairement lorsque l'on se plaçait à la frange noire. Ainsi la mise en place d'un algorithme d'asservissement de la phase relative entre les différentes voies de l'interféromètre est à mettre en place. Par manque de temps cette optimisation n'a pas pu être développée sur notre table optique. Les premiers résultats de [Gabor et al. \(2008a\)](#) sont prometteurs, ils se basent sur le contrôle de la ligne à retard en effectuant volontairement un tremblement de la ligne à retard autour de la position optimale et corriger en temps réel les différentes dérives possibles. Dans l'avenir, l'implémentation de l'algorithme de l'asservissement de la position sera une nécessité.

### 3.5.4.4 Le capotage de l'interféromètre

Dans sa version antérieure, l'interféromètre était à l'air libre. Cette configuration était alors sujette à de nombreuses perturbations présentes dans l'air.

Tout d'abord des turbulences, pouvant venir des divers ventilateurs et du gradient de température présent dans la pièce, vont faire varier localement l'indice de réfraction et donc induire des parasites sur le déphasage relatif des bras de l'interféromètre. Ce déphasage est de l'ordre de :  $\delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} l \Delta n$ , où  $l$  est la longueur de la bulle d'air dont l'indice est  $n_1 = 1 - \Delta n$ , sur un temps caractéristique de l'ordre de la seconde.

Ensuite, les différents miroirs sont sensibles aux vibrations acoustiques, dont les fréquences les plus basses peuvent engendrer des fluctuations de l'ordre de plusieurs micromètres.

Enfin, l'air étant naturellement chargé de vapeur d'eau, leurs raies d'absorptions situées dans l'infrarouge thermique vont dégrader le signal à bruit lors de mesures spectrométriques.

La solution retenue à été un capotage de la partie interféromètre du montage optique. Ainsi, nous voulons une stabilisation des conditions atmosphérique et une isolation acoustique par rapport à l'environnement de travail. De plus, l'ajout de cristaux de zéolite va aider à faire chuter l'hygrométrie dans l'enceinte de travail. Cette implémentation est à but préventif, aucune mesure n'est venue quantifier les performances obtenues par cette modification. Une procédure, pourrait consister à mesurer le spectre de transmission du banc

optique à vide en fonction de temps, avec et sans cristaux de zéolite.

### 3.5.5 Qualité optique

On modélise les erreurs de polissage des miroirs par des erreurs de phase qu'ils vont engendrer (WFE : Wave Front Error). Il nous faut donc une amplitude des défauts inférieure à  $3nm$  (cf equation 2.8). Ce qui correspond à  $\frac{\lambda_{ir}}{3330}$  ( $\lambda_{ir} = 10\mu m$ ), très difficilement atteignable sur quatre optiques en série. Là encore, le filtrage modal va nous aider. Tout d'abord [Ruilier \(1999\)](#) ont montré que les défauts sur le front d'onde supérieurs au premier ordre dans la décomposition en polynôme de Zernike, sont nettement atténués et essentiellement convertis en fluctuation d'intensité. Seul le premier ordre est conservé, correspondant au défaut de piston du front d'onde. Pour les défauts de plus haut ordres, [Menesson et al. \(2002\)](#) ont donné la relation entre la décomposition en polynôme Zernike ( $a_i$ ) et l'extinction atteignable :

$$N = \sum_{i=2}^{\infty} \frac{a_i^4}{16} \quad (3.27)$$

À partir de cette équation, si nous supposons que les défauts de planéité sont dans le deuxième polynôme ( $a_2$ ) alors la nouvelle contrainte sur la qualité du front d'onde devient :

$$N = 10^{-6} \Leftrightarrow \delta\phi = 6,3 \cdot 10^{-2} rad \Leftrightarrow \delta = 100nm \quad (3.28)$$

Ainsi à  $10\mu m$ , les distances sur les optiques ne doivent pas dépasser  $\frac{\lambda_{ir}}{100}$  ( $100nm$  rms), équivalent à  $\frac{\lambda_{vis}}{6,3}$  qui est une notation plus industrielle se basant sur la longueur d'onde du laser hélium néon ( $\lambda = 638nm$ ).

### 3.5.6 Montage Michelson avec des coins cubes

Le principe de ce type de montage repose dans un premier temps sur l'utilisation de deux coins de cube, qui ont la particularité de renvoyer un faisceau parallèle au faisceau incident (Figure 3.17 courbe bleu et rouge). Ainsi pour des défauts de tip-tilt (les deux rotations autour de l'axe de propagation de la lumière) n'auront aucun effet sur l'angle relatif entre l'onde incidente et l'onde réfléchi. Seule une translation aura lieu entre ces deux ondes : plus l'angle du coin cube est grand, plus les deux faisceaux vont se rapprocher. Cet effet est analogue à une translation du coin cube dans le plan orthogonal à l'axe de propagation du faisceau (Figure 3.17 courbe bleu et verte).

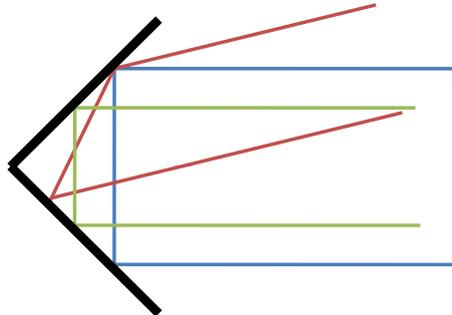


FIGURE 3.17 – Schéma des propriétés sur le renvoi des faisceaux d'un coin-cube.

Du fait de ce changement de plan, le montage des séparatrices a dû être revu (figure 3.20 et 3.18), un montage avec deux lames séparatrice adjacentes tête bêche à été développé. Ce type de montage Michelson permet, en plus de supprimer le retour du faisceau dans le laser, de réduire les défauts d'intensité comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant. Une étude de la polarisation ainsi que la dépendance chromatique du montage sera abordée.

### 3.5.6.1 Défaut d'intensité

Le montage d'origine utilise une séparatrice comme séparateur d'intensité sans compensatrice. Il en résulte un défaut d'intensité et une dépendance chromatique intrinsèque au montage. Comme le montre le schéma 3.19, où  $t$  et  $r$  correspondent aux coefficients de transmission et de réflexion, lors de la recombinaison on obtient, au premier ordre, en transmission sur la voie 1 :  $trtt$  et sur la voie 2 :  $tr$ . On a donc une différence de transmission proportionnelle à  $t^2$ . Comme il a été montré précédemment, l'égalité des flux doit être très précise (0,3%). Dans ce type de montage il est alors impossible d'atteindre les objectifs. Dans un montage Michelson, on ajoute une deuxième lame, appelée compensatrice, permettant de rééquilibrer les flux. Pour satisfaire le cahier des charges sur l'erreur relative sur le flux, nous avons choisi un montage avec coin de cube permettant une meilleure égalité des flux.

Pour incorporer le montage avec des coins de cube, on a repensé le montage optique au niveau de l'interféromètre. La principale différence est le changement de plan des faisceaux réfléchis. Le schéma 3.20 montre la solution adop-

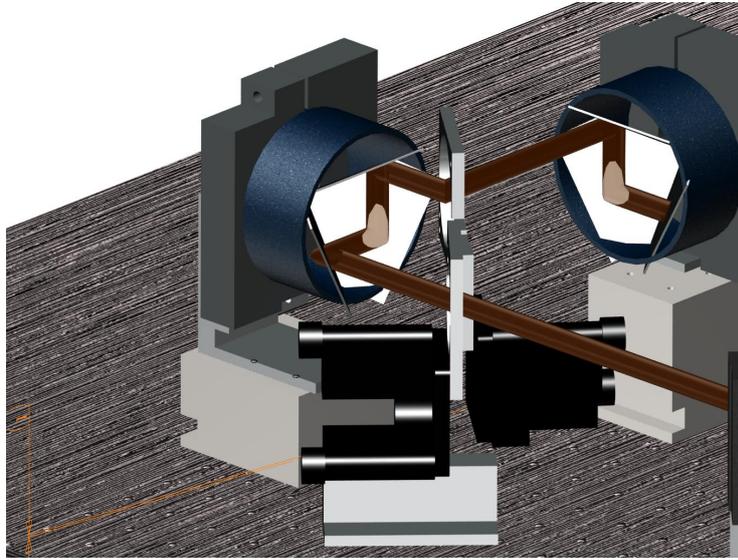


FIGURE 3.18 – Représentation en trois dimensions du montage interférométrique avec deux coins cubes et les séparatrices adjacentes.

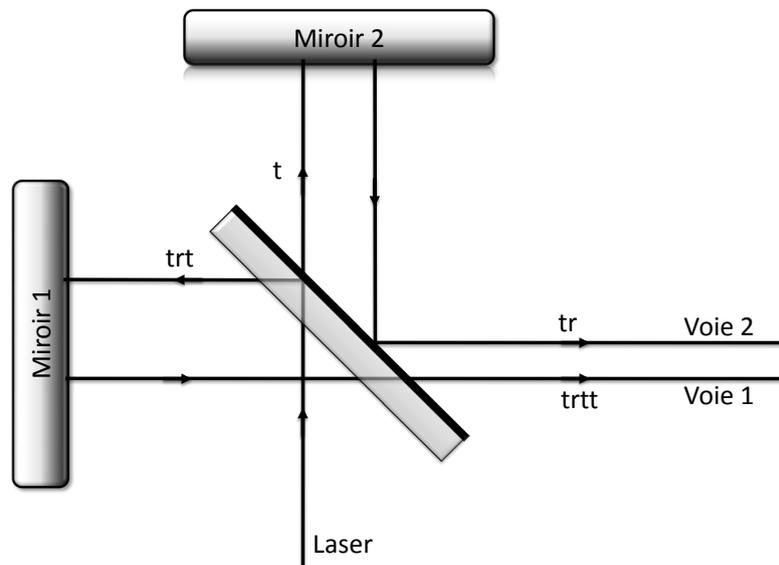


FIGURE 3.19 – Schéma d'un montage d'interféromètre de Michelson sans compensatrice. Le rapport d'intensité en transmission entre les deux bras est proportionnel à  $t^2$ .

tée. Nous avons placé deux séparatrices côte-à-côte, et tête bêche. Dans une configuration avec coins de cube, la différence de transmission au premier ordre entre les deux bras est nulle (à l'image d'un montage avec compensatrice).

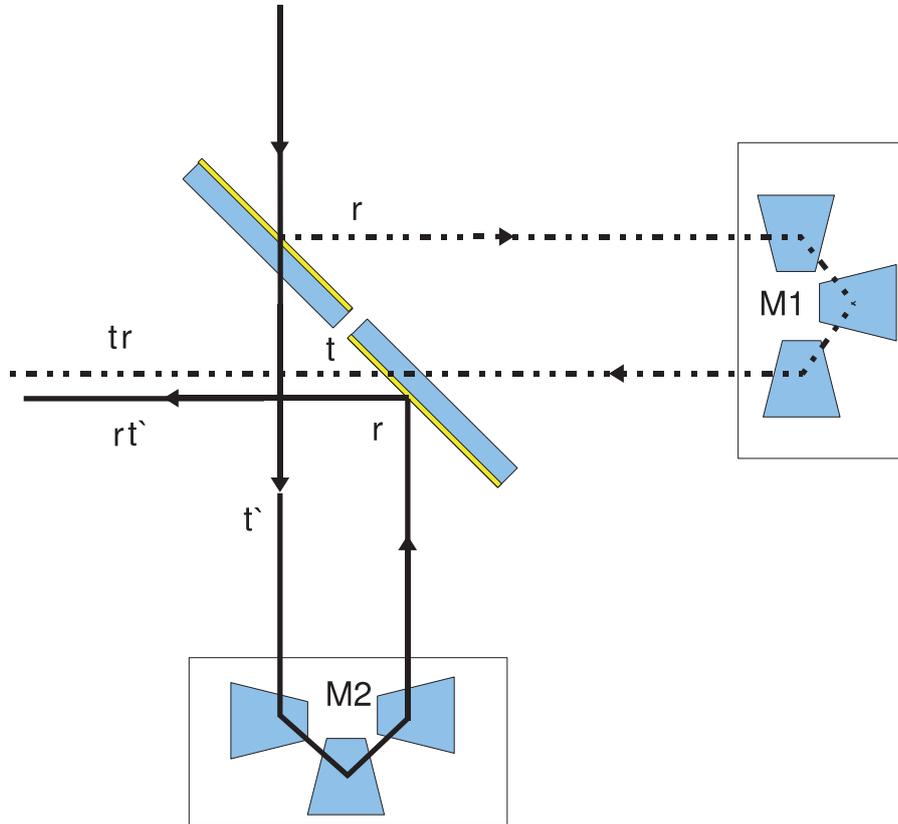


FIGURE 3.20 – Schéma du montage interférométriques avec deux coins cube. Le défaut relatif d'intensité est ici proportionnel à  $t'-t$  (réflexion relative sur chaque face).

Maintenant si l'on veut être plus précis dans l'analyse du flux transmis, il faut regarder les effets sur les transmissions et réflexions au second ordre. Pour cela je vais m'appuyer sur les schémas de la figure 3.21, donnant les transmissions et réflexions dans différents cas. Le schéma du montage avec coins cube (à droite) montre que pour le flux de sortie, le nombre et le type de réflexion sont identiques. En revanche, au niveau des transmissions nous avons deux types différents :

$$t = t_{Air \Rightarrow Coating} * t_{Coating \Rightarrow ZnSe} * t_{ZnSe \Rightarrow Air} \quad (3.29)$$

$$t' = t_{Air \Rightarrow ZnSe} * t_{ZnSe \Rightarrow Coating} * t_{ZnSe \Rightarrow Air} \quad (3.30)$$

Serabyn & Colavita (2001) ont remarqué qu'en présence d'une séparatrice avec perte, une différence de fonction de transfert ( $t-t'$ ) était moins contraignante que ( $r-r'$ ). D'après le théorème "right-and-left incidence theorem" (Yeh 1988), la différence  $t - t'$  est nulle, même dans un milieu absorbant. Ceci était une explication théorique, les caractéristiques sur les coefficients de réflexion et de transmission ont donné une incertitude de 6%, on peut donc être largement en dehors des nécessités imposées par le cahier des charges.

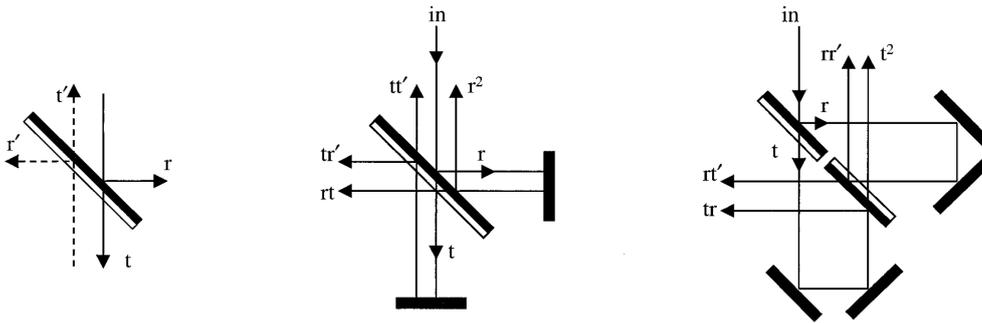


FIGURE 3.21 – Gauche : schéma de la lame séparatrice définissant les transmissions et réflexions. Centre : schéma d'un montage simple d'une séparatrice dans une interféromètre de Michelson. Droite : schéma d'un montage avec deux séparatrices.

### 3.5.7 Influence de l'alignement sur la polarisation

Dans le cadre de l'interférométrie annulante, l'étude de la polarisation est critique. Comme je l'ai résumé dans le chapitre 2.2.2.1, Chazelas (2007) démontre que les erreurs relatives entre les angles de positionnement des miroirs dans l'interféromètre introduisent deux effets sur la polarisation et donc détériorent les performances de réjection. Ainsi on peut observer des effets de déphasage différentiel et de rotation de la polarisation. Il conclut que pour atteindre une extinction de  $10^{-6}$ , la tolérance d'alignement est de l'ordre de la minute d'arc. Notre procédure d'alignement se fait en deux parties, la première place les optiques à 3 minute d'arc (précision de  $2,5mm$  sur  $2,5m$ ). La seconde, utilisant des actionneurs piézoélectriques, permet de descendre en dessous de la seconde d'arc. En terme d'erreur sur la polarisation en fonction de la précision des optiques nous sommes dans les spécifications requises. L'étude de la réponse des coins de cube d'un point de vue de la polarisation est prévu ultérieurement. Nous voulons savoir si il est possible avec ces rétro-rélecteurs d'obtenir un déphaseur achromatique.

### 3.5.8 Chromatisme

Cette grandeur, caractérisant la variation de chemin optique en fonction de la longueur d'onde, ne sera pas sensible pour toutes les mesures en lumière polychromatique. Plusieurs effets rentrent en ligne de compte.

Le premier est le passage du faisceau au travers d'un composant diélectrique, dont l'indice de réfraction est généralement dépendant de la longueur d'onde. Le chromatisme de phase se fait aussi sentir pour une configuration de déphasage par translation du chemin optique, comme dans notre montage optique. Lorsque l'on déplace un bras de l'interféromètre de  $\Delta l$  par rapport à l'autre bras, alors la différence de phase entre les deux faisceaux est de :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l \quad (3.31)$$

Ainsi si nous voulons avoir un déphasage de  $\pi$  radians à  $\lambda = 6\mu m$ , nous devons déplacer le miroir mobile de  $\Delta l = 3\mu m$ . Mais cette translation induit à  $\lambda = 20\mu m$  un déphasage de  $\Delta\phi = 0.94rad$ . Cela donne une différence de phase entre les deux longueurs d'onde de  $d\phi = \frac{7\cdot\pi}{10} \gg 2\cdot 10^{-3}rad$  nécessaire pour atteindre une extinction de  $10^{-6}$ .

## 3.6 Performances

Grandeur	Équation	Précision Avant/Après	Réjection Avant/Après
Défaut de phase	$N = \left(\frac{\pi\sigma_{opd}}{\lambda}\right)^2$	$\sigma_{opd} = 2,7nm / 1nm$	$N = 6,4\cdot 10^{-7} / 8,8\cdot 10^{-8}$
Défaut photométrique	$N = \frac{dI^2}{16}$	$dI = 5\% / 1\%$	$N = 1,5\cdot 10^{-4} / 6,3\cdot 10^{-6}$
Qualité optique	$N = \frac{\left(\frac{2\cdot\pi}{\lambda} \cdot \frac{\lambda_{vis}}{X}\right)^4}{16}$	$\frac{\lambda_{vis}}{10}$	$N = 1,3\cdot 10^{-7}$
Tip/tilt	$N = \frac{\left(\frac{\pi\cdot D\cdot\sigma_\theta}{\lambda}\right)^4}{64}$	$\sigma_\theta = 0,1' / 1''$	$N = 3,4\cdot 10^{-5} / 2,6\cdot 10^{-8}$

TABLE 3.1 – Récapitulatif des performances du montage optique sur la mesure de la profondeur de réjection  $N$ , avant et après optimisation à la longueur d'onde  $\lambda = 10,6\mu m$ .

Pour récapituler, l'optimisation du banc s'est effectuée sur plusieurs paramètres. Nous avons augmenté la précision sur la position de la ligne à retard. Bien qu'étant déjà théoriquement en dessous des limites du cahier des charges, nous avons voulu avoir une marge de manoeuvre, nous permettant dans un avenir proche d'implémenter un asservissement actif. Malgré l'ajout de lame de rasoir contrôlées de façon électronique, la différence de flux entre les deux bras de l'interféromètre n'est pas encore assez contrainte pour atteindre une

réjection de  $10^{-6}$ . Pour palier à ce problème, nous effectuons une correction à posteriori. La prochaine étape sera d'avoir une mesure en temps réel des voies photométriques ainsi que de la frange noire. La grandeur pour laquelle nous sommes passés en dessous des pré-requis est la précision d'alignement du banc optique. Ce saut de précision est dû à l'ajout d'actionneurs piézoélectriques réglant le positionnement des deux séparatrices. Enfin d'autres changements ont eu lieu, comme le changement de table optique et le capotage de l'interféromètre, mais l'évaluation de leurs influences sur les performances du banc est difficile.

# Simulation et conception de guides diélectriques

---

## Sommaire

---

4.1	Cahier des charges (ESA) . . . . .	79
4.2	Revue des matériaux et méthodes de réalisation de guide d'onde . . . . .	80
4.3	Logiciel et paramètres des simulations . . . . .	84
4.4	Fibre monomode . . . . .	86
4.5	Guide plan . . . . .	92
4.6	Guides droits . . . . .	94
4.7	Séparateur et recombineur de faisceaux . . . . .	97
4.8	Conclusion . . . . .	100

---

DANS le processus de conception d'un composant d'optique intégré, la simulation est l'élément le plus en amont afin de choisir le meilleur design pour répondre au cahier des charges. Je vais d'abord regarder les caractéristiques des divers matériaux susceptibles d'entrer dans le processus de réalisation de guides d'onde. Ensuite, ce n'est plus qu'un problème d'architecture, dont les briques sont les distributions transverses des indices de réfraction, en essayant d'obtenir les performances souhaitées et en tenant compte des contraintes vis-à-vis des procédés de fabrication.

## 4.1 Cahier des charges (ESA)

Plusieurs projets d'étude d'exoplanètes par interférométrie à franges noires sont en préparation. L'ESA est porteur d'un projet (Darwin), qui est actuellement dans une phase de recherche technologique. Le point qui m'intéresse consiste à réfléchir sur la conception d'un composant d'optique intégré pour effectuer un filtrage modal dans un instrument interférométrique travaillant en frange noire. J'ai pris comme base de travail les objectifs du cahier des

charges défini, pour le projet DARWIN, comme suit<sup>1</sup> :

**Largeur spectrale** : La couverture du domaine spectral doit être de 6 à  $20\mu m$ . L'idéal étant d'aller jusqu'à  $30\mu m$  (cf chapitre 1). L'ensemble du spectre pouvant être séparé au maximum en 3 sous-canaux spectraux, où le guide d'onde doit être monomode, mais sans avoir de zone lacunaire.

**Taux de réjection** Les longueurs des guides d'onde doivent être choisies de façon à atteindre un rapport entre la transmission du mode fondamental et les modes d'ordre supérieur d'au moins  $10^6$ .

**La transmission** au travers des guides d'onde doit être maximisée. La transmission interne finale d'un guide d'ondes utilisé comme filtre modal doit être supérieure à 50 % pour le mode fondamental sur toute la gamme spectrale couverte.

## 4.2 Revue des matériaux et méthodes de réalisation de guide d'onde

Dans cette section, je vais faire une liste non exhaustive de différents matériaux diélectriques susceptibles d'être utilisés dans la réalisation d'un guide d'onde dans l'infrarouge thermique. Le matériau doit être transparent dans l'infrarouge, sans oublier de regarder les défauts et impuretés qui peuvent apparaître durant les phases de fabrication et affectant les performances de transmission (Klocek 1991). Les matériaux infrarouges qui ont été testés à ce jour dans le cadre d'un développement de composants photoniques diélectriques sont principalement les verres à base de chalcogénure, d'halogénure d'argent ou de séléniure de zinc. Je développerai les deux premiers dans la suite seulement, car ils font partie des matériaux utilisés au sein du laboratoire.

### Chalcogénure

Les verres en chalcogénure ont été les premiers matériaux utilisés pour produire des fibres travaillant dans l'infrarouge moyen (Kapany 1965). Ils sont formés par la combinaison d'un ou plusieurs éléments chalcogènes comme le soufre, sélénium ou tellure avec un ou plusieurs éléments tels que l'arsenic, le

---

1. données issues de l'appel d'offre de l'ESA de 2006 : partie optique intégrée pour le projet Darwin

germanium, le phosphore, l'antimoine, le gallium, l'aluminium ou de silicium, leurs propriétés optiques changeant fortement avec la composition. En règle générale, les verres chalcogénures sont très stables dans le temps et insensibles à l'humidité. Une différence particulière, entre ces verres et d'autres matériaux pour l'infrarouge moyen, est qu'ils ne transmettent pas correctement dans le domaine du visible et que leurs indices de réfraction sont assez élevés. Par exemple les fibres d'Arsenic-trisulfide ( $As_2S_3$ ) ont une fenêtre de transmission allant de 0,7 à  $12\mu m$ . Il existe un grand nombre de réalisations de composants d'optique intégrée en chalcogénure : tout d'abord, [Viens et al. \(1999\)](#) ont décrit les processus de réalisation de guide d'onde en chalcogénure par photolithographie, inscription laser et implantation ionique. [Turnbull et al. \(2004\)](#) ont développé un guide plan en  $Ge_5As_{34}Se_{61}$ , et par photo-lithographie au laser  $Ar^{3+}$  ( $514,5nm$ ), ils ont réalisé un guide droit de  $5\mu m$  de large. Plus récemment, [Houizot et al. \(2007\)](#) ont développé un fibre monomode à  $10,6\mu m$  à base de  $Te_2As_3Se_5$ . Cette dernière étant transparente jusqu'à  $12\mu m$  avec des pertes aux alentours de  $0,1dB.cm^{-1}$ .

## Halogénure d'argent

Pour commencer, nous pouvons déjà remarquer que les fibres cristallines, comme en halogénure d'argent, ont, dans la plupart des cas, une couverture spectrale plus large que les fibres amorphes (en verre), mais leur procédé de fabrication est plus complexe. Actuellement les composants polycristallins (Argent, Chlore, Brome) sont les plus utilisés dans leur composition. On trouve souvent des fibres d'halogénure d'argent transparentes jusqu'à  $20\mu m$ . Ces matériaux ont l'avantage d'être ductiles, d'avoir un point de fusion bas et d'être isotropes. Ayant collaboré avec une équipe de Tel-Aviv, spécialiste de la fabrication de composants en halogénure, je traiterai plus en profondeur de ces matériaux, et de la réalisation de guides, dans le chapitre 5. Toutefois pour comprendre les résultats des simulations, il me faut introduire comme caractéristique de ces cristaux l'indice de réfraction ainsi que le coefficient d'absorption.

Ces éléments sont composés d'argent, de bromure et de chlore suivant la proportion :



avec  $x$  compris entre 0 et 1. [Bunimovich & Katzir \(1993\)](#) ont mesuré expérimentalement l'indice de réfraction de l'halogénure en fonction de la proportion de Cl et Br. Ils en ont tiré une courbe allant de l'AgCl à l'AgBr (figure 4.1).

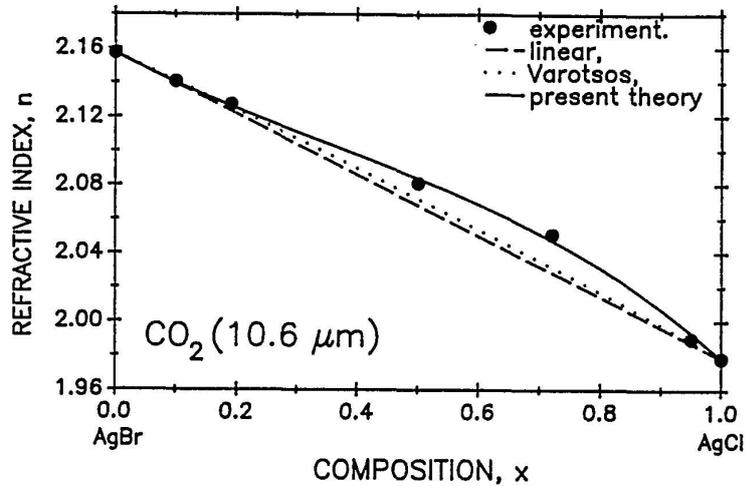


FIGURE 4.1 – Indice de réfraction de l’halogénure d’argent, à  $10,6 \mu\text{m}$ , en fonction de sa composition. Sont représentés : les points de mesure, la dépendance linéaire, le calcul par le modèle de Varotsos ainsi que le modèle de [Bunimovich & Katzir \(1993\)](#).

### Méthode de fabrication de fibre/guide et variation locale de l’indice de réfraction

Les techniques de fabrication de fibres sont de plus en plus fiables. Elles se fondent essentiellement sur la fabrication d’une préforme que l’on chauffe puis que l’on étire. On peut alors facilement choisir le diamètre du cœur ainsi que les indices de réfraction, dans la limite des matériaux disponibles, et donc obtenir théoriquement la fibre satisfaisant nos besoins.

La réalisation de guide d’onde en optique intégré se fait en deux étapes. La première consiste à réaliser une tranche de matière brute voire un guide plan. Pour cela, nous partons d’un bloc de matière dont on connaît les caractéristiques, on le modèle par pressage pour obtenir la forme rectangulaire voulue. Le guide plan est juste un assemblage de guides rectangulaires.

Pour la deuxième étape, si l’on veut obtenir des composants d’optique intégrée ayant des circuits plus ou moins complexes, il faut en plus développer d’autres méthodes pour modifier localement l’indice de réfraction. Je présenterai ici seulement trois techniques qui ont l’avantage d’être faciles à mettre en place, où tout du moins qui ont déjà prouvé leur efficacité dans le passé.

**La photo-inscription** comporte deux techniques. La première est une technique qui utilise un masque pour définir le dessin des différentes voies du composant. Ce masque est placé sur la matière première (bloc ou guide plan) et

l'ensemble subit un rayonnement interagissant avec l'élément diélectrique au niveau où le masque est transparent. Ainsi en fonction de l'influence de l'irradiation sur le composant, nous pouvons travailler de façon directe (irradiation sur la future partie guidante si la variation d'indice est positive) ou par négatif (irradiation sur la future partie non guidante si la variation d'indice est négative).

La deuxième technique utilise directement un laser ayant une puissance suffisante pour venir augmenter localement l'indice de réfraction du matériau. Le principe consiste à envoyer des photons dans la bande d'absorption du matériaux, soit, pour les halogénures, entre  $400 - 500nm$ .

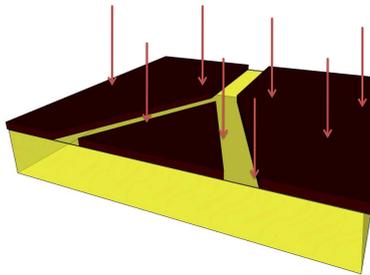


FIGURE 4.2 – Photo-inscription par irradiation et délimitation du design par un masque.

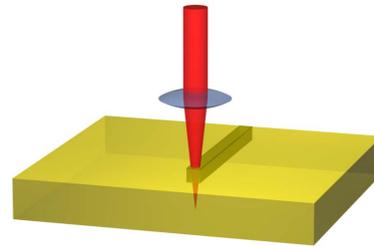


FIGURE 4.3 – Photo-inscription par laser.

**La diffusion ionique** Cette fois-ci, au lieu d'avoir des photons qui interagissent avec l'élément diélectrique, ce sont des ions qui vont diffuser sur une faible épaisseur. Il ne faut pas confondre la diffusion ionique et l'implantation ionique qui utilise un faisceau de haute énergie de particules ionisées.

**Le stamping** est une technique qui consiste à imprimer des circuits par pression. Dans un premier temps on crée une lacune dans un substrat par l'intermédiaire d'un objet solide, ensuite un autre composant d'indice de réfraction légèrement supérieur est placé dans la partie manquante. Cette technique est principalement utilisée sur les halogénures d'argent qui ont la particularité d'être relativement mous.

En ce qui concerne les matériaux en halogénure d'argent, nous pouvons potentiellement appliquer les techniques de photo-inscription et de stamping.

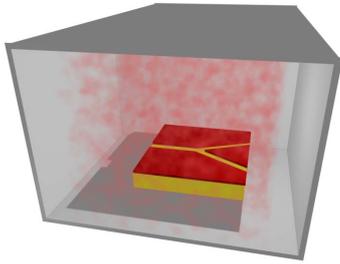


FIGURE 4.4 – Schéma de la méthode de variations locales de l'indice de réfraction par diffusion ionique.

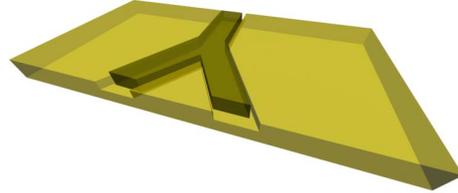


FIGURE 4.5 – Schéma de la méthode de variations locales de l'indice de réfraction par incrustation (stamping).

La première méthode, aussi appelée "photo-darkening", a très rarement été traité dans la littérature ([Chen et al. 1986](#)). La deuxième est une technique qui demande encore du développement technologique ([Pavelyev et al. 2008](#)).

### 4.3 Logiciel et paramètres des simulations

#### La modélisation

Pour faciliter la modélisation, j'ai utilisé le logiciel BeamProp<sup>©</sup>. Il est fondé sur le calcul de la propagation d'onde lumineuse à travers des matériaux diélectriques, en utilisant la Méthode de Propagation de Faisceaux (BPM : Beam Propagation Method) ([Okamoto 2005](#)).

On commence la modélisation d'un composant par la mise en place de sa géométrie et de la distribution des indices de réfraction. Dans certains cas, afin de réduire le temps de calcul, des domaines peuvent être supposés infinis. C'est le cas dans une modélisation de fibre où la gaine est alors un domaine dont l'interface extérieure n'est pas définie.

#### Les paramètres

En ce qui concerne les grandeurs permettant d'apprécier le caractère modal d'un design, nous sommes obligés, excepté dans les cas où la solution analytique est intégrée au logiciel (guide plan, fibre), de calculer les distributions du champ pour chaque mode (exemple des deux premiers modes dans une fibre [4.6](#) et [4.7](#)). Ensuite cette carte d'intensité va être comparée (calcul de l'intégrale de recouvrement) à la distribution calculée numériquement lorsque

l'onde se propage dans le guide d'onde. Il en ressort alors la puissance optique transportée par chaque mode en fonction de la longueur de propagation dans le guide.

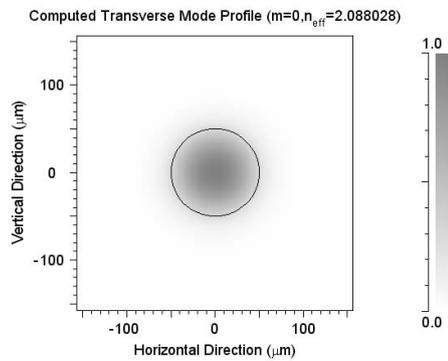


FIGURE 4.6 – Mode fondamental d'une fibre optique, calculé numériquement.

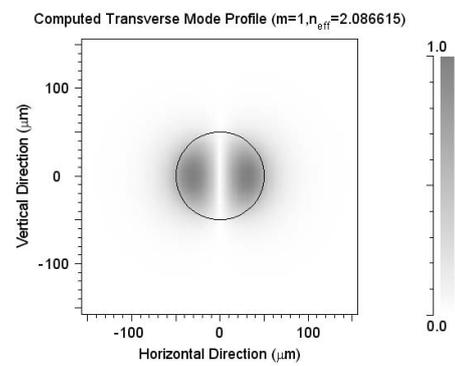


FIGURE 4.7 – Premier mode d'une fibre optique, calculé numériquement.

## 4.4 Fibre monomode

J'ai commencé les simulations par les fibres monomodes, car elles offrent théoriquement de bonnes performances de filtrage. La modélisation est rapide, on déclare les indices de réfraction du coeur et de la gaine, la taille du coeur, la gaine étant, dans un premier temps, supposée infinie (images 4.8 et 4.9).

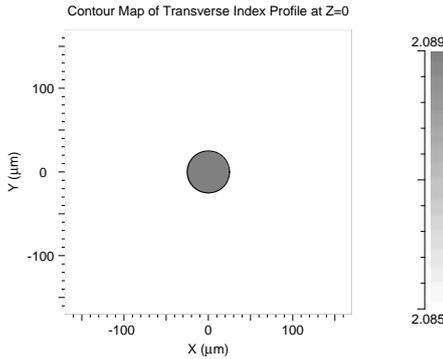


FIGURE 4.8 – Distribution transverse des indices de réfraction et géométrie d'une fibre en halogénure d'argent.

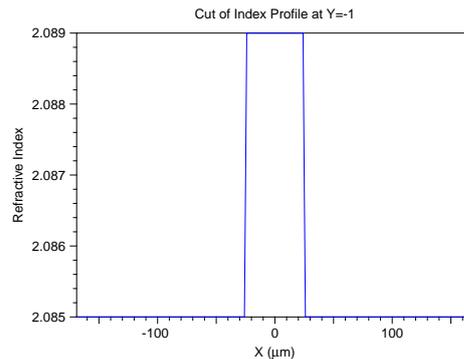


FIGURE 4.9 – Coupe du schéma de gauche. On observe que la modélisation est basée sur une fibre à saut d'indice.

### Déterminer la plage de monomodicité en fonction des paramètres de la fibre

Pour déterminer la plage de monomodicité, nous regardons la transmission spectrale de chaque mode. Nous cherchons à obtenir un domaine où tous les modes sont atténués, excepté le mode fondamental. Ces simulations (figures 4.10 à 4.13) sont couteuses en temps de calcul (environ deux heures par figure), car pour chaque longueur d'onde, il nous faut calculer la propagation sur une longueur assez conséquente ( $2cm$ ) pour que le phénomène de filtrage soit observé. Ici le but est de trouver la différence d'indice répondant au mieux au cahier des charges.

Dans les simulations, où les modes 0 et 1 correspondent aux modes  $LP_{0,1}$  et  $LP_{1,1}$ , je suis parti d'une fibre faisant  $60\mu m$  de diamètre avec un indice de réfraction de la gaine  $n_g = 1.980$ . La variable est  $\delta n$  correspondant à la différence d'indice de réfraction entre la gaine et le coeur ( $n_c = n_g + \delta n$ ).

À partir des simulations, nous pouvons retrouver les longueurs d'onde de coupure. Nous la mesurons en prenant la valeur lorsque le mode a été atténué de moitié. Son incertitude allant de la transmission maximale

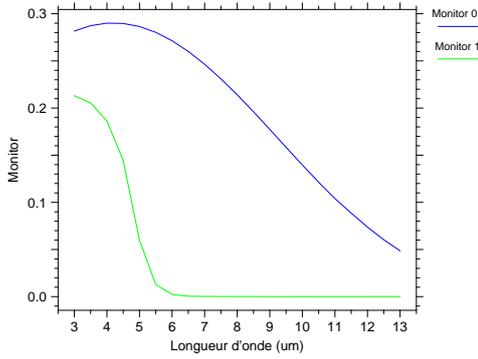


FIGURE 4.10 – Diamètre  $60\mu m$ ,  $\delta n = 0,001$ .  $\lambda_c$  simulée  $4,75_{2,8}^6\mu m$ .  $\lambda_c$  théorique =  $4,93\mu m$ .

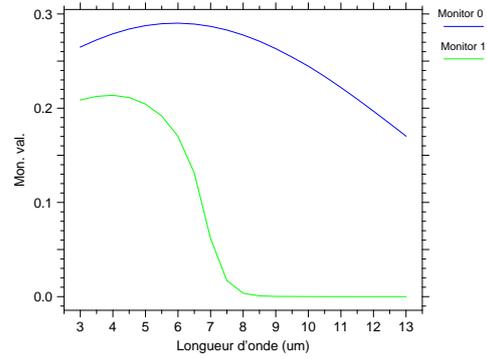


FIGURE 4.11 – Diamètre  $60\mu m$ ,  $\delta n = 0,002$ .  $\lambda_c$  simulée  $6,7_{4,1}^{8,5}\mu m$ .  $\lambda_c$  théorique =  $6,98\mu m$ .

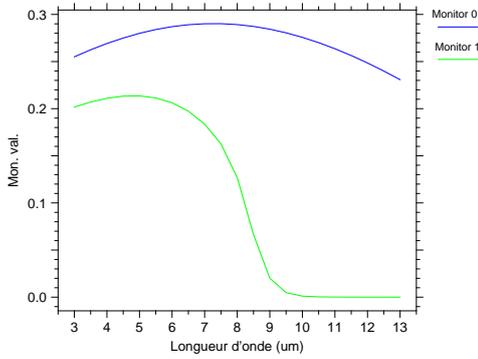


FIGURE 4.12 – Diametre  $60\mu m$ ,  $\delta n = 0,003$ .  $\lambda_c$  simulée  $8,2_{5,1}^{10}\mu m$ .  $\lambda_c$  théorique =  $8,55\mu m$ .

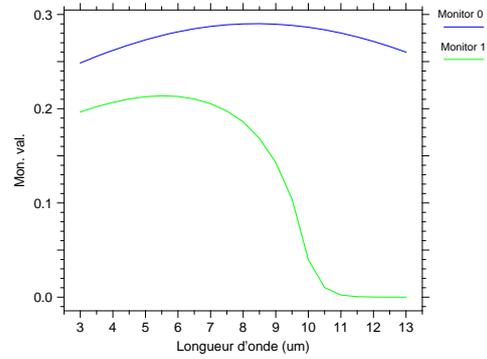


FIGURE 4.13 – Diamètre  $60\mu m$ ,  $\delta n = 0,004$ .  $\lambda_c$  simulée  $9,4_6^{11,5}\mu m$ .  $\lambda_c$  théorique =  $9,87\mu m$ .

jusqu'à la disparition du mode. Nous trouvons donc des longueurs d'onde de coupure  $\lambda_c$  simulées<sup>2</sup> à  $4,75_{2,8}^6$ ;  $6,7_{4,1}^{8,5}$ ;  $8,2_{5,1}^{10}$  et  $9,4_6^{11,5}\mu m$  alors que le calcul théorique (equation 2.23) donne  $4,65$ ;  $6,98$ ;  $8,55$  et  $9,87\mu m$ . On peut aussi remarquer que pour couvrir une large bande spectrale de fonctionnement, on a nécessairement une diminution du flux du mode fondamental sur la plus grande longueur d'onde (figure 4.10).

Pour conclure, on s'aperçoit que l'on peut contrôler facilement la longueur d'onde de coupure en jouant sur la différence d'indice de réfraction, et donc

2. les valeurs sous la forme  $X_Z^Y$ , correspond aux longueurs d'onde auxquelles l'intensité commence à décroître (Y), à la moitié de l'atténuation(X) et lorsque le composant est complètement monomode (Z)

avec deux fibres ( $\delta_n = 0.041$  et  $0,004$ ) nous pouvons couvrir le domaine spectral  $6 - 20\mu m$ . Par contre la transmission du mode fondamental chute rapidement et donc nous ne validerons pas la transmission du plus de 50% sur le mode fondamental. Ainsi pour un choix de filtrage par fibre, il faudra sélectionner des fibres fonctionnant au plus près de leur longueur d'onde de coupure, au détriment de la longueur de propagation nécessaire.

### Mesure de la longueur de filtrage

Dans cette section, je vais simuler le filtrage du mode  $LP_{1,1}$ , correspondant au mode le moins atténué, par les dernières fibres que l'on a reçues de la part de nos collaborateurs de l'université de Tel Aviv. Pour cela, je pars des caractéristiques des deux fibres monomodes (tableau 5.1, fibre avec couche absorbante et fibre classique), et je regarde l'intensité du mode  $LP_{1,1}$  en fonction de la distance de propagation. Cette simulation est faite à  $10,6\mu m$  car l'essentiel de mon travail de caractérisation s'est réalisé à cette longueur d'onde. Sur la figure 4.14 est représentée la simulation d'une fibre en halogénure d'argent d'une longueur de  $20cm$ , avec un diamètre de coeur de  $50\mu m$ , d'une différence d'indice de  $4.10^{-3}$  à la longueur d'onde de  $10,6\mu m$ , dont la partie extérieur de la gaine ( $\varnothing \geq 650\mu m$ ) a un coefficient d'absorption élevé ( $200dB/cm$ ). Sur les figures 4.15 et 4.16 sont représentées les simulations d'une fibre ayant les caractéristiques de la fibre classique (diamètre de  $60\mu m$  et sans absorption sur la gaine extérieur).

L'ajustement par une loi exponentielle de l'atténuation du mode  $LP_{1,1}$  en fonction de la position  $z$  dans la fibre absorbant donne :

$$I_{LP_{1,1}}(z) = 0,10976.e^{-4,48962.10^{-5}.L} \quad (4.2)$$

En extrapolant, un filtrage de  $10^6$  du mode  $LP_{1,1}$  nécessite une longueur de fibre d'au moins  $24cm$ .

Dans le cas de la fibre classique, on observe que le premier mode (monitor 1) n'est pas complètement éteint après la longueur d'onde de coupure théorique ( $12\mu m$ ). Cela est dû à la réflexion du rayonnement non guidé sur l'interface gaine/air, qui est ensuite re-couplé dans le coeur de la fibre suivant différents modes. On peut observer sur la figure 4.16, correspondant à la propagation dans la fibre à la longueur d'onde de  $14\mu m$ , l'influence des réflexions sur le mode  $LP_{1,1}$  (moniteur : mode 1) ainsi que sur la puissance dans le coeur du guide (moniteur : power), alors que le mode fondamental (mode 0) est très peu perturbé.

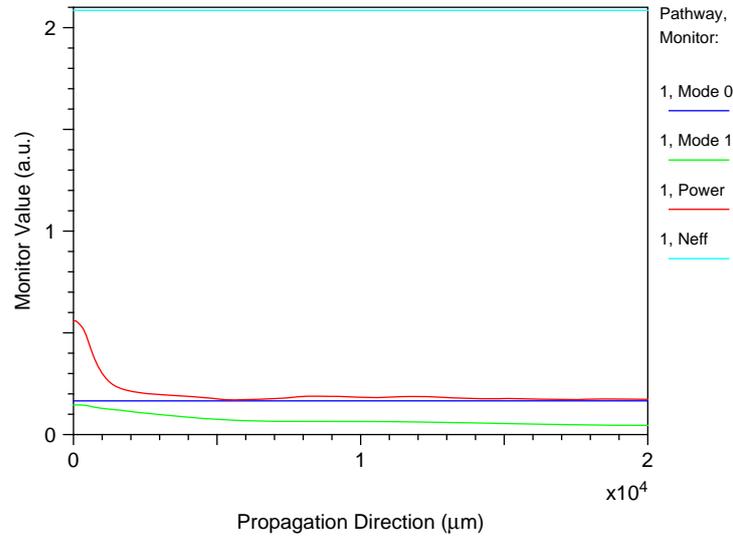


FIGURE 4.14 – Calcul numérique de l'évolution de différentes grandeurs dans une fibre en halogénure d'argent d'une longueur de  $20\text{cm}$ , avec un diamètre de coeur de  $50\mu\text{m}$ , d'une différence d'indice de  $4.10^{-3}$  à la longueur d'onde de  $10,6\mu\text{m}$  et recouvert d'une couche absorbant de  $200\text{dB}/\text{cm}$  sur  $650\mu\text{m}$  de profondeur. Le moniteur *Mode 0* correspond au calcul de l'intégrale de recouvrement du mode  $LP_{1,0}$  dans le coeur de la fibre; *Mode 1* : le mode  $LP_{1,1}$ ; *Power* : l'intégrale de puissance du champ dans le coeur du guide; *Neff* : l'indice effectif.

En raison des oscillations dans l'atténuation du mode  $LP_{1,1}$  sur la figure 4.16, son ajustement par une fonction exponentielle n'a pas de sens.

L'ensemble de ce travail de simulation sur les deux fibres monomodes est en cours de rédaction pour un futur article. En terme de perspective, nous pourrions augmenter l'efficacité des fibres en modélisant, par exemple des cornets en entrée et en sortie de fibre. Cette augmentation locale du diamètre du coeur va engendrer une adaptation de mode et permettre de coupler plus de flux sur le mode fondamental.

## Profil de champs en sortie de fibre

Maintenant nous allons simuler la distribution d'intensité du champ électrique en sortie de deux fibres, une monomode et une multimode. Dans chacune des modélisations, nous allons faire varier la position du faisceau d'entrée par rapport au guide. Cette procédure a pour but d'exciter les modes

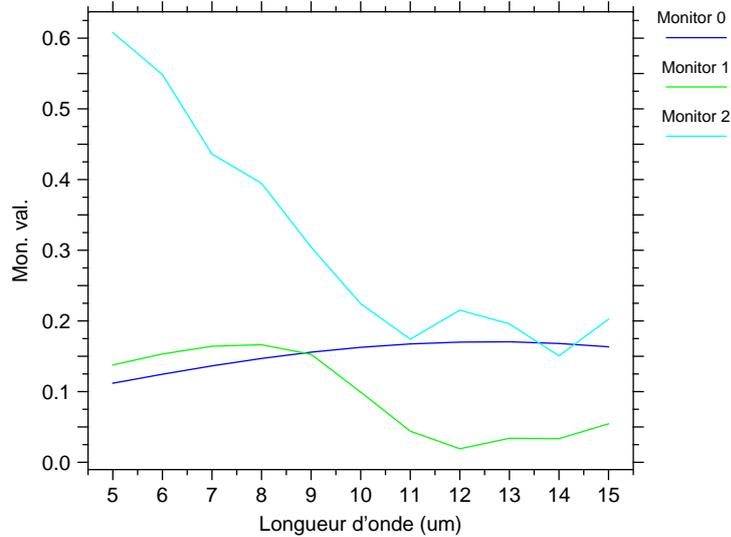


FIGURE 4.15 – Calcul numérique de la transmission spectrale pour une fibre sans coefficient d’absorption sur les parties extérieures. Les moniteurs correspondent à : *monitor 0* , le mode fondamental ( $LP_{1,0}$ ) ; *monitor 1* , le mode  $LP_{1,1}$ , et *monitor 2*, la puissance totale dans le coeur du guide.

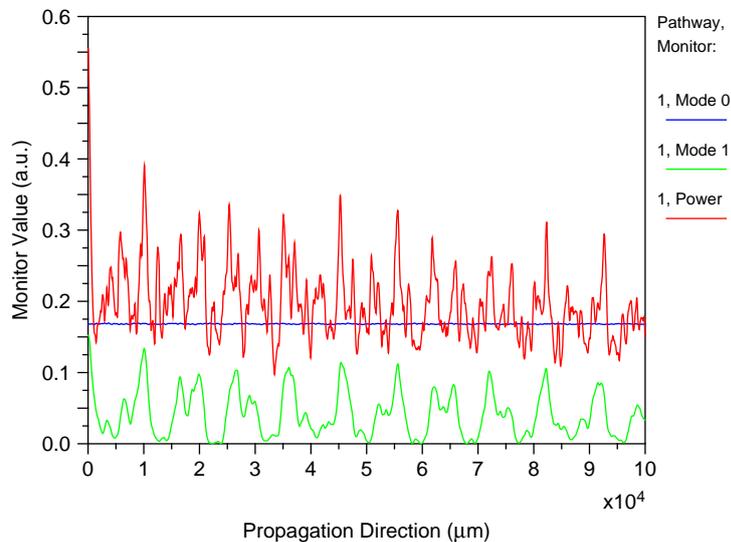


FIGURE 4.16 – Diagramme de l’intensité des différents moniteurs pour la fibre monomode classique, sans coefficient d’absorption sur la partie extérieure à la gaine, à la longueur d’onde de  $14\mu m$ .

potentiellement présents dans la structure.

La figure 4.17 représente les différentes distributions calculées numériquement, pour des pas de translation de l'injection égaux à  $15\mu m$ .

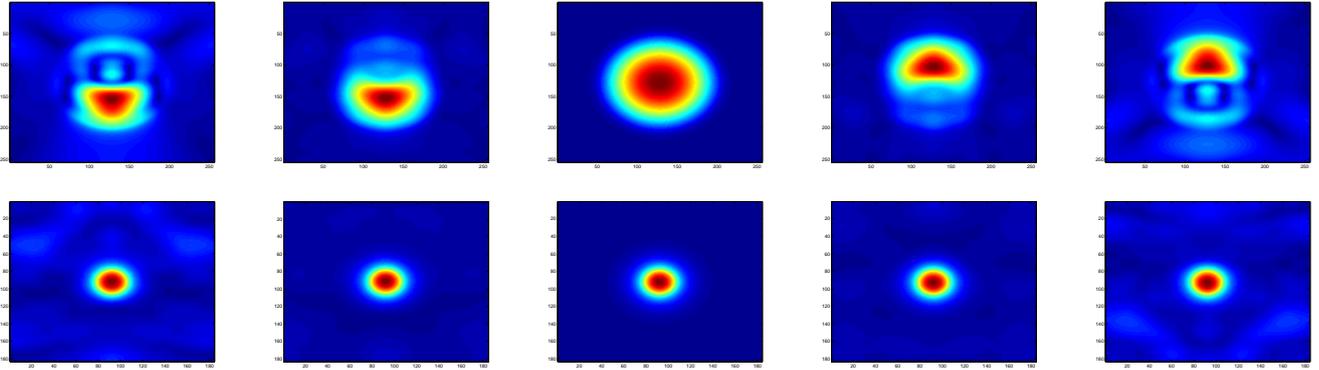


FIGURE 4.17 – Simulation de la distribution d'intensité en sortie d'une fibre optique multimode (haut) et monomode (bas). Chaque image est normalisée par rapport à son intensité maximale.

Cette série de simulations montre que la variation des conditions d'injection vont faire varier la distribution d'intensité en sortie d'une fibre multimode, alors que dans le cas d'une fibre monomode, la distribution est identique, seul l'intensité diminue. On peut de plus remarquer que pour une injection parfaitement centrée, nous ne pouvons pas faire de distinction modale entre les deux fibres.

Ceci nous permettra de visualiser expérimentalement si une fibre est mono ou mutli-mode par simple imagerie (chapitre 5.2).

## 4.5 Guide plan

Le guide plan est l'étape avant la réalisation d'un guide droit. Nous avons modélisé ce type de composant afin d'observer l'influence de l'épaisseur et du rapport d'indice effectif entre le coeur et le substrat sur les performances de filtrage modal du guide. Nous avons deux possibilités pour la modélisation, un modèle à deux dimensions va nous faire gagner du temps de calcul, et un modèle à trois dimensions nous permettra d'observer d'autres phénomènes comme les réflexions sur les bords.

Mes simulations de guide plan sont effectuées seulement pour les guides en halogénures d'argent. Cette série de simulations a pour but de déterminer la plage spectrale monomode et surtout d'avoir une idée sur les performances de filtrage de nos futurs guides d'onde. Notre modèle est fondé sur le dessin des guides plans conçus par TAU (Tel Aviv University). On peut se référer au chapitre 5.1.2.1 pour les caractéristiques du composant fourni par nos collaborateurs . La procédure consiste à faire légèrement varier ses grandeurs, et d'observer les conséquences sur sa réponse modale (mode 0 à 2) en fonction de la longueur d'onde de travail.

### Erreur sur $\delta n$

Dans cette section, je vais faire varier légèrement la différence d'indice de réfraction ( $\delta n$ ) entre le substrat et le coeur.

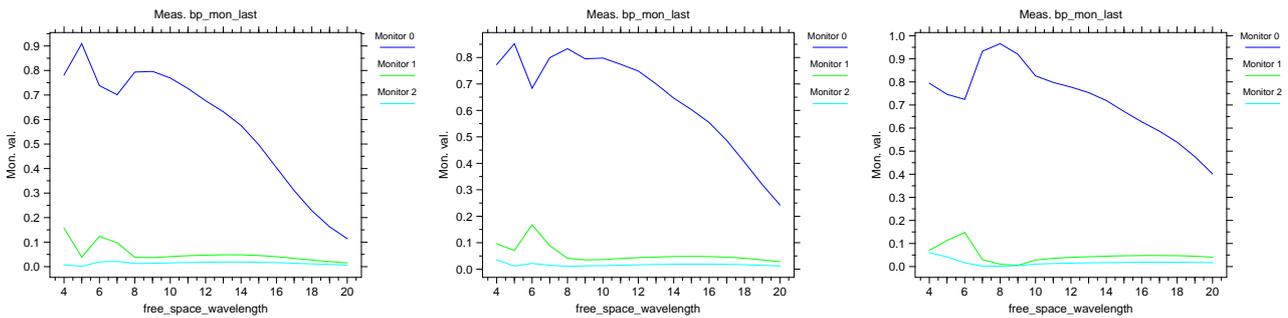


FIGURE 4.18 – Variation de la différence d'indice de réfraction entre le coeur et la gaine. De gauche à droite on a :  $\delta n = 0,004$  ,  $\delta n = 0,005$  et  $\delta n = 0,006$ .

On voit sur la série de figures 4.18, qu'une variation de 20% sur la différence d'indice de réfraction n'affecte pas de façon visible la transmission des modes 1 et 2. Seul le mode fondamental se voit atténué aux grandes longueurs d'onde.

## Erreur sur l'épaisseur

Dans cette section, je vais faire varier l'épaisseur de la partie guidante.

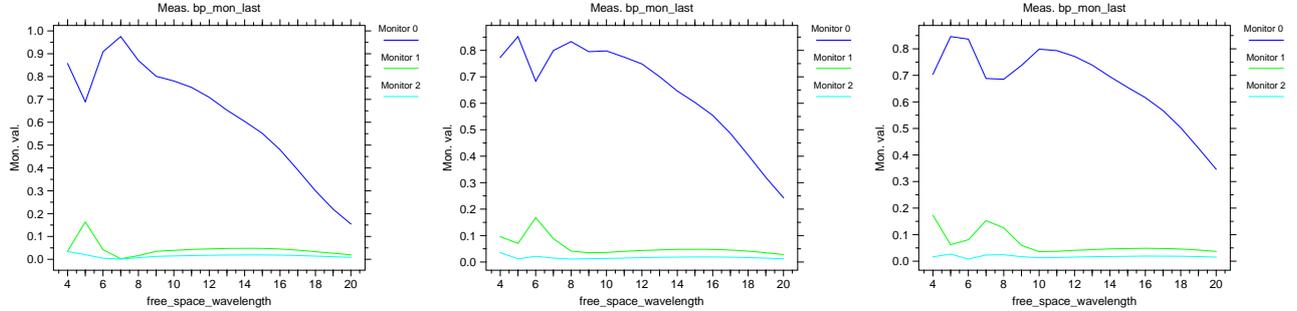


FIGURE 4.19 – Variation de l'épaisseur de la partie guidante. De gauche à droite on a :  $d = 40\mu m$ ,  $d = 43\mu m$  et  $d = 46\mu m$ .

L'analyse de la série de figures 4.19, montre que la variation de 7% sur l'épaisseur de la partie guidante ( $d$ ), influence principalement sur la transmission du mode fondamental, tout particulièrement aux grandes longueurs d'onde.

Je ne pousse pas plus loin les simulations sur les guides plans, car la modélisation des guides droits, que je développe dans la section suivante, reprend les paramètres du guide plan. Ce que l'on peut conclure, c'est que le guide plan reste monomode, dans le domaine souhaité (autour de  $6 - 20\mu m$ ), même pour des variations sur ses caractéristiques. Mais nous observons que les modes supérieurs au fondamental ne sont pas totalement atténués après  $7,5mm$  de composant.

## 4.6 Guides droits

Dans un premier temps, je vais considérer que la fabrication d'un guide droit à partir d'un guide plan est parfaite. C'est à dire que la distribution de l'indice de réfraction du coeur est rectangulaire et uniforme, il n'y a pas d'effet de diffusion et de gradient dû à la technologie utilisée. Pour une modélisation de guide droit, le temps de calcul lors de la propagation est largement augmenté. Cela est dû à la nécessité de calculer, pour chaque dessin de guide d'onde droit ainsi que pour chaque longueur d'onde qui nous intéresse, la constante de propagation de chaque mode par la méthode BPM. Or dans le cas de la fibre ou du guide plan, ce calcul était effectué de façon analytique et donc beaucoup plus rapide.

Comme expérimentalement nous allons utiliser les guides plan comme support de base pour la réalisation de guides droits par différentes méthodes de variation locale d'indice de réfraction, notre modèle numérique de guide droit aura des paramètres imposés par l'architecture des guides plan (épaisseur, indice de réfraction des différentes couches). Sur la figure 4.20 est représentée la distribution des indices effectifs pour le modèle du guide droit.

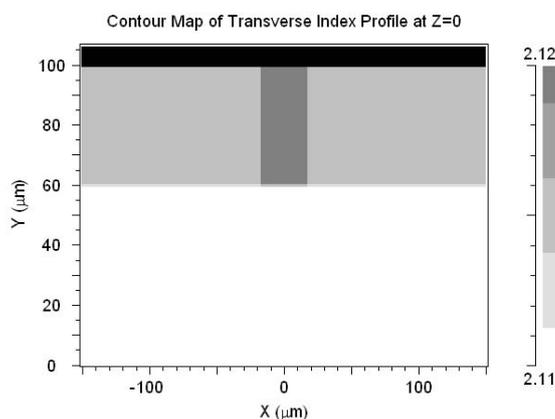


FIGURE 4.20 – Distribution des indices de réfraction pour le modèle de guide droit en halogénure d'argent. La partie guidante se situe dans le domaine  $(-20,20);(60,80)\mu m$ .

## Calcul de l'indice effectif et de la distribution du champ électrique.

Le logiciel calcule les structures stables en ce qui concerne les modes propagés. Pour les modes fuyants et rayonnants, il utilise les transformées de Fourier, la technique nécessite la génération des fonctions de corrélation à partir des solutions numériques de l'équation d'onde, je renvoie à [Feit & Fleck \(1980\)](#) pour plus de renseignements sur cette méthode de résolution numérique. Il retourne alors l'indice effectif, correspondant à l'indice de réfraction que voit chaque mode. La partie réelle de cette grandeur permet de connaître les conditions de confinement, sa partie imaginaire est directement en relation avec les pertes dans le guide. Sur la figure 4.21, on peut voir les distributions d'intensité des trois premiers modes dans un guide droit en halogénure créé à partir d'un guide plan, à  $10,6\mu m$ .

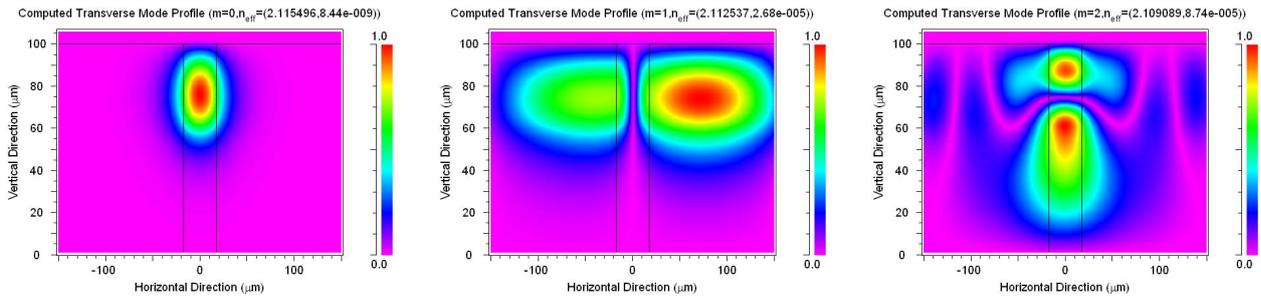


FIGURE 4.21 – Calcul de la distribution du champ électrique en fonction du mode. Ici sont représentés, à  $10,6\mu m$ , les trois premiers modes du guide droit obtenus à partir d'un guide plan en halogénure d'argent. Seul le mode 0 est confiné, les modes 1 et 2 sont rayonnés, la partie imaginaire de leur indice effectif, correspondant aux pertes par propagation, est  $10^4$  fois plus grand.

### Dimensions mono/multi (x,y)

En ce qui concerne les caractéristiques du guide droit, je pars du guide plan fournit par l'équipe de TAU. Ainsi la hauteur de notre guide est constante à  $43\mu m$  et la différence d'indice de réfraction entre le substrat et la partie guidante est de 0.005. Je suppose de plus que la variation locale d'indice pour réaliser le guide droit est de 0.005. Ce paramètre pourra évoluer dans l'avenir en fonction des résultats sur la caractérisation des méthodes de variation locale d'indice de réfraction.

Dans un premier temps, je vais chercher quelle est la largeur qui permet d'effectuer le filtrage du premier mode tout en guidant le mode 0 avec des

perdes les plus faibles possibles. Sur la figure 4.22 est représentée l'intensité des différents modes (0 à 2) en fonction de la largeur du guide droit, pour une longueur de propagation de  $2\text{cm}$ .

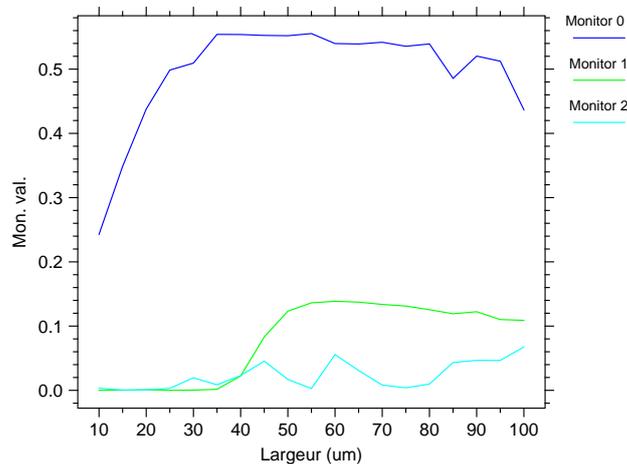


FIGURE 4.22 – Intensité des modes 0, 1 et 2 à l'extrémité du guide droit de  $2\text{cm}$  en fonction de sa largeur. Cette simulation a été calculée à  $10,6\mu\text{m}$ .

Le domaine de largeur inférieur à  $55\mu\text{m}$ , correspond à des configurations où le mode 1 est filtré. J'ai donc choisi une largeur entre  $25$  et  $40\mu\text{m}$ , pour lesquelles les modes supérieurs au fondamental sont rayonnés. Choisir une largeur plus petite entraînera une diminution de la transmission du mode 0, et une plus grande nécessitera un guide plus long pour le même filtrage. Maintenant je vais chercher à obtenir la longueur de composant donnant une profondeur de réjection de  $10^{-6}$ . Sur la figure 4.23 est représentée la transmission du second mode en fonction de la longueur de propagation dans le guide droit pour quatre largeurs de guide. Chaque transmission de mode est normalisée par rapport à l'intensité à l'entrée du guide droit afin de s'affranchir des variations du coefficient de couplage entre les différents modes.

On observe que le meilleur filtrage s'effectue pour la largeur de guide la plus petite, ce qui est logique avec les équations de calcul de constante de propagation (chapitre 2). Par contre, même pour une longueur de  $14\text{cm}$ , nous n'obtenons pas une réjection de  $10^{-6}$  en transmission. Ainsi pour la suite des travaux il faudra se rapprocher de la réalité du composant et penser à l'optimisation du design pour augmenter le filtrage (rugosité, absorption etc..).

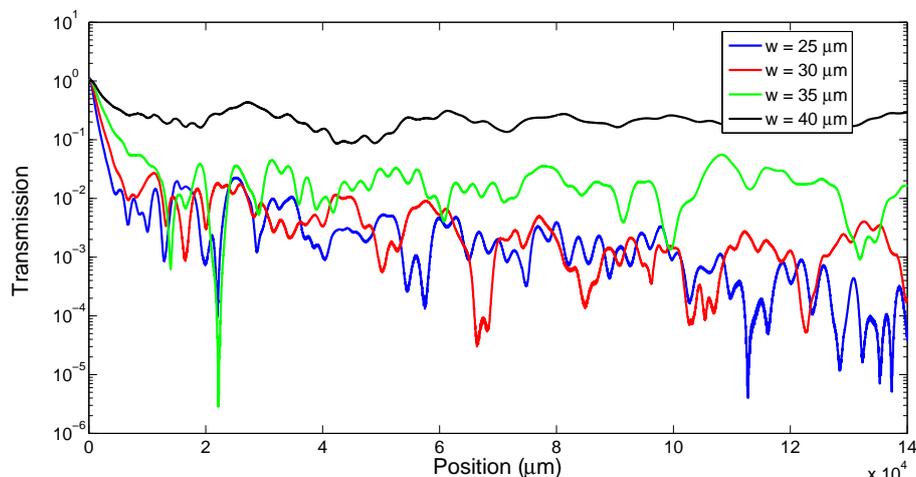


FIGURE 4.23 – Transmissions du second mode en fonction de la longueur de propagation dans le guide d'onde droit en halogénure d'argent et pour différentes largeurs  $w$ . Chaque courbe est normalisée par rapport à l'intensité à l'origine.

## 4.7 Séparateur et recombineur de faisceaux

En complexifiant le dessin que l'on réalise dans un guide d'onde, le diviseur de faisceau et le recombineur sont des briques essentielles. A partir de ces deux composantes, nous pouvons, par exemple, développer des montages de type Mach-Zehnder qui est un séparateur de faisceau suivi d'un recombineur. D'un point de vue modélisation, on reprend les caractéristiques des guides droits précédemment calculés. Ainsi nous avons une profondeur de guide de  $43\mu m$  avec une différence d'indice de 0.005 entre le substrat et le guide plan ainsi qu'entre le guide plan et le guide droit. La largeur de la partie guidante et la distance entre les deux bras du modèle sont des paramètres variables. Je vais encore ici fixer la longueur d'onde d'étude à  $10,6\mu m$ . Les deux montages, diviseur de faisceau (BS) et recombineur (BC), sont identiques, excepté que les entrées et les sorties sont inversées.

### Recombineur

Le principe consiste à avoir deux entrées et une seule sortie. La figure 4.24 représente la distribution de l'indice de réfraction pour un tel composant. J'ai utilisé des bras courbes afin de limiter les pertes lorsque le guide d'onde change de direction. Sur chaque bras, les deux rayons de courbure sont identiques et calculés de telle façon qu'ils soient les plus grands possible.

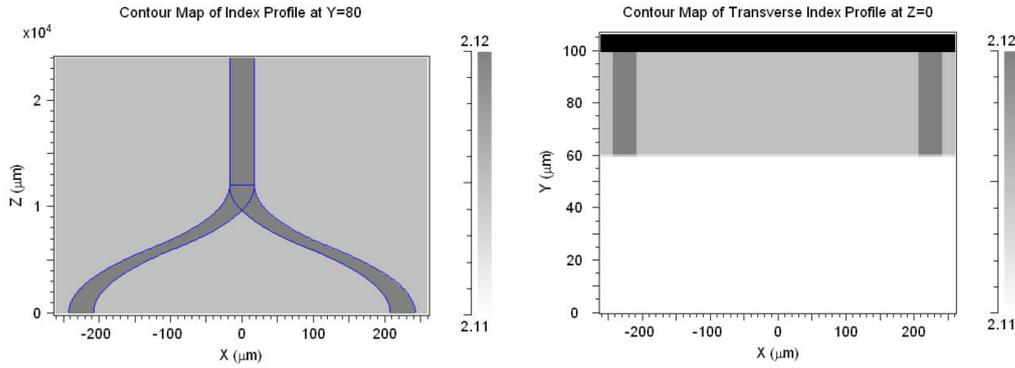


FIGURE 4.24 – Exemple de distribution de l’indice de réfraction pour un recombineur de faisceau. La profondeur des guides est imposée par l’épaisseur du guide plan.

**Les deux sources en entrée** sont définies comme étant cohérentes entre elles afin d’obtenir des effets interférométriques au moment de la recombinaison. Nous pouvons choisir à notre gré la différence de phase entre les deux voies.

On peut observer sur la figure 4.25 les deux situations. La première est obtenue lorsque les deux ondes sont en phase, on obtient alors une interférence constructive en sortie. La deuxième consiste à introduire un déphasage de  $\pi$  radians entre les deux voies, et obtenir en sortie une frange noire caractéristique d’une interférence destructive. Dans ce chapitre, les sources seront monochromatiques à  $10,6\mu m$ .

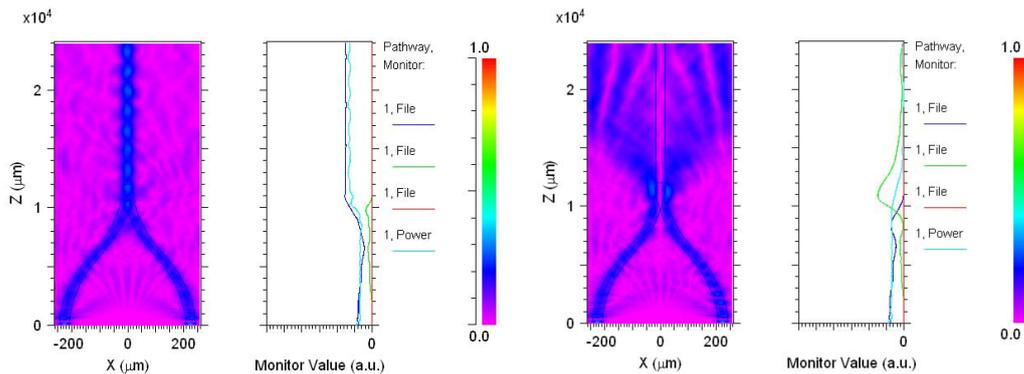


FIGURE 4.25 – Exemple de simulation d’un recombineur en halogénure d’argent obtenu à partir d’un guide plan. À gauche les deux voies sont en phase, à droite elles sont déphasées de  $\pi$  radians directement entrée dans les paramètres des faisceaux d’injection. Les moniteurs correspondent aux modes 1, 2 et 3 ainsi qu’à la puissance transmise dans le guide.

**La largeur de la partie guidante** est de nouveau un paramètre qu'il faut optimiser. On peut faire référence aux résultats trouvés au chapitre 4.6 pour déterminer la largeur du guide ainsi que la longueur nécessaire pour un filtrage suffisant, et sur la figure 4.26 où est représenté le rapport des puissances présentés dans le guide en fonction de sa largeur.

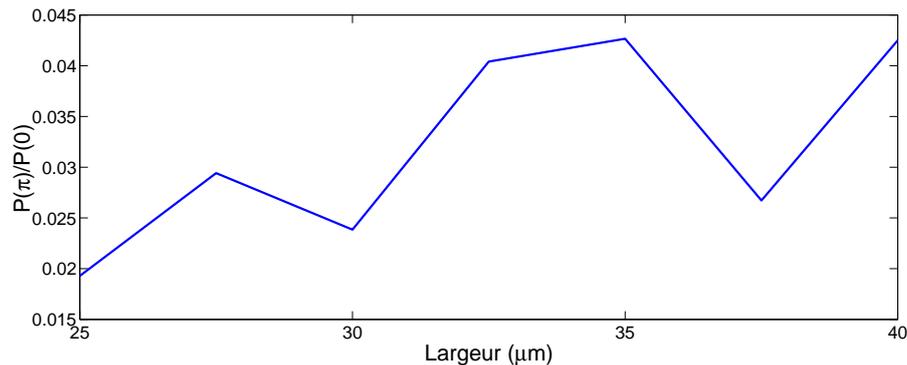


FIGURE 4.26 – Rapport de l'intensité du mode fondamental en sortie d'un recombineur entre un déphasage de  $\pi$  et 0 radians en fonction de la largeur de la partie guidante.

On s'aperçoit que même dans le cas le plus filtrant ( $w=25\mu\text{m}$ ), on est loin d'un réjection de  $10^{-6}$ . De plus, sur la gamme de largeur considérée ( $25 - 40\mu\text{m}$ ), le rapport reste dans le même ordre de grandeur. On peut alors se demander si la longueur de la partie droite, effectuant un filtrage après la recombinaison n'est pas assez longue pour évacuer les modes de hauts ordres. Mais pour une longueur de  $10\text{cm}$ , toujours dans le cas d'une largeur de  $25\mu\text{m}$ , je trouve un rapport de  $3.10^{-3}$ . De plus ce rapport reste quasiment à partir de  $2\text{cm}$  (figure 4.27).

**L'écartement** est la distance entre les deux bras d'entrée du BC. Des bras trop écartés engendreront des pertes au niveau des courbures. Sur la figure 4.28 j'ai représenté différents moniteurs en fonction de la distance séparant les deux entrées du composant.

Sur le domaine observé ( $0 - 400\mu\text{m}$ ), on observe que le flux en sortie, quels que soient les modes considérés, ne varie pas. D'un autre côté, il ne faut pas avoir les bras trop rapprochés, cela engendrerait un couplage entre eux. Un écartement entre  $200$  et  $400\mu\text{m}$  semble être une bonne architecture.

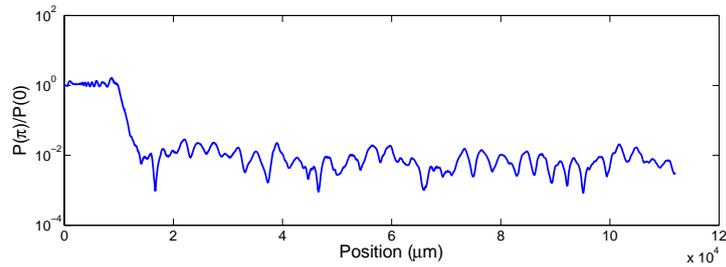


FIGURE 4.27 – Rapport des puissances entre un déphasage de  $\pi$  radians et un déphasage nul en fonction de la position dans le guide. La recombinaison commence à  $1\text{cm}$ .

## 4.8 Conclusion

La partie simulation est loin d'être terminée, car nous pouvons étoffer notre modèle en se rapprochant encore plus du composant réel (rugosité, absorption, biréfringence...). De plus, l'architecture peut se complexifier d'avantage, à terme je voudrais étudier un composant électro-optique, c'est-à-dire que l'on peut varier localement ses propriétés optiques en appliquant une différence de potentiel, jusqu'à pouvoir mettre des détecteurs intégrés aux guides d'onde. Mais les simulations nécessitent des paramètres que l'on doit mesurer expérimentalement (partie réelle et imaginaire des indices de réfraction, le filtrage etc...), ce qui demande un investissement en temps et en moyen financier assez conséquent.

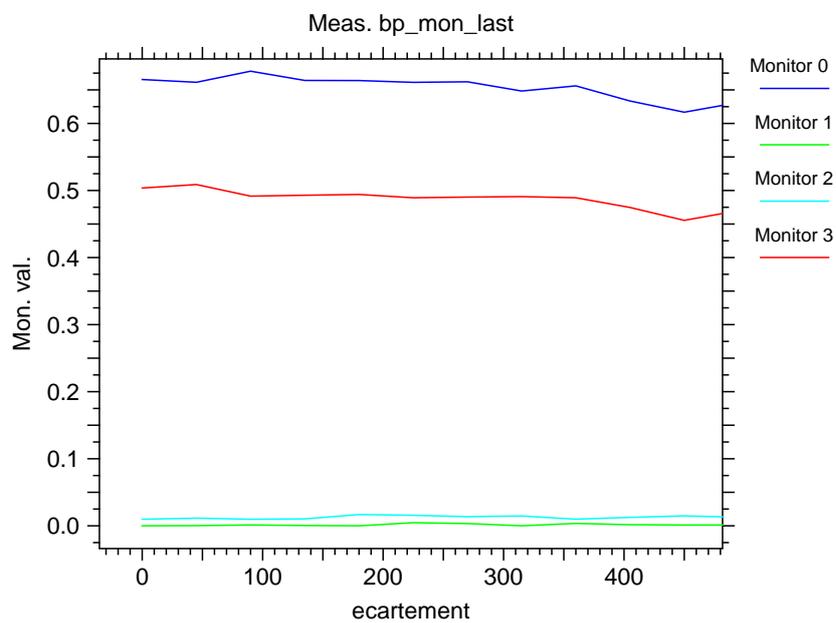


FIGURE 4.28 – Intensité en sortie d’un recombineur de faisceau en fonction de l’écartement entre les deux bras. Dans cette caractérisation, une seule source est mise en entrée. Les moniteurs sont dans l’ordre, le mode fondamental, les modes 1 et 2 ainsi que la puissance dans la partie guidante.



# Caractérisation de composants

---

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Liste des composants à tester</b>	<b>103</b>
<b>5.2</b>	<b>Imagerie</b>	<b>109</b>
<b>5.3</b>	<b>FTS</b>	<b>115</b>
<b>5.4</b>	<b>Nulling</b>	<b>120</b>

---

Ce chapitre va traiter des caractérisations effectuées sur les différents composants dédiés au filtrage modal reçus au laboratoire. Pour chaque composant, il nous faut connaître sa qualité de finition, sa plage de monomodécité ainsi que ses performances de filtrage. Comme énoncé au Chapitre 3, nous allons utiliser trois méthodes complémentaires (imagerie, FTS, Nulling). Après avoir récupéré et exploité les données, je ferai une analyse critique des différentes procédures, puis traiterai des composants d'optique intégrée eux-mêmes. Mais tout d'abord, je vais lister les composants que j'ai caractérisés.

## 5.1 Liste des composants à tester

Dans cette section, je vais donner les caractéristiques des différents composants d'optique intégrée que j'ai eu à ma disposition durant ma thèse à calculer. À partir de ces grandeurs, je calculerai théoriquement leurs comportements en terme de filtre modal.

### 5.1.1 Guides creux métalliques (HMW : Hollow Metallic Waveguides)

Ce type de composant est constitué d'un bloc de verre dont un orifice, rectangulaire ou circulaire, le traverse de part en part. Les parois de cet orifice est, dans mon cas, recouvert d'une pellicule d'or permettant la réflexion quasi-totale des ondes (figure 5.1). Les composants, que j'ai caractérisés, et fabriqués pour un projet de l'ESA, présentent une section rectangulaire. [Labadie et al. \(2006a\)](#) décrivent le design et le processus de fabrication d'un tel

composant. [Abel-Tiberini et al. \(2007\)](#) et [Labadie et al. \(2007\)](#) ont initié la caractérisation de ces guides. En particulier, le premier article traitait des pertes en propagation et de l'ajout de cornet pour adapter les impédances d'entrée et de sortie, en vue d'une optimisation de la transmission. Elle montre que le composant d' $1\text{mm}$  de longueur avec cornet a une perte de  $15,7\text{dB}$ . Le second article caractérise l'HMW comme filtre spatial, en utilisant l'extinction d'une polarisation pour démontrer les bonnes capacités de filtrage d'un tel composant.

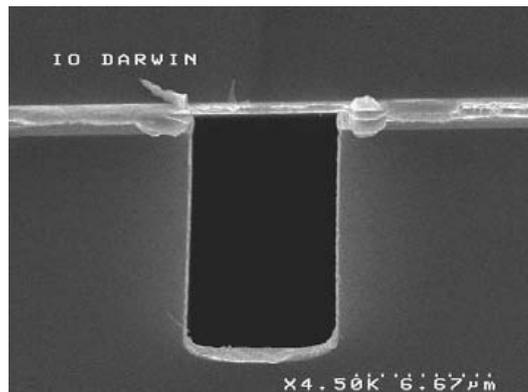


FIGURE 5.1 – Image au microscope électronique d'un guide creux métallique.

Les guides creux métalliques peuvent avoir différentes dimensions. À  $10,6\mu\text{m}$  de longueur d'onde, les conceptions multimodes ont une taille de coeur de  $10*10\mu\text{m}$  et les monomodes ont un coeur de  $10*5\mu\text{m}$  et peuvent avoir en entrée ou en sortie un cornet de  $10*40\mu\text{m}$  pour augmenter la transmission. En reprenant les calculs du chapitre 2, nous pouvons retrouver les modes propagés en fonction de l'architecture du guide (figures 5.2 et 5.3).

**Guide creux métallique classique** [Labadie \(2005\)](#) a effectué une analyse complète du design optique afin de choisir au mieux les différentes tailles et ouvertures des optiques le long du trajet du faisceau et ainsi d'injecter au mieux le flux du laser dans les guides d'ondes creux métalliques. Il a calculé l'ouverture pour une injection maximale, il a trouvé  $f/D = 0,4$ , correspondant à un angle d'acceptance d'environ  $103^\circ$ . Leur taille d'entrée est de  $10*5\mu\text{m}$ , ce qui contraint d'utiliser la configuration du trou filtrant de  $50\mu\text{m}$  et la lentille de  $254\text{mm}$  de focale (cf. chapitre 3). Nous sommes dans le cas de figure où la lentille limite l'entendue géométrique au niveau de l'injection.

**Guide creux métallique avec cornets** L'optimisation de tels guides a été étudiée par [Abel-Tiberini et al. \(2007\)](#). Il consiste en l'adaptation des

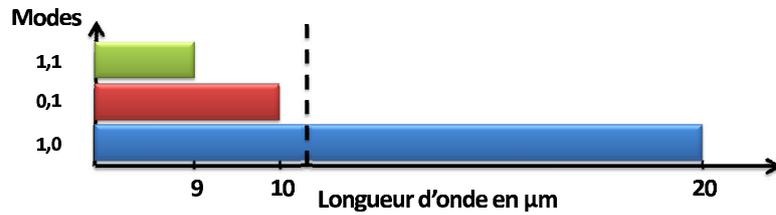


FIGURE 5.2 – Diagramme des modes présents dans un guide creux métallique de  $5*10 \mu m$ , ainsi que leur fréquence de coupure. En pointillé est représentée la longueur d'onde de mesure en imagerie et en interférométrie annulante ( $10,6\mu m$ ).

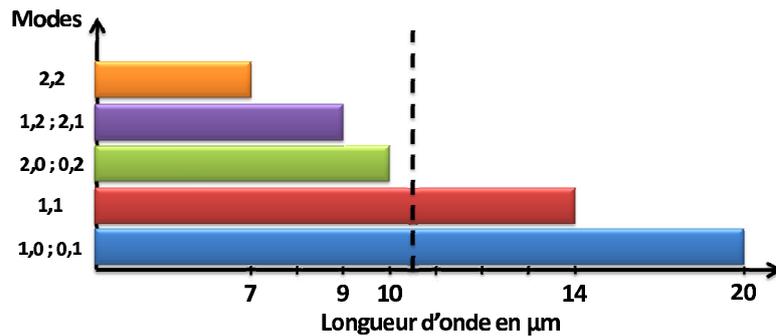


FIGURE 5.3 – Diagramme des modes présents dans un guide creux métallique de  $10*10 \mu m$ , ainsi que leur fréquence de coupure. En pointillé est représentée la longueur d'onde de mesure en imagerie et en interférométrie annulante ( $10,6\mu m$ ).

impédances d'entrée et de sortie pour augmenter l'ouverture numérique du composant pour se rapprocher des valeurs standard pour des lentilles. Comme le montre le schéma 5.4, l'ajout de cornet donne un angle géométrique du composant de  $38^\circ \pm 5^\circ$ , calculé de façon géométrique dans le plan horizontal. L'ouverture du composant, suivant la direction verticale, reste inchangée par rapport à celui précédemment décrit. On utilisera de nouveau la configuration d'injection précédemment énoncée.

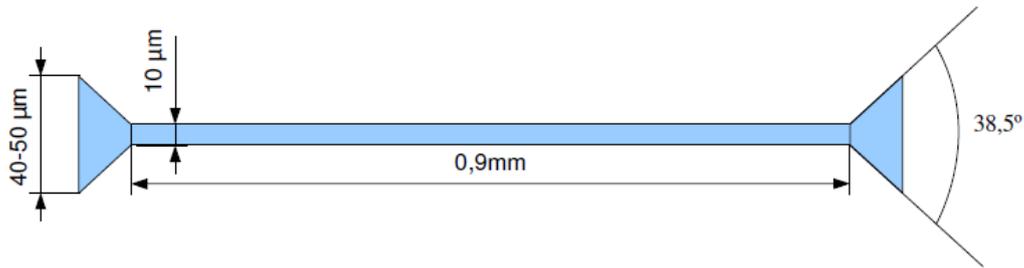


FIGURE 5.4 – Schéma du guide d'onde creux métallique avec taper.

### 5.1.2 Halogénure d'argent

Pour la description des caractéristiques des matériaux, je renvoie au chapitre 4.2. Je parlerai ici des guides plans et des différentes fibres que l'équipe de Tel Aviv a développés.

#### 5.1.2.1 Guide plan

Le guide plan est le composant de base pour l'optique intégrée. Fourni par l'Université de Tel Aviv, il est composé (figure 5.5) d'une couche guidante d'une épaisseur de  $d = 43\mu\text{m} \pm 2\mu\text{m}$  pour une hauteur de composant de  $h = 1,1\text{mm}$ . Sa largeur est de  $L = 27,5\text{mm}$  et sa longueur de  $w = 7,5\text{mm}$ .

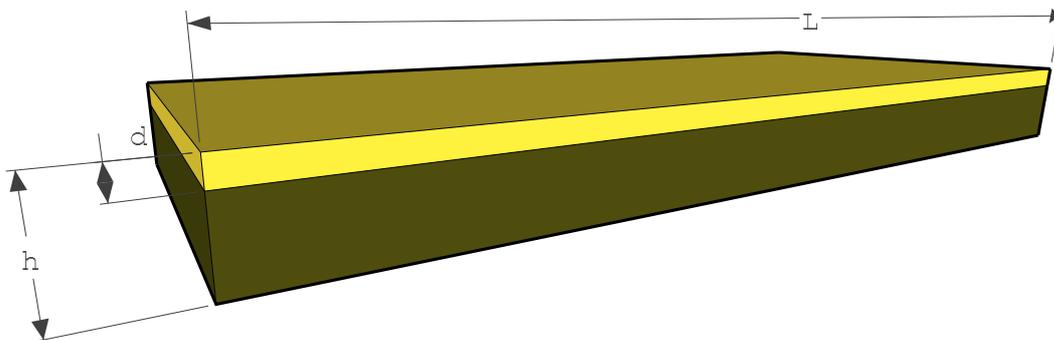


FIGURE 5.5 – Schéma du guide plan en halogénure d'argent.

Les indices de réfraction du substrat ( $\text{AgCl}_{0,3}\text{Br}_{0,7}$ ) et du guide ( $\text{AgCl}_{0,28}\text{Br}_{0,72}$ ) ont été mesurés à plusieurs longueurs d'onde (Bunimovich & Katzir 1993). À partir de ces données nous pouvons en déduire l'équation de Cauchy donnant la dépendance spectrale de l'indice de réfraction du matériau :

$$n_{AgCl_{0,3}Br_{0,7}}(\lambda) = 2.10914 + \frac{0.09665}{\lambda^2} - \frac{0.02413}{\lambda^4} \quad (5.1)$$

Nous supposons la même fonction pour la partie guidante ( $AgCl_{0,28}Br_{0,72}$ ) exceptée d'une différence de  $\Delta n = 0.005$  sur le terme constant (figure 5.6). Ayant défini le design du composant, nous pouvons maintenant calculer la longueur d'onde de coupure de ce guide plan. En reprenant la résolution développée dans (Grille et al. 2009), nous trouvons, pour la polarisation TE, la première coupure modale à  $\lambda_c = 8.465\mu m \pm 0.390$  et une plage guidante du mode fondamental jusqu'à  $26.1\mu m$ .

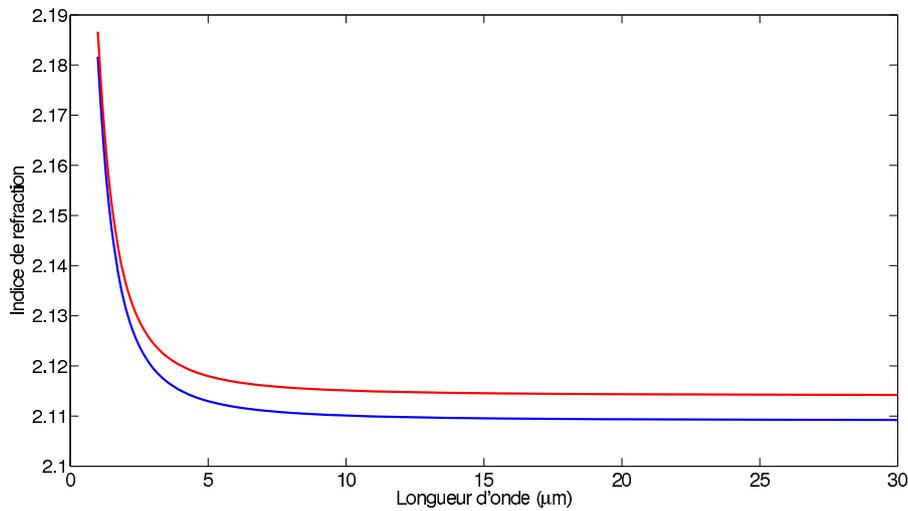


FIGURE 5.6 – Courbe de la dépendance spectrale de l'indice de réfraction du substrat (bleu) et de coeur du guide plan (rouge) dans le cas du guide plan en halogénure d'argent.

### 5.1.2.2 Fibres multimode, monomode classique et monomode avec une double gaine

Durant notre collaboration avec l'université de Tel Aviv, nous avons eu à tester des fibres en halogénure d'argent dont les caractéristiques sont décrites dans le tableau 5.1 (schéma : figure 5.7).

La particularité de nos échantillons est principalement la fibre dont une partie de la gaine a été irradiée par une source U.V. faisant augmenter significativement son coefficient d'absorption. Cette fibre a été conçue pour atténuer la propagation de la lumière dans la gaine. Le filtrage en est donc augmenté et les longueurs de fibre nécessaires diminuées. C'est l'objectif

Composant	$\varnothing$ coeur ( $\sigma_{\varnothing}$ )	O.N. ( $\sigma_{O.N.}$ )	$\lambda_c$ ( $\sigma_{\lambda_c}$ )	$\lambda_1$	$\varnothing$ gaine 1 (absorption)	$\varnothing$ gaine 2 / (absorption)
Multimode	60	N.C.	N.C.	N.C.	900 $\mu m$ (N.C.)	-
Monomode classique	60 (2)	0,117 (0,006)	9,17 (0,8)	5,75	900 $\mu m$ (0,4dB/cm)	-
Monomode avec double gaine	50 (2)	0,115 (0,006)	7,5 (0,7)	4,71	250 $\mu m$ (0,4dB/cm)	900 $\mu m$ (200dB/cm)

TABLE 5.1 – Caractéristiques des fibres en halogénure d’argent.  $\lambda_c$  et  $\lambda_1$  correspondent aux longueurs d’onde en  $\mu m$  en dessous desquelles les fibres sont bi-modes et tri-modes. Toutes les fibres font approximativement 25cm de longueur.

de l’une de mes études : comparer les capacités de filtrage entre une fibre monomode non irradiée par U.V. et une fibre monomode irradiée (absorbante).

En ce qui concerne le montage optique, pour la caractérisation par l’imagerie, nous voulons injecter dans le coeur, mais avec la possibilité de varier l’excentricité. Pour cela, nous avons utilisé le montage donnant une taille de faisceau d’injection d’environ 30 $\mu m$ , comparée aux tailles de coeur des fibres de 50 et 60 $\mu m$ . Pour la mesure de la profondeur de réjection, nous avons opté pour une taille de faisceau de l’ordre des coeurs de fibre.



FIGURE 5.7 – Schéma transverse des trois fibres testées dans cette thèse.

## 5.2 Imagerie

La technique d'imagerie va nous permettre de distinguer les caractères modaux de différents éléments filtrants (fibres, guide plans) en fonction de la longueur d'onde de la source émettrice. Nous pourrions alors séparer les guides d'onde monomodes des guides multi-modes.

Pour ce faire, nous utilisons les montages décrits au chapitre 3.3.1, qui consistent à observer la distribution en intensité, à la sortie du composant, par la mesure des données venant de la caméra bolométrique. Entre chaque enregistrement, nous effectuons une translation du composant pour faire varier les conditions d'injection à l'entrée du guide d'onde.

En fonction des éléments à caractériser, nous devons adapter le traitement de données. Dans le cas où la sortie du composant n'est pas résolue, nous intégrons le flux sur un rectangle de  $3 \times 3$  pixels, correspondant à une surface effective de  $135 \times 135 \mu m$ . Ensuite, dans le cas particulier du guide creux avec cornets, d'une taille de  $10 \times 40 \mu m$ , nous mesurons l'intensité suivant l'axe long du cornet. Pour toute autre configuration dans laquelle l'image peut être résolue, un grand champ de vue est acquis.

### 5.2.1 Guide d'onde métallique creux

Les mesures (figures 5.9) ont été enregistrées à des intervalles de translation du faisceau d'injection de  $0,5 \mu m$ . La distribution d'intensité est prise dans la ligne de pixels centrée sur le flux en sortie du composant. Elle est normalisée par rapport à la position donnant la courbe la plus intense. Nous avons acquis des données pour un guide multimode (haut) et un guide monomode (milieu et bas). La différence entre les deux dernières mesures réside dans l'ouverture numérique du faisceau d'injection, respectivement  $f/D=1,34$  (milieux) et  $f/D=2,78$  (bas).

Le première chose que l'on observe est la variation du profil dans le cas d'un composant multimode. En fonction de la position d'injection, la distribution passe d'un double pic à un unique, pour en redonner un double. Par contre, dans les deux cas monomodes, la forme de la distribution reste inchangée quelle que soient les conditions d'injection. Seule l'amplitude correspondant à l'énergie transmise par le composant varie à chaque pas. La deuxième observation est l'évolution des maximums dans les cas monomodes en fonction de l'injection. Dans le premier cas, celui-ci est au plus haut pour des positions excentrées. Dans le deuxième cas, c'est au centre du composant que le maximum de transmission est observé.

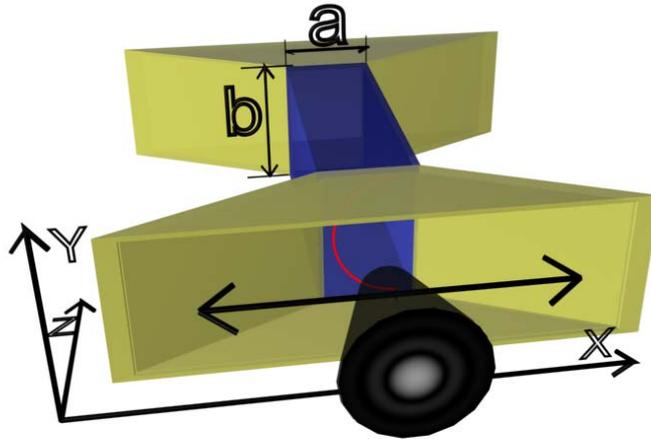


FIGURE 5.8 – Représentation d’un guide d’onde creux métallique, composé d’un coeur de  $5(a) \times 10(b) \times 900 \mu m$  (en bleu), de deux cornets ( $40 \times 10 \mu m$ ) aux extrémités (jaune). L’onde incidente (en noire) est translatée et couplée au mode fondamental du guide (en rouge).

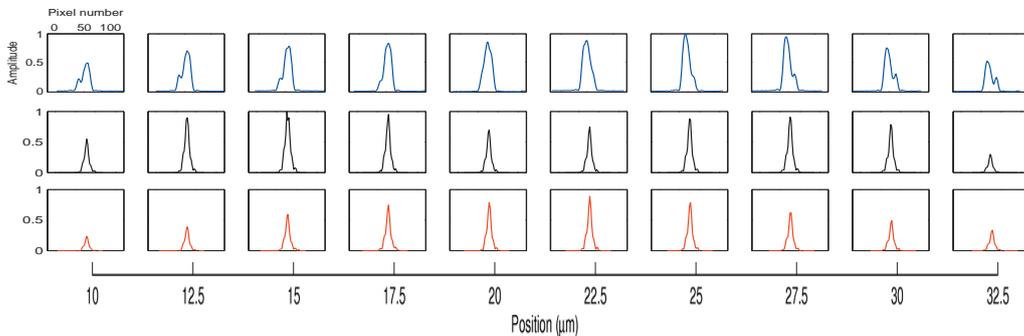


FIGURE 5.9 – Section du champ en sortie du guide creux métallique pour différentes positions d’injection. En haut : cas multimode, la forme du champ varie en fonction de l’injection. Au milieu : cas monomode avec une ouverture de  $f/D=1,34$ . En bas : cas monomode avec une ouverture de  $f/D=2,78$ . Chaque séquence est normalisée par rapport à la position du maximum de détection.

**La distinction modale** est facilement visible grâce à l’imagerie. Ici il n’y a pas de doute entre une distribution statique et une variation de la forme du champ en sortie, et ce, même dans notre cas où le composant multimode ne possède que 3 modes. La justification de la variation du profil en fonction de

la position d'injection se base sur un couplage différent du faisceau incident sur les modes propres du guide d'onde. Pour les injections près des bords du composant, le mode fondamental est peu couplé (dont la distribution de champ a son maximum au centre) alors que les modes les plus élevés sont excités (les maximums des distributions de champ sont excentrés). De plus, il est à noter que si nous utilisons seulement les deux positions centrales (20 et  $22,5\mu m$ ), nous ne pourrions pas distinguer modalement les composants. Or dans la littérature, il est commun d'ajuster la distribution en sortie d'un composant par une distribution gaussienne pour juger du caractère modal d'un guide d'onde.

**L'étude de l'ouverture numérique** doit être faite afin d'expliquer la différence sur les deux séries de mesures sur le composant monomode. Je suis parti de l'intégrale de recouvrement, permettant de calculer le couplage d'une onde incidente sur le mode fondamental du guide (cf equation 2.43). Ce calcul est représenté sur la figure 5.10 (gauche). Les courbes ont été normalisées par rapport au couplage maximum. Nous avons complété l'étude en faisant varier expérimentalement l'ouverture numérique du faisceau incident. La figure 5.10 (droite) représente le flux en sortie du composant en fonction de la position d'injection. L'autre paramètre est le diamètre de diaphragme permettant de changer l'ouverture numérique d'injection. Il a fallu re-normaliser le flux pour chaque diaphragme en prenant en compte que la distribution d'intensité, lorsque l'on redéfinit la taille du faisceau (au niveau du diaphragme), n'est pas uniforme. Pour traiter ce problème, j'ai supposé une répartition gaussienne du faisceau d'injection au niveau du diaphragme. La correction du flux se fait alors par une pondération de l'intensité du flux collimaté en fonction du diamètre du diaphragme utilisé.

L'information la plus importante sur les données est la forme de la distribution. On observe que la mesure et le modèle sont en accord et confirment le couplage à deux maxima excentrés pour des ouvertures numériques entre 1,34 et 1,04.

On peut observer que les courbes traitant de l'ouverture numérique  $f/D = 2,78$  (rouge) ne sont pas à la même amplitude entre la simulation et la mesure. Aucune explication convaincante n'a pu être trouvée pour le moment, quelques pistes pourront être explorées comme une distribution de type tache d'Airy (limite de diffraction), plutôt qu'une répartition gaussienne.

### 5.2.2 Halogénure d'argent

#### Guide plan.

La caractérisation des guides plans en halogénure par imagerie n'a pas eu

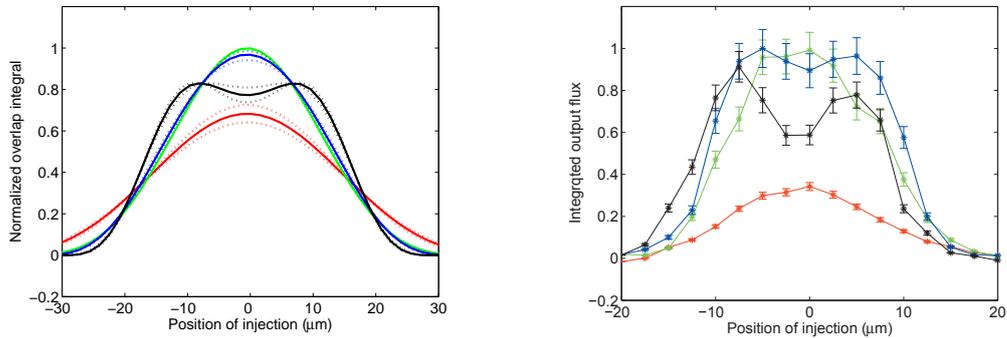


FIGURE 5.10 – Calcul numérique (à gauche) et mesure expérimentale (à droite) du couplage entre un faisceau limité par la diffraction et le mode fondamental du guide creux métallique monomode en fonction de la position d'injection et pour différentes ouvertures numériques pour le faisceau incident.  $f/D = 2,78$  (rouge) ;  $1,67$  (vert) ;  $1,34$  (bleu) ;  $1,04$  (noir).

lieu à cause de l'indisponibilité d'un guide plan multimode au moment de la rédaction de ce manuscrit. On montre ci-dessous une image (figure 5.11) du guide plan monomode. Pour conclure il faudrait comparer le profil d'intensité du guide monomode à celui du guide multimode, en fonction de la position verticale de l'injection. Cela fera partie d'une étude ultérieure, dont l'un des paramètres sera la position du faisceau d'injection, à l'image de la caractérisation des guides creux par imagerie.

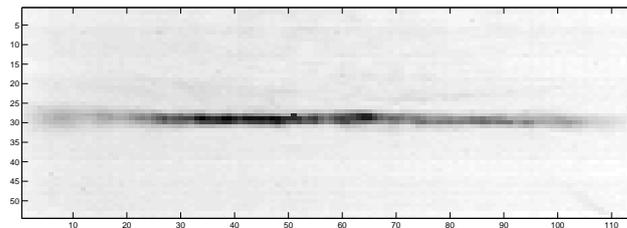


FIGURE 5.11 – Image en sortie du guide plan monomode en halogénure.

### Fibre.

Enfin j'ai appliqué la technique d'imagerie aux fibres en halogénure d'argent conçues à l'université de Tel Aviv. Toutes les fibres ont le même diamètre de coeur ( $60 \mu m$ , ici j'utilise la fibre multimode et la fibre monomode classique, tableau 5.1), la distinction se fait seulement sur la différence d'indice de réfraction entre sa gaine et son coeur. Donc, d'un point de vue imagerie,

nous pouvons résoudre l'image de sortie de la fibre dans le cas multimode (figure 5.12) et monomode (figure 5.13) sur plusieurs positions d'injection. La procédure expérimentale est la même que précédemment, elle consiste à faire un échantillonnage en translation du faisceau d'entrée par pas de  $5 \mu m$ . En sortie, du fait du diamètre important de la fibre, une image entière du coeur est observée.

Les figures 5.12 (haut) et 5.13 représentent les distributions d'intensité en sortie de composant pour plusieurs conditions d'injection. Chaque vignette est normalisée par rapport à sa valeur maximale.

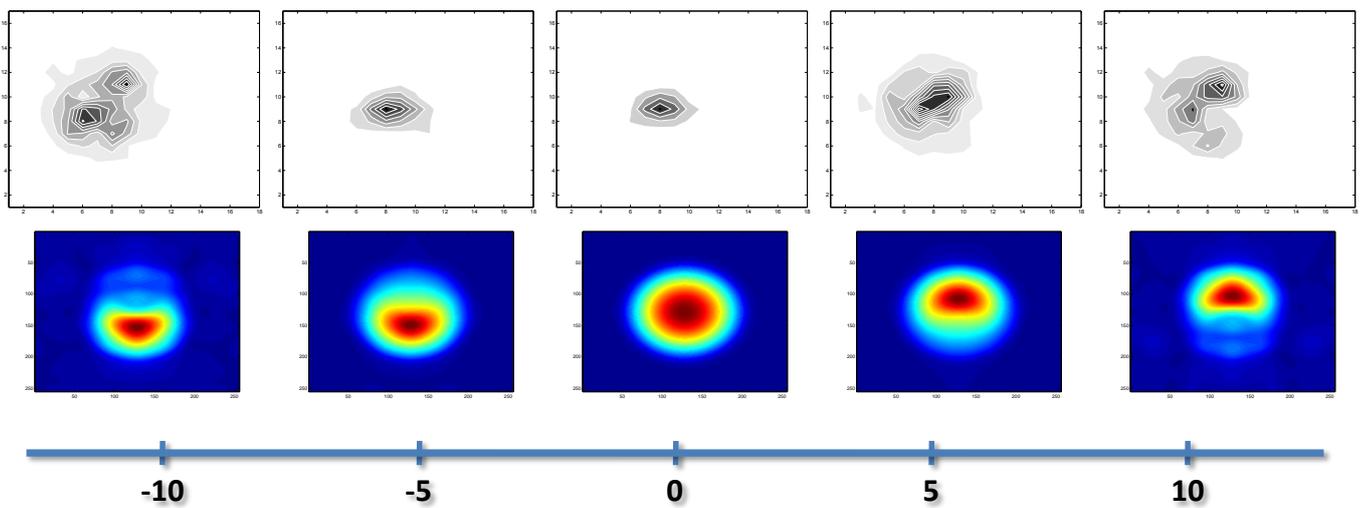


FIGURE 5.12 – Image du champ d'intensité en sortie de fibre multimode pour plusieurs positions d'injection (en  $\mu m$ ) de façon expérimentale (haut) et numérique (bas).

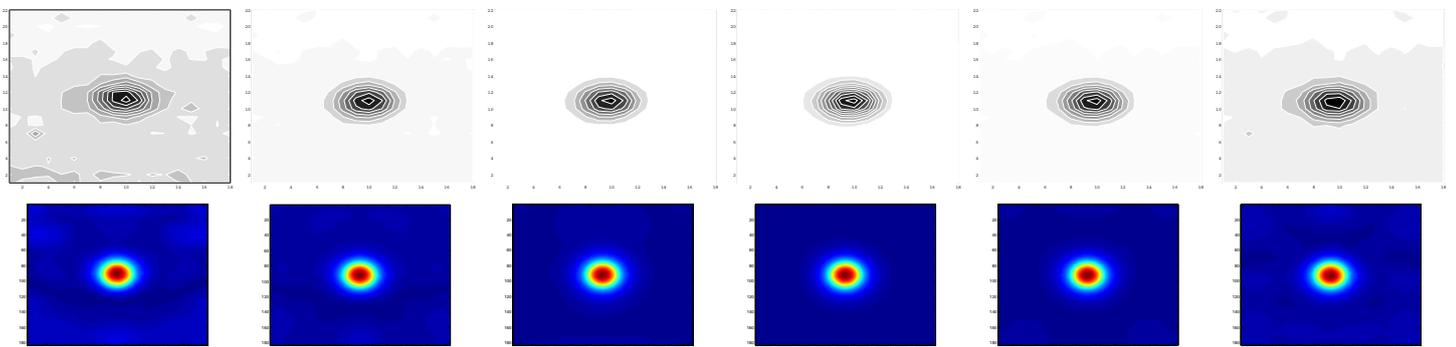


FIGURE 5.13 – Image du champ d'intensité en sortie de fibre monomode pour plusieurs positions d'injection.

### 5.2.3 Conclusion

La méthode de la caractérisation modale pour l'imagerie du champ en sortie de composant nous a montré son fort potentiel et cela même pour des guides d'onde faiblement multimodes. Pour mener à bien cette caractérisation, j'ai essayé de montrer qu'il était nécessaire d'introduire un biais sur les conditions d'injection afin de coupler le faisceau incident sur les différents modes potentiellement présents dans le composant. Cette méthode permet de connaître le caractère modal du composant à une longueur d'onde donnée. On utilisera la méthode de la section suivante pour étudier la plage spectrale de monomodécité.

## 5.3 FTS

Une caractérisation essentielle d'un composant est de connaître la plage de longueur d'onde sur laquelle celui-ci reste monomode. On peut la trouver de façon théorique à partir des caractéristiques intrinsèques des éléments et de l'architecture du guide d'onde (ref. chapitre 2.3.3.1). Mais les phases de fabrication des matériaux diélectriques et de conception du composant peuvent engendrer des biais sur les caractéristiques supposées. Pour retrouver les performances des composants après fabrication, nous allons enregistrer la transmission spectrale de l'élément afin d'observer, comme expliqué dans la section 3.3.2, des sauts de mode.

### 5.3.1 Halogénure d'argent

La procédure expérimentale consiste à réaliser dans un premier temps le spectre du banc FTS sans composant. Ensuite, nous mesurons la transmission spectrale du composant. Je décrirai dans ce paragraphe la procédure d'alignement, elle sera la même pour la plupart des guides d'onde à caractériser. Pour avoir un spectre de transmission du banc donnant une référence pour les futures mesures de transmission des composants, il faut que le montage à vide soit identique au montage avec un guide d'onde, avec seulement une translation de la partie détection pour s'adapter à la longueur du composant. Ainsi, la partie injection et éjection doivent être alignées. Pour ce faire, nous avons placé le faisceau d'une autocollimatrice sur le trajet du corps noir, et en sortie une autre autocollimatrice est placée sur le trajet du détecteur. Ainsi, nous pouvons placer au mieux la partie imagerie pour la configuration sans composant. Puis nous enregistrons l'interférogramme du corps noir par translation du miroir mobile.

En ce qui concerne les composants en halogénure d'argent, la difficulté se trouve dans l'injection et la récupération du flux en sortie. On doit optimiser ces paramètres pour chacun des composants. Or l'ensemble des fibres et guides plans sont rigides et courts. Tout changement de la position de la face d'entrée va entraîner un changement sur la face de sortie. La procédure d'alignement est identique à la mesure du banc à vide. L'ouverture numérique des optiques ainsi que les optiques de mesure en sortie de composants sont adaptées pour les différentes tailles de coeur et de longueur de composant. De plus, le support de composant ne doit pas être en métal, car l'halogénure d'argent a interagir fortement avec différents métaux et se met à fondre rapidement leur contact.

### 5.3.1.1 Guide plan

Expérimentalement, en suivant la procédure énoncée précédemment pour la mise en place du composant, on a effectué la mesure en transmission spectrale du substrat ainsi que de la partie guidante (figure 5.14). Les deux enregistrements ont été réalisés l'un après l'autre pour limiter les effets d'un changement de température du corps noir. Nous avons juste besoin d'une translation verticale du composant pour passer d'un spectre de transmission du coeur à celui du substrat.

Pour le traitement de données, je n'ai pas normalisé les spectres mesurés dans le guide par le spectre du banc seul. La raison est due au faible temps (quelques secondes) pour effectuer la translation du composant entre la partie guidante et le substrat du guide plan, car dans ce laps de temps, la source ne varie pas en intensité. Nous pouvons alors faire une mesure comparative.

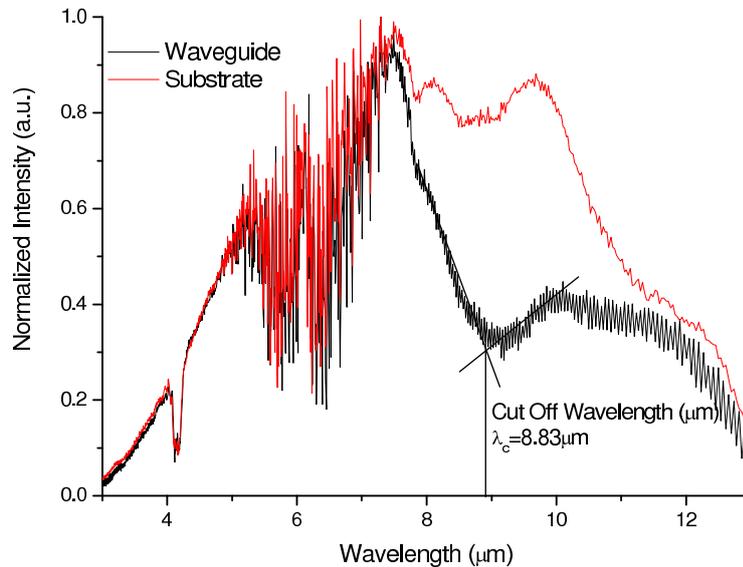


FIGURE 5.14 – Spectre de transmission d'un guide plan en halogénure d'argent. La courbe rouge correspond à la mesure dans le substrat et en noir dans la partie guidante.

Dans cette figure, certaines informations ne sont pas reliées au guide d'onde et doivent être laissées de côté : l'interféromètre n'étant pas sous vide, les raies d'absorption de l'eau, présentes dans l'air ambiant, sont mesurées à  $4,2\mu m$  et dans l'intervalle de  $5$  à  $7\mu m$ .

En revanche, lorsque l'on compare les spectres de transmission du substrat par rapport au coeur, on observe une chute d'intensité commençant de  $7,7\mu m$  pour atteindre environ  $-13$  dB vers  $8,8\mu m$ , dans le cas de la partie guidante. Cette chute d'intensité est la signature d'une coupure modale. L'incertitude

sur la mesure de la longueur d'onde de coupure  $\lambda_c$  est calculée à partir de l'erreur faite sur les droites encadrant  $\lambda_c$ . Cette valeur empirique vaut  $\pm 0.1\mu m$ .

Pour conclure sur le guide plan, le  $\lambda_c$  mesuré concorde avec la longueur de coupure calculée théoriquement dans la section 5.1.2.1. Nous avons affaire à un guide plan monomode à partir de  $8,83\mu m \pm 0.1\mu m$  jusqu'à  $26\mu m$  (à noter qu'ici le détecteur limite les mesures à  $13\mu m$ ). Cette étude a été publiée par Grille et al. 2009.

### 5.3.1.2 Fibre optique

Pour les mesures du spectre de transmission des fibres en halogénure d'argent, nous avons passé successivement les trois fibres sur le FTS. Pour chaque fibre, nous enregistrons une vingtaine d'interférogrammes afin d'augmenter le rapport signal à bruit. Ensuite nous trions les spectres erronés, car un point défectueux sur l'interferogramme, correspondant à une désynchronisation entre la détection synchrone et la carte d'acquisition ou un évènement extérieur au banc comme un choc, va engendrer des oscillations dans le spectre de transmission. Enfin nous réalisons une transformée de Fourier et nous moyennons les spectres ainsi obtenus. La figure 5.15 représente les spectres de transmission des fibres normalisées par l'émission du corps noir, la transmission du banc et la transmission au travers d'un bloc d'halogénure d'argent (le substrat du guide plan précédent).

J'ai limité l'étude du domaine spectral à  $6,5 - 13\mu m$ , où le signal sur bruit était suffisant. En dehors de cette fenêtre d'observation, la présence de raies d'absorption de l'eau ainsi que la réponse du détecteur ne permettent pas de conclure sur la transmission spectrale des fibres.

Pour la fibre avec une gaine absorbante, on observe une chute d'intensité à  $6,97\mu m$ , l'erreur de positionnement étant de  $\pm 0,1\mu m$ . En ce qui concerne la fibre monomode classique, nous observons trois atténuations distinctes à  $6,97$ ,  $7,8$  et  $9,55\mu m$ , avec respectivement une erreur de mesure de  $0,05$ ,  $0,2$  et  $0,3\mu m$ .

**La fibre classique** doit théoriquement avoir une longueur d'onde de coupure ( $V=2,405$ ) à  $\lambda_c = 9,2 \pm 0,8\mu m$ . La valeur expérimentale est  $9,55\mu m \pm 0,2$ , ce qui est donc en accord avec les valeurs d'ouverture numérique et de rayon.

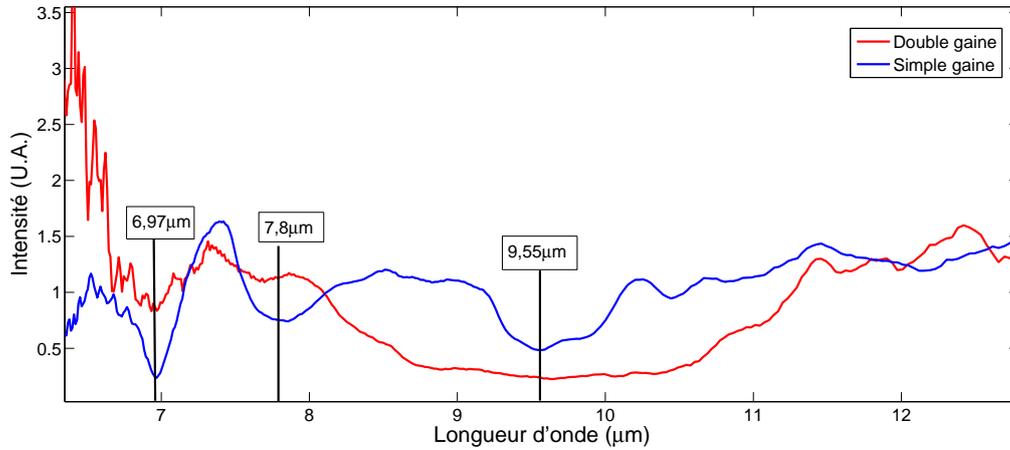


FIGURE 5.15 – Spectre de transmission de la fibre classique (bleu) et de la fibre avec une double gaine (rouge) normalisées par le spectre du banc.

**La fibre avec une couche absorbante** , à partir de ses caractéristiques géométriques, doit être monomode après  $\lambda_c = 7,5 \pm 0,7 \mu m$ . Cette valeur est en adéquation avec la valeur mesurée à  $6,97 \mu m$ .

On retrouve expérimentalement, pour les deux fibres, la longueur d'onde à partir de laquelle le composant devient monomode. Par contre dans chaque cas, on observe une seconde coupure modale. Cette deuxième longueur d'onde ne correspond à aucune prédiction théorique, une étude plus approfondie des simulations sera nécessaire.

### 5.3.2 Guide d'onde métallique creux

Le spectre de transmission a été enregistré par [Labadie \(2005\)](#). Sur la figure 5.16 est représenté le transmission d'un guide creux de dimension  $a = 10 \mu m$  et  $b = 4,7 \mu m$ . À partir de ces dimensions, les longueurs d'onde de coupure monomode sont :  $\lambda_c(TE_{20}) = 10 \mu m$ ,  $\lambda_c(TE_{01}) = 9,4 \mu m$  et  $\lambda_c(TE_{11}) = 8,5 \mu m$  (equation 2.36).

Ainsi on observe une première coupure à  $7,9 \mu m$ , et une seconde, moins nette à  $9 \mu m$ . Dans cette analyse spectrale, nous ne mesurons pas les coupures modales aux longueurs d'onde attendues, car les incertitudes sont ici de  $0,1 \mu m$ . [Labadie \(2005\)](#) explique cette différence par une ouverture numérique d'injection différente de celle du composant ( $f/2,0$  contre  $f/1,0$ ), ce qui atténue

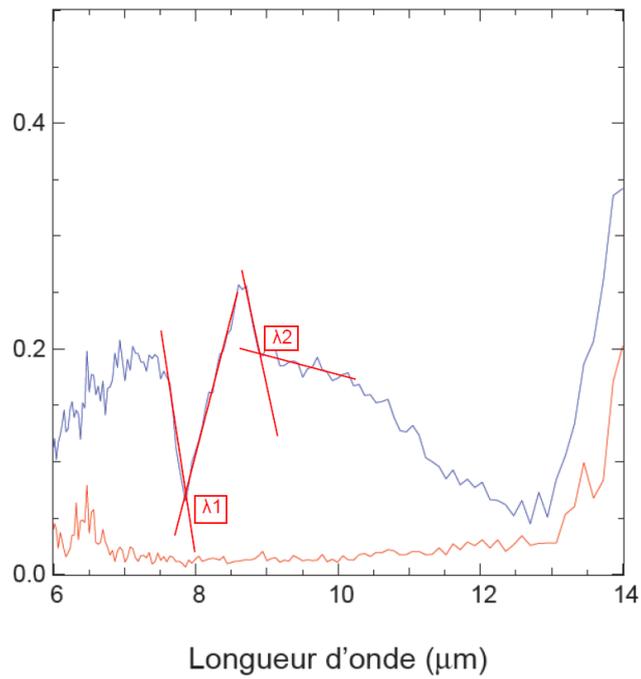


FIGURE 5.16 – Spectre de transmission d'un guide creux avec  $a = 10\mu m$  et  $b = 4,7\mu m$ . (Labadie 2005)

la profondeur de la coupure. Il souhaite de plus appliquer les calculs de pertes par propagation pour mieux "calibrer" les spectres de transmission.

## 5.4 Nulling

En interférométrie en franges noires, la grandeur la plus pertinente est le taux de réjection  $\rho = I_{\max}/I_{\min}$  ou son inverse, le taux d'extinction. Ici pour ces tests en monochromatique, la source de lumière est le laser  $CO_2$ . Elle va nous permettre d'estimer les performances de filtrage modal des guides mis à notre disposition. Comme je l'ai montré au chapitre 2.3.4, dans un montage parfait, en terme d'erreur sur les flux photométriques, le taux d'extinction est dépendant de la suppression des aberrations du front d'onde correspondant aux modes de propagation dans un guide d'onde autre que le mode fondamental. En partant des conclusions de la section 3.2.3.1 sur le traitement des données après acquisition, je vais pouvoir comparer les performances de filtrage des diverses solutions et designs.

### 5.4.1 Guide creux

Les guides creux métalliques (Hollow Metallic Waveguide : HMW) ont été les premiers composants fortement monomodes mis à ma disposition. Les HMW présentent des pertes importantes dues à la rugosité des faces internes ainsi qu'au métal utilisé (Or) qui n'est pas parfait en termes de conductivité électrique (Labadie 2005) (de l'ordre de 16 dB/mm). Le composant peut être optimisé pour une longueur de  $40\mu m$ , ce qui donnerait une transmission de 86% (Abel-Tiberini et al. 2007) pour atteindre une profondeur de réjection de  $10^{-6}$ .

Lors de la campagne de caractérisation des HMW, nous avons dans un premier temps réalisé une mesure avec la possibilité de trouver le taux de réjection avec la méthode directe des maxima ainsi que la méthode d'estimation du maximum (figure 5.17). Puis deux mesures de la figure d'interférence ont été réalisées pour tester l'algorithme d'ajustement.

#### 5.4.1.1 Calcul du contraste à partir des extrêmes

Nous nous sommes placés sur la frange noire pendant 300 secondes (partie 1 sur le schéma 5.17). La valeur de commande de l'actionneur piézoélectrique est réajustée pour revenir vers les valeurs d'intensité minimum, aucun asservissement n'était en route, hormis celui câblé en interne entre l'amplificateur de tension et l'actionneur. Dans la deuxième partie de la mesure, nous regardons les flux sur chacun des bras de l'interféromètre. Pour finir, nous déplaçons le miroir mobile sur la position de la frange blanche. Nous effectuons le même ajustement que pour la frange noire.

Les valeurs mesurées et moyennées, les résultats sur l'atténuation ainsi que la profondeur de filtrage sont données dans le tableau 5.2. Nous pouvons aussi relever le taux de réjection maximum instantané en prenant les valeurs les plus extrêmes :  $I_{min} = 1,9 \cdot 10^{-5}$  et  $I_{max} = 0,5936$ , ce qui donne un taux de réjection de  $\rho = 3,1 \cdot 10^4$  ( $N = 3,23 \cdot 10^{-5}$ ).

Mesures	$I_{min}$	$I_{max}$	R	N
$\mu$	$5 \cdot 10^{-5}$	0,585	$1,2 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^{-5}$
$\sigma$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$0,3 \cdot 10^4$	$2,3 \cdot 10^{-5}$

TABLE 5.2 – Mesures et résultats de l'atténuation et de la profondeur de réjection dans le cas de guide d'onde creux métallique. Ici l'exploitation des données se fait par les extrêmes (chapitre 3.2.3.1).

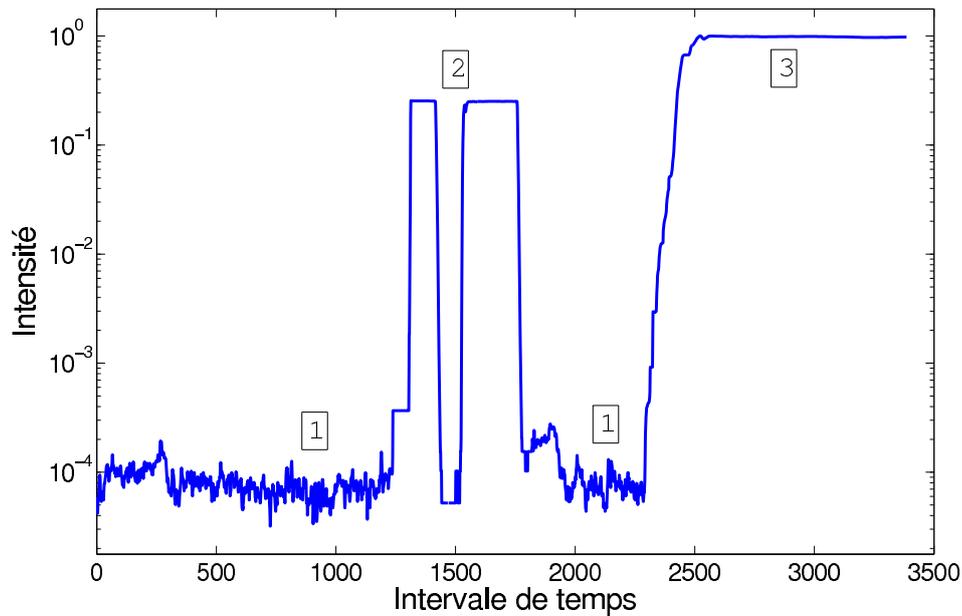


FIGURE 5.17 – Mesure d'interférométrie annulante avec un guide creux métallique assurant le filtrage spatial de l'onde. La procédure est composée de 3 parties. 1 - mesure de la frange noire ; 2 - mesure des flux photométriques de chaque voie de l'interféromètre ; 3 - mesure de la frange blanche. L'ensemble est normalisé par rapport à la frange blanche (3).

#### 5.4.1.2 Estimation du maximum avec correction photométrique

La deuxième méthode, pour calculer le taux de réjection, consiste à utiliser des mesures photométriques des voies interférométriques dans le cas où

l'on n'a pas accès à la frange blanche. Nous reprenons les données acquises précédemment et nous appliquons le traitement développé au chapitre 3.2.3.1. Les résultats sont répertoriés dans le tableau 5.3.

Nous pouvons remarquer que la valeur de la profondeur de réjection reste cohérente avec les valeurs de la première méthode, que ce soit sur les valeurs moyennes ou instantanées.

	$I_1$	$I_2$	$I_{min}$	N
$\mu_m$	0,151	0,149	$4,8.10^{-5}$	$6,89.10^{-5}$
$\sigma_m$	$2,1.10^{-4}$	$1,92.10^{-4}$	$1,34.10^{-5}$	$2,25.10^{-5}$
$\mu_i$	0,151	0,149	$1,9.10^{-5}$	$2,05.10^{-5}$
$\sigma_i$	$2,1.10^{-4}$	$1,92.10^{-4}$	$5.10^{-6}$	$8,9.10^{-6}$

TABLE 5.3 – Récapitulatif et calcul des différentes grandeurs pour l'interférométrie annulante à partir des données représentées sur la figure 5.17.  $\mu_{m,i}$  et  $\sigma_{m,i}$  correspondent à la valeur moyenne et à l'écart type pour les valeurs d'intensité de la frange noire moyennée (m) ou instantanée (i). On observe que la méthode d'ajustement d'une période ne donne pas un résultat cohérent avec le reste.

### 5.4.1.3 Ajustement de paramètres

La troisième méthode consiste à faire ajuster au mieux la courbe théorique d'interférence sur une portion ou la totalité d'une frange d'interférence. Le but étant de faire disparaître les effets parasites, et de pouvoir retrouver la mesure de la profondeur de réjection pour un composant donné. Comme montré au chapitre 3.2.3.1, cette méthode est sensible à la portion de la figure d'interférence acquise (essentiellement sur les flux photométriques). Nous avons donc réalisé deux séries de mesures, la première échantillonne une période entière (figure 5.18 en haut) , la seconde se focalise sur la frange noire (figure 5.18 en bas).

Lorsque l'on effectue un ajustement sur une frange d'interférence complète, on trouve une erreur (paramètre m2) entre les deux voies de l'interféromètre de 1%, à comparer avec les 1,3% trouvés dans les enregistrements photométriques. La valeur de réjection calculée à partir de l'équation 3.9 est de  $\rho = 537$  ( $N = 1,86.10^{-3}$ ).

Par contre, si l'on mesure avec précision la frange noire, l'ajustement donne un taux de réjection de  $\rho = \frac{1+P_1}{1-P_1} = 2,8.10^4$  ( $N = 3,5714.10^{-5}$ ), car dans ce cas là, l'ajustement a trouvé une différence de flux nulle.

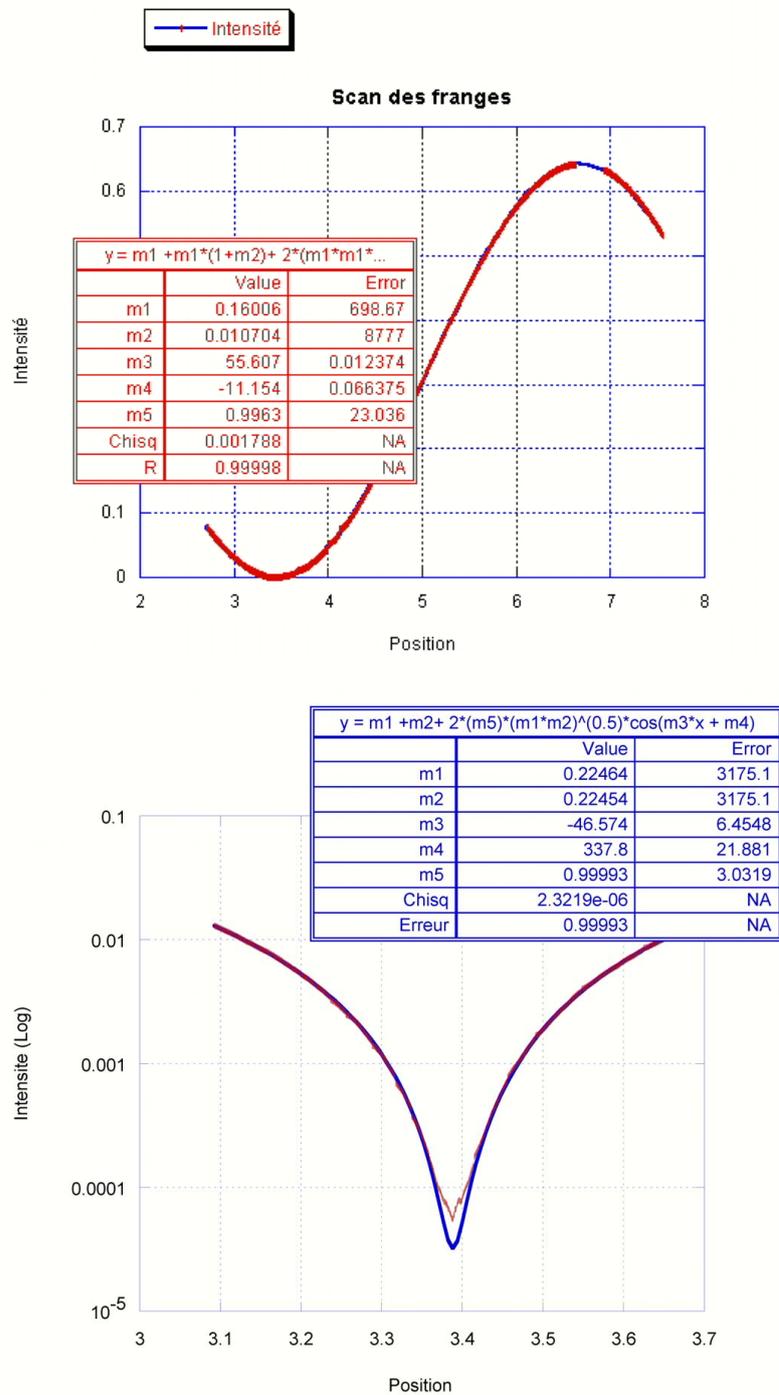


FIGURE 5.18 – En haut : enregistrement d'une frange d'interférence complète et son ajustement aux moindres carrés. En bas : enregistrement de la frange noire et l'ajustement correspondant.

Méthode	Taux d'extinction	erreur $\sigma$
Maxima instantanés	$3,23 \cdot 10^{-5}$	-
Maxima moyennés	$8,2 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$
Photométrie moyennée	$6,9 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$
Photométrie instantanée	$2,05 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-6}$
Ajustement d'une période	$1,86 \cdot 10^{-3}$	-
Ajustement de la frange noire	$3,57 \cdot 10^{-5}$	-

TABLE 5.4 – Résultats des mesures de la profondeur de réjection pour un guide creux métallique monomode en fonction des méthodes de traitement de données.

#### 5.4.1.4 Conclusion

Comme le montre le tableau 5.4, donnant les différents résultats de mesure d'extinction du guide creux métallique monomode en fonction du type de traitement de données, on observe que la plupart des résultats obtenus sont cohérents entre eux.

Il nous faut quand même choisir quel type de traitement nous allons appliquer à l'ensemble des guides d'onde pour pouvoir comparer leur performance de filtrage. La mesure directe des maxima est par définition celle qui donne en sortie de composant la vraie mesure d'extinction. En revanche, pour conclure sur les performances de filtrage d'un composant, l'analyse est biaisée par des erreurs instrumentales comme le défaut photométrique entre les différents chemins optiques. De plus nous devons atteindre des taux de réjection de l'ordre de  $10^{-6}$  et moins. Comme nous dépassons les limites de la dynamique du détecteur, nous avons déployé différentes méthodes d'analyse. Une solution consisterait à placer des densités optiques lorsque nous échantillonons la frange blanche. Mais nous injecterions alors dans le montage de nouvelles incertitudes. Pour les mêmes raisons de dynamique, nous pouvons mettre de côté l'ajustement d'une période entière sur l'interférogramme. En ce qui concerne l'ajustement de la frange noire, nous avons trop d'inconnues pour que l'algorithme ne converge vers des valeurs convenables. Il nous reste alors la méthode de l'estimation du maximum et la correction photométrique comme méthode valable.

#### 5.4.2 Fibre en halogénure d'argent

Dans le processus de réalisation d'un guide d'onde en halogénure, la première étape a été de caractériser des fibres avec des designs différents.

Comme présenté dans la partie 5.1.2.2, nous avons à notre disposition deux fibres monomode, une fibre classique et une fibre avec une deuxième gaine qui a la propriété d'avoir un coefficient d'absorption plus important que le reste de la fibre. Pour déterminer le potentiel filtrant de chaque élément, nous avons mesuré la profondeur de réjection en passant à travers ces fibres mais avec des longueurs différentes. Pour avoir des résultats les plus homogènes possibles, nous avons réalisé les mesures sur une période de temps la plus courte (ici deux jours). Il est aussi à noter que le grandissement est ajusté pour obtenir le maximum de flux, venant du coeur des fibres, sur le détecteur. Les résultats des mesures de la profondeur de réjection sont représentés sur la figure 5.19<sup>1</sup>. Les différentes valeurs sont mesurées en fonction du type de fibre optique et pour des longueurs de fibre différentes.

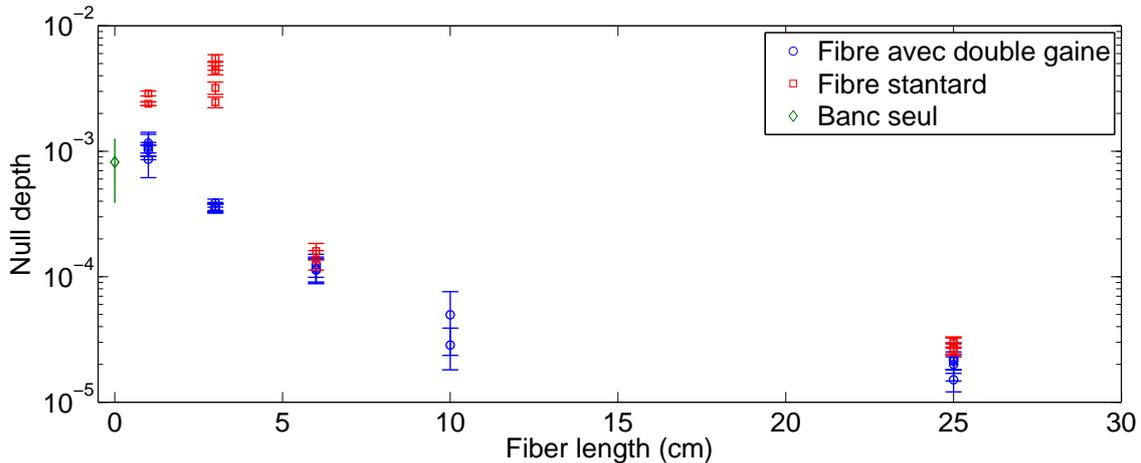


FIGURE 5.19 – Mesures de la profondeur de réjection en fonction du type et de la longueur de fibre optique.

Dans cette figure, on observe pour une longueur  $L = 0$ , la profondeur de réjection obtenue par la banc optique sans élément de filtrage modal. En ce qui concerne l'influence de la longueur de fibre sur les performance de filtrage, on peut observer deux régimes : à courtes longueurs ( $\leq 3\text{cm}$ ), on constate que la profondeur de réjection est plus mauvaise que sans fibre. On peut expliquer ce phénomène par l'introduction d'aberrations optiques dans la distribution de champ, et non filtré sur une courte longueur de fibre. À l'opposé, en ce qui concerne la fibre avec gaine absorbante, même pour la longueur la plus

1. il est a noter qu'il manque la mesure de la fibre classique de 10cm, car nous n'avons pas obtenu de résultats cohérents, principalement par manque de flux en sortie de fibre ; cela est peut être dû à une fissure dans le coeur de la fibre ou à un polissage trop agressif.

courte ( $1cm$ ), nous retrouvons les performances initiales du banc, et à  $3cm$ , les performances commencent à augmenter. Par contre, sur l'ensemble des autres mesures, nous avons systématiquement les résultats des fibres classiques un peu moins bon (facteur 2) qu'avec les fibres à double gaine. Cela confirme que la fibre à double gaine permet de filtrer plus efficacement (i.e. sur une longueur plus courte) le front d'onde.

Si l'on veut extrapoler sur les résultats, nous avons ajusté les données par deux fonctions. La première est une fonction exponentielle, permettant d'obtenir le coefficient d'absorption des modes rayonnées suivant l'équation suivante (Lewi et al. 2007) :

$$N = \frac{\eta_0 \cdot e^{-\alpha_0 \cdot L}}{\eta_1 \cdot e^{-\alpha_1 \cdot L}} \quad (5.2)$$

Où  $\alpha_0$  et  $\alpha_1$  sont les coefficient d'absorption du mode 0 et 1.  $\eta_0$  et  $\eta_1$  étant les coefficients de couplage à l'entrée du guide. Le regroupement des termes donne la loi d'ajustement suivante :

$$N = a_1 \cdot e^{-a_2 \cdot L} \quad (5.3)$$

L'ajustement consiste à trouver les coefficient  $a_1$  et  $a_2$  minimisant l'écart quadratique entre les données et l'ajustement considéré. La deuxième solution consiste à utiliser une loi de puissance ( $N = a \times L^b$ ), elle permet d'ajuster au mieux les points de mesure mais elle est aussi une boîte noire sur les effets pris en compte. Sur la figure 5.19 nous n'observons pas de points alignés (repère  $[x, \log(y)]$ ), excepté pour les quatre premiers points de mesure sur la fibre avec une gaine absorbante. L'ajustement de ces valeurs est représenté sur la figure 5.20, en trait pointillé.

À partir des coefficients calculés, on extrapole la longueur de fibre minimum nécessaire pour obtenir une profondeur de réjection de  $10^{-6}$ . Cette valeur est de  $L = 18cm$ .

L'ajustement par une loi de puissance des mesures sur les deux modèles de fibre est représenté sur la figure 5.20, en trait plein.

Ainsi, l'ajustement par une loi de puissance sur la fibre standard impose d'avoir  $50cm$  de fibre pour obtenir une profondeur de réjection de  $10^{-6}$ , alors que pour la fibre avec un double cladding,  $41cm$  sont nécessaires (tableau 5.5).

Pour conclure, on a bien deux domaines distincts sur les mesures de profondeur de réjection. Le premier à courte longueur ( $\leq 3cm$ ), la fibre classique engendre du rayonnement en dehors du coeur et celui-ci n'est pas absorbé et se retrouve de nouveau dans le coeur de la fibre. Cela a pour conséquence d'altérer les mesures de réjection. À l'inverse, ces fuites sont absorbées dans la fibre dont la gaine a été irradiée par UV. L'ajustement de cette augmentation de performances donne une longueur de  $18cm$  pour satisfaire le cahier

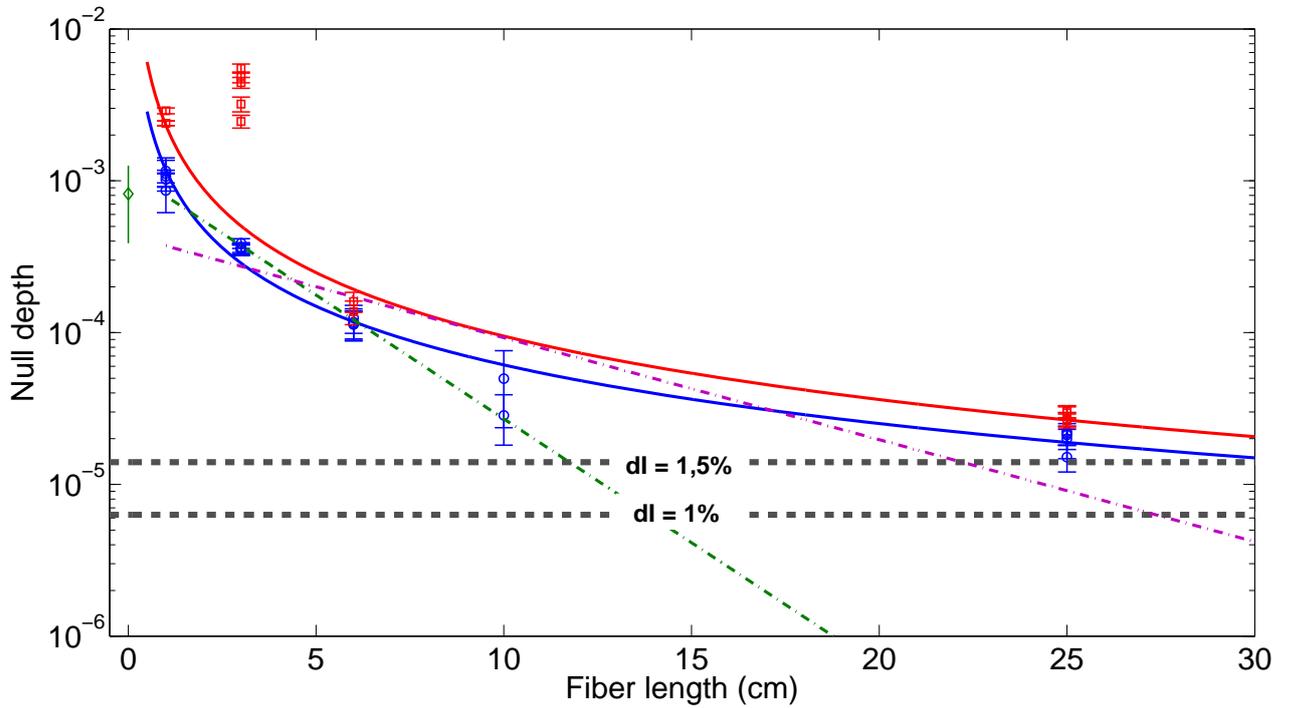


FIGURE 5.20 – Ajustement par une loi de puissance de la profondeur de réjection en fonction de la longueur des fibres classique (en rouge) et avec une gaine absorbante (en bleue). L’ajustement par une loi exponentielle sur tous les points de la fibre avec gaine absorbante (pointillés mauve) et seulement sur ses quatre premiers points de mesure (pointillés vert). Les traits en pointillés gris représentent la limitation du banc pour une erreur de flux relative de 1 et 1,5% (chap. 3.6). On constate que l’ajustement sur la totalité des points n’est pas correcte, puisque le dernier point (25cm) se situe dans une zone où le banc limite la mesure.

	$a$	$b$	$L(N = 10^{-6})$ en cm
Fibre classique	0,0023171	-1,3884	50,5
Fibre Double gaine	0,0011751	-1,2833	41,0

TABLE 5.5 – Résultat de l’ajustement des données en interférométrie annulante sur les différentes fibres en halogénure d’argent, suivant une loi de puissance :  $N = a * L^b$ . La dernière colonne donne la longueur minimale pour obtenir une profondeur de réjection de  $10^{-6}$ .

des charges, et nous devrions obtenir une profondeur de réjection de  $8,2 \cdot 10^{-8}$  pour une longueur de 25cm. Mais la mesure est, au minimum, seulement de  $1,5 \cdot 10^{-5}$ , ce qui nous fait conclure sur une limitation des performances du banc optique (bien que le chapitre 3 annonce une limite à  $6,3 \cdot 10^{-6}$ ). À titre

d'exemple, l'ajustement par une loi de puissance, s'adaptant à cette limitation, nous donne une longueur de fibre minimum, pour notre montage, de  $41\text{cm}$  pour la fibre avec une gaine absorbante et  $50\text{cm}$  pour la fibre classique.

# Conclusion et perspectives

---

La recherche d'exoplanètes et l'étude de leur atmosphère par interférométrie annulante nécessite encore quelques développements instrumentaux. Sur le problème du filtrage du front d'onde, une solution consiste à utiliser des guides d'onde monomode. Mon travail de thèse a été de mettre en place des procédures expérimentales pour caractériser la réponse modale de ce genre de composant.

Tout d'abord, pour atteindre les performances de filtrage requises d'une telle mission d'observation, j'ai défini le cahier des charges à remplir par chaque élément. Ainsi l'imagerie de la distribution de champ en sortie de composant permet, à une longueur d'onde donnée ( $10,6\mu m$  dans mon cas), de faire une distinction entre un guide d'onde monomode et un guide d'onde multimode. J'ai observé, même dans les cas faiblement multimodes, une variation du profil en sortie.

Ensuite, la mesure du spectre de transmission donne le domaine sur lequel seul le mode fondamental est propagé. Cette mesure, effectuée par un FTS, a montré de très bonnes possibilités dans le cas du guide plan en halogénure d'argent, en mesurant une signature franche ( $> 4dB$ ) d'une coupure modale, et en accord avec les prévisions ( $8,83\mu m \pm 0,1$ ). En revanche, la mesure du spectre de transmission des fibres a montré quelques limites (présence de signature modale non expliquée). Ainsi quelques changements sur le banc optique permettront de trier entre des effets venant du montage ou alors inhérents aux fibres optiques. Par exemple, une connectivisation des têtes de fibres, permettant d'avoir un positionnement précis et une bonne reproductibilité des spectres.

Enfin la mesure des performances de filtrage est effectuée par interférométrie annulante. Pour ce dernier test, le but est de pouvoir atteindre une extinction de  $10^{-6}$ . Mais j'ai dû m'assurer que le banc optique ne limite pas la mesure. Les performances du banc optique au début de ma thèse étaient théoriquement limitées à une profondeur de réjection de  $N = 1,5 \cdot 10^{-4}$  (limitation introduite par des fluctuations dans la cavité du laser). Après le changement de la table optique ainsi que des éléments de positionnement, et la définition d'une procédure d'alignement, les nouvelles performances d'extinction sont théoriquement de  $N = 6,3 \cdot 10^{-6}$ . Quelques progrès sont encore à développer pour améliorer cette caractérisation. L'ajout d'un déphaseur achromatique nous

permettrait de faire des mesures de réjection sur une large bande spectrale, pour le moment nous sommes limités à des mesures monochromatiques. La mesure de la photométrie en temps réel permettrait de réduire la contrainte la plus forte (défaut relatif d'intensité) ainsi que les incertitudes sur les résultats.

En ce qui concerne les guides creux métalliques, dont la conception a été élaborée par une collaboration entre le LETI et le LAOG, ils ont montré une nette différence de champ en sortie en fonction de la taille de leur partie guidante. La meilleure profondeur de réjection obtenue avec ce type de guide d'onde a été de  $2,05 \cdot 10^{-5}$ . Le développement de tel composant est actuellement arrêté, ces composants présentant des pertes trop importantes en transmission (estimées à  $15dB$  pour  $1mm$  pour le mode fondamental). Les solutions de filtrage diélectriques que j'ai testées ont été les fibres en halogénure d'argent, matériaux théoriquement transparents jusqu'à  $30\mu m$ . Constituée d'un jeu de fibre classique et d'un autre avec une couche externe plus absorbante, cette solution de filtrage s'est montrée performante mais n'a pas permis d'atteindre les objectifs du cahier des charges. Ainsi les simulations numériques, présentées au chapitre 4, donnent une longueur de fibre à gaine absorbante de  $24cm$ . Expérimentalement, les fibres de  $25cm$  ont donné une profondeur de réjection de  $2,3 \cdot 10^{-5} \pm 2,6 \cdot 10^{-6}$  et  $1,5 \cdot 10^{-5} \pm 3,0 \cdot 10^{-6}$  respectivement. Le meilleur ajustement des données donne une limite inférieure de  $18cm$  sur la longueur de la fibre avec gaine absorbante.

Pour conclure, le choix des solutions de composant d'optique intégrée pour le filtrage modal dans une expérience d'interférométrie annulante nécessite de poursuivre les efforts entrepris. Bien que le guide creux métallique ne soit plus en production du fait de leurs pertes par transmission, la solution en halogénure d'argent n'a pas encore atteint les objectifs et doit tabler sur des pertes en transmission du mode fondamental de l'ordre de  $10dB$  pour atteindre une profondeur de réjection de  $10^{-6}$  (Lewi et al. 2007). De plus dans l'avenir, nous pourrions souhaiter avoir des composants d'optique intégrée dans l'infrarouge avec des fonctions actives pour effectuer des ajustements (photométries, phase). Or l'halogénure d'argent n'est pas électro-optique. Quant au montage optique du banc de caractérisation, plusieurs pistes sont à envisager pour améliorer ses performances. L'asservissement de la différence de chemin optique, les contrôles en temps réel de la photométrie au niveau de l'interféromètre et le déphasage achromatique sont à implémenter au plus vite pour que le banc remplisse pleinement sa fonction de caractérisation de composant d'optique intégrée pour le filtrage modal en infrarouge.

# Bibliographie

- Abel-Tiberini, L., Labadie, L., Arezki, B., et al. 2007, *Optics Express*, 15, 18005 104, 120
- Baudoz, P., Rabbia, Y., Gay, J., et al. 2000, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 145, 10 pages 18
- Baudoz, P., Rabbia, Y., Gay, J., et al. 1998, in *Adaptive Optical System Technologies*, Vol. 3353 (Kona, HI, USA : SPIE), 455–462 18
- Beaulieu, J., Bennett, D. P., Fouqué, P., et al. 2006, *Nature*, 439, 437 2
- Benisty, M., Berger, J., Jocou, L., et al. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 498, 601 7
- Bland-Hawthorn, J. & Kern, P. 2009, *Optics Express*, 17, 1880 6
- Born, M. & Wolf, E. 1999, *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, 7th edn. (Cambridge University Press) 9, 11
- Bracewell, R. N. 1978, *Nature*, 274, 780 13
- Bunimovich, D. & Katzir, A. 1993, *Applied Optics*, 32, 2045 81, 82, 106
- Chazelas, B. 2007, PhD thesis 23, 27, 28, 76
- Chen, R., Katzir, A., Levite, A., Moser, F., & Weiss, D. 1986, *Journal of the Optical Society of America B*, 3, 696 84
- Danchi, W. C. & Lopez, B. 2007, *Comptes Rendus Physique*, 8, 396 6
- Dasgupta, S., Broderick, N. G., Richardson, D. J., Lewi, T., & Katzir, A. 2009, *Optics Express*, 17, 1935 33, 34
- Feit, M. D. & Fleck, J. 1980, *Applied Optics*, 19, 1154 95
- Gabor, P., Chazelas, B., Schuller, P. A., et al. 2008a, in , 51 71
- Gabor, P., Schuller, P. A., Chazelas, B., et al. 2008b, in , 147 18
- Gappinger, R. O., Diaz, R. T., Ksendzov, A., et al. 2009, *Applied Optics*, 48, 868 17, 19

- Grille, R., Martin, G., Labadie, L., et al. 2009, *Optics Express*, 17, 12516 38, 107
- Houizot, P., Boussard-Pi?del, C., Faber, A. J., et al. 2007, *Optics Express*, 15, 12529 81
- Jeunhomme, L. B. 1990, *Single-mode fiber optics* (CRC Press), 360 30
- Jordan, E. C. 1968, *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*, 2nd edn. (Prentice Hall) 36
- Kalas, P., Graham, J. R., Chiang, E., et al. 2008, *Science*, 322, 1345 2
- Kaltenegger, L. & Selsis, F. 2008, 0809.4042 4
- Kapany, N. 1965, *Infrared Physics*, 5, 69 80
- Klocek, P. 1991, *Handbook of Infrared Optical Materials*, 1st edn. (CRC) 80
- Labadie, L. 2005, PhD thesis 36, 104, 118, 119, 120
- Labadie, L., Coarer, E. L., Maurand, R., et al. 2007, 0705.0146 53, 104
- Labadie, L., Labeye, P., Kern, P., et al. 2006a, *Astronomy and Astrophysics*, 450, 1265 34, 36, 59, 103
- Labadie, L., Vigreux-Bercovici, C., Pradel, A., et al. 2006b, astro-ph/0608198 55
- Labadie, L. & Wallner, O. 2009, *Optics Express*, 17, 1947 33
- Lammer, H., Bredehöft, J., Coustenis, A., et al. 2009, *Astronomy and Astrophysics Review*, 17, 181 3
- Lawson, P. R., Traub, W. A., & Unwin, S. C. 2009, *Exoplanet community report* 6, 14, 17
- Le-Coarer, E., Blaize, S., Benech, P., et al. 2007, *Nature Photonics*, 1, 473 33
- Lewi, T., Shalem, S., Tsun, A., & Katzir, A. 2007, *Applied Physics Letters*, 91, 251112 126, 130
- Lowman, A. E., Trauger, J. T., Gordon, B., et al. 2004, in , 1246–1254 6
- Malbet, F. 2009, 0903.2517 11, 12
- Marais, D. J. D., Harwit, M. O., Jucks, K. W., et al. 2002, *Astrobiology*, 2, 153 3

- Marcuse, D. 1991, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, 2nd edn. (Academic Pr) 30
- Marcuse, D. 1992, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28, 459–38
- Martin, S. R., Gappinger, R. O., Loya, F. M., et al. 2003, in *Techniques and Instrumentation for Detection of Exoplanets*, Vol. 5170 (San Diego, CA, USA : SPIE), 144–154 22
- Mawet, D., Hanot, C., Lenaers, C., et al. 2007, *Optics Express*, 15, 12850 21
- Mawet, D., Lenaerts, C., Riaud, P., et al. 2006, in *Advances in Stellar Interferometry*, Vol. 6268 (Orlando, FL, USA : SPIE), 62682J–11 21
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355 1
- Mennesson, B., Crawford, S. L., Serabyn, E., et al. 2003, in , 525–528 22
- Mennesson, B., Ollivier, M., & Ruilier, C. 2002, *Journal of the Optical Society of America A*, 19, 596 14, 16, 17, 23, 29, 39, 72
- Morgan, J. 1978, *Introduction to geometrical and physical optics* (R. E. Krieger Pub. Co) 25
- Morgan, R. M., Burge, J. H., & Woolf, N. J. 2003, in , 644–655 18
- Okamoto, K. 2005, *Fundamentals of Optical Waveguides*, Second Edition, 2nd edn. (Academic Press) 84
- Ollivier, M. 1999, *Journal des Astronomes Francais*, 60, 41 16
- Pavelyev, V. S., Moiseev, O. Y., Volkov, A. V., et al. 2008, in *Photon Management III*, Vol. 6994 (Strasbourg, France : SPIE), 69940Q–8 84
- Peters, Lawson, Lay, & Gappinger. 2009, *Exoplanet Interferometry Technology Milestone #3 Report* 16, 22
- Peters, R. D., Lay, O. P., & Jeganathan, M. 2008, *Applied Optics*, 47, 3920–19, 20
- Protassov, K. 2002, *Analyse statistique des données expérimentales* (EDP Sciences) 47
- Rizzi, P. A. 1987, *Microwave Engineering : Passive Circuits*, facsimile edn. (Prentice Hall) 36
- Rouan, D. & Pelat, D. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 484, 581 21, 22

- Rudolph, H. & Neumann, E. 1976, *Nachrichtentechnische Zeitschrift*, 29, 328  
32
- Ruilier, C. 1999, *Filtrage Modal et Recombinaison de Grands Telescopes. Contributions a l'Instrument FLUOR* 72
- Sammut, R. & Snyder, A. W. 1976, *Applied Optics*, 15, 477 33
- Samuele, R., Wallace, J., Schmidtlin, E., et al. 2007, in *Aerospace Conference, 2007 IEEE*, 1-7 16
- Serabyn, E. & Colavita, M. M. 2001, *Applied Optics*, 40, 1668 17, 19, 75
- Serabyn, E., Wallace, J. K., Hardy, G. J., Schmidtlin, E. G. H., & Nguyen, H. T. 1999, *Applied Optics*, 38, 7128 16
- Spronck. 2008, PhD thesis 23
- Turnbull, D. A., Sanghera, J. S., Nguyen, V. Q., & Aggarwal, I. D. 2004, *Materials Letters*, 58, 51 81
- Udry, S., Bonfils, X., Delfosse, X., et al. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 469 2
- Vassallo, C. 1991, *Optical Waveguide Concepts* (Elsevier Publishing Company) 30, 39
- Viens, J., Meneghini, C., Villeneuve, A., et al. 1999, *Journal of Lightwave Technology*, 17, 1184 81
- Wallace, K., Hardy, G., & Serabyn, E. 2000, *Nature*, 406, 700 22
- Wallner, O., Leeb, W. R., & Winzer, P. J. 2002, *Journal of the Optical Society of America A*, 19, 2445 33
- Yeh, P. 1988, *Optical Waves in Layered Media* (Wiley) 76



---

**Résumé :**

L'interférométrie annulante permet l'étude d'exoplanètes dans l'IR (6-20  $\mu\text{m}$ ) et la mesure de leur émission atmosphérique, reflet d'une possible activité biologique. Pour atteindre le contraste interférométrique nécessaire pour dissocier le signal planétaire du signal stellaire, les fronts d'onde issus des différents télescopes doivent se superposer parfaitement. La meilleure solution consiste à utiliser un guide d'onde monomode récupérant le flux planétaire indépendamment des aberrations optiques.

Mon travail a consisté à caractériser de tels composants d'optique intégrée. J'ai mis en oeuvre pour cette étude trois méthodes : la distinction modale monochromatique par imagerie, la mesure de la plage de monomodécité par FTS et la mesure des performances de filtrage par interférométrie. Pour mener à bien ce travail, il a été nécessaire d'effectuer une analyse système de l'ensemble du banc optique, en particulier pour l'étude par interférométrie, dont les contraintes sur les vibrations, les flux lumineux ainsi que sur le positionnement des éléments optiques sont très fortes.

L'étude porte sur des guides creux métalliques (HMW) et des guides diélectriques en halogénure d'argent (SH). Mon travail sur les HMW vient clore leur étude entreprise avant ma thèse. Les trois méthodes ont été utilisées pour caractériser des composants SH (guides plans et fibres optiques).

Les HMW sont de bons filtres modaux mais nécessitent une fabrication très rigoureuse pour limiter les pertes en propagation. Les fibres SH nécessitent des longueurs plus conséquentes (avec des pertes linéiques plus faibles), pouvant être réduite par l'ajout de couche absorbante sur la gaine.

**Mots clés :** Interférométrie, Infrarouge, Guide d'onde, Exo-planètes

---

**Abstract :**

Nulling interferometry is considered for the study of exoplanets in the IR (6-20  $\mu\text{m}$ ) and measuring their atmospheric emissions, reflecting a possible biological activity. To reach the interferometric contrast required to separate the planetary signal of the stellar signal, the wave fronts from the telescopes should overlap perfectly. The best solution consists of using a single mode waveguide collecting the planetary flux regardless of optical aberrations.

My work was to characterize such integrated optics components. I have implemented for this study three methods : the monochromatic modal distinction by imaging, the measurement of the single-mode behavior spectral band by FTS and the measurement of the performance of filtering using interferometry. To carry out this work it was necessary to perform a system analysis of the entire optical bench, especially for the study by interferometry, in which the constraints on the vibration, the intensity balancing as well as the positioning of optical elements are very strong.

The analyzed components were hollow metal waveguide (HMW) and dielectric silver halide material (SH). My work on the HMW closes their study started before my thesis. The three methods were used to characterize SH components (flat guides and optical fibers).

The HMW are efficient modal filters but requires very rigorous manufacturing to limit the propagation losses. The fiber lengths of SH are longer (with lower losses per unit length), that can be reduced by the addition of absorbent layer on the cladding.

**Keywords :** Interferometry, Infrared, Waveguide, Exo-planets

---