



HAL
open science

Optique intégrée dans l'infrarouge thermique : application à l'interférométrie en frange noire pour la recherche planètes telluriques

Lucas Labadie

► **To cite this version:**

Lucas Labadie. Optique intégrée dans l'infrarouge thermique : application à l'interférométrie en frange noire pour la recherche planètes telluriques. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT: . tel-00011611v2

HAL Id: tel-00011611

<https://theses.hal.science/tel-00011611v2>

Submitted on 4 May 2006

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.

THÈSE PRÉSENTÉE PAR

Lucas Labadie

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE

**OPTIQUE INTÉGRÉE DANS L'INFRAROUGE
THERMIQUE : APPLICATION À L'INTERFÉROMÉTRIE EN
FRANGE NOIRE POUR LA RECHERCHE DE PLANÈTES
TELLURIQUES**

DATE DE SOUTENANCE : 18 NOVEMBRE 2005

Composition du jury :

Président	:	Prof. Claudine Kahane
Rapporteur	:	Dr. Guy Perrin
Rapporteur	:	Dr. Mark R. Swain
Examineur	:	Dr. Malcolm Fridlund
Examineur	:	Dr. Marc Ollivier
Directeur de thèse	:	Dr. Pierre Kern
Co-directeur de thèse	:	Prof. Isabelle Schanen-Duport

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble

A te che mi vedi, Ida, dedico questo libro.

Remerciements

Le travail n'est pas une fin en soi, j'en suis maintenant convaincu. Ce qui compte, en revanche, c'est l'enrichissement intellectuel, humain et affectif qui en découle. Surtout en science, d'ailleurs. Et c'est un peu ce qui s'est passé dans mon cas. Quand je suis arrivé en octobre 2002, j'avais *Darwin* dans la tête et des idées de planètes autour. J'ai vite compris que venir au LAOG serait ni plus ni moins qu'un pari (trop?) audacieux. Mais bon, comme disait l'autre, " qui ne tente rien, n'a rien ", n'est-ce pas? Au final, trois ans plus tard, en partant d'une table plus ou moins boulonnée dans le cagibit étroit d'un laboratoire infrarouge, c'est une très belle et forte expérience humaine que je retiendrai, à côté du succès scientifique. Et cette expérience, je la dois entre autre à certaines personnes, au sein du laboratoire comme à l'extérieur, que je souhaiterais ici vivement remercier.

À commencer par Pierre K., sans aucun doute. Pour la complicité établie, pour ton soutien et tes encouragements. Pour m'avoir laissé me réjouir quand cela le méritait et me mettre en colère quand cela devenait nécessaire. Merci à Isabelle pour les conseils simples et clairs pour affronter un domaine parfois capricieux, celui de l'optique intégrée. Je souhaiterais sincèrement remercier mes rapporteurs, Guy Perrin et Mark Swain, pour avoir fait partie du jury que j'avais en tête. Merci également à Malcolm Fridlund et à Marc Ollivier qui m'ont permis d'améliorer mon manuscrit ainsi qu'à Claudine Kahane d'avoir accepté de présider ce jury.

" *Standing ovation* " pour l'équipe IONIC! Merci à Jean-Philippe, " *el guapo* " et à Fabien – fantasque co-pilote! – pour vos recommandations toujours utiles. Merci bien sûr à Karine pour avoir accepté de relire – et corriger – à peu près tout et n'importe quoi de ce que je pouvais bien écrire. Je n'aurais pas de mots pour remercier Etienne, Brahim, Laurent et Alain. Dans le cœur de mon travail, vous m'avez été d'un secours et d'une aide inestimables. Merci à l'équipe GRIL et en particulier à son responsable Christian Perrier pour les discussions fructueuses et pour avoir suivi mon travail et s'y être intéressé. Merci à Thierry Montmerle, directeur du laboratoire, pour l'importance accordée à l'instrumentation astronomique dans laquelle je me suis impliqué. Si *IODA* est un projet pour l'astronomie, c'est aussi un projet d'optique intégrée qui a regroupé de nombreuses personnes. À ce titre, je souhaite tout particulièrement remercier Pierre Labeye et Jean-Emmanuel Broquin pour leur dynamisme, leurs compétences dont j'ai pu bénéficier ainsi que pour leur patience, leur soutien et leur sympathie à mon égard. Je suis aussi profondément reconnaissant à Amal Chabli pour m'avoir permis de commencer " réellement " à travailler. Merci également à Caroline Vigreux pour son enthousiasme et son efficacité.

Un travail de laboratoire n'est pas grand chose s'il ne peut s'appuyer sur un soutien logistique considérable. C'est pourquoi ma gratitude va à l'équipe technique et en particulier à Julien, Olivier, Eric S. et Yves qui m'ont aidé à programmer, réparer, fabriquer tout ce dont j'ai eu besoin. Merci à Richard M. pour avoir résolu tous mes problèmes informatiques avec un calme

imperturbable ainsi qu'aux "administratives" – Françoise, Fabienne, Sandrine, Annie, Kadhidja, Sylvie, Hélène – pour ne m'avoir pas fait peser mes étourderies nombreuses.

Ils n'ont eu que très peu à voir avec mon travail mais ont contribué de manière grandiose à mon équilibre, à ma joie de vivre, à ma curiosité. Merci à toute ma famille qui m'a toujours fait ressentir la proximité d'une culture qui m'est chère lorsque les temps devinrent durs. Vous rendre visite, ainsi qu'aux petits, sont les plus beaux instants qui me sont offerts. Merci à Manu, mon frerot exilé mais toujours au bout du fil, et à Julie.

Les vrais, les grands, les barges, ils sont toujours là pour un canon, une bouffe, une soirée, un voyage. Je vous embrasse sur le front mes parigos, Jérémie, Vincent, Arnaud, Alain. Pas de doutes, "on gère, sereins", mais tenez-vous bien aux suspentes! À toi, mon frère spirituel, Cédric F. et tes élans de Beatles (1993) et d'Arab Strap (2005)! À mes brasileros du cœur Christophe de Monv' et Lolo, j'arrive au plus tôt! À Anne-Ju, merci pour ces années heureuses, du Vieux-Port à Jericho. À mes tendres et chers Grenoblois, Clairounette, Steph, Yannou, Séverine, Stéphane, Vincent F. qui ont fait de ces trois ans une belle réussite! Aux grandissimes Pierre "Jamón", Philippe-le-Chinois, Aris & Elenaki. Enfin à tous les "extrangeros" franco-italo-hispano-hollandais exilés ou non, Anne-Sé, – et le bout d'chou Lætitia – Massimo, Padelì, Angela, Femke, Fabrizio, Dora, Daithi, Massimiliano, Cristina, Joaquin, Lauretta, Francesco & Lucia, Daniele & Anna *e gli altri*. Le bonheur est dans le café et dans la musique. *Sure!* L'ambiance dans la salle était assurée par les meilleurs! Au son et aux éclairages, merci à mon trio d'anthologie Laurent, Alain et Alex, franchement "*pleased to meet you!*". Un clin d'œil à POP et son pied droit quelque peu chanceux. Une chaleureuse bise à Myriam : à l'année prochaine à Jérusalem, ok? Merci aux "anciens", Pierre H., Gaël, Ludo, Gaspard (ou Gaspare?), Manu, Gwenaëlle. Merci à Estelle et Jérôme et vive le canapé du 113! Merci à vous, mes compagnons de lutte (armée), Jibi Lebou, Mathilde, of course, pour tes repas à 22h, Eric T. apprenti-n°10, Michael, Sylvain G. et Christophe, Oscar. Grazie agli emigrati Willem-Jan & Mika, dank je!

Enfin, la plus tendre et douce de mes pensées va à Barbara, que j'aime et qui m'aime.

Heidelberg, le 20 décembre 2005.

*" Pourquoi faudrait-il aimer
rarement pour aimer beaucoup ? "*

Albert Camus, *Le Mythe de Sisyphe*. 1942

Résumé

L'interférométrie en frange noire est une technique coronographique utilisée en astronomie et qui est au cœur de la mission spatiale *Darwin* de l'ESA pour la détection de planètes telluriques dans des systèmes extra-solaires. Cette technique requiert une grande stabilité du système optique pour la recombinaison de plus de deux faisceaux. De plus, les objectifs scientifiques à atteindre nécessitent également l'utilisation d'un filtrage modal des faisceaux incidents. Ce travail de thèse est axé sur le développement de l'optique intégrée pour la bande 4 - 20 μm pouvant regrouper les fonctions de recombinaison et de filtrage. Le contexte initial est celui de l'extension de l'optique guidée monomode de l'infrarouge proche vers l'infrarouge moyen qui constitue un domaine d'intérêt fondamental pour la recherche de planètes. Après une présentation des enjeux de l'interférométrie en frange noire, j'introduis les notions fondamentales de l'optique guidée utilisées pour l'étude des solutions guides diélectriques et guides creux métalliques. La problématique du couplage du signal dans le guide est également abordée. Le travail de caractérisation en laboratoire à 10 μm a requis le développement de bancs optiques et de méthodes spécifiques qui ont permis la mise en évidence du caractère monomode de premières structures guidantes fabriquées suivant un procédé technologique précis. Les premières mesures de taux d'extinction montrent également l'intérêt de poursuivre ce type de développement en vue du filtrage modal. L'optique intégrée dans l'infrarouge moyen a atteint une nouvelle et importante étape et pourra répondre, à moyen terme, à la problématique posée par l'interférométrie en frange noire.

Mots clés : Interférométrie en frange noire, optique intégrée, instrumentation infrarouge, planètes extra-solaires.

Abstract

Nulling interferometry, a coronagraphic technique used in astronomy, is the core of the ESA *Darwin* mission dedicated to the direct detection of extrasolar earth-like planets. This technique requires a very stable optical system for the combination of multiple beams. Moreover, the scientific objectives require the use of modal filtering of the incoming beams. This thesis focuses on the development of mid-infrared integrated optics (IO) that can perform both combination and modal filtering functions. The initial context is thus the extension of single-mode IO from the near-infrared to the mid-infrared range, which corresponds to an important spectral domain for planet searches. After a description of nulling interferometry requirements, I present the fundamental guided-optics notions used to study the dielectric waveguides and the hollow metallic waveguides solutions. Moreover, I discuss the issue of coupling light into the waveguide. The lab characterization work at $10\ \mu\text{m}$ has involved the implementation of dedicated methods and breadboards in the mid-infrared, which permitted me to demonstrate the waveguide and the single-mode behavior of the first manufactured structures. The preliminary measurements of the signal extinction have also shown the importance of pursuing this technological research for purposes of modal filtering. Mid-infrared integrated optics has now reached a new and important step and will contribute, on a mid-term basis, to the implementation of nulling interferometry.

Keywords : Interferometry, integrated optics, infrared instrumentation, extrasolar planets

Table des matières

1	Introduction et motivations	25
2	Détection et observation de planètes extra-solaires	29
2.1	Cas scientifique	29
2.1.1	La nouvelle quête des planètes	29
2.1.2	Des espèces chimiques spécifiques	32
2.1.3	Définition d'une zone d'habitabilité	32
2.1.4	Connaître l'environnement de la planète	33
2.1.5	Quelle réponse à quelle question ?	33
2.2	Revue non exhaustive des méthodes de détection de planètes	33
2.2.1	Méthodes de détection indirectes	34
2.2.2	Méthodes de détection directes	35
2.3	La coronagraphie interférentielle	39
2.3.1	La mesure interférométrique	39
2.3.2	L'ambition de l'interférométrie en frange noire	45
2.4	Conclusion	52
3	Guides monomodes dans l'infrarouge	53
3.1	Besoin en filtrage pour l'interférométrie en frange noire	53
3.1.1	Contraintes instrumentales	54
3.1.2	Conclusion et état de l'art de l'optique guidée monomode dans l'infrarouge	56
3.2	Comportement modal d'un guide diélectrique	57
3.2.1	Introduction	57
3.2.2	Le guide plan	58
3.2.3	Approche géométrique de la propagation guidée	59
3.2.4	Approche électromagnétique	62
3.2.5	L'indice effectif d'un mode propre	65
3.2.6	Epaisseur de coupure pour le guide plan asymétrique	66
3.2.7	Conclusion sur le guide plan diélectrique	66
3.3	Comportement modal des guides métalliques	67
3.3.1	Approche théorique des guides rectangulaires	67
3.3.2	Comportement modal des guides métalliques	68
3.3.3	Guides Creux Métalliques : quelle géométrie ?	73
3.4	Pertes de propagation et couplage : un double effet	74
3.4.1	Cas des guides diélectriques	74

3.4.2	Cas des guides métalliques	74
3.4.3	Problématique du couplage	79
3.5	Conclusion	90
4	Méthodes de caractérisation des composants	91
4.1	Les étapes de validation d'une technologie	92
4.1.1	Introduction	92
4.1.2	Transmission du matériau massif et réflectivité des métaux	92
4.1.3	Propriétés de guidage	93
4.1.4	Mesures de pertes des composants	93
4.1.5	Caractère monomode des guides synthétisés	93
4.1.6	Propriété de filtrage pour l'interférométrie en frange noire	94
4.1.7	Caractérisation des propriétés d'un composant recombineur interférométrique	94
4.1.8	Conclusion sur les besoins de caractérisation	94
4.2	Phase de sélection des matériaux	95
4.2.1	Cas des guides diélectriques	95
4.2.2	Choix du dépôt métallique pour les guides creux	96
4.3	Méthode d'étude des propriétés de guidage des composants diélectriques	102
4.3.1	La spectroscopie en frange noire – ou <i>m</i> -lines – pour les guides planaires diélectriques	102
4.3.2	Développement du banc de <i>m</i> -lines à $10\mu\text{m}$	106
4.3.3	Validation du banc de <i>m</i> -lines à $10\mu\text{m}$	115
4.3.4	Méthode de traitement des données <i>m</i> -lines	115
4.3.5	Conclusion	123
4.4	Méthode d'étude des propriétés de guidage des composants métalliques	124
4.4.1	Présentation du banc d'injection	124
4.4.2	Procédure adoptée pour l'injection	127
4.4.3	Qualification du banc optique et qualité image	129
4.4.4	Analyse de l'état de polarisation pour l'étude modale	134
4.4.5	Procédure de traitement des images de sortie	134
4.4.6	Conclusion	138
4.5	Le banc de Spectrométrie à Transformée de Fourier	140
4.5.1	Principes fondamentaux de la spectrométrie par Transformée de Fourier	140
4.5.2	Principales contraintes expérimentales	144
4.5.3	Mise en place du banc FTS en laboratoire	146
4.5.4	Validation du banc de test	148
4.5.5	Scénarii possible d'observation et de mesure	150
4.6	Le banc interférométrique monochromatique	153
4.6.1	Le montage optique	153
4.7	Conclusion sur les moyens de caractérisation	154

5	Les guides creux dans l'infrarouge thermique	157
5.1	Réalisation de structures guidantes métallisées : une nouvelle étape	158
5.1.1	Présentation du contexte	158
5.1.2	Processus de fabrication des guides creux métalliques	158
5.1.3	Paramètres des guides creux métalliques et cornets adiabatiques	162
5.2	Observations des sorties de guides	163
5.2.1	Caractérisation dans le visible	163
5.2.2	Caractérisation dans l'infrarouge moyen	164
5.3	Analyse des paramètres technologiques	167
5.3.1	Impact de la qualité optique des faces d'entrée	167
5.3.2	Sensibilité du couplage au positionnement transversal	169
5.4	Mise en évidence du comportement modal	170
5.4.1	Principe de la mesure	170
5.4.2	Résultats expérimentaux sur différentes géométries de guides creux métalliques.	173
5.5	Mesures en transmission	176
5.5.1	Méthodologie de mesure	177
5.5.2	Mise en évidence expérimentale du couplage optimal	177
5.5.3	Estimation des pertes en excès	178
5.6	Conclusion et perspectives sur la solution des guides creux métalliques	181
5.7	Publication dans <i>Astronomy and Astrophysics</i>	182
6	Cas diélectrique dans l'infrarouge thermique	193
6.1	Introduction	193
6.2	Revue des verres infrarouges et technologies associées	194
6.2.1	Déroulement logique de l'étude	194
6.2.2	État de l'art sur les verres infrarouges	195
6.2.3	Les technologies de réalisation	196
6.3	Etude expérimentale des guides plans	196
6.3.1	Cas des couches épaisses en verres de chalcogénures	197
6.3.2	Conclusion sur les solutions à base de verres de chalcogénures	212
6.3.3	Cas des couches épaisses en ZnSe sur substrat ZnS	213
6.3.4	Conclusion sur le cas des couches épaisses ZnSe/ZnS	215
6.4	Perspectives pour la réalisation de guides droits	215
6.5	Conclusion sur la solution des guides diélectriques	216
6.6	Publication dans <i>Journal of Optoelectronics and Advanced Materials</i>	218
7	Qualification du filtrage modal	229
7.1	Introduction	229
7.2	Etude du comportement modal entre $7\mu\text{m}$ et $15\mu\text{m}$	230
7.2.1	But de l'expérience	230
7.2.2	Principe de l'observation des coupures de mode	230
7.2.3	Étalonnage par le spectre du corps noir	231
7.2.4	Rapport Signal-à-Bruit en faible flux	231
7.2.5	Résultats expérimentaux sur des guides creux métalliques	233

7.2.6	Conclusion	242
7.3	La mesure de contraste en bande étroite	244
7.3.1	Méthodologie de mesure	244
7.3.2	Mesure de contraste sans erreur de phase induite	245
7.3.3	Mesure de contraste avec une erreur de phase induite	248
7.3.4	Comparaison des résultats	249
7.4	Commentaires et conclusions	250
8	Quelle vision pour l'avenir ?	253
8.1	Introduction	253
8.2	Peut-on mieux cerner les potentialités de l'optique guidée dans l'infrarouge? . . .	253
8.3	Quel taux d'extinction?	255
8.4	Quelle perspective pour l'optique intégrée à 10 μm ?	255
8.4.1	La recombinaison des faisceaux	255
8.4.2	La question de la polarisation	257
8.5	Concepts potentiels pour l'interférométrie en frange noire	259
8.5.1	Recombinaison par optique de volume	259
8.5.2	Recombinaison multi-axiale monomode par fibre	259
8.5.3	Recombinaison par optique intégrée	260
8.6	Conclusion	260
9	Conclusions	261
	Bibliographie	263
A	Spécifications de la source infrarouge	271
B	Expression de l'indice effectif d'un mode propre	273
C	Elements d'optique gaussienne	275
D	Modèle de pertes linéiques	279

Liste des tableaux

3.1	Longueurs d'onde de coupure en fonction des modes observés	71
3.2	Ordonnancement des modes en fonction de la géométrie du guide.	72
3.3	Dimensionnement des HMW pour la bande <i>Darwin</i>	73
3.4	Valeurs de pertes linéiques entre 10 μm et 20 μm	78
3.5	Longueur de filtrage d'un guide métallique	79
3.6	Transmission absolue d'un cornet suivant sa géométrie et l'ouverture numérique du faisceau pour la bande 10 – 20 μm	87
4.1	Paramètres de l'éxpanseur de faisceau	107
4.2	Valeurs du ZnSe et ZnS massif à 10 μm ; Encadrement des positions angulaires possibles des lignes de modes	109
4.3	Erreurs absolues sur l'indice et l'angle du prisme	111
4.4	Budget d'erreur sur l'indice effectif	113
4.5	Paramètres d'un guide planaire théorique	116
4.6	Valeurs théoriques des indices de modes pour un guide planaire	116
4.7	Numérotation des modes par mesure de la linéarité	118
4.8	Evolution de l'erreur maximale sur (n_c, d) en fonction du nombre de points M . . .	122
4.9	Evolution de l'erreur maximale sur (n_c, d) en fonction de l'erreur sur l'indice effectif	122
4.10	Paramètres du laser permettant de calculer la taille du col au foyer du condenseur	126
4.11	Paramètres géométriques des faisceaux incidents dans le cas de la propagation libre et dans le cas d'une injection dans un trou de 10 μm et de 20 μm	132
4.12	Transmission relative obtenue avec un trou de 10 μm	133
4.13	Comparaison des transmissions relatives expérimentales obtenues avec un trou de 10 μm et de 20 μm	133
5.1	Résultats en transmission pour des guides monomodes et multimodes	180
6.1	Propriétés optiques de certains verres de chalcogénure	197
6.2	Référence des échantillons de couches épaisses en verre de chalcogénure et les technologies associées.	198
6.3	Mesure des indices effectifs sur CH3VG	199
6.4	Mesure des indices effectifs sur CH3VD	199
6.5	Indices et épaisseur des échantillons CH3VG et CH3VD.	200
6.6	Répétabilité de la mesure des indices de modes sur l'échantillon CH3VD	200

6.7	Répétabilité de la mesure d'indice de réfraction et de l'épaisseur sur l'échantillon CH3VD	200
6.8	Mesure des indices de mode dans le proche infrarouge sur l'échantillon CH3VD	201
6.9	Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur dans le proche infrarouge sur l'échantillon CH3VD	201
6.10	Mesure des indices de mode dans le visible sur l'échantillon CHG-amtir	202
6.11	Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur dans le visible sur l'échantillon CHGamtir	202
6.12	Mesure des indices de mode à $\lambda=1,1238\mu\text{m}$ sur l'échantillon CHG-amtir	203
6.13	Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=1,1238\mu\text{m}$ sur l'échantillon CHGamtir	203
6.14	Mesure des indices mode à $\lambda=1,3238\mu\text{m}$ sur l'échantillon CHG-amtir	204
6.15	Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=1,3238\mu\text{m}$ sur l'échantillon CHG-amtir	204
6.16	Mesure des indices de mode à $\lambda=1,2\mu\text{m}$ sur l'échantillon As2Se3-0704	206
6.17	Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=1,2\mu\text{m}$ sur l'échantillon As2Se3-0704	206
6.18	Mesure des indices mode à $\lambda=1,55\mu\text{m}$ sur l'échantillon As2Se3-0704	207
6.19	Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=1,55\mu\text{m}$ sur l'échantillon As2Se3-0704	207
6.20	Mesure des indices de mode à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ sur l'échantillon As2Se3-0704	208
6.21	Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ sur l'échantillon As2Se3-0704	208
6.22	Mesure des indices de mode à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ sur l'échantillon As2Se3-0904	209
6.23	Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ sur l'échantillon As2Se3-0904	209
6.24	Référence des échantillons de couches épaisses en verre tellurés pour une technologies associées.	210
6.25	Mesure des indices de mode à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ sur l'échantillon TAS-1 pour la polarisation TM	211
6.26	Mesure des indices de mode à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ sur l'échantillon TAS-1 pour la polarisation TE	211
6.27	Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ sur l'échantillon TAS-1 pour les polarisations TM et TE	211
6.28	Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ sur l'échantillon TAS-2 pour la polarisation TE	212
6.29	Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=0,632\mu\text{m}$ et $\lambda=1,31\mu\text{m}$ sur l'échantillon ZnSe-1	214
6.30	Résultats expérimentaux sur les paramètres de l'échantillon ZnSe/ZnS	215
7.1	Valeurs théoriques des longueurs d'onde de coupure - 1	235
7.2	Valeurs théoriques des longueurs d'onde de coupure - 2	238
7.3	Valeurs théoriques des longueurs d'onde de coupure - 3	240
7.4	Paramètres pour la mesure de visibilité pour un signal hors du guide	246

7.5	Valeur de la visibilité corrigée pour le cas hors guide	246
7.6	Paramètres pour la mesure de visibilité pour un signal dans le guide	247
7.7	Valeur de la visibilité corrigée pour le cas hors guide	247
7.8	Paramètres pour la mesure de visibilité pour un signal hors du guide dans le cas d'une erreur de phase induite	248
7.9	Valeur de la visibilité corrigée pour le cas hors guide avec une erreur de phase induite	248
7.10	Paramètres pour la mesure de visibilité pour un signal à travers le guide dans le cas d'une erreur de phase induite	249
7.11	Valeur de la visibilité corrigée pour d'un signal à travers le guide avec une erreur de phase induite	249

Table des figures

2.1	Vue d'ensemble des méthodes de recherche de planètes extra-solaire en fonction de la masse et de la distance à l'étoile	31
2.2	Schéma de principe d'un coronographe stellaire	36
2.3	Coronographie par masque de phase	37
2.4	Schéma de principe d'un interféromètre stellaire et visibilité complexe	40
2.5	Diagramme représentatif des paramètres intervenant dans la recombinaison des faisceaux	42
2.6	Schéma de principe de la recombinaison multi-axiale et co-axiale	43
2.7	Principe d'un instrument interférométrique en frange noire	47
2.8	Carte de transmission de la configuration Bracewell	48
2.9	Exemple de modulation interne	51
3.1	Schéma de principe d'un guide d'onde. Dans cet exemple, la structure fermée est de géométrie quelconque et reste invariante par translation suivant z	58
3.2	Géométrie du guide d'onde plan	59
3.3	Illustration du guidage d'un rayon lumineux par reflection totale à l'interface coeur-gaine	59
3.4	Description géométrique du comportement modal d'un guide d'onde	60
3.5	Principe de la résolution numérique de l'équation de dispersion du guide plan	62
3.6	Géométrie d'un guide creux et distribution du champ électrique pour le mode TE_{10}	70
3.7	Obtention des longueurs d'onde de coupure pour un guide rectangulaire	72
3.8	Carte de champ pour différents modes <i>Transverse Electrique</i> d'un guide creux métallique	82
3.9	Courbes de couplage en fonction de l'ouverture numérique	83
3.10	Courbes de couplage intégré en fonction de l'ouverture numérique	84
3.11	Schéma représentatif d'un cornet métallique	86
3.12	Effet combiné du couplage et de l'adaptation d'impédance à l'entrée d'un cornet - 1	86
3.13	Effet combiné du couplage et de l'adaptation d'impédance à l'entrée d'un cornet - 2	87
3.14	Effet combiné du couplage et de l'adaptation d'impédance intégré sur la bande 10–20 μm	88
3.15	Effet combiné du couplage et de l'adaptation d'impédance à l'entrée d'un cornet - 2	89
4.1	Schéma de fonctionnement d'un spectromètre à transformé e de Fourier	95
4.2	Schéma de principe d'une expérience de déflexion thermique	97
4.3	Schéma de l'expérience de multi-réflexions	98

4.4	Densité spectrale de puissance de la source laser et aperçu de l'expérience de multi-réflexions en laboratoire	99
4.5	Sortie d'écran du programme d'acquisition des voies de référence et de mesure pour l'expérience de multi-réflexion.	99
4.6	Recouvrement des champs évanescents lors du couplage par prisme	103
4.7	Couplage de modes dans le cas d'un prisme isocèle ou rectangle	104
4.8	Schéma de principe du banc de m -lines à $10 \mu\text{m}$	106
4.9	Photographie du banc de m -lines dans l'infrarouge moyen	107
4.10	Grandeurs intervenant dans la formule de l'indice effectif.	108
4.11	Encombrement des faisceaux dans le cas d'un prisme en Germanium avec un angle $A=45^\circ$	110
4.12	Encombrement des faisceaux dans le cas d'un prisme en Germanium avec un angle $A=30^\circ$	110
4.13	Plan du prisme en germanium	110
4.14	Effet de la position de la ligne de mode sur l'erreur absolue dn_{eff}	112
4.15	Evolution de l'erreur globale en fonction des incertitudes sur l'angle B et l'indice n_p	112
4.16	Définition d'une référence pour la mesure de la position angulaire d'une ligne de mode.	114
4.17	Superposition de l'image du réticule avec les lignes de modes	114
4.18	Image de sortie de m -lines avec l'observation d'une ligne de mode	115
4.19	Courbes représentatives de n_{eff}^2 en fonction de $(m+1)^2$ pour différentes numérotation des indices de modes	117
4.20	Diagramme de la procédure numérique d'évaluation	118
4.21	Sensibilité du calcul des coefficients de régression linéaire à l'erreur sur l'indice effectif	119
4.22	Calcul de l'indice et de l'épaisseur de couche	120
4.23	Schéma de principe du banc d'injection	124
4.24	Photographie du banc d'injection	125
4.25	Image et coupe des taches d'injection à travers un trou filtrant de $10 \mu\text{m}$ de diamètre	130
4.26	Image de la tache d'injection après optimisation du filtrage spatial. Le grandissement du système d'imagerie vaut $\gamma = 10$ et la taille d'un pixel est de $100 \mu\text{m}$	131
4.27	Coupe des images enregistrées par la caméra pour le signal pour les différentes contributions de signal	135
4.28	Correction du signal par la réponse du détecteur et par le fond thermique	137
4.29	Coupe dans les directions X et Y des images de la source et superposition de l'ecart-type du bruit de fond thermique	138
4.30	Schéma de principe du FTS	141
4.31	Schéma de principe de la détection synchrone	145
4.32	Effet de la moyenne temporelle sur la variance du bruit du signal	146
4.33	Banc de spectrométrie par transformée de Fourier pour l'étude des coupures de mode des guides d'ondes	147
4.34	Interférogramme obtenu sur le banc FTS avec la source polychromatique	149
4.35	Interférogramme obtenu sur le banc FTS caractérisant le trou filtrant de $10 \mu\text{m}$	151

4.36	Interférogrammes obtenu sur le banc FTS avec un trou filtrant de 10 μm pour deux valeurs différentes du temps d'intégration	152
4.37	Le banc interférométrique monochromatique	153
4.38	Illustration de la sortie balancée obtenue avec l'interféromètre de Michelson	154
5.1	Processus de fabrication d'un guide canal et observation au Microscope Électronique à Balayage	159
5.2	Exemple de masque lors de la réalisation de guides creux	160
5.3	Plaquette de silicium contenant les puces de guides creux métalliques	161
5.4	Sciage du wafer silicium et image de sortie d'un guide creux après sciage	161
5.5	Schéma de principe de la procédure de clivage	161
5.6	Photographie d'une puce contenant des guides creux métalliques	162
5.7	Géométrie d'un cornet utilisé dans la première série de composants guide creux	163
5.8	Observations des sorties de différents guides creux métalliques dans le visible	164
5.9	Spectre de transmission externe du silicium	165
5.10	Vue d'une puce contenant des guides métalliques après le dépôt d'or permettant d'opacifier les faces d'entrée et de sortie	166
5.11	Observation d'une sortie de guide droit à la caméra infrarouge	166
5.12	Comparaison du flux détecté en sortie d'un guide avec le flux injecté en entrée	167
5.13	Observation des entrées de guides au profilomètre-1	168
5.14	Observation des entrées de guides au profilomètre-2	169
5.15	Observation des entrées de guides au profilomètre-3	169
5.16	Observation des entrées de guides au profilomètre-4	170
5.17	Sensibilité du couplage	171
5.18	Géométrie d'un guide creux rectangulaire	172
5.19	Polarisation elliptique de la source laser infrarouge	174
5.20	État de polarisation enregistré en sortie d'un guide monomode	175
5.21	État de polarisation enregistré en sortie d'un guide multimode	176
5.22	Evolution de l'efficacité de couplage en fonction de l'ouverture numérique	178
5.23	Schéma représentatif de la distribution du champ électrique dans un guide avec cornet	179
6.1	Résultats des mesures de m -lines sur les échantillons à base de Germanium	205
6.2	Photographie d'un échantillon de couche épaisse de ZnSe sur un substrat de ZnS	213
6.3	Gravure de guides droits sur un échantillon GeAsSe sur silice	216
7.1	Courbe de transmission d'un guide d'onde métallique bimode et observation de la coupure	231
7.2	Interférogrammes en bande large pour $\tau=10$ ms et $\tau=300$ ms	232
7.3	Amélioration du rapport signal-à-bruit par moyenne arithmétique des signaux	233
7.4	Estimation des barres d'erreurs en fonction de la longueur d'onde	233
7.5	Erreur absolue sur λ_c en fonction des erreurs sur a et b d'onde	234
7.6	Courbes de transmission du corps noir et du guide d'onde de dimensions $a=10$ μm et $b=7.4$ μm . Estimation du RSB	236
7.7	Transmission normalisée d'un guide d'onde de dimensions $a=10$ μm et $b=7.4$ μm	237

7.8	Effet de la polarisation sur la transmission d'un guide de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=7.4 \mu\text{m}$	238
7.9	Transmission normalisée d'un guide d'onde de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=4,7 \mu\text{m}$	239
7.10	Effet de la polarisation sur la transmission d'un guide de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=4,7 \mu\text{m}$	240
7.11	Transmission normalisée d'un guide d'onde de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=6,2 \mu\text{m}$	241
7.12	Effet de la polarisation sur la transmission d'un guide de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=6,2 \mu\text{m}$	242
7.13	Interférogrammes obtenus à travers le guide d'onde et hors du guide d'onde sans erreur de phase induite	246
7.14	Visibilités comparées entre le cas d'une extinction par utilisation de filtrage modal et sans utilisation de filtre	247
7.15	Visibilités comparées entre le cas d'une extinction avec utilisation de filtrage modal et sans utilisation de filtre lorsqu'une erreur de phase est induite	249
8.1	Jonction plan-H et plan-E en optique intégrée	256
8.2	Composant hybride T-magique	257
8.3	Fonctions réalisées avec les guides métalliques dans le cadre du projet <i>IODA</i>	258
8.4	Comparaison en termes de polarisation des guides creux à section carrée et rectangulaire	258
B.1	Relations géométriques entre les angles dans l'expérience de <i>m</i> -lines.	273
C.1	Principaux paramètres décrivant le faisceau gaussien	276
C.2	Représentation graphique de la relation de conjugaison des lentilles minces pour les faisceaux gaussiens	277
D.1	Réflexion à la surface d'un métal	281

Chapitre 1

Introduction et motivations

La détection directe de planètes extra-solaires et en particulier la recherche de planètes telluriques suivie de leur spectroscopie constitue un nouveau thème majeur de l'astrophysique moderne. Réussir à détecter directement une planète en orbite autour de son étoile pose le problème du contraste entre les deux objets. En effet, dans un système étoile+planète semblable au nôtre, le flux de la planète est environ 10^{10} fois plus faible que celui de l'étoile dans le domaine visible et proche infrarouge. Dans l'infrarouge moyen entre $4\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$, le contraste diminue jusqu'à environ 7×10^6 mais reste néanmoins très élevé pour l'instrumentation astronomique dont on dispose actuellement. Par ailleurs, les planètes que les astronomes souhaitent observer se trouvent très près de leur étoile : la séparation angulaire entre une étoile à 10 pc et sa planète est inférieure à 100 millisecondes d'angle. Par conséquent, atteindre cet objectif requiert aussi une instrumentation à *haute résolution angulaire*. Cette problématique observationnelle contraint l'observateur d'utiliser une méthode *coronographique* consistant simultanément à atténuer le flux de l'étoile et à transmettre le flux de la planète.

Parmi les différentes méthodes coronographiques étudiées à ce jour, l'*interférométrie en frange noire*, présentée au chapitre 2, se propose de réaliser la détection directe et la spectroscopie de planètes telluriques dans l'infrarouge moyen. L'observation depuis la Terre étant rendue impossible du fait de la présence de l'atmosphère, deux missions spatiales envisagent d'utiliser cette méthode depuis un observatoire spatial. Il s'agit de la mission *IRSI-Darwin* de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) et la mission *TPF-I* de l'agence américaine NASA. Au cours des phases de pré-étude de ces missions, deux difficultés majeures ont entre autres été mises en évidence : le besoin de disposer d'un système de recombinaison très stable et la nécessité de recombiner des faisceaux interférométriques dont les fronts d'onde présentent une extrême planéité, c'est-à-dire de l'ordre de $\lambda/2000$ à la longueur d'onde d'observation (c'est-à-dire entre $6\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$).

J'ai pris connaissance de la nature et de l'ambition du programme *IRSI-Darwin* lors de mon séjour à l'ESTEC aux Pays-Bas. Très rapidement, ses objectifs scientifiques me passionnèrent. A peu près au même moment, je fis la connaissance des travaux menés au *Laboratoire d'Astrophysique* sur une solution instrumentale originale utilisée aux longueurs d'onde du proche infrarouge qui permettait de réaliser le *filtrage modal* (cf. Chap. 3) et la *recombinaison* des faisceaux au sein d'un même instrument d'une extrême stabilité. Ce concept, présenté sous l'appellation d'*optique intégrée monomode*, fait appel au domaine de la *photonique* et des *microtechnologies*

originellement développées pour le domaine des télécommunications optiques dans une étroite bande spectrale autour de $1,55 \mu\text{m}$. Au vu des résultats très encourageants que l'optique intégrée a apportés à l'interférométrie astronomique dans les bandes J ($1,2 \mu\text{m}$), H ($1,6 \mu\text{m}$) et K ($2,2 \mu\text{m}$), nous nous sommes posé la question au sein du projet *IODA*¹ de l'extension de ce concept aux longueurs d'onde de l'infrarouge moyen. C'est cette problématique que j'eus la possibilité d'explorer dès octobre 2002 et qui a occupé l'essentiel de mon travail de thèse.

Cette problématique a amené un double défi. Était-il possible de mettre au point une technologie d'optique guidée qui, encore peu explorée dans ce domaine de longueurs d'onde, puisse répondre aux besoins de l'interférométrie en frange noire en particulier en termes de filtrage modal? Quelles étaient les méthodes de validation expérimentale à mettre en place pour obtenir une connaissance pertinente du fonctionnement d'une telle technologie?

En prenant, au Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, la suite du travail de thèse d'Emmanuel Laurent (Laurent 2003) essentiellement dédié aux technologies de base de l'optique intégrée planaire infrarouge, j'ai souhaité apporter une réponse à ces deux questions. Lorsque je suis arrivé, différentes solutions technologiques avaient été explorées utilisant des matériaux diélectriques (silicium poreux, verres à base d'arsenic...). L'axe de recherche sur les matériaux diélectriques fut maintenu au début du projet tandis qu'un deuxième axe de recherche commença à être exploré, celui des guides creux métalliques.

Ces deux types de solutions étaient radicalement différentes dans leur approche puisqu'elles reposent sur deux principes de guidage bien distincts. Les guides diélectriques se basent sur la réflexion totale existant entre deux milieux d'indices n_1 et n_2 observée lorsque l'angle du rayon incident est supérieur à l'angle critique imposé par les caractéristiques optiques du milieu (cf. Chap. 3). Dans ce cas les pertes du guide dépendent de la transmission intrinsèque du matériau. Les guides creux métalliques se basent en revanche sur la réflexion spéculaire d'un rayon sur la surface métallisée dont sont recouvertes les parois du guide. Les pertes dépendent cette fois-ci de la réflectivité du métal – qui est toujours inférieure à 1, le métal étant imparfait – et de la rugosité du dépôt. Une faible partie du rayonnement est alors absorbée par le métal et transformée en chaleur par effet Joule. Un bon aperçu de ces axes de recherche consiste à dire que le premier est issu des travaux et applications obtenues dans le domaine des télécommunications optiques, tandis que le second axe provient de l'ingénierie micro-ondes et de ses déjà nombreuses applications pour la radio-astronomie. D'une certaine manière, ce travail tendait à réaliser une jonction instrumentale entre deux domaines jusque-là plutôt hermétiques l'un à l'autre.

Le travail au sein du projet *IODA* s'organisa de la manière suivante. La fabrication technologique des guides creux métalliques (cf. Chap. 5) fut assurée par le *CEA-Leti* de Grenoble, en particulier à travers les efforts de Pierre Labeye. Le cas des guides diélectriques fut pris en charge par Caroline Vigreux du *Laboratoire de Physico-Chimie de la Matière Condensée* de Montpellier pour la réalisation de guides à base de verre de chalcogénure et par Bernard André du *CEA-Leti* pour les guides en ZnSe sur substrat de ZnS (cf. Chap. 4). Les études de design de composants furent réalisées par Isabelle Schanen-Duport, Jean-Emmanuel Broquin et Pierre Saguet de l'*Institut de MicroElectronique et Photonique* de Grenoble. Enfin, l'ensemble des tests de validation et le développement des moyens de caractérisation associés pour l'infrarouge moyen incombait

¹*IODA* est l'acronyme de *Integrated Optics for DARwin*, programme financé par l'Agence Spatiale Européenne.

au *Laboratoire d'Astrophysique* de Grenoble. Dans mon cas, bien qu'étant essentiellement occupé par le dernier aspect, j'eus la chance de pouvoir m'impliquer aux différents niveaux du projet, ce qui me permet de disposer désormais d'une vision d'ensemble du problème qui me sera très utile pour les futurs développements à venir.

Ce manuscrit s'articule essentiellement autour de sept chapitres. Le chapitre 2 présente le contexte de la détection directe de planètes telluriques et introduit le concept d'interférométrie en frange noire. Le chapitre 3 fournit les notions d'optique guidée intervenant dans les deux axes de recherche étudiés et propose un certain nombre de résultats de simulation numérique que j'ai été amené à réaliser. Le chapitre 4 donne au lecteur une vision générale des méthodes de caractérisation qui ont été employées au *LAOG* mais aussi dans d'autres instituts de recherche. Il récapitule les contraintes instrumentales prises en compte lors de la construction des bancs de tests. Les chapitres 5 et 6 présentent de manière détaillée les procédés de fabrication utilisés et les résultats expérimentaux obtenus sur les deux axes de recherche. Le chapitre 7 s'intéresse, quant à lui, à la mesure de performances des guides creux métalliques par interférométrie : mesure des plages de monomodécité par *Spectrométrie par Transformée de Fourier*, mesure d'extinction de flux à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ par *interférométrie en frange noire*.

Les résultats obtenus au cours de ce travail de thèse m'ont permis d'imaginer une perspective pour *l'optique intégrée dans l'infrarouge thermique* que je propose dans le chapitre 8.

Je souhaiterais enfin "conclure" cette introduction – c'est un comble! – en précisant au lecteur que le travail présenté est le fruit d'une collaboration étroite avec un certain nombre de collègues, mais ce manuscrit ne contient que ma vision personnelle de la question de l'optique intégrée aux grandes longueurs d'onde et n'engage que son auteur. Ce travail espère sûrement faire office de référence, mais il ne prétend pas l'être.

Chapitre 2

Détection et observation de planètes extra-solaires

Sommaire

2.1	Cas scientifique	29
2.1.1	La nouvelle quête des planètes	29
2.1.2	Des espèces chimiques spécifiques	32
2.1.3	Définition d'une zone d'habitabilité	32
2.1.4	Connaître l'environnement de la planète	33
2.1.5	Quelle réponse à quelle question ?	33
2.2	Revue non exhaustive des méthodes de détection de planètes	33
2.2.1	Méthodes de détection indirectes	34
2.2.2	Méthodes de détection directes	35
2.3	La coronographie interférentielle	39
2.3.1	La mesure interférométrique	39
2.3.2	L'ambition de l'interférométrie en frange noire	45
2.4	Conclusion	52

2.1 Cas scientifique

2.1.1 La nouvelle quête des planètes

La recherche de planètes extra-solaire s'inscrit dans le cadre plus large de la recherche et de la caractérisation d'objets de faible masse. Une des questions fondamentales de l'astrophysique moderne concerne les scénarii de formation des systèmes planétaires.

Une frontière communément admise aujourd'hui est la différenciation entre les objets stellaires et les objets sub-stellaires. Les objets stellaires se caractérisent par l'existence de réactions thermo-nucléaires dans leur coeur engendrant une pression de radiation qui finit par compenser le phénomène de contraction de l'étoile due à la gravitation. Pour les objets sub-stellaires, la combustion de l'hydrogène ne s'est pas amorcée du fait de leur faible masse et ne peuvent donc pas donner naissance à une étoile. La limite entre le domaine stellaire et sub-stellaire est classiquement estimée à $0.08M_{\odot}$, soit environ $80 M_J$ (masses de Jupiter). Les objets sub-stellaires sont quant à

eux divisés en *naines brunes* – pour des masses comprises entre $13 M_J$ et $80 M_J$ – et *planètes* – pour des masses inférieures à $13 M_J$. Si la distinction en masse entre ces deux types est encore aujourd’hui discutée, ils se différencient en revanche par leur processus de formation (on peut citer à ce titre la découverte en 1995 d’une naine brune froide autour de Gliese 229 par Nakajima et al. (1995).) Sans aller plus loin dans une explication bien trop vaste, je recommanderais au lecteur les articles de Kulkarni (1997) et de Sicardy (1998) sur un sujet en pleine expansion.

D’une manière générale, le problème qui se pose est que ces objets sub-stellaires présentent des rapports de flux très faibles au regard de leur étoile¹, ce qui rend très difficile leur observation directe car le flux de l’étoile “masque” leur propre flux. Suivant le type spectral de l’étoile-candidat et la longueur d’onde d’observation, ce contraste varie entre 10^4 pour les planètes géantes à 10^{10} pour les planètes telluriques. En plus de la contrainte sur le contraste, la distance entre la planète et son étoile impose la résolution angulaire devant être atteinte par un instrument d’observation. La recherche d’exo-planètes est particulièrement contrainte par ces deux aspects et présente par conséquent une évolution dans le temps des scénarii d’observation – et de l’instrumentation astronomique associée – partant des planètes les plus massives vers les planètes moins massives. Ollivier (2004) illustre cet aspect-là en distinguant

- La recherche de planètes géantes
- La recherche de planètes telluriques
- La recherche de planètes habitables.
- La recherche de planètes habitées.

Dans le deux derniers cas, la spectroscopie de l’atmosphère de ces objets doit permettre de rechercher des traceurs chimiques dont la présence simultanée permettrait éventuellement le déclenchement d’une activité biologique.

Dans ce contexte, les objectifs astrophysiques ont un impact direct sur les performances de l’instrumentation astronomique. La figure 2.1.1 présente une vue d’ensemble des méthodes de détection existantes ou futures en fonction des objectifs scientifiques pouvant être remplis.

¹On suppose ici que l’on s’intéresse toujours à un système étoile – compagnon, ce qui n’est pas toujours le cas pour une naine brune. Ce type d’objet, qui suit un processus de formation similaire à celui d’une étoile, peut constituer un système isolé.

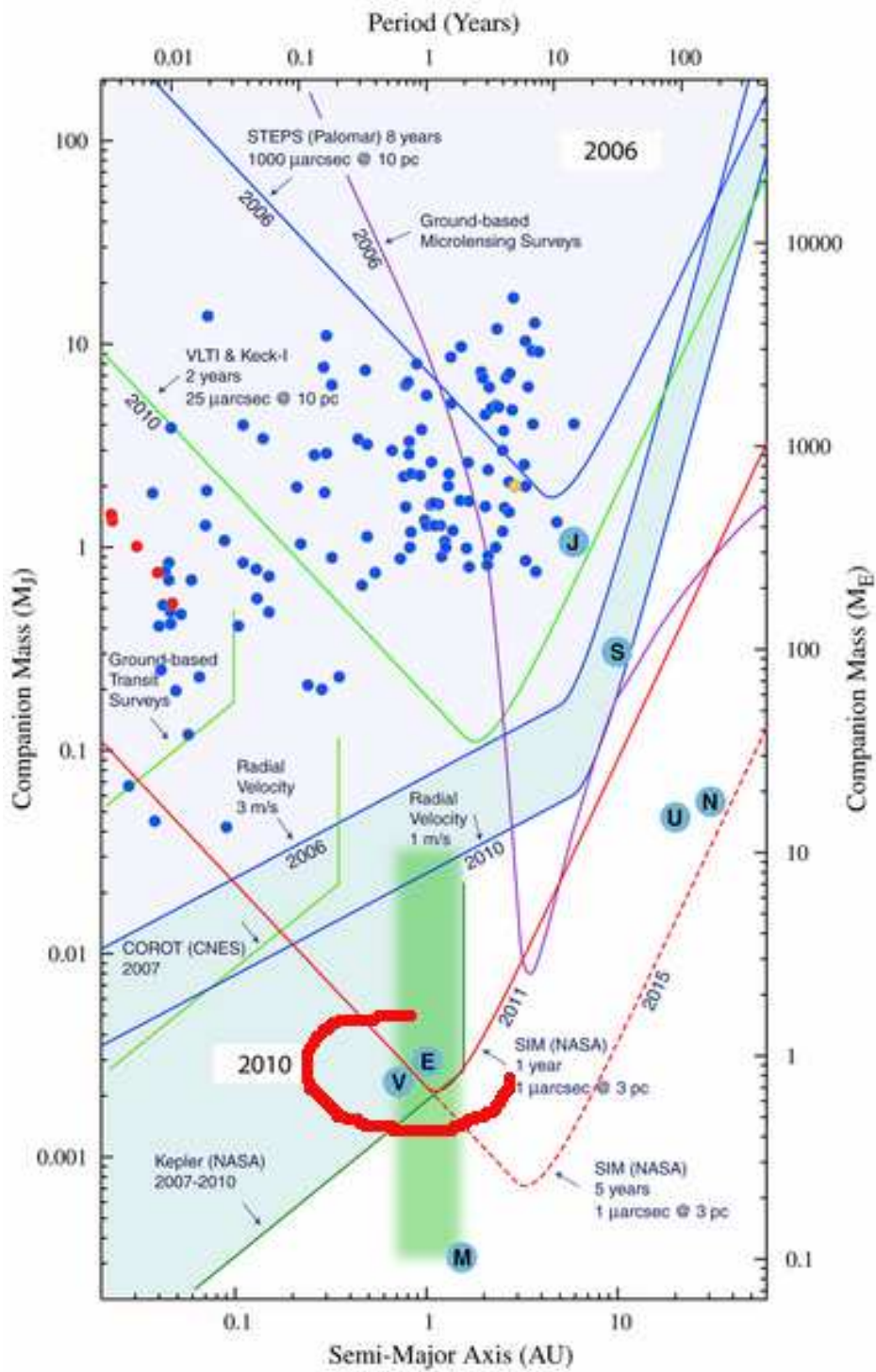


FIG. 2.1: Vue d'ensemble des méthodes de recherche de planètes extra-solaire en fonction de la masse et de la distance à l'étoile. Les différentes planètes de notre Système Solaire sont placés dans ce schéma. Le cercle rouge correspond à la zone des planètes telluriques habitables. Les différentes planètes de notre système solaire sont placés dans ce shéma. *Image tirée de Lawson (2004)*

2.1.2 Des espèces chimiques spécifiques

Des Marais et al. (2002) a présenté une étude sur le type de signatures spectrales susceptibles d'être recherchées dans le domaine visible ($0,5 - 2 \mu\text{m}$)² et dans l'infrarouge thermique ($6 - 18 \mu\text{m}$) et pouvant résulter de l'existence d'une activité biologique. Ces signatures constituent un certain nombre de critères adoptés par les astrobiologistes pour caractériser un certain type d'atmosphère. Parmi ces critères – présentés en détail dans les travaux de Ollivier (1999) – le critère $\text{H}_2\text{O}-\text{O}_2$ pré-suppose la présence d'eau liquide et d'oxygène comme condition à l'habitabilité d'une planète. La signature spectrale du dioxygène est observable à $1,2 \mu\text{m}$, $0,7 \mu\text{m}$ et $0,8 \mu\text{m}$ dans des proportions différentes mais n'est pas observable dans l'infrarouge thermique³. Les bandes relatives à H_2O sont en revanche observables dans le proche infrarouge ($<1,9 \mu\text{m}$) mais aussi dans l'infrarouge thermique ($19,6 \mu\text{m}$). Le critère $\text{H}_2\text{O}-\text{O}_3$ est aussi un critère fort : Angel et al. (1986) avance que l'observation de la signature spectrale de l'ozone permet de "tracer" la dioxygène puisqu'il résulte de la photo-dissociation de la molécule symétrique. Observer l'ozone fournit donc une indication sur la présence de O_2 . Cette molécule peut être observée dans l'infrarouge thermique vers $9,6 \mu\text{m}$.

Parmi les autres signatures spectrales intéressantes pour caractériser la composition de l'atmosphère d'une planète on trouve le CO_2 , observable dans le visible ($1,2 \mu\text{m}$) et dans l'infrarouge ($15 \mu\text{m}$), et le méthane (CH_4) observable à $1,7 \mu\text{m}$ ainsi qu'à $7,6 \mu\text{m}$ et $8 \mu\text{m}$.

Ainsi, nous voyons que le visible comme l'infrarouge présentent des avantages en terme de mesure de signatures spectrales. Le choix de l'une ou l'autre bande est alors conditionné par les conditions d'observation disponibles.

2.1.3 Définition d'une zone d'habitabilité

Les différents critères présentés ont mené Kasting et al. (1993) a définir une *zone d'habitabilité* autour de certains type d'étoiles, c'est-à-dire une zone pour laquelle la planète possède une température de surface permettant de maintenir l'eau à l'état liquide. La limite interne de la zone d'habitabilité est contrainte par la photolyse de l'eau, tandis que la limite externe est imposée par la formation de nuages de CO_2 pouvant abaisser la température de surface. L'auteur suppose aussi que la "durée de vie" de la zone d'habitabilité doit être suffisamment importante pour que la vie puisse se développer à la surface de la planète sur une échelle de quelques centaines de millions d'années. Ainsi, les étoiles très massives de type O,B, qui sont aussi les plus brillantes, ne pourront pas posséder de zone d'habitabilité à cause de leur courte durée de vie, inférieure à cent millions d'années. Si les étoiles-candidates sont choisies parmi celles possédant le même type spectral que le Soleil (type G), la zone d'habitabilité se trouverait donc à environ 1 AU de l'étoile.

Une chose est alors de rechercher des planètes extra-solaires, même telluriques, une autre chose est de chercher à découvrir des planètes pouvant potentiellement voir la vie apparaître à leur surface. Du point de vue de l'observateur, la difficulté est dès lors double : chercher une planète "habitable" revient non seulement à détecter un objet faible, mais il faudra en plus la chercher

²Le terme "visible" est un abus de langage dans ce cas, mais il est employé par opposition à l' "infrarouge" (moyen).

³ O_2 est une molécule symétrique.

relativement proche de son étoile.

2.1.4 Connaître l'environnement de la planète

La détection de planètes est en soit un objectif extrêmement ambitieux et qui est de plus fortement corrélé avec l'environnement circumstellaire du système observé. Ainsi, si l'on prend le cas du Système Solaire observé depuis une distance de 10 pc, le flux intégré du nuage Zodiacal est, suivant la longueur d'onde d'observation, 100 à 10000 fois plus élevé que le flux provenant de la Terre. Mais qu'en est-il des disques exo-zodiacaux autour d'autres étoiles ? Leur connaissance en terme de brillance peut-elle nous renseigner, par comparaison à notre Système Solaire, sur le processus de formation planétaire qui se déroule en leur sein ?

Ici encore peut intervenir, ou non, la problématique de l'observation d'objets faibles suivant la longueur d'onde et l'âge du système. Dans le cas de la découverte d'un disque protoplanétaire autour de l'étoile β -Pictoris par Smith & Terrile (1984) avec le satellite *IRAS*, le contraste en infrarouge moyen et lointain (c'est-à-dire les bandes spectrales $12\mu\text{m}$, $25\mu\text{m}$, $60\mu\text{m}$, $100\mu\text{m}$) entre l'étoile et le disque était suffisamment favorable à ce dernier pour que l'excès infrarouge soit directement observable. On peut penser en revanche qu'il existe des disques moins brillants que celui de β -Pictoris pour lesquels, il sera nécessaire de mener des observations de type *coronographique* (cf. § 2.2.2) pour avoir une chance d'observer le disque (Serabyn 2004; Mennesson et al. 2004).

2.1.5 Quelle réponse à quelle question ?

J'ai donné dans les paragraphes précédents un aperçu des questions astrophysiques auxquelles la communauté scientifique souhaiterait répondre. Suivant les objectifs, certains ont déjà été atteints (e.g. détection indirecte d'exoplanètes géantes), certains pourront être atteints sur une brève échelle de temps (e.g. la détection de disques exo-zodiacaux) et d'autres ne seront atteints que dans dix ou quinze ans (e.g. analyse de l'atmosphère d'une exoplanète tellurique). Les méthodes de détection intervenant dans cette problématique sont nombreuses et font l'objet à l'heure actuelle d'intenses travaux de recherche au sein de la communauté astrophysique internationale, rendant compte d'une spécialisation naturelle des questions liées à l'observation de planètes extrasolaires.

2.2 Revue non exhaustive des méthodes de détection de planètes

Je présente dans cette section une revue non exhaustive des principales méthodes déjà utilisées ou en cours d'étude et dédiées à la détection de planètes extra-solaires. Plus que leur description complète, j'ai cherché par ce biais à rendre compte de la riche diversité des méthodes instrumentales imaginées pour répondre à la question posée par la recherche de planètes.

On distingue essentiellement deux catégories : les méthodes de détection indirectes – pour lesquelles est recherché un effet sur l'étoile conditionné par la présence d'une planète – et les méthodes directes. Chacune de ces méthodes présente sa propre limite et impose donc une contrainte sur les objectifs astrophysiques pouvant être atteints.

2.2.1 Méthodes de détection indirectes

Tout physicien s'est déjà trouvé dans la situation où, cherchant à mettre en évidence un effet physique qu'il ne peut mesurer avec l'instrumentation dont il dispose, se rabat sur une mesure plus abordable dont il sait que le résultat est dépendant de l'effet qu'il recherche. Ceci est également vrai en astrophysique où, à défaut d'observer directement des planètes, il est possible de mettre en évidence les perturbations photométriques ou dynamiques qu'elles exercent sur l'étoile autour de laquelle elles gravitent.

Les perturbations dynamiques

Dans le cas simple d'un système simple composé d'une étoile et de sa planète, chaque objet tourne autour du centre de masse du système ⁴. Le centre de masse se trouvant généralement presque confondu avec le centre de l'étoile, le déplacement de cette dernière reste extrêmement faible...mais détectable. À titre d'exemple, l'amplitude du mouvement apparent de l'étoile induit par la présence de la planète est inférieure à 0,5 milliseconde d'angle pour un système Soleil–Jupiter vu à 10 pc. Cet écart diminue à 0,3 microseconde d'angle pour un système Soleil–Terre vu à la même distance. C'est la mise en évidence de ce très faible écart qui est à la base des méthodes *astrométrique* et des *vitesse radiales*.

Mesure des vitesses radiales Cette méthode, basée sur le décalage en longueur d'onde dû à l'effet Doppler, a permis la découverte de la première planète extrasolaire autour de l'étoile 51 Peg par Mayor & Queloz (1995). Pour un observateur fixe observant l'étoile lors de sa rotation autour du centre de masse du système – à supposer qu'elle présente un compagnon planétaire –, la vitesse de l'objet dans une orbite supposée circulaire se décompose en une composante radiale – donc selon la ligne de visée – et en une composante transverse – perpendiculaire à la ligne de visée. Au cours de l'année, l'observateur voit donc l'étoile se “rapprocher” puis “s'éloigner” de façon périodique. Or, la description de l'effet Doppler nous enseigne que la longueur d'onde apparente d'une source lumineuse en mouvement varie avec la vitesse, diminuant lorsque l'objet se rapproche, augmentant dans le cas inverse. Appliqué au cas de notre étoile, l'observateur observe donc un décalage en longueur d'onde du spectre de l'étoile qu'il peut mesurer avec un spectromètre suffisamment précis et en tirer la variation de vitesse radiale au cours d'une période de révolution. La connaissance de la variation de vitesse radiale, de la période et de l'orbite permet de remonter à la quantité $m_p \cdot \sin(i)$, où m_p est la masse de la planète (Marcy & Butler 1998). À quoi le terme $\sin(i)$ correspond-t-il ? C'est un terme qui tient compte de l'orientation angulaire i du plan de l'orbite du système par rapport à la ligne de visée. Si ce plan est perpendiculaire à la ligne de visée – ce qui se traduit par $i=\pi/2$ – il n'y a pas de composante radiale de la vitesse, donc pas de variation mesurable. Reste tous les autres cas, ou le plan de l'orbite est incliné entre 0 et $\pi/2$. Cette méthode ne donne donc qu'une borne inférieure de la masse de la planète détectée puisque l'inclinaison du plan de l'orbite n'est pas connue par ailleurs.

La taille – et donc la masse – de la planète pouvant être détectée est dépendante de la précision avec laquelle le spectromètre est capable de mesurer le décalage en longueur d'onde. Pour la première génération d'instruments, la variation minimale de la vitesse radiale pouvant être détectée

⁴Dire que la planète tourne autour de l'étoile est une approximation qui reste tout à fait valable si l'on considère que la masse de l'étoile est très supérieure à celle de son compagnon

était de l'ordre de 10 m.s^{-1} . Or, l'importance des découvertes réalisées a naturellement conduit à améliorer ces performances qui sont désormais de l'ordre de 1 m.s^{-1} avec l'instrument HARPS installé à l'observatoire de la Silla au Chili. Enfin, puisqu'il faut suivre les variations de vitesse radiale sur une période de révolution de l'objet, l'effet sera d'autant plus rapidement observable que la période est courte et donc le compagnon proche de l'étoile. 51 Peg B, le premier "Jupiter chaud" détecté présente une période de l'ordre de 4 jours.

Mesures astrométriques Contrairement à la méthode précédente, les méthodes astrométriques cherchent à mettre en évidence une variation de position de l'étoile suivant un mouvement transverse. Un suivi temporel suffisamment précis de l'étoile dans le ciel permet de tracer sa trajectoire et de remonter aux caractéristiques de la planète perturbatrice. L'effet est d'autant plus important que le compagnon est massif et qu'il se trouve loin de la planète puisque, dans ce cas, l'amplitude du mouvement de l'étoile est maximal. Cette technique est utilisée sur l'interféromètre *PTI* (Muterspaugh et al. 2005) et sera utilisée au *VLT* avec l'instrument *PRIMA* (Delplancke et al. 2003) pour la recherche de planètes.

La détection photométrique

Au cours de sa révolution autour de l'étoile, la planète s'interpose périodiquement entre celle-ci et un observateur si l'inclinaison de l'orbite est favorable. On observe alors un transit planétaire. Cela résulte en une variation périodique du signal stellaire qui peut être mesurée. La variation est néanmoins faible : 1% pour une planète de type Jupiter et 0,001% pour une planète tellurique !! De plus cette variation est brève – le temps du transit planétaire – et rare – dès que la distance planète-étoile est supérieure à 1 UA. Si la mesure est réalisée depuis le sol, la variation de flux pouvant être détectée n'est pas supérieure à 1 %. Améliorer cette précision nécessite un observatoire spatial tel que celui de la mission COROT (Catala et al. 1995; Rouan et al. 1999) dont le lancement est prévu courant 2006. Sur une durée de deux ans et demi, cet instrument prévoit d'observer environ 60.000 étoiles candidates afin d'observer des transits de planètes telluriques avec une précision de quelques 10^{-4} sur une durée de trois heures environ.

Je souhaiterais souligner que cette méthode a été classée dans la catégorie des méthodes indirectes, mais cela peut être contesté. C'est par la méthode des transits que Charbonneau et al. (2005) a détecté l'émission thermique d'une planète.

2.2.2 Méthodes de détection directes

Les méthodes de détection de planètes présentées précédemment ne permettent généralement pas de recueillir directement les photons de la planète car elles n'observent que l'effet de leur présence sur son étoile⁵. Dans la majorité des cas, il n'est donc pas possible de recueillir d'information physique sur la température ou la composition surfacique de l'objet sans analyse de son flux. Répondre à la question de "l'habitabilité" d'une planète requiert donc de passer à une méthode de détection directe.

⁵Comme précédemment cité, la méthode des transits constitue un cas particulier dans la mesure où l'information spectrale sur la planète peut être recueillie par comparaison du transit et de l'anti-transit (Vidal-Madjar et al. 2004).

La détection directe comporte plusieurs avantages : elle est sans ambiguïté, immédiate et applicable à tous les types d'étoiles. Nous avons vu cependant que deux difficultés se présentent dans le contexte de la détection de planètes : il faut pouvoir disposer à la fois d'une grande sensibilité et d'une grande dynamique (puisqu'il s'agit d'observer des objets très faibles) et d'une haute résolution angulaire pour pouvoir séparer les deux objets. Toutes les méthodes de détection directe sont donc basées sur l'atténuation artificielle du flux stellaire. Ces deux aspects ont des répercussions importantes sur le type d'instrumentation devant être développée et les longueurs d'onde d'observation associées, aspects que je discuterai dans cette section.

Observation de type coronographique

Coronographie par masque occultant D'une manière générale, il est nécessaire de réduire artificiellement le flux de l'étoile d'un facteur suffisant pour permettre de détecter le faible flux de son compagnon. Dans le domaine de la physique solaire déjà, de telles méthodes furent implémentées avec les instruments *coronographes* pour pouvoir observer la couronne solaire dont le rayonnement est habituellement masqué par celui de la photosphère. Ces instruments, dont le premier exemplaire fut réalisé par Lyot en 1931, produisent donc une éclipse artificielle. La coronographie a ensuite été transposée au cas des étoiles non résolues afin de pouvoir observer leur environnement proche. Un schéma de principe d'un coronographe est donné en figure 2.2.

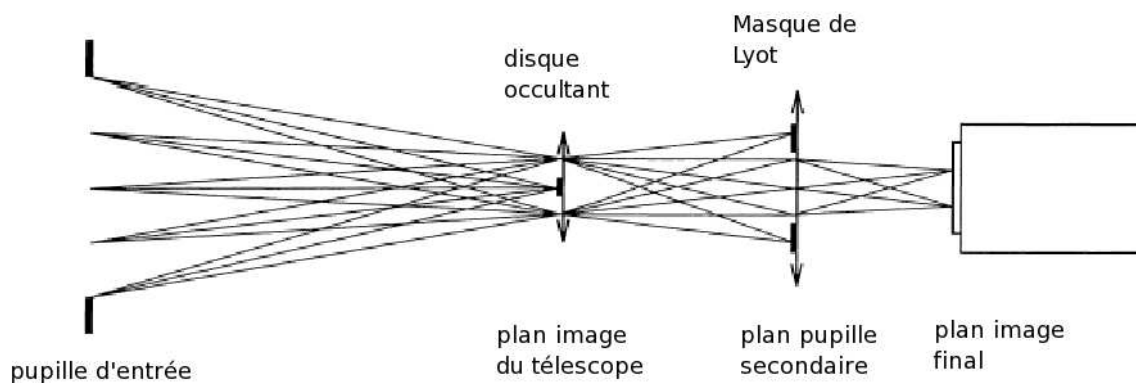


FIG. 2.2: Schéma de principe d'un coronographe stellaire. La lumière diffuse est bloquée par le masque de Lyot placé dans le plan pupille secondaire. (*d'après Malbet (1996)*)

Techniquement, le principe de la coronographie consiste à placer dans le plan focal d'un télescope un masque occultant de la taille de l'image de l'étoile centrale afin de bloquer directement le flux de cette dernière. L'efficacité de l'instrument est fortement accrue par l'utilisation d'un masque de Lyot⁶ placé dans le plan pupille secondaire. Ceci a pour effet de filtrer légèrement les hautes fréquences spatiales sur toute l'image. L'image résultante est composée de l'étoile centrale totalement bloquée par le masque occultant, tandis que la lumière diffractée a été filtrée par le

⁶c'est-à-dire une ouverture complémentaire du masque occultant de dimensions légèrement inférieures à l'image de la pupille d'entrée

masque de Lyot. Le flux provenant de l’environnement proche de l’étoile devient dès lors plus facilement observable.

La résolution angulaire atteignable est, comme dans le cas des télescopes traditionnels, inversement proportionnelle au diamètre de l’ouverture du télescope et inversement proportionnelle à la longueur d’onde d’observation. Dans la pratique, le masque occultant couvre quelques rayons d’Airy, ce qui limite la distance minimale à laquelle le compagnon peut être observé. (Malbet 1996; Mouillet et al. 1997).

Coronographie par masque de phase Le masque occultant est un masque d’intensité puisqu’il bloque physiquement le flux stellaire au foyer du télescope. C’est une méthode que l’on pourrait qualifier de “géométrique”. Roddier & Roddier (1997) a proposé d’utiliser un *masque de phase* dont le principe consiste à déphaser la partie centrale de la tâche d’Airy de π par rapport à la partie externe (cf. Fig. 2.3(a)). L’interférence destructive qui en résulte permet de supprimer la lumière dans la partie centrale et de la rejeter sur les bords du masque, cette dernière étant ensuite bloquée par pupille de type masque de Lyot. Le déphasage peut être réalisé en déposant une couche mince d’indice connu dont le contrôle en épaisseur permet d’obtenir le déphasage souhaité.

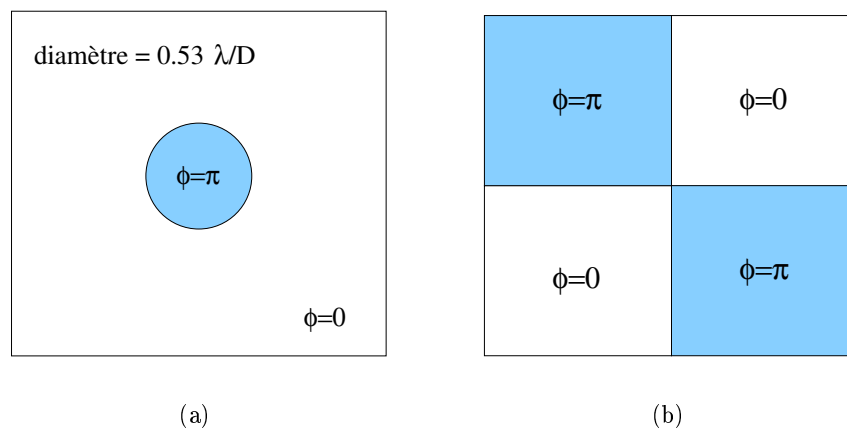


FIG. 2.3: Coronographie par masque de phase. La solution de la figure 2.3(a) présente un chromatisme géométrique et un chromatisme du déphasage. Le chromatisme géométrique est supprimé avec la solution de la figure 2.3(b).

Bien que capable de réaliser une extinction complète, une limitation du masque de phase proposé par Roddier & Roddier (1997) est son double chromatisme : géométrique d’abord puisque la taille de la tâche d’Airy est intrinsèquement liée à la longueur d’onde, de phase ensuite car l’épaisseur de la couche déposée est optimisée pour une longueur d’onde donnée. La largeur de bande sur lequel ce type de masque est utilisable est donc relativement restreinte.

Le problème du chromatisme géométrique a été contourné par Rouan et al. (2000); Riaud et al. (2001) en proposant un masque de phase *quatre quadrants* (cf. Fig. 2.3(b)). Du fait de sa configuration, ce type de masque a le même effet quelque soit la taille de la tâche d’Airy – et donc de la longueur d’onde. Reste la forte sensibilité au centrage de la tâche d’Airy sur le masque.

La solution des masques de phases est actuellement au centre de recherches importantes, en particulier aux Etats-Unis, où ce concept est à l'étude pour le futur coronographe spatial *TPF-C* destiné à la recherche de planètes telluriques dans le domaine visible (Kuchner & Traub 2002).

Observation de type interférométrique

Contrairement aux méthodes coronographiques classiques qui se proposent de réduire le flux de l'étoile en le bloquant physiquement au sein de l'instrument, les méthodes interférométriques cherchent à "éteindre" le flux stellaire en le faisant interférer destructivement avec lui-même dans un interféromètre. Bien sûr, la frontière devient plus floue avec l'exemple du masque de phase qui, en soi, aurait aussi droit au titre de méthode "interférométrique". Mais je préfère garder ce nom pour les cas où il y a réellement une séparation des faisceaux incidents ou recombinaison de faisceaux provenant de plusieurs télescopes.

Coronographie Interférométrique Achromatique (CIA) Cette méthode, proposée par Gay & Rabbia (1996, 1997), est une méthode interférentielle mono-pupille. L'onde incidente provenant de l'étoile est introduite dans un interféromètre de Michelson. Dans l'une des deux voies est introduit un déphasage de π de l'onde par passage à un foyer grâce à un système rétro-réflécteur. Dans l'autre voie, l'onde incidente réfléchiée sur un miroir plan ne subit pas de déphasage. Les deux ondes qui sont recombinaison sont alors en opposition de phase. Ce déphasage est de plus achromatique – pour un système rétro-réflécteur catadioptrique – car l'inversion du champ électrique par passage au foyer est valable à toutes les longueurs d'onde. Sans en faire ici la démonstration mathématique, la distribution d'amplitude $A(u)$ dans le plan image pour une source repérée par la direction u_0 est donnée par

$$A(u) = 2\text{vrt}(\hat{P}(u - u_0) - \hat{P}(u + u_0)) \quad (2.1)$$

où \hat{P} est la transformée de Fourier de la fonction pupille, r et t sont les coefficients de réflexion et transmission en amplitude de la lame séparatrice de l'interféromètre. Ainsi, si l'étoile est parfaitement sur l'axe ($u_0=0$), les répartitions d'amplitude données par chaque bras s'annulent, ce qui conduit à l'extinction de l'objet. En revanche pour un objet hors-axe – une planète par exemple – on observe toujours le déphasage de π par passage au foyer mais les deux répartitions d'amplitude, se trouvant à deux positions symétriques dans le plan image, ne s'annulent pas. Lorsqu'on passe en intensité, on observe alors un dédoublement de l'image du compagnon.

Si ce système a l'avantage d'être achromatique – il peut ainsi être utilisé en bande large – il souffre d'une ambiguïté dans la recherche du compagnon et présente une efficacité divisée par 4. Une première démonstration de coronographie avec ce type d'instrument a été réalisée sur le ciel par Baudoz et al. (2000).

Le CIA est un exemple parmi d'autres des méthodes utilisant une pupille connexe. D'autres travaux ont mis en évidence des solutions intéressantes parmi lesquelles je citerai la *méthode des tavelures noires* (Labeyrie 1995).

Coronographie Interférentielle par pupille diluée Dans le cas des méthodes utilisant des télescopes monolithiques, la taille toujours grandissante des miroirs est sujette à des limites technologiques qui ont poussé les astronomes à rechercher des alternatives instrumentales ⁷ L'expression "pupille diluée" prend alors tout son sens en interférométrie car elle renferme l'idée de simuler un télescope de très grand diamètre par la mise en commun d'un grand nombre de télescopes de plus petits diamètres. C'est aujourd'hui un concept déjà fortement exploité par un certain nombre de grands réseaux interférométriques au sol voués à l'étude et l'imagerie indirecte par synthèse d'ouverture de l'environnement proche des étoiles – *VLTI*, *PTI*, *CHARA* ou les projets futurs *VITRUV* (Malbet et al. 2004) et *OHANA* (Perrin et al. 2004) – et qui possède un très grand intérêt pour la détection et l'imagerie (éventuellement directe) de planètes extrasolaires. Avant de présenter certaines notions d'interférométrie dans la section 3, je citerai, de manière non exhaustive - deux méthodes de coronographie interférentielle à pupille diluée.

La première est la *densification de pupilles* introduite par Labeyrie (1996) et qui a ouvert la voie au concept d'*hyper-télescopes*, permettant de réaliser de l'imagerie directe à très haute résolution angulaire de planètes extrasolaires lorsqu'elle est appliquée à un réseau de grand nombre de télescopes en orbite (Boccaletti et al. 2000). La seconde, qui m'a particulièrement intéressé au cours de mon travail de thèse, est *l'interférométrie en frange noire* que je présenterai dans la section 2.3.2. C'est une méthode coronographique permettant d'atteindre une haute résolution angulaire et une haute dynamique, particulièrement intéressante si le domaine de longueur d'onde concerné est l'infrarouge thermique. Nous verrons qu'elle est aussi la méthode la plus adaptée à la recherche de planètes telluriques dans cette gamme spectrale.

2.3 La coronographie interférentielle

Ce travail de thèse a vocation à apporter des solutions à certains points précis de la méthode d'interférométrie en frange noire. Les contraintes instrumentales présentées dans ce manuscrit ne concernent désormais plus que cette méthode. Dans la première partie de cette section je rappelle certains principes fondamentaux de l'interférométrie stellaire que je réutiliserai ultérieurement. Dans une deuxième partie, je me pencherai plus précisément sur le contexte de l'interférométrie en frange noire.

2.3.1 La mesure interférométrique

Cette section est consacrée à la présentation des notions fondamentales utilisées en interférométrie astronomique nécessaires à l'introduction de la question du filtrage spatial. C'est aussi sur cette base théorique que s'appuie en particulier le travail expérimental développé au chapitre 7. Le but n'est donc pas ici de présenter l'ensemble de la théorie de l'interférométrie astronomique pour lesquels de nombreuses publications très complètes sont disponibles au lecteur – je citerais entre autre Roddier & Lena (1984a,b); Ridgway (1997); Coudé du Foresto (1994); Quirrenbach (2001); Monnier (2003) – mais plutôt de fournir les éléments essentiels à la compréhension du problème.

⁷Pour les télescopes monolithiques, la réalisation de miroirs en une seule pièce devient extrêmement compliquée pour des diamètres supérieurs à 10 mètres. Au-delà de cette limite, les miroirs deviennent *segmentés* comme dans le cas des télescopes Keck ou pour les futurs ELT (*Extremely Large Telescopes*).

La principe instrumental d'un interféromètre astronomique

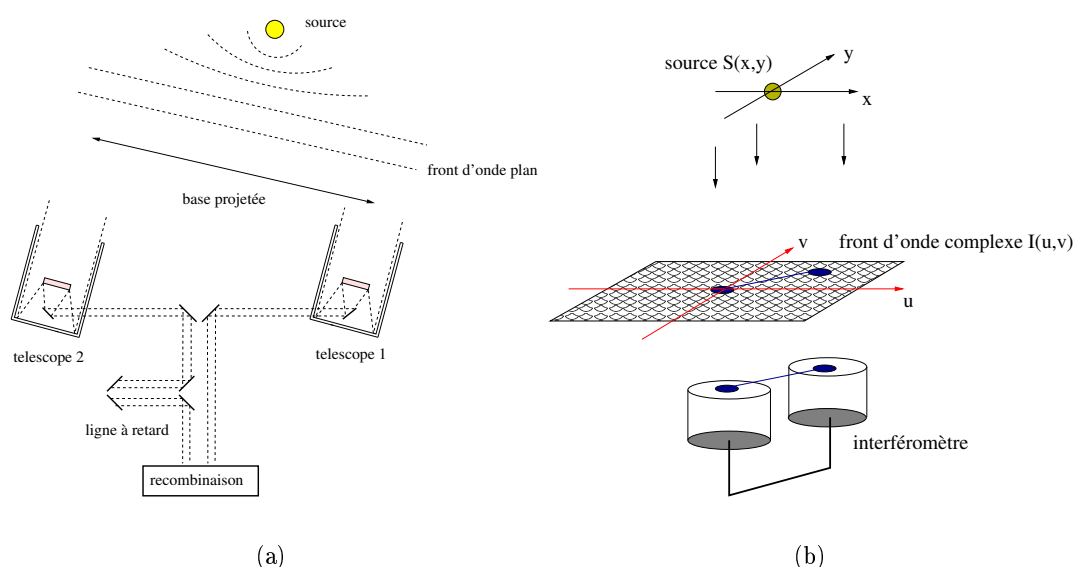


FIG. 2.4: *a.* Schéma de principe d'un interféromètre stellaire à deux télescopes. Le front d'onde provenant de l'étoile est échantillonné par les pupilles simples de l'interféromètre. Les faisceaux issus de chaque télescope sont ensuite recombinaison pour générer le signal interférométrique. La ligne à retard équipant un des bras de l'interféromètre permet rattraper la différence de marche pour un objet situé hors-axe. *b.* Représentation de la relation existant entre la distribution spatiale d'intensité de la source et le plan des fréquences spatiales (u,v) . L'interféromètre réalise un échantillonnage du plan (u,v) .

La description complète des sous-systèmes d'un interféromètre stellaire ainsi que des choix technologiques intervenant dans son développement est détaillé dans Lawson (2000). Le schéma de principe d'un interféromètre stellaire à deux télescopes est donné dans la figure 2.4(a). La distance séparant les deux télescopes monolithiques constitue la **base** de l'interféromètre. Le front d'onde incident en provenance de la source observée est échantillonné par les pupilles du réseau. Les faisceaux sont ensuite recombinaison au sein d'un instrument recombineur après avoir éventuellement subi différentes transformations (redimensionnement des faisceaux, prélèvement des voies photométriques...) et vont présenter un certain état d'interférence, dépendant essentiellement de la différence de chemin optique au moment où ils sont recombinaison sur le détecteur. Cette différence de marche peut être contrôlée par une **ligne à retard** installée dans un des bras de l'interféromètre. Notons qu'un interféromètre à plus de deux télescopes fonctionne, dans son principe, de manière identique à un interféromètre simple. En revanche, le nombre de lignes à retard de l'interféromètre augmente lorsque le nombre de télescopes croît, ce qui complexifie considérablement l'instrumentation mise en jeu.

Quelle grandeur un interféromètre stellaire mesure-t-il exactement ? Le théorème de Van Cittert-Zernicke (Born & Wolf 1965), à la base de l'interférométrie stellaire, nous aide à comprendre le problème. Ce théorème fondamental stipule que la distribution spatiale en intensité $I(\alpha, \beta)$ d'une source spatialement incohérente et quasi-monochromatique est liée au degré de cohérence complexe $V(u, v)$ par une relation de transformée de Fourier. Une discussion plus ample

sur la notion de *degré de cohérence mutuel complexe* ainsi que sur les conditions d'application du théorème de Van Cittert-Zernicke peut être trouvée dans Léna (1996) ou Mariotti (1988). Les grandeurs α et β sont les coordonnées angulaires de l'objet, u et v sont les fréquences spatiales, c'est-à-dire les coordonnées du vecteur \vec{B}/λ projeté dans le plan du ciel. Ainsi, comme schématisé dans la figure 2.4(b) et dans le cas simple d'un interféromètre idéal, l'instrument mesure le degré de cohérence entre deux points du front d'onde incident à la fréquence spatiale B/λ . B est la base projetée de l'interféromètre sur la ligne de visée, autrement dit telle que vue depuis l'étoile. Le degré de cohérence $V(u, v)$ – aussi appelée *visibilité complexe* – est une grandeur complexe qui dépend des propriétés intrinsèques de la source. Le signal interférométrique mesuré par l'instrument est donné de manière générale par l'expression

$$I_{mes} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \text{Re}[V] \cdot \cos(\phi_{mod} + \phi) \quad (2.2)$$

$\text{Re}[V]$ est le module de la visibilité complexe – que l'on définit aussi comme le *contraste* des franges – ϕ est la phase de l'objet et ϕ_{mod} le terme de modulation. I_1 et I_2 sont les flux collectés par chaque télescope respectivement. On comprend donc que la mesure interférométrique, à travers la mesure du degré complexe de cohérence à plusieurs fréquences spatiales, permet de remonter à la distribution spatiale d'intensité de la source. Cet aspect est un élément fondamental de l'interférométrie astronomique puisqu'il offre un moyen puissant pour obtenir de *l'imagerie à haute résolution angulaire par synthèse d'ouverture*, ce qui est impossible à l'heure actuelle avec les télescopes monolithiques disponibles. Cette technique, initialement développée dans le domaine de la radioastronomie (Ryle & Hewish 1960), est le fer de lance des projets d'instruments interférométriques imageurs futurs dans le visible et l'infrarouge qui prévoient de recombinaison un nombre toujours croissant de télescopes de diamètre toujours plus important.

Dans la pratique, il n'est pas toujours simple d'accéder au module et à la phase de la visibilité complexe. Ces grandeurs sont généralement affectées, dégradées ou biaisées par un certains nombres de paramètres extérieurs dépendant de l'instrument lui-même ou de son environnement d'observation (Roddier & Lena 1984a).

La recombinaison des faisceaux

Les paramètres décrivant le type de recombinaison intervenant dans un interféromètre stellaire sont au nombre de quatre. On distingue :

- **la recombinaison co-axiale de la recombinaison multi-axiale** Dans le premier cas les faisceaux semblent provenir de la même direction angulaire alors que dans le second cas ils semblent provenir de directions différentes.
- **la recombinaison monomode de la recombinaison multimode** Dans le premier cas, l'étendue géométrique des faisceaux se limite à la tâche de diffraction de chaque télescope. Dans le second cas, l'étendue géométrique est supérieure à la tâche de diffraction de l'ouverture individuelle.
- **la recombinaison dans le plan image ou dans le plan pupille.** Ceci concerne la position dans le chemin optique des faisceaux où ces derniers sont recombinaison.
- **conservation ou non de la relation homothétique entre la pupille d'entrée et la pupille de sortie de l'interféromètre.** Si la relation d'homothétie est conservée on

parle de configuration Fizeau et de configuration Michelson dans le cas contraire.

Un schéma représentatif des paramètres intervenant dans la recombinaison interférométrique est donnée avec la figure 2.5 tirée de ESO/VLT Interferometry panel (1992).

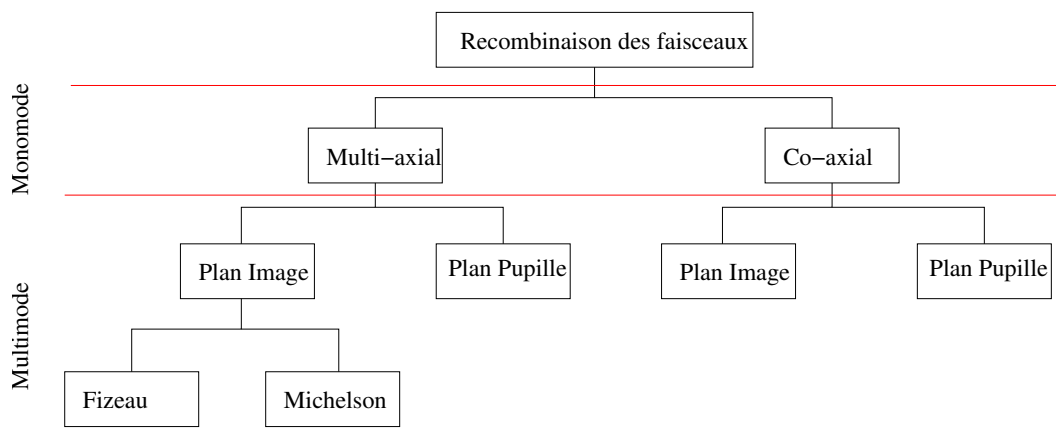


FIG. 2.5: Diagramme représentatif des paramètres intervenant dans la recombinaison des faisceaux. On distingue le cas monomode du cas multimode. Dans le cas monomode, le type de recombinaison des faisceaux se limite au choix entre recombinaison co-axiale ou multi-axiale. Dès que le champ de vue devient supérieur à la tâche de diffraction d'un télescope individuel interviennent les autres paramètres décrits dans la partie multimode.

Dans le cas de l'utilisation de l'interférométrie pour la recherche de planètes, le choix du type de recombinaison se limite au cas monomode. La raison est simplement due au fait qu'un filtrage modal doit nécessairement être mis en place pour atteindre les performances requises (cf. chapitre 3) et ce type de filtrage présente la propriété de supprimer l'information spatiale basse fréquence à l'échelle de la pupille contenue dans les fronts d'onde incidents. La recombinaison monomode est donc sous-jacente à l'interférométrie en frange noire. Je ferai néanmoins une remarque un peu plus loin sur la question du champ de vue que l'on peut espérer obtenir avec un interféromètre puisque cela aura une influence importante sur les performances astrophysiques ultimes.

Dans le cas monomode, les deux concepts qui coexistent sont le mode de recombinaison multi-axiale et le mode de recombinaison co-axiale. Ces deux types de recombinaison sont illustrés dans la figure 2.6(a) pour le cas multi-axial, et dans la figure 2.6(b) pour le cas co-axial.

Dans le cas simple d'une source quasi-monochromatique, la recombinaison multi-axiale produit dans le plan image un système de franges modulé par la tâche de diffraction d'un télescope individuel. Le système de franges est ainsi codé *spatialement* et l'image "frangée" est recueillie sur une matrice de détecteurs à une ou deux dimensions suivant l'application. Dans ce mode de recombinaison, la ligne de base externe B fixe la fréquence spatiale à laquelle est mesurée la visibilité complexe de l'objet. La ligne de base interne B_0 fixe l'interfrange du système d'interférences. Le signal interférométrique enregistré sur le détecteur pour une source monochromatique est alors

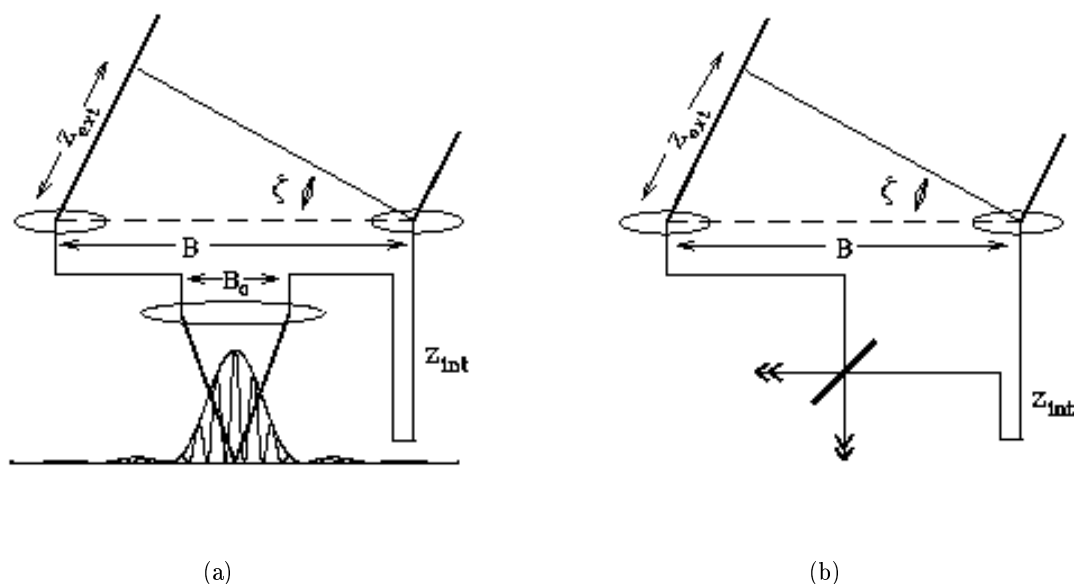


FIG. 2.6: Schéma de principe de la recombinaison multi-axiale (a) et co-axiale (b). Les figures présentées proviennent de Lawson (2000)

donné par

$$I(\theta) = I_{tel}(\theta)[I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot V \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot B_0 \cdot \theta + \phi\right)] \quad (2.3)$$

$I_{tel}(\theta)$ est la figure de diffraction normalisée d'un télescope, I_1 et I_2 sont les flux provenant des deux voies, V est le contraste des franges, ϕ est le déphasage entre les deux voies. La ligne à retard permet de maintenir la différence de marche aussi proche que possible de zéro au fur et à mesure de la rotation de la Terre.

Dans le schéma de recombinaison co-axiale, les faisceaux semblent provenir de la même direction angulaire, ce qui correspond à une base interne B_0 nulle. La différence importante par rapport au cas précédent est l'utilisation d'une lame séparatrice comme système de recombinaison. Si aucune erreur de phase locale n'est introduite par l'interféromètre, la différence de phase reste constante point par point entre chaque pupille. Le degré d'interférence dépend alors uniquement de la différence de chemin optique entre les fronts d'onde. Ce degré d'interférence est représenté par le niveau de flux mesuré après recombinaison par un simple détecteur monopixel. Le flux mesuré est modulé dans le temps en faisant varier la différence de marche, à l'aide de la ligne à retard. On dit alors que les franges sont codées *temporellement*. Le signal interférométrique est donc un signal dépendant du temps t dont l'expression classique est donnée par

$$I(t) = I_{tel}[I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot V \cdot \cos(\Phi(t))] \quad (2.4)$$

I_{tel} est le flux total intégrée dans le plan focal, soit $I_{tel} = \int I_{tel}(\theta) d\theta$. Le terme de phase Φ regroupe entres autres le déphasage dû à la réflexion ou à la transmission sur la lame séparatrice. Ce

déphasage ϕ_r vaut $\pm\pi/2$ suivant la sortie qui est observée. En remplaçant Φ par $(2\pi\Delta z)/\lambda + \phi + \phi_r$ dans la relation précédente et Δz est la différence de marche, on obtient l'expression du signal interférométrique enregistré dans chacune des voies de sorties de l'interféromètre.

$$I(t) = I_{tel}[I_1 + I_2 \pm 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot V \cdot \sin((2\pi\Delta z(t))/\lambda + \phi)] \quad (2.5)$$

Les deux sorties sont complémentaires : lorsqu'une sortie est en interférences constructives, l'autre sortie est en interférences destructives, ce qui assure la conservation de l'énergie. Dans le cas de la recombinaison co-axiale, le codage des franges se fait temporellement en introduisant un modulateur de différence de marche.

Erreur sur la visibilité complexe Quelque soit le type de recombinaison adoptée, la visibilité des franges diffère généralement de la visibilité propre de l'objet. En effet, le signal interférométrique mesuré tient compte à la fois de la visibilité intrinsèque de la source – et dépendante de la distribution spatiale d'intensité de cette même source – mais aussi des effets perturbateurs introduits par l'instrument lui-même ou par l'atmosphère turbulente dans le cas d'observations au sol, et qui induisent des pertes de cohérence et des biais sur la mesure de visibilité. Ces effets ont des répercussions à la fois sur le contraste des franges (soit le module de la visibilité complexe) et sur la phase des franges (soit la phase de la visibilité complexe). C'est pourquoi il est possible de séparer la visibilité globale V en la contribution propre de l'objet V_{obj} et en une contribution "externe" due à l'instrument V_{inst} et éventuellement due à la turbulence atmosphérique V_{atm} si les observations sont réalisées depuis le sol. Les contrastes instrumental et atmosphérique peuvent généralement être étalonnés statistiquement (Coudé du Foresto et al. 1997). L'effet de la turbulence atmosphérique sur les observables interférométriques et les méthodes de compensation développées sont des sujets qui ont été exploré auxquels je renvoie le lecteur (Shao et al. 1988; Perrin 1997). Je reviendrai en revanche plus en détail sur la question des erreurs instrumentales affectant la visibilité car, s'il est possible de s'affranchir des effets atmosphériques en proposant une mission de type spatiale, les mêmes problématiques instrumentales se présentent pour l'interférométrie en franges noires.

Quel choix de recombinaison ? Une première différence fondamentale entre la recombinaison monomode et multimode porte sur le champ de vue accessible par les différentes méthodes.

La recombinaison monomode devient intéressante lorsque l'objectif scientifique requiert un grand champ de vue angulaire et que l'observateur souhaite tirer parti de l'ensemble du champ offert par un télescope individuel. Autrement dit, ce mode est utile lorsque le champ observé doit être supérieur à $1,22\lambda/D$ radians correspondant à la tâche de diffraction du télescope. C'est le cas par exemple pour des applications telles que la réalisation d'images de centres galactiques à haute résolution angulaire ou de régions de formation stellaire pour lesquelles un champ de plusieurs secondes d'angle est recherché. Un grand champ à haute résolution angulaire peut être obtenu avec le mode de recombinaison *Fizeau* dans le diagramme de la figure 2.5.

La recombinaison monomode offre en revanche un champ de vue limité au premier anneau de diffraction. Cette méthode est donc adaptée au cas où le champ de vue recherché est inférieur à $1,22\lambda/D$ radians. C'est le cas par exemple lorsqu'on cherche à obtenir de la très haute résolution angulaire sur un champ réduit pour imager par exemple l'environnement circumstellaire d'une étoile ou pour détecter un compagnon tel qu'un *Jupiter chaud* autour d'une étoile.

A l'heure actuelle, les deux concepts sont représentés dans la communauté astrophysique par des instruments interférométriques soit déjà existants soit en cours de réalisation. Pour les instruments utilisant une recombinaison monomode co-axiale, je citerai l'instrument *MIDI* au VLTI fonctionnant en bande *N* (Leinert et al. 2004) ainsi que les instruments fibrés *IONIC* (Berger et al. 2001) et *FLUOR* (Coudé du Foresto & Ridgway 1992) sur l'interféromètre IOTA fonctionnant dans les bandes *J,H,K*. La recombinaison en mode Fizeau sera en revanche utilisée pour l'instrument proche-infrarouge *LINC-Nirvana* (Herbst et al. 2004) qui sera installé au *LBT* (Angel et al. 1998) en vue d'applications pour l'imagerie grand champ.

2.3.2 L'ambition de l'interférométrie en frange noire

Le découverte en 1995 de la première planète extra-solaire par M. Mayor et D. Queloz (Mayor & Queloz 1995) a réellement déclenché une dynamique nouvelle au sein de la communauté astrophysique mondiale dans le domaine des exo-planètes. Si les méthodes indirectes telles que les vitesses radiales ont déjà produit un nombre important de résultats scientifiques avec la découverte d'environ 150 planètes (les références des publications des équipes autour de Michel Mayor en Europe et de Geoffrey Marcy aux Etats-Unis suffiraient à elles seules à remplir un manuscrit de thèse!), la question de la détection directe en est à ses balbutiements. L'utilisation de l'optique adaptative (Rousset et al. 1990; Alloin & Mariotti 1994) dans l'infrarouge proche a déjà permis d'obtenir des résultats importants dans ce sens avec la découverte d'un compagnon d'environ sept fois la masse de Jupiter autour d'une naine brune (Chauvin et al. 2004). Dans les deux prochaines décennies, l'interférométrie se propose d'offrir une solution pour la détection directe de planètes telluriques (quelques fois la masse de la Terre) autour d'étoiles de type solaire et leur spectrométrie dans l'infrarouge moyen avec les missions spatiales *IRSI-Darwin* (Fridlund 2000) et *TPF-I* (Beichman 2001), basées sur le principe de l'interférométrie en frange noire.

Pourquoi l'interférométrie en frange noire ?

Le concept d'interférométrie en frange noire – “nulling interferometry” – a été introduit pour la première fois par Bracewell (1978) dans le contexte de l'observation de planètes telluriques en orbite autour de leur étoile. Nous avons vu que ce type de scénario requiert premièrement une méthode coronographique à haute résolution angulaire : à une distance de 30 parsecs, une exo-terre se trouvant à 1 AU de son étoile présente une séparation angulaire de 33 millisecondes d'angle. A $\lambda=0,6 \mu\text{m}$, cette résolution pourrait être atteinte avec un télescope de 8m de diamètre dont la résolution serait de 18 millisecondes d'angle⁸. A une longueur d'onde de $10 \mu\text{m}$ – c'est-à-dire dans le domaine spectral d'observation de la mission *Darwin* – le diamètre du télescope équivalent pour atteindre des performances similaires est supérieur à 130 m, ce qui reste actuellement irréalisable. Pourquoi alors observer dans l'infrarouge thermique ? La raison touche aux

⁸Nous avons vu dans la section 2.2.2 qu'il est nécessaire d'aller au-delà du premier anneau d'Airy pour éteindre suffisamment le signal de l'étoile.

rapports de flux entre la planète et son étoile. Dans le cas d'un système solaire similaire au nôtre, le flux de l'étoile est 10^{10} fois plus important que celui de la planète dans le domaine visible. Dans ce domaine spectral, le flux de la planète provient majoritairement de la réflexion du flux stellaire sur sa surface. Dans l'infrarouge thermique où l'émission propre des objets prédomine (Bracewell & McPhie 1979; Angel et al. 1986), le rapport de flux diminue. En adoptant un simple modèle de corps noir respectivement à la température $T_s=5000\text{K}$ et $T_p=300\text{K}$ et un diamètre stellaire égal à 106 fois le diamètre de la planète, le rapport de flux chute à 5×10^6 , ce qui réduit la contrainte de plus de 3 ordres de grandeur.

Ces deux aspects constituent des raisons suffisantes pour promouvoir l'utilisation d'un instrument interférométrique opérant dans l'infrarouge moyen pouvant offrir à la fois une résolution élevée du fait de ses bases de plusieurs dizaines de mètre et un fort contraste du fait de ses propriétés coronographiques (Léger et al. 1995).

Principe

Le principe de l'interférométrie en frange noire est illustré à travers la figure 2.7. Considérons un interféromètre symétrique à deux télescopes fonctionnant en mode co-axial. Le signal détecté en fonction de la position angulaire θ d'une étoile par rapport à l'axe de visée est donné par⁹

$$I_s(\theta) = 2I_0(1 + \cos(\frac{2\pi}{\lambda}B\theta)) \quad (2.6)$$

I_0 est le flux stellaire collecté par chaque ouverture, B est la base de l'interféromètre et θ la direction angulaire. Pour une étoile dans l'axe ($\theta=0$), le détecteur mesure un état d'interférences constructives. Un objet hors-axe émettant un rayonnement incohérent avec celui de l'étoile et faisant un angle θ_0 avec la direction de l'étoile produit un signal

$$I_p(\theta_0) = 2I_1(1 + \cos(\frac{2\pi}{\lambda}B\theta_0)) \quad (2.7)$$

En ajustant convenablement la ligne de base, on obtient $(2\pi/\lambda)B\theta_0=\pi$. Le signal de l'objet hors-axe est alors dans un état d'interférences destructives.

Si à présent nous inversons le schéma précédent en introduisant dans un des bras de l'interféromètre un système permettant de déphaser le signal de π , nous obtiendrons à la position $\theta=0$ un état d'interférences destructives pour le signal stellaire tandis que le signal planétaire sera dans un état d'interférences constructives. Ainsi, nous avons "éteint" le signal stellaire et transmis le signal planétaire. C'est le principe de fonctionnement de l'interférométrie en frange noire (d'où le nom de "nulling" en anglais). La figure 2.8(a) montre la carte de transmission de l'interféromètre en fonction de la direction angulaire θ donnée par Eq. 2.7 pour une longueur d'onde de $10 \mu\text{m}$ et une base de 30m. La courbe montre que tout signal provenant d'un objet sur l'axe est annulé par l'instrument tandis que pour un objet distant de $\lambda/(2B)$ radians – 33 millisecondes d'angle dans le cas présent soit une planète orbitant à 1 U.A. d'une étoile à 30 parsecs – son flux est

⁹Je suppose un faible écart angulaire de l'étoile afin de remplir la condition $\sin(\theta)\approx\theta$.

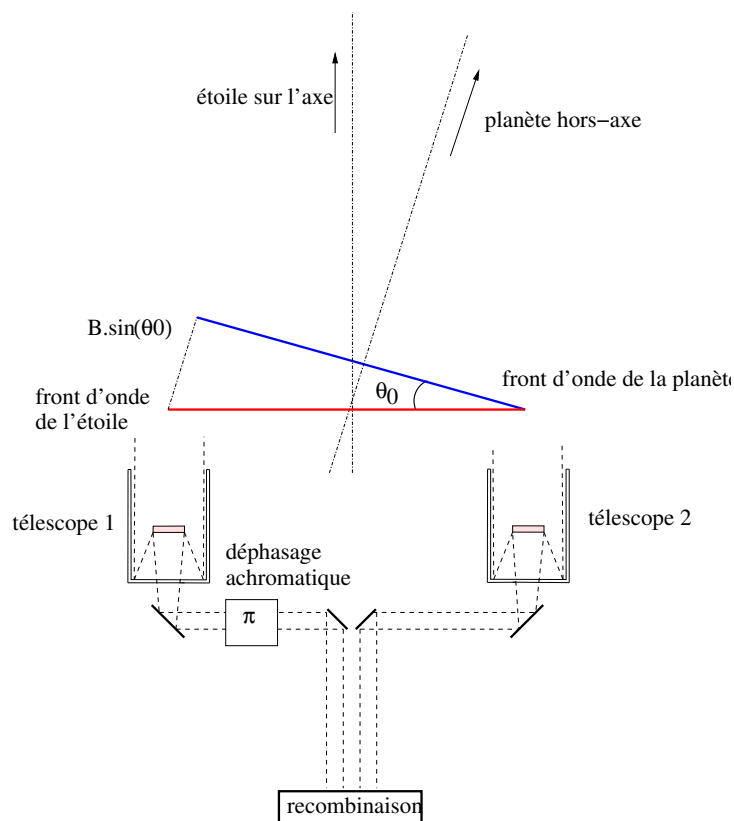


FIG. 2.7: Principe d'un instrument interférométrique en frange noire. Le signal d'une étoile dans l'axe peut être annulé en faisant interférer destructivement ses fronts d'onde grâce à un déphasage de π introduit dans un des bras. Pour une planète se trouvant à une distance angulaire θ_0 , la base de l'interféromètre peut être réglée de manière à ce que la différence de marche $B\sin(\theta_0)$ soit égale à $\lambda/2$. Dans ces conditions, les fronts d'onde provenant de la planète sont recombinaison constructivement et le signal planétaire peut être détecté.

entièrement transmis.

Un avantage évident de l'interférométrie en frange noire est sa propriété coronographique à très haute résolution angulaire. Dans le cas d'un coronographe classique utilisant un télescope monolithique, le diamètre de ce dernier devrait être de 74 m pour pouvoir résoudre le système solaire précédent à la même longueur d'onde. Par ailleurs, cette résolution peut être encore augmentée avec des bases supérieures à 30 m, ce qui est plutôt courant désormais.

En ce qui concerne le type de recombinaison pouvant être adopté, l'observation d'une planète en orbite autour de son étoile ne requiert pas un grand champ de vue. Les objets recherchés se trouvant typiquement à des distances angulaires inférieures à la seconde d'angle, le champ de vue offert par la tâche de diffraction d'un télescope est alors suffisant. La figure 2.8(b) donne la carte de transmission à deux dimensions d'un interféromètre en configuration Bracewell avec deux télescopes de 2 m de diamètre séparés par une base de 8 m.

La grandeur permettant de quantifier les performances du coronographe interférométrique est le taux de réjection défini par

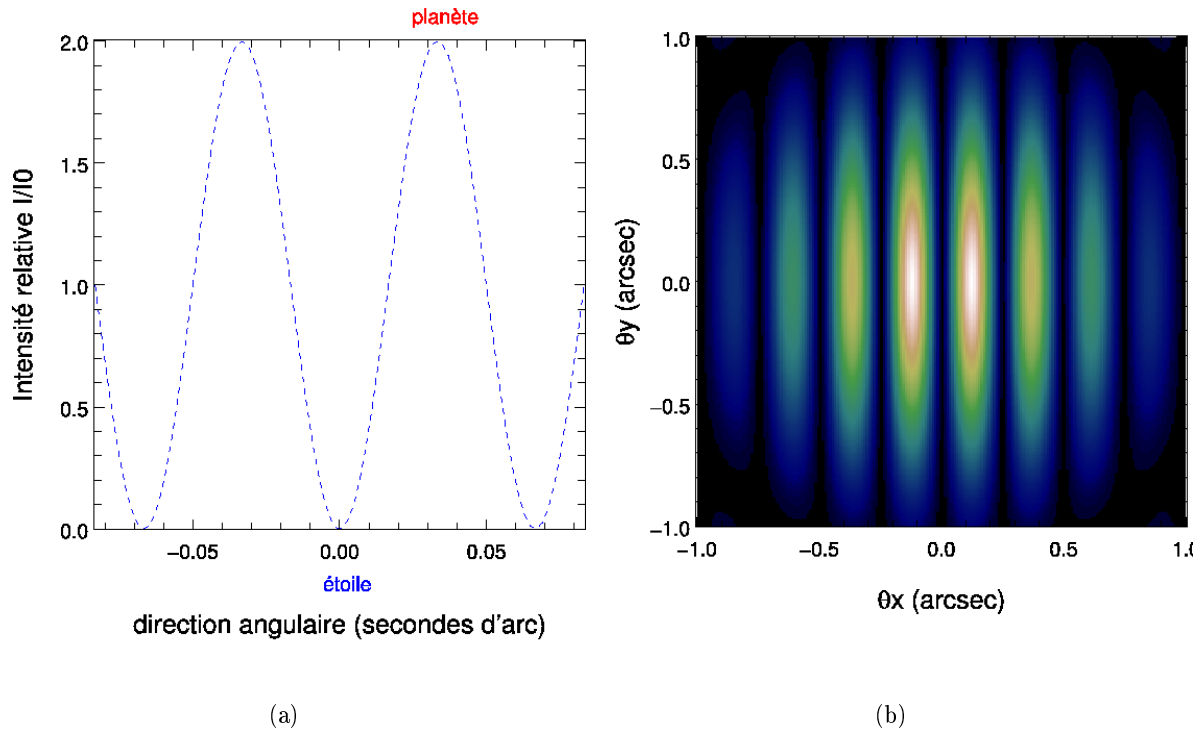


FIG. 2.8: Carte de transmission d'un interféromètre en frange noire en configuration "Bracewell". Pour une source ponctuelle sur l'axe, le flux est complètement éteint par interférences destructives. Si la configuration de la base permet de "placer" la planète sur une frange constructive, le signal de cette dernière est transmis par l'interféromètre. La figure 2.8(a) illustre le cas d'une base de 30 m, tandis que la figure 2.8(b) montre la carte de transmission obtenue avec une base de 8m.

$$\rho = \frac{I_{max}}{I_{min}} \quad (2.8)$$

où I_{max} et I_{min} sont les intensités maximales et minimales transmises par l'interféromètre. Pour un "système simple source ponctuelle+planète", le taux de réjection est théoriquement infini puisque l'objet sur l'axe subit une extinction complète. Dans la pratique, le système observé est plus complexe et plusieurs sources potentielles de bruit doivent être prises en compte.

Fuites stellaires et autres sources de bruit

L'étoile centrale, non résolue par un télescope seul, présente en revanche une taille finie lorsqu'elle est observée par l'interféromètre. Les parties de l'objet se trouvant hors-axe produisent des fuites stellaires dont la contribution dépend de la taille angulaire de l'étoile et de la configuration adoptée pour l'interféromètre. Ainsi, à proximité de l'étoile, la relation 2.7 peut être évaluée par l'approximation aux petits angles et le taux de réjection pour un interféromètre en configuration Bracewell est alors approché par (Lawson 2000)

$$\rho = 12 \frac{\lambda^2}{(B\pi D)^2} \quad (2.9)$$

Pour un système Soleil-Terre observé à 20 pc et à $\lambda=10\mu\text{m}$ et nécessitant une base de 20m, le taux d'extinction est de l'ordre de 10^5 , ce qui est insuffisant en considérant le contraste de 10^6 existant entre les deux objets. Angel (1990) proposa une première solution pour réduire les fuites stellaires : il s'agit, en recombinaison quatre télescopes, d'"élargir" la forme de la frange noire en passant d'une dépendance en $\sin^2(\theta)$ ¹⁰ à une dépendance en $\sin^4(\theta)$. Cet aspect fut encore amélioré lorsque Angel & Woolf (1997) proposèrent une configuration en ligne à quatre télescopes capable d'aboutir à une dépendance en $\sin^6(\theta)$.

L'existence des fuites stellaires n'est malheureusement pas l'unique limitation. La carte de transmission bi-dimensionnelle de l'interféromètre de Bracewell montre que toute source se trouvant – totalement ou en partie – sur une frange constructive sera au final détectée, ce qui est en particulier problématique dans le cas des sources étendues. Ainsi, le rayonnement thermique de notre propre nuage zodiacal est une source de bruit majeure dont le niveau est bien supérieur à celui d'une hypothétique planète. C'est pour s'affranchir de cette contribution que Bracewell avait initialement proposé de moduler la signal de la planète par rotation de l'interféromètre, rotation qui serait "en moyenne" sans effet pour le nuage zodiacal qui est une source étendue à tout le champ de vue de l'interféromètre. Cette solution fonctionne alors comme une "détection synchrone" où le signal planétaire est extrait par filtrage autour de la fréquence de modulation.

Mais cela n'est pas encore suffisant. Une autre source de bruit potentielle est le propre nuage zodiacal de l'étoile – le nuage *exo-zodiacal* – qui, dans le cas de notre système solaire présente une émission environ 300 fois plus importante que celle de la Terre à $10\mu\text{m}$. Cependant, nous disposons encore de bien peu d'information sur le niveau de flux intégré rayonné par les disques exo-zodiacaux, si bien que la plupart des budgets d'erreur réalisés pour les missions spatiales telles que *Darwin* ou *TPF* ont pris en considération des niveaux de flux comparables à celui du disque zodiacal. Est-il possible que leur niveau de rayonnement soit sensiblement différent du nôtre ?

Un autre problème qui se pose avec ce type de source concerne la répartition spatiale de puissance du disque projeté en fonction de son orientation. Suivant que le disque est observé de face ou par la tranche – ou dans toute position intermédiaire – il présente une certaine répartition centro-symétrique. Le flux du disque exo-zodiacal est alors modulé lors la rotation de l'interféromètre à la même fréquence que la planète et avec une efficacité de modulation dépendante de son orientation. Cela empêche donc de discriminer les deux signaux. Cet effet est observé dans le cas de la configuration de Bracewell mais aussi pour toute carte de transmission centro-symétrique telle que celle obtenue avec la configuration à quatre télescopes proposée par Angel (1990). Discriminer le signal planétaire du signal exo-zodiacal requiert une configuration offrant une carte de transmission qui n'ait pas de propriété de centro-symétrie. Une telle solution a été proposée par Léger et al. (1996) avec une configuration à 5 télescopes équidistants et faisant intervenir des déphasages achromatiques égaux à $4\pi/5$. Dans ce cas, le signal exo-zodiacal est

¹⁰Cette forme est obtenue en écrivant que $1-\cos(2x)=2\sin^2(x)$ dans l'équation 2.7.

modulé à une fréquence double de celle du signal planétaire lors de la rotation de l'interféromètre.

En plus des sources de bruit naturelles, il existe une contribution due à l'instrument lui-même du fait de l'émissivité des optiques. Différentes solutions relevant de l'ingénierie spatiale ont été proposées telles que le refroidissement des optiques et la mise en place de baffes. Ces aspects ont été détaillés lors de l'étude de concept et de faisabilité de la mission (IRSI-Darwin 2000).

Les sources de bruits présentées ci-dessus interviennent à différents niveaux dans le calcul du rapport signal/bruit de l'instrument. Leur minimisation dépendra entre autres de la configuration du réseau de télescope (pour les sources de bruit dépendant du taux de réjection), du schéma de modulation adopté (émission zodiacale et exo-zodiacale). Cette étude a été réalisée et présentée dans les travaux de Mennesson (1999) et Ollivier (1999).

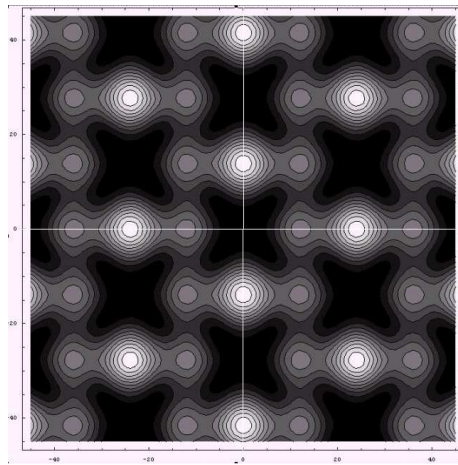
Autres schémas de modulation

Les configurations à carte de transmission non centro-symétrique peuvent donc réaliser des modulations différentes pour le signal planétaire et pour celui d'une source étendue telle que le disque exo-zodiacal par rotation de l'instrument. Or, faire tourner l'interféromètre autour de son centre de masse est une opération délicate, et ce d'autant plus que la configuration de l'instrument fait appel au vol en formation.

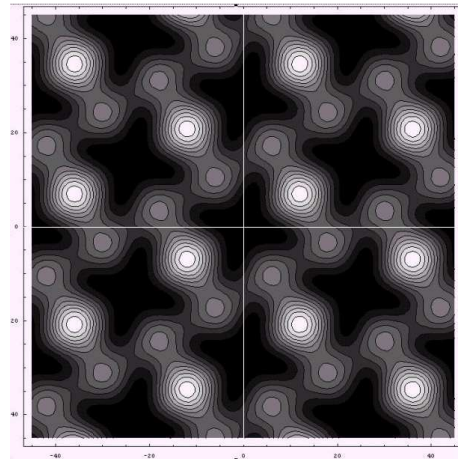
Une alternative, proposée initialement par Jean-Marie Mariotti et décrite par Mennesson et al. (2005) est de réaliser une *modulation interne* qui ne requiert pas de faire tourner l'interféromètre. Suite à sa proposition, plusieurs autres configurations permettant de réaliser une modulation interne furent étudiées. En particulier, la configuration Robin-Laurance proposée par Karlsson & Mennesson (2000) a été prise en considération par l'Agence Spatiale Européenne tant que la mission *Darwin* a inclus six télescopes¹¹.

Le principe de la modulation interne peut être résumé comme suit : à partir d'un réseau de télescopes dont on subdivise certaines pupilles, on réalise différentes cartes de transmission centro-symétriques. Comme nous l'avons vu précédemment, de telles cartes ne permettent pas d'obtenir différentes fréquences de modulation simultanément pour le signal planétaire et pour le signal d'une source étendue centro-symétrique. En revanche, en recombinaison de deux cartes de transmissions centro-symétriques et en introduisant un déphasage ϕ_m différent de π entre les deux, on obtient une carte non centro-symétrique. Enfin, en alternant successivement le déphasage entre les deux cartes de ϕ_m à $-\phi_m$, on alterne entre deux cartes de transmission non centro-symétriques en elles-mêmes mais images l'une de l'autre par symétrie centrale. Une illustration de la modulation interne est donnée en figure 2.9 pour la configuration de Robin-Laurance à six télescopes. Cette simulation a été réalisée avec le logiciel *Mathematica* lors de mon séjour à l'*ESTEC* aux Pays-Bas. Les cartes de transmission centro-symétriques 2.9(a) et 2.9(b) résultent de deux sous-réseaux de l'interféromètre. Les figures 2.9(c) et 2.9(d) montrent le résultat de la recombinaison de deux cartes précédentes lorsqu'est introduit un déphasage respectivement de $+\pi$ ou $-\pi$. Ainsi, la modulation des signaux planétaire et exo-zodiacal peut être réalisée à plus

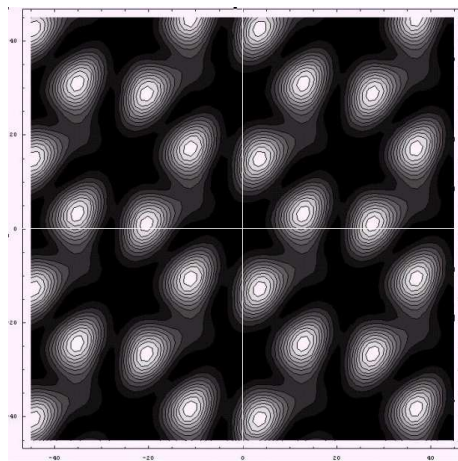
¹¹Le choix du nombre de télescope pour un interféromètre spatial prend bien entendu en compte les objectifs scientifiques (sensibilité de l'instrument, temps d'intégration, couverture du plan (u,v)), mais ne néglige pas le coût de la mission et la logistique à la mise en orbite d'un tel instrument. C'est pourquoi le nombre d'ouvertures n'a jamais été clairement fixé à six.



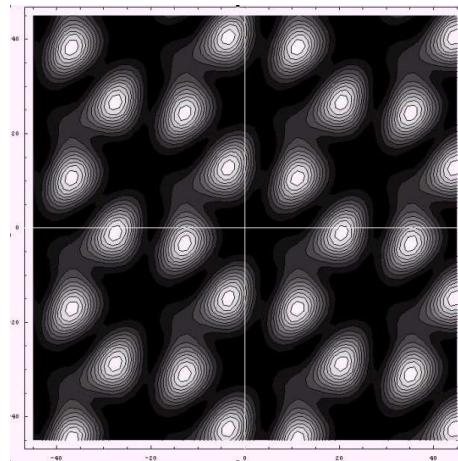
(a) Première carte de transmission réalisée à partir de quatre sous-pupilles de l'interféromètre.



(b) Deuxième carte de transmission réalisée à partir de quatre sous-pupilles différentes de l'interféromètre



(c) Recombinaison des cartes 2.9(a) et 2.9(b) avec un déphasage de π .



(d) Recombinaison des cartes 2.9(a) et 2.9(b) avec un déphasage de $-\pi$.

FIG. 2.9: Ces figures illustrent la procédure de modulation interne obtenue à partir de deux cartes centro-symétriques. L'intersection des droites blanches donne la position de l'étoile centrale. Les cartes de transmission, que j'ai calculées avec le logiciel *Mathematica*, se basent sur le concept de la configuration de Robin-Laurance proposée par Karlsson & Mennesson (2000).

haute fréquence en alternant rapidement le déphasage ϕ_m entre $+\pi$ et $-\pi$, ce qui représente un gain important par rapport à la rotation du réseau de télescopes.

Néanmoins, la solution de la modulation interne, du fait du type de recombinaison des faisceaux qu'elle requiert (Mennesson 1999) implique un sous-système optique très complexe faisant intervenir six séparatrices asymétriques, neuf recombinaisons et six détecteurs.

Afin de pallier les limitations de la modulation interne, Absil et al. (2003b) ont proposé un schéma de modulation *inhérente* pour laquelle la carte de transmission non centro-symétrique est obtenue directement avec un unique sous-réseau, sans passer par l'étape de recombinaison de cartes de transmission centro-symétriques. Ce schéma est réalisable si les déphasages achromatiques introduits sont différents de $+\pi$ et $-\pi$, comme dans le cas de la configuration à cinq télescopes de Léger et al. (1996). Notons que d'une manière générale toute configuration interférométrique faisant intervenir un déphasage de π ou $-\pi$ résultera en une carte de transmission centro-symétrique. La schéma de recombinaison proposé permet de réaliser une modulation en alternant les déphasages au sein de chaque sous-réseau. Pour un interféromètre à six télescopes, cette méthode simplifie grandement le système optique.

La question du déphasage achromatique

Tous les concepts de recombinaisons étudiés sous-entendent la possibilité de réaliser un déphasage achromatique sur une bande spectrale large. Or cela reste une des difficultés majeures pour l'interférométrie en frange noire. C'est pourquoi il est nécessaire de garder à l'esprit que les configurations faisant intervenir des déphasages achromatiques égaux à des fractions de π représentent un défi technologique d'autant plus important.

A ce jour, différents travaux de recherche sont en cours, en Europe comme aux Etats-Unis (Wallace2002), pour répondre aux besoins de déphasage achromatique. Les méthodes investiguées reposent sur l'inversion du champ électrique par réflexion spéculaire ou encore sur le déphasage par modification du chemin optique. Cet aspect de l'interférométrie en frange noire a fait l'objet de la thèse de Franck Brachet à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (Brachet et al. 2004).

2.4 Conclusion

L'interférométrie en frange noire est actuellement la seule méthode de type coronographique qui puisse répondre aux objectifs astrophysiques de détection et caractérisation de planètes telluriques dans un domaine spectral compris entre $4 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$, et ce dans un délai de dix à quinze ans. Techniquement, cet objectif scientifique ne peut être atteint que par la réalisation d'une mission spatiale telle que *IRSI-Darwin* en Europe et *TPF-I* aux Etats-Unis qui permettront de s'affranchir à la fois de la turbulence atmosphérique et du nombre réduit de fenêtres d'observations accessibles depuis le sol. L'interférométrie en frange noire reste néanmoins une technique difficile, ce qui a poussé la communauté astrophysique à développer des expériences de démonstration depuis le sol telles que le *Keck-nuller* aux Etats-Unis ou l'expérience *GENIE*¹² en Europe, expérience à laquelle j'ai eu la chance de participer par le passé (Absil et al. 2003a; Gondoin et al. 2003).

Une contrainte dont la maîtrise est rapidement devenue incontournable concerne la qualité des fronts d'onde devant être recombinaisonnés. Bien que les contrastes interférométriques attendus doivent être bien supérieurs dans le cas d'observations spatiales non limitées par la turbulence atmosphérique, il existe d'autres types de défauts – que je présenterai dans le chapitre suivant – qui peuvent venir dégrader le taux de réjection de l'étoile. C'est dans ce deuxième contexte que s'est inscrit l'essentiel de mon travail de thèse.

¹²Ground-based European Nulling Interferometry Experiment

Chapitre 3

Guides monomodes pour l'interférométrie en frange noire

Sommaire

3.1	Besoin en filtrage pour l'interférométrie en frange noire	53
3.1.1	Contraintes instrumentales	54
3.1.2	Conclusion et état de l'art de l'optique guidée monomode dans l'infrarouge	56
3.2	Comportement modal d'un guide diélectrique	57
3.2.1	Introduction	57
3.2.2	Le guide plan	58
3.2.3	Approche géométrique de la propagation guidée	59
3.2.4	Approche électromagnétique	62
3.2.5	L'indice effectif d'un mode propre	65
3.2.6	Epaisseur de coupure pour le guide plan asymétrique	66
3.2.7	Conclusion sur le guide plan diélectrique	66
3.3	Comportement modal des guides métalliques	67
3.3.1	Approche théorique des guides rectangulaires	67
3.3.2	Comportement modal des guides métalliques	68
3.3.3	Guides Creux Métalliques : quelle géométrie ?	73
3.4	Pertes de propagation et couplage : un double effet	74
3.4.1	Cas des guides diélectriques	74
3.4.2	Cas des guides métalliques	74
3.4.3	Problématique du couplage	79
3.5	Conclusion	90

3.1 Besoin en filtrage pour l'interférométrie en frange noire

Nous avons vu au chapitre 2 qu'il existe essentiellement trois sources de signal parasite pouvant masquer le signal planétaire :

- Les fuites stellaires dues au caractère résolu de l'étoile centrale.

- La contribution du nuage zodiacal.
- La contribution du nuage exo-zodiacal.

Même si le niveau continu de ces trois contributions peut être éliminé par une technique de modulation adéquate, le bruit de photons associé à ces contributions limite le rapport signal-à-bruit de la détection de la planète. Le taux de réjection statique dépendant du type de configuration adoptée, les facteurs ultimes limitant la détection sont le bruit de photons de la lumière zodiacale et exo-zodiacale transmise par l'interféromètre. L'étude du budget d'erreur donnant la spécification à atteindre sur le taux de réjection ayant par ailleurs été réalisée par Mennesson et al. (2005), je n'utiliserai dans la suite que le résultat plus général consistant à rechercher un taux d'extinction de 10^{-6} .

3.1.1 Contraintes instrumentales

La stabilité du taux de réjection sur l'étoile est contrainte par trois limitations majeures que sont¹ :

- Les erreurs de phase sur les fronts d'onde à recombinaison. Ces erreurs vont influencer le déphasage entre les deux faisceaux qui ne seront plus exactement en opposition de phase. Elles incluent les erreurs dues à la différence de marche résiduelle entre les faisceaux, les erreurs de pointage de l'étoile centrale (qui induisent un effet de "coin d'air") et les erreurs dues à la qualité des optiques (défauts de planéité et de rugosité induite par les effets de polissage).
- Les erreurs d'amplitude entre les faisceaux. Ces erreurs dégradent l'égalité photométrique entre les faisceaux.
- Les erreurs de polarisation entre les champs électriques. Les composantes des champs électriques doivent posséder deux à deux la même direction de polarisation pour que l'extinction soit complète. Tout écart à cette colinéarité dégrade le taux de réjection.

Serabyn (2000) montre que les écarts d'intensité entre les faisceaux, la rotation relative des directions de polarisation et les écarts de phase doivent être contrôlés dans leur ensemble à moins de $2\sqrt{N}$, où N est le taux d'extinction à atteindre². Ainsi, pour un taux d'extinction de 10^{-6} , la somme quadratique des écarts doit être inférieure à 2×10^{-3} , ce qui correspond à des écarts individuels³ contrôlés à hauteur de 10^{-3} .

Dans les conditions expérimentales habituelles, ces contraintes semblent excessivement fortes. À titre d'exemple, Léger et al. (1995) montrent que pour atteindre un taux de réjection de 10^5 , la contrainte sur la phase implique que la différence de marche résiduelle et la qualité des optiques doivent être contrôlées à mieux que $\lambda/2000$ à $10 \mu\text{m}$ et les erreurs de pointage ne doivent pas dépasser $1/1600^{\text{ème}}$ du disque d'Airy à la même longueur d'onde! D'une certaine manière, certaines de ces contraintes doivent être relâchées pour pouvoir rendre la méthode

¹Je suppose ici le cas d'un interféromètre à deux ouvertures de type "Bracewell".

²On définit le taux d'extinction comme l'inverse du taux de réjection présenté au chapitre 2.

³Les écarts pour les deux derniers effets (rotation du champ électrique et contrôle de la différence de phase) sont exprimés en radians.

d'interférométrie en frange noire réalisable. Ce relâchement des contraintes peut être atteint en utilisant un **filtrage spatial** ou un **filtrage modal**. Néanmoins, les erreurs dues purement à la différence de marche résiduelle – qui correspond au plus bas ordre dans les erreurs de phase – ne sauraient être corrigées par un filtre. Un système de compensation alternatif doit être utilisé – tel qu'un *suiveur de franges* par exemple –, mais cela ne sera pas traité dans ce manuscrit.

Utilisation d'un filtre spatial Le filtrage spatial est une technique utilisée couramment dans le domaine des technologies laser pour "nettoyer" un faisceau. L'optique de Fourier nous enseigne qu'en plaçant un trou de la dimension de la tâche d'Airy au foyer d'une optique de focalisation, il est possible de filtrer les hautes fréquences spatiales du faisceau incident (Mariotti 1988), qui dans le cas de l'interférométrie en frange noire correspondent à un certain type de défauts de phase.

Ollivier & Mariotti (1997) ont en premier étudié théoriquement et expérimentalement (Ollivier 1999) au cours de sa thèse l'application possible de cette méthode au cas de l'interférométrie en frange noire. Il a mis en évidence l'aspect correctif des défauts de phase d'ordre élevé par filtrage spatial. Ce type de solution est en revanche moins efficace sur les erreurs de phase de bas ordre tels que l'erreur de pointage des télescopes.

Utilisation d'un filtre modal Le filtrage des faisceaux peut être en revanche grandement amélioré par l'utilisation d'un filtre modal. De quoi s'agit-il ? Cette méthode est basée sur l'utilisation d'un guide d'onde (cf. § 3.2 et § 3.3) pour lequel on cherche à n'exciter que son mode fondamental. Dans ces conditions, toute "mémoire" des fluctuations de phase du faisceau incident autour de sa phase moyenne est perdue à l'échelle de la pupille : la phase de l'onde se propageant dans le guide monomode est **uniquement** conditionnée par les paramètres opto-géométriques du guide (dimensions de la structure, distribution de l'indice de réfraction...) et tout effet de phase de l'onde incidente est transformée en effet d'intensité sur le mode de propagation au moment du couplage dans le guide. Cette transformation constitue un gain important (et une bonne surprise) car les erreurs de phase affectent plus fortement le contraste interférométrique que les erreurs d'intensité.

L'utilisation de guides d'onde en interférométrie astronomique monomode s'est développé depuis une dizaine d'années et a permis d'améliorer fortement la qualité des mesures de visibilité avec des instruments tels que *FLUOR* (Perrin et al. 1998) ou *IONIC* (Malbet et al. 1999; Berger et al. 2001). Mège (2002) et Wallner et al. (2002) ont par ailleurs étudié théoriquement les capacités de filtrage d'une fibre optique monomode en calculant en particulier la longueur minimale de fibre nécessaire pour que celle-ci agisse comme un filtre spatial d'une certaine qualité.

L'étude du couplage d'un faisceau provenant d'un télescope à un guide monomode est une question extrêmement intéressante étudiée par Shaklan & Roddier (1988) et par Mennesson et al. (2002) pour l'interférométrie en frange noire. En particulier ce dernier a quantifié les contraintes sur les erreurs de phase pour atteindre un taux de réjection de 10^6 par l'utilisation d'un filtrage modal à $10 \mu\text{m}$: en terme de qualité optique, le contrôle du front d'onde passe de $\lambda/4400$ sans utilisation de filtre à $\lambda/400$ lors de l'utilisation d'un trou filtrant et à $\lambda/63$ lors de l'utilisation d'un guide d'onde monomode. En terme d'erreurs de pointage, la contrainte passe – pour un télescope de classe 1,5m – d'une erreur maximale de 1,2 millisecondes d'arc sans utilisation de filtre à 38 millisecondes d'arc si un filtre modal est utilisé.

3.1.2 Conclusion et état de l'art de l'optique guidée monomode dans l'infrarouge

En conséquence, l'utilisation de guides monomodes est vite apparue comme un point clé pour la réalisation d'un programme d'observation par interférométrie en frange noire. Néanmoins, la limitation principale qui en a empêché l'utilisation jusqu'à ces toutes dernières années était l'absence de guides monomodes pouvant fonctionner dans l'infrarouge thermique. C'est pourquoi les différentes agences spatiales responsables respectivement des programmes *IRSI-Darwin* et *TPF-I* ont rapidement mis en place des actions de recherche et développement visant à développer des solutions de *filtrage modal* soit par fibres soit par *optique intégrée* (Labadie et al. 2003). Dans le contexte de l'optique intégrée, je me suis investi au cours de ma thèse dans le projet *IODA*⁴ financé par l'agence spatiale européenne dont le but a été de développer une technologie de filtrage et de recombinaison monomode des faisceaux pour la gamme spectrale [4 μm - 20 μm].

D'autres programmes ont été lancés parallèlement pour étudier différentes solutions d'optique guidée dans l'infrarouge. Au début de l'année de 2005, les développements de filtres modaux dans l'infrarouge moyen concernent :

Les fibres en chalcogénure Cette solution a été étudiée à l'Observatoire de Paris-Meudon par Bordé et al. (2003) et Bordé et al. (2003). L'auteur et ses collaborateurs ont fabriqué un échantillon de fibre monomode en verre de chalcogénure dont les caractéristiques physiques et optiques permettent d'obtenir pour la fibre une fréquence normalisée $V \approx 1,08$ à 10 μm ⁵. Le caractère monomode a été mis en évidence par une cartographie du champ lointain utilisant comme source infrarouge un laser CO_2 .

La solution à fibre est attrayante car le mode fondamental ne possède théoriquement pas de longueur d'onde de coupure haute. En revanche une difficulté réside dans l'utilisation de matériaux dont la transmission ne permet pas de couvrir la bande du moyen infrarouge jusqu'à 20 μm .

Les fibres en halogénures d'argent Afin de résoudre en partie les problèmes liés à la transmission limitée de certains matériaux infrarouge, une solution a été développée à l'Université de Technologie de Vienne et proposée par Wallner et al. (2005). Le caractère monomode des fibres synthétisées a là-encore été mis en évidence par une cartographie du champ lointain et toujours à la longueur d'onde de 10,6 μm du laser CO_2 . L'avantage d'utiliser des matériaux tels que les halogénures d'argent est de bénéficier d'une plage de transmission qui s'étend jusqu'à 30 μm . Inversement, le caractère cristallin du matériau utilisé rend le processus technologique plus difficile.

Les guides creux métalliques Cette solution a aussi été étudiée à l'Université d'Arizona pour la mission *TPF-I* où la forte expérience acquise avec les guides métalliques pour la radioastronomie a été mise au service du développement de solution optique intégrée aux longueurs d'onde infrarouge. Drouët D'Aubigny (2003) a étudié au cours de sa thèse les solutions technologiques permettant de fabriquer des filtres modaux infrarouges en particulier en utilisant une technique

⁴Integrated Optics For Darwin

⁵Une fibre est monomode à une longueur d'onde donnée si la fréquence normalisée est inférieure à 2,405 (Jeunhomme 1983).

de gravure laser (Drouët d'Aubigny et al. 2003). Certaines solutions ont été utilisées pour mettre au point des coupleurs fonctionnant dans le domaine sub-millimétrique (Wehmeier et al. 2005), mais aucune réalisation dans le domaine de l'infrarouge moyen n'est encore venue de ce côté-là.

3.2 Comportement modal d'un guide diélectrique

3.2.1 Introduction

Par opposition à la propagation des ondes électromagnétiques dans l'espace libre, la propagation guidée privilégie à un instant t une direction donnée de l'espace modifiant ainsi la direction de propagation initiale de l'onde. L'approche théorique de la propagation guidée fait appel aux deux notions fondamentales que sont :

- la quantification des paramètres de propagation (constantes de propagation et champs modaux)
- le couplage de modes (interférences entre modes propres)

La mise en oeuvre de la propagation guidée passe par l'utilisation de **guides d'ondes**. Dans leur principe de base, les guides d'ondes se caractérisent par une structure fermée dans les deux directions de l'espace provoquant un confinement et par une invariance de cette même structure par translation suivant l'axe de propagation recherché. La figure 3.1 illustre le cas d'un guide d'onde pour lequel le confinement du champ se fait dans le plan (\mathbf{x}, \mathbf{y}) et l'invariance par translation suivant l'axe \mathbf{z} .

Dans la pratique, la géométrie de la structure invariante est rarement quelconque. En effet, bien que la répartition du champ électromagnétique puisse être déterminée de manière analytique en résolvant les équations de Maxwell, le problème électromagnétique est drastiquement simplifié lorsque l'on considère des structures symétriques. Etant donné que la résolution analytique des équations de Maxwell dans le cas général d'une structure quelconque sort du cadre de ces travaux, je n'aborderai ici que des cas d'école simples, couramment utilisés dans la pratique, tels que les guides d'ondes plans (par exemple, les couches minces diélectriques), les guides circulaires (e.g. les fibres optiques utilisés en télécommunication) et les guides rectangulaires (e.g. guides micro-ondes utilisés en radioastronomie). Dans les paragraphes suivant, je distingue deux cas importants :

- le cas des guides diélectriques pour lesquels le confinement du champ est dû à une variation locale de l'indice de réfraction.
- le cas des guides métalliques dans lesquels le confinement est dû à des réflexions multiples du champ électrique sur un conducteur quasi-parfait.

Les exemples de guides d'onde cités ci-dessus laissent déjà entrevoir que, suivant les applications recherchées, les technologies adoptées peuvent être d'une grande variété. J'illustrerai par la suite l'impact qu'elles peuvent avoir sur les choix instrumentaux pour l'astronomie.

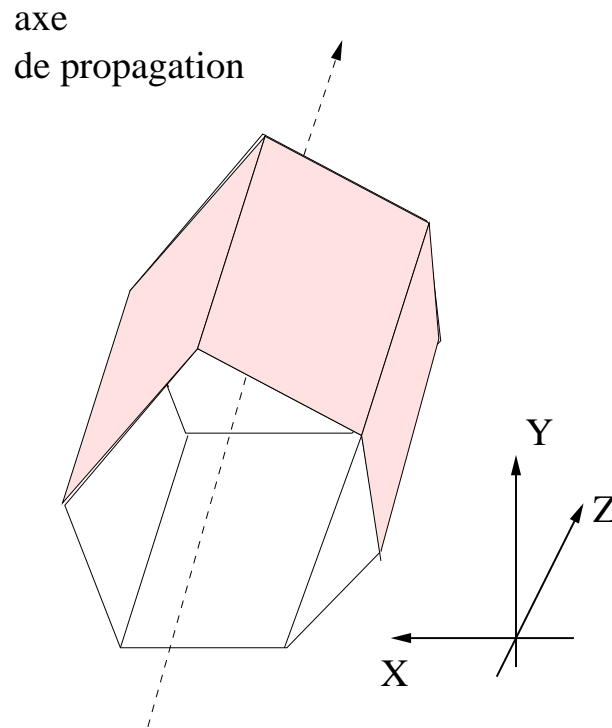


FIG. 3.1: Schéma de principe d'un guide d'onde. Dans cet exemple, la structure fermée est de géométrie quelconque et reste invariante par translation suivant z .

3.2.2 Le guide plan

Le guide plan constitue l'exemple introductif le plus simple de l'optique guidée. Ce type de guide diélectrique permet de confiner le champ électrique dans une seule direction. Il est constitué d'un substrat d'indice n_s sur lequel est déposé par différentes techniques une **couche mince** d'indice n_c dont l'épaisseur est de l'ordre de la dizaine de microns⁶. Le superstrat est constitué par l'air. Dans l'exemple de la figure 3.2, le guidage de l'onde se fait dans le plan (x,y) et la propagation a lieu suivant l'axe z .

La propagation guidée dans un guide diélectrique s'appuie sur l'existence d'un angle critique θ_c observé lorsqu'un rayon lumineux se propage d'un milieu d'indice élevé à un milieu d'indice moindre suivant les lois de Descartes-Snell. Ainsi, une condition fondamentale à remplir aux interfaces couche-substrat et couche-superstrat est

$$n_c > \max(n_s, n_{\text{air}}) \quad (3.1)$$

L'indice de l'air étant pris égal à l'indice du vide, l'équation 3.1 revient à vérifier que l'indice de la couche soit supérieure à l'indice du substrat.

L'optique guidée se caractérise par l'existence de modes propres se propageant dans la cavité. Dans les paragraphes suivants, je montre que l'existence de ces modes propres discrets est due

⁶L'épaisseur du guide est sélectionnée en fonction de la longueur d'onde de travail et du type de comportement recherché (monomode, multimode).

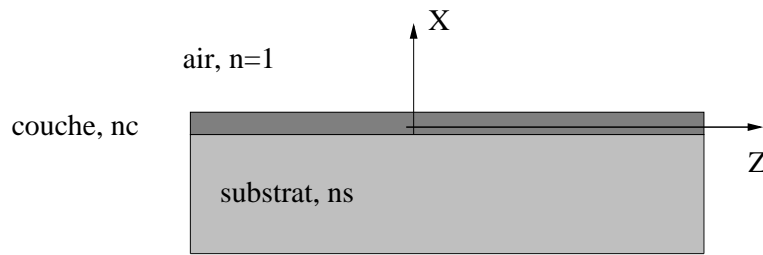


FIG. 3.2: Géométrie du guide d'onde plan

aux interférences qui affectent la propagation de l'onde dans la structure et que le comportement du guide est relié aux paramètres physiques du guide d'onde (indice et épaisseur de la couche, longueur d'onde de travail) à travers l'équation de dispersion.

3.2.3 Approche géométrique de la propagation guidée

L'approche géométrique de l'optique guidée permet d'appréhender facilement le fonctionnement d'un guide d'onde⁷. Dans le cas diélectrique, l'analyse se base simplement sur les lois de la réfraction de Descartes-Snell. Le modèle du guide plan symétrique à saut d'indice est constitué d'un milieu de propagation d'indice n_c et d'épaisseur e entouré d'un second milieu de propagation (appelé "substrat") d'indice $n_s < n_c$ et d'épaisseur infinie par rapport à l'épaisseur de la couche (cf. figure 3.3).

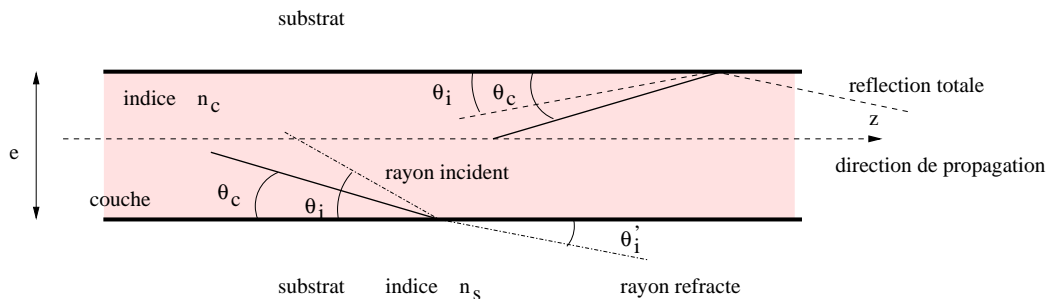


FIG. 3.3: Illustration du guidage d'un rayon lumineux par réflexion totale à l'interface coeur-gaine. θ_c représente l'angle critique dépendant des indices de réfraction n_c et n_s . La partie inférieure de la figure représente le cas où l'angle d'incidence du rayon θ_i est supérieur à θ_c . Dans ce cas, l'existence d'un rayon réfracté avec un angle θ'_i ne permet pas de vérifier les conditions de guidage. La partie supérieure de la figure représente le cas où $\theta_i < \theta_c$. Dans ce cas, la condition de réflexion totale à l'interface est respectée et le rayon est guidé le long de la cavité.

Les rayons dont l'angle d'incidence est supérieur à l'angle critique θ_c ne sont que partiellement réfléchis, le reste étant réfracté dans le substrat. Inversement, tous les rayons dont l'angle d'incidence est inférieur à l'angle critique subissent une réflexion totale à l'interface couche-substrat suivant les lois de Descartes-Snell. L'angle θ_c définit donc un cône de lumière à l'intérieur duquel peut avoir lieu la propagation d'un rayon lumineux par réflexion totale. Néanmoins, toutes les directions angulaires à l'intérieur du cône de lumière ne correspondent pas à un rayon lumineux guidé dans la cavité. Seules certaines directions sont permises et définissent ainsi les modes

⁷La considération de base de l'optique géométrique est de faire tendre la longueur d'onde λ vers 0.

propres du guide. Bien qu'une approche électromagnétique par les équations de Maxwell soit la plus appropriée pour rendre compte du caractère modal du guide, l'approche géométrique offre encore une fois un accès simplifié à la compréhension du comportement du guide et permet de tirer l'expression de l'équation de dispersion du guide.

Considérons le cas d'un rayon dont l'angle d'incidence est inférieur à l'angle critique θ_c et qui subit un guidage par réflexion totale à l'interface. Le champ électrique réfléchi subit un déphasage égal à (Lee 1986) :

$$\phi^{TE} = -2 \arctan\left(\frac{\sqrt{\sin^2(\theta_c) - \sin^2(\theta_i)}}{\sin(\theta_i)}\right) \quad (3.2)$$

$$\phi^{TM} = -2 \arctan\left(\frac{n_c^2}{n_s^2} \frac{\sqrt{\sin^2(\theta_c) - \sin^2(\theta_i)}}{\sin(\theta_i)}\right) \quad (3.3)$$

où θ_i et θ_c sont décrits dans Fig. 3.3. L'équation 3.3 peut être réécrite comme

$$\phi_r = -2 \arctan\left(g \frac{\sqrt{n_{eff}^2 - n_s^2}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}}\right) \quad (3.4)$$

avec $g=1$ pour la polarisation TE et $g=\frac{n_c^2}{n_s^2}$ pour la polarisation TM et $n_{eff} = n_c \cos(\theta_i)$.

La quantité n_{eff} définit l'**indice effectif**. Je reviendrai sur cette notion au § 3.2.5. Si l'on considère une onde plane dans le guide, il n'y aura propagation que si les plans d'ondes correspondant aux rayons se propageant suivant un même angle θ interfèrent constructivement (cf. figure 3.4). Il faut donc introduire ici la notion de phase et considérer que la différence de phase entre les deux trajectoires est un multiple de 2π . En tenant compte du déphasage dû à la réflexion donné par l'équation 3.3 ainsi que des chemins optiques $ABCD$ et MN décrits dans la figure 3.4, cette égalité s'écrit

$$\frac{2\pi ABCD}{\lambda} + 2\phi_r - \frac{2\pi MN}{\lambda} = 2m\pi \quad (3.5)$$

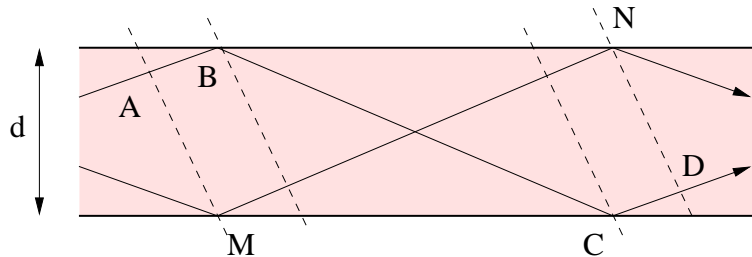


FIG. 3.4: Description géométrique du comportement modal d'un guide d'onde. Les fronts d'onde associés aux deux rayons doivent interférer constructivement pour que l'onde puisse se propager dans le guide.

En récrivant ces relations pour qu'elles tiennent compte de l'indice, du vecteur d'onde k_0 et de la l'épaisseur d du guide, on obtient

$$\frac{2\pi MN}{\lambda} = \frac{k_0 d n_c^2}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}} \quad (3.6)$$

$$\frac{2\pi ABCD}{\lambda} = k_0 d \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} + \frac{k_0 d n_c^2}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}} + 2\phi_r \quad (3.7)$$

$$2k_0 d \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} + 2\phi_r = 2m\pi \quad (3.8)$$

La dernière relation est valable uniquement pour un guide plan symétrique. Dans le cas du guide plan asymétrique (c'est-à-dire où la couche est entourée d'un substrat et d'un superstrat d'indices différents), le déphasage dû à la réflexion totale n'est pas le même aux deux interfaces. En considérant les valeurs adaptées d'indice du substrat et du superstrat n_{sub} et n_{sup} , l'équation 3.8 s'exprime suivant

$$k_0 d \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} - \arctan\left(g \frac{\sqrt{n_{eff}^2 - n_{sub}^2}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}}\right) - \arctan\left(g \frac{\sqrt{n_{eff}^2 - n_{sup}^2}}{\sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2}}\right) = m\pi \quad (3.9)$$

L'équation 3.9 constitue l'équation de dispersion du guide plan asymétrique. Le calcul des solutions de cette équation se fait numériquement. Le graphique de la figure 3.5 illustre la méthode de résolution de l'équation de dispersion dans le cas d'un guide plan asymétrique dont l'indice de couche vaut 2,5, l'indice de substrat 2,0, l'épaisseur $3 \mu\text{m}$ et la longueur d'onde $1,5 \mu\text{m}$. La courbe bleue représente le paramètre m – que je considère initialement non-discret – en fonction de l'indice effectif, ce dernier étant borné par les indices de la couche et du substrat (cf. § 3.2.5). Les droites en pointillés rouges correspondent à l'ordre m du mode. L'ordre du mode étant un entier positif, les valeurs de l'indice effectif vérifiant l'équation de dispersion, sont des valeurs discrètes données par l'intersection des droites avec la courbe.

Pour obtenir une description mathématique plus détaillée, j'invite le lecteur à consulter les ouvrages de Marcuse (1974) et Jeunhomme (1983).

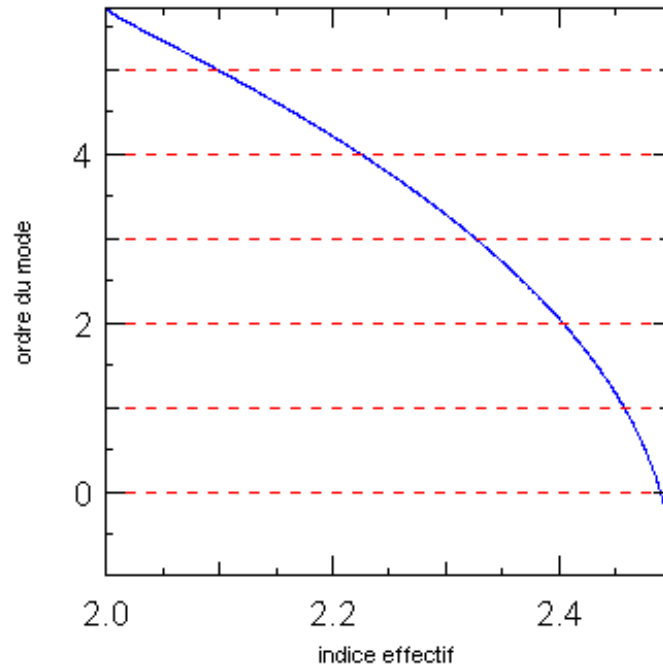


FIG. 3.5: Principe de la résolution numérique de l'équation de dispersion du guide plan. L'exemple donné correspond au cas d'un guide plan asymétrique dont l'indice de couche vaut 2,5, l'indice de substrat 2,0, l'épaisseur $3 \mu\text{m}$ et la longueur d'onde $1,5 \mu\text{m}$. Les valeurs discrètes des indices effectifs sont obtenus par les intersections entre la courbe en continu et les droites en pointillés.

3.2.4 Approche électromagnétique

L'approche géométrique des guides d'ondes ne permet pas toujours d'appréhender un certain nombre de phénomènes tels que le couplage des modes. L'approche électromagnétique par résolution des équations de Maxwell permet en revanche de rendre compte de ces phénomènes. Dans la suite de ce paragraphe, je présente la démarche classiquement adoptée pour aboutir à une description des champs dans le guide et montre que le résultat de l'équation 3.9 est obtenu pareillement en utilisant l'approche électromagnétique.

Seuls les résultats importants pour la compréhension du problème sont donnés. Pour obtenir le détail de la résolution analytique des équations, j'invite le lecteur à se rapporter aux ouvrages spécialisés Snyder & Love (1986) et Labeye (2001).

Tout problème d'électromagnétisme débute avec la résolution du système d'équations de Maxwell

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.10)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (3.11)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (3.12)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.13)$$

\vec{H} et \vec{E} représentent respectivement les champs magnétique et électrique, \vec{B} et \vec{D} représentent les inductions magnétique et électrique. Dans le cas de matériaux diélectriques, on adopte l'absence de charges et de sources de courants, ce qui impose $\rho = 0$ $\vec{J} = 0$.

Les relations constitutives reliant les grandeurs \vec{B} et \vec{D} aux grandeurs \vec{H} et \vec{E} sont données suivant

$$\vec{B} = \mu_r \mu_0 \vec{H} \quad (3.14)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0 n^2 \vec{E} \quad (3.15)$$

Les quantités μ_r et μ_0 représentent la perméabilité magnétique relative du matériau et la perméabilité magnétique du vide. Pour des matériaux non-magnétiques tels que ceux présentés dans cette étude, on a $\mu_r = 1$. Les quantités ϵ_0 et n sont respectivement la permittivité électrique du vide et l'indice de réfraction du matériau. La permittivité électrique relative est donc donnée par la relation $\epsilon_r = n^2$. Les valeurs physiques de permittivité électrique et de perméabilité magnétique valent $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} F.m^{-1}$ et $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} H.m^{-1}$.

La combinaison des deux systèmes d'équations résulte en un nouveau système de deux équations d'onde vectorielles qui sont à la base du calcul de guides d'ondes diélectriques.

$$\nabla^2 \vec{E} + n^2 k^2 \vec{E} = -\vec{\nabla} \left[\frac{\vec{E}}{n^2} \cdot \vec{\nabla} (n^2) \right] \quad (3.16)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + n^2 k^2 \vec{H} = (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \times \left[\frac{\vec{\nabla} (n^2)}{n^2} \right] \quad (3.17)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le vecteur d'onde. Le terme de droite des équations 3.16 et 3.17 représente l'effet de guidage dû à la variation locale de l'indice de réfraction. La résolution numérique de Eq. 3.16 et de Eq. 3.17 pour un guide quelconque est numériquement lourde car elle fait intervenir des équations vectorielles couplées. Aussi, est-il usuel de simplifier le problème comme suit. L'application des équations de Maxwell pour chacune des composantes des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} permet de mettre en évidence deux systèmes d'équations indépendantes faisant intervenir d'une part les composantes E_y , H_x et H_z et d'autre part les composantes H_y , E_x et E_z . Dans le premier cas, on parlera de solutions Transverse Electriques – ou TE – et dans le second cas de Transverse Magnétique – ou TM. La résolution des modes TE dans le cas d'un guide plan symétrique invariant par translation suivant \mathbf{z} et \mathbf{y} suppose que le champ électrique recherché soit de la forme

$$\vec{E} = E_y(x) \exp(j\beta z) \quad (3.18)$$

L'équation d'onde 3.16 permet d'obtenir l'expression de E_y pour les modes pairs suivants

$$E_y(X) = \frac{\cos(UX)}{\cos(U)} , \quad |X| \leq 1 \quad (3.19)$$

$$E_y(X) = \frac{\exp(-W|X|)}{\exp(-W)} , \quad |X| \geq 1 \quad (3.20)$$

et pour les modes impairs suivant

$$E_y(X) = \frac{\sin(UX)}{\sin(U)}, \quad |X| \leq 1 \quad (3.21)$$

$$E_y(X) = \frac{X \exp(-W|X|)}{|X| \exp(-W)}, \quad |X| \geq 1 \quad (3.22)$$

X est la variable réduite $2x/d$ où d est l'épaisseur du guide. U et W sont les paramètres simplifiés du guide donnés par

$$U = \frac{d}{2} \sqrt{k^2 n_c^2 - \beta^2} \quad (3.23)$$

$$W = \frac{d}{2} \sqrt{\beta^2 - k^2 n_s^2} \quad (3.24)$$

β est la constante de propagation, n_c et n_s sont respectivement l'indice de couche et de substrat du guide plan symétrique. Les expressions de H_x et H_z sont obtenues à partir des équations Eq. 3.25 et Eq. 3.26 pour les modes pairs et impairs.

$$H_x(X) = \frac{-\beta}{k} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_y \quad (3.25)$$

$$H_z(X) = \frac{-2j}{kd} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{\partial E_y}{\partial X} \quad (3.26)$$

Enfin, l'équation de dispersion des modes permet de déterminer la constante de propagation β . On l'obtient en remarquant la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique H_z à l'interface couche mince – substrat. Cela se traduit par

$$W = U \tan(U) \quad (\text{modes pairs}) \quad (3.27)$$

$$W = -U \cot(U) \quad (\text{modes impairs}) \quad (3.28)$$

En remplaçant U et W par Eq. 3.23 et Eq. 3.24 pour le cas des modes pairs et des modes impairs on aboutit à

$$\tan(\rho \sqrt{k^2 n_c^2 - \beta^2}) = \sqrt{\frac{\beta^2 - k^2 n_g^2}{k^2 n_c^2 - \beta^2}} \quad (\text{modes pairs}) \quad (3.29)$$

$$\tan(\rho \sqrt{k^2 n_c^2 - \beta^2}) = -\sqrt{\frac{k^2 n_c^2 - \beta^2}{\beta^2 - k^2 n_g^2}} \quad (\text{modes impairs}) \quad (3.30)$$

ce qui permet de retrouver rigoureusement l'expression de l'équation de dispersion donnée au § 3.2.3 en choisissant $\beta = k n_{\text{eff}}$.

3.2.5 L'indice effectif d'un mode propre

Au cours de l'étude menée sur les guides diélectriques, je serai souvent amené à utiliser la notion d'indice effectif d'un mode⁸. Dans les sections précédentes, j'ai montré que la constante de propagation β était déterminée par la résolution de l'équation de dispersion du guide plan et que les solutions obtenues étaient des solutions discrètes associées aux différents modes. Par analogie avec l'onde plane, on définit la constante de propagation d'un mode i par

$$\beta(i) = k_0 n_{eff}(i) \quad (3.31)$$

où $k_0=2\pi/\lambda$. Le terme β étant la constante de propagation suivant l'axe \mathbf{z} , on peut utiliser l'équation 3.31 pour obtenir une description géométrique de l'indice effectif qui sera utilisée ultérieurement dans la méthode des m -lines (cf. chapitre 4).

Pour un guide avec une répartition d'indice $n(x, y)$, le vecteur d'onde $\vec{k}(x, y)$ d'un mode peut se décomposer suivant sa composante transverse $\vec{k}_T(x, y)$ et sa composante longitudinale \vec{k}_L . Autrement dit, on peut considérer un mode du guide comme une résonance transverse du champ électromagnétique se propageant dans la direction orthogonale. Si l'on considère les normes de ces vecteurs, on obtient

$$n^2(x, y)k_0^2 = k_T^2(x, y) + k_L^2 \quad (3.32)$$

k_L est identifiable à la constante de propagation β . De plus, on a la relation géométrique

$$\frac{k_L}{k(x, y)} = \cos(\theta(x, y)) \quad (3.33)$$

où $\theta(x, y)$ est l'angle que fait, dans l'approche géométrique, le vecteur d'onde avec l'axe du guide d'onde. En tenant compte de la relation 3.31, on obtient

$$\frac{k_L}{k_0} = n(x, y) \cos(\theta(x, y)) = n_{eff} \quad (3.34)$$

Cette dernière relation se simplifie dans le cas d'un guide plan à saut d'indice pour lequel $n(x, y)=n_c$. L'équation 3.34 devient simplement

$$n_{eff} = n_c \cos(\theta) \quad (3.35)$$

où n_c est l'indice de la couche guidante. L'approche géométrique permet en outre de tirer un encadrement de l'indice effectif. Le vecteur d'onde d'un mode est au plus colinéaire à l'axe du guide d'onde (c'est-à-dire $\theta=0$), ce qui implique

$$n_{eff} \leq n_c \quad (3.36)$$

⁸La dénomination "indice de mode" est aussi très souvent utilisée.

De plus, comme le vecteur d'onde dans le substrat doit être imaginaire pour qu'aucune puissance n'y soit irradiée, on a aussi

$$n_{eff} > n_g \quad (3.37)$$

L'encadrement de l'indice effectif par les valeurs d'indice de réfraction de la couche guidante et du substrat est de première importance dans l'expérience de m -lines.

3.2.6 Epaisseur de coupure pour le guide plan asymétrique

La limite de condition de guidage est atteinte lorsque l'indice effectif égale l'indice du substrat, c'est-à-dire que l'on ne vérifie plus la condition de réflexion totale à l'interface guide – substrat. Cela se traduit sur l'équation de dispersion par une épaisseur de coupure pour chaque mode m . Physiquement, cette notion correspond à l'épaisseur minimale du guide plan asymétrique en-dessous de laquelle le mode n'est plus propagé. Dans l'équation 3.9, l'égalité de l'indice effectif et de l'indice de substrat annule le terme en \arctan faisant intervenir l'indice du substrat. L'épaisseur de coupure d_m associée au mode m est alors donnée par :

$$d_m = \frac{m\pi + \arctan\left(g \frac{\sqrt{n_{sub}^2 - n_{sup}^2}}{\sqrt{n_c^2 - n_{sub}^2}}\right)}{k \sqrt{n_c^2 - n_{sub}^2}} \quad (3.38)$$

où m est l'ordre du mode, n_c est l'indice de la couche, n_{sub} l'indice du substrat, n_{sup} l'indice du superstrat (généralement l'air) et k le vecteur d'onde. Si le guide plan est symétrique, l'épaisseur de coupure pour le mode fondamental d'ordre 0 est nulle et celui-ci peut toujours se propager. Dans le cas du guide d'onde asymétrique, le mode fondamental possède lui-aussi une épaisseur de coupure.

Cet aspect est fondamental lors du développement de guides d'onde plans tel que cela sera présenté au chapitre 6.

A titre d'exemple pour un guide asymétrique dont la couche possède un indice $n_c=3$, le substrat un indice $n_{sub}=2$ et le superstrat est l'air, l'épaisseur de coupure du mode fondamental à $\lambda=10 \mu\text{m}$ vaut $0,47 \mu\text{m}$.

3.2.7 Conclusion sur le guide plan diélectrique

Les paragraphes précédents ont permis d'introduire les concepts physiques nécessaires à la compréhension de l'optique guidée. Ces aspects sont à la base des développements prévus de guides limités, puis de fonctions. Au fur et à mesure que la complexité des fonctions augmente, des outils de simulations complémentaires interviennent pour permettre de prévoir le comportement des composants d'optique intégrée du point de vue électromagnétique. Je souhaite à ce titre citer un certain nombre de travaux qui ont permis, soit théoriquement soit expérimentalement, d'étendre notre compréhension sur les applications de l'optique intégrée planaire. Ces références sont Mège (2002) et Laurent (2003).

3.3 Comportement modal des guides métalliques

Les guides métalliques constituent des guides d'ondes au même titre que les guides diélectriques, mais ils se basent sur une approche théorique différente. Dans cette section, je vais présenter les aspects théoriques essentiels dont la compréhension permet par la suite de mettre en place une phase de caractérisation pertinente.

L'approche adoptée pour la conception de tels composants se base principalement sur la théorie micro-ondes des guides métalliques. En astronomie, ce type de dispositif est couramment utilisé aux longueurs d'onde millimétriques et sub-millimétriques où leur couplage aux récepteurs est un besoin avéré (Drouët d'Aubigny et al. 2000; Groppi et al. 2000). L'approche est sensiblement différente de celle utilisée pour les guides diélectriques puisque le guidage est assuré par les réflexions multiples sur les parois métalliques du guide. Il n'y a donc pas de notion d'angle critique et la notion d'ouverture numérique est donc différente.

Bien que différentes géométries de guides soient théoriquement envisageables, dans la pratique on trouve majoritairement soit des guides circulaires, soit des guides rectangulaires. Les deux géométries ont été évaluées dans le cadre du projet *IODA* et les difficultés technologiques en matière de fabrication de guides ont essentiellement pesé dans le choix.

Dans la section suivante, nous abordons les principaux aspects théoriques des guides métalliques nécessaires à la compréhension du problème : le cas abordé est celui du guide rectangulaire mais l'analyse peut être généralisée à différentes géométries de guide.

3.3.1 Approche théorique des guides rectangulaires

Pour les valeurs instantanées du champ électrique et magnétique \vec{e} and \vec{h} , la résolution des équations de Maxwell en espace libre aboutissent aux équations de propagation suivantes

$$\Delta \vec{e} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{e}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.39)$$

$$\Delta \vec{h} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{h}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.40)$$

L'utilisation de la notation complexe aboutit au système

$$\Delta \vec{e} + \omega^2 \epsilon \mu \vec{e} = 0 \quad (3.41)$$

$$\Delta \vec{h} + \omega^2 \epsilon \mu \vec{h} = 0 \quad (3.42)$$

L'utilisation d'un système de coordonnées cartésiennes permet d'obtenir des solutions de l'équation de propagation sous la forme.

$$\vec{e}(x, y, z, t) = \underline{\vec{E}}(x, y) e^{-\gamma z} e^{j\omega t} \quad (3.43)$$

$$\vec{h}(x, y, z, t) = \underline{\vec{H}}(x, y) e^{-\gamma z} e^{j\omega t} \quad (3.44)$$

où γ est la constante de propagation complexe de la forme $\gamma = \alpha + j\beta$. Toujours dans un système de coordonnées cartésiennes, les équations précédentes peuvent être réécrites afin d'obtenir

$$H_x = f(E_z, H_z) \quad H_y = f(E_z, H_z) \quad (3.45)$$

$$E_x = f(E_z, H_z) \quad E_y = f(E_z, H_z) \quad (3.46)$$

On obtient pour les composantes transverses

$$H_x = -\frac{\gamma}{h^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} + j \frac{\omega \epsilon}{h^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (3.47)$$

$$H_y = -\frac{\gamma}{h^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} - j \frac{\omega \epsilon}{h^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (3.48)$$

$$E_x = -\frac{\gamma}{h^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} - j \frac{\omega \mu}{h^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (3.49)$$

$$E_y = -\frac{\gamma}{h^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} + j \frac{\omega \mu}{h^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (3.50)$$

et pour les composantes longitudinales E_z et H_z

$$\Delta_t E_z + \gamma^2 E_z = -\omega^2 \mu \epsilon E_z \quad (3.51)$$

$$\Delta_t H_z + \gamma^2 H_z = -\omega^2 \mu \epsilon H_z \quad (3.52)$$

où Δ_t est le laplacien transverse défini par $\Delta_t = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ et $h^2 = \gamma^2 + \omega^2 \mu \epsilon$.

A partir de la forme des équations précédentes, nous savons que si E_z et H_z sont identiquement nulles, tous les valeurs de champs s'annulent aussi dans la cavité. Afin d'avoir un état de propagation dans la cavité, il faut vérifier que E_z ou bien H_z soit non nul.

Les ondes vérifiant $E_z = 0$ sont reportées comme ondes Transverse Electrique (TE) tandis que pour $H_z = 0$ on parlera d'ondes Transverse Magnetique (TM).

Les équations de propagation 3.51 et 3.52 couplées aux conditions aux limites des champs permettent de calculer en chaque point du milieu diélectrique la valeur de la composante longitudinale des champs associés à l'onde.

3.3.2 Comportement modal des guides métalliques

Cas des ondes TM

Par convention, le cas des ondes TM implique que $H_z = 0$. La détermination de la composante longitudinale E_z du champ électrique tient compte de la condition $E_z = 0$ sur les parois du guide. Le problème est résolu par la méthode de séparation des variables pour laquelle on considère que $E_z(x, y) = \Phi(x)\Psi(y)$, où Φ est fonction de x seul et Ψ est fonction de y seul. L'équation de propagation pour E_z donne comme solution pour la composante longitudinale

$$E_z(x, y) = C \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \quad (3.53)$$

où C est une constante d'amplitude du champ. On fait ici l'hypothèse d'un milieu de propagation sans perte et d'un métal parfaitement conducteur, ce qui correspond à une conductivité σ infinie

et $\gamma = j\beta$. En introduisant cette expression dans les équations du cas TE, nous obtenons les expressions de E_x, E_y, H_x, H_y comme suit

$$\begin{aligned}
 E_x &= \frac{-j\beta}{h^2} C B \cos Bx \sin Ay \\
 E_y &= \frac{-j\beta}{h^2} C A \sin Bx \cos Ay \\
 H_x &= \frac{j\omega\epsilon}{h^2} C A \sin Bx \cos Ay \\
 H_y &= \frac{-j\omega\epsilon}{h^2} C B \cos Bx \sin Ay
 \end{aligned} \tag{3.54}$$

avec $B = (m\pi)/a$ et $A = (n\pi)/b$

Dans le cas des ondes TM l'équation 3.53 sous forme de produits de sinus implique qu'on ne peut prendre ni $m=0$ ni $n=0$. Si l'un ou l'autre des deux paramètres m, n sont nuls, le champ E_z est indistinctement nul, ce qui se trouve en contradiction avec l'hypothèse des modes TM pour lesquelles $H_z=0$. **Par conséquent le mode TM d'ordre le plus bas pouvant exister dans le guide est celui pour lequel $m=1$ et $n=1$, soit le mode TM_{11} .**

Cas des ondes TE

Pour le cas des ondes Transverse Electrique, nous appliquons la même analyse mathématique en tenant compte du fait que $E_z = 0$ et en appliquant les conditions aux limites pour E_x and E_y . Nous obtenons ainsi

$$\begin{aligned}
 H_z &= C \cos Bx \cos Ay \\
 H_x &= \frac{j\beta}{h^2} C B \sin Bx \cos Ay \\
 H_y &= \frac{j\beta}{h^2} C A \cos Bx \sin Ay \\
 E_x &= \frac{j\omega\mu}{h^2} C A \cos Bx \sin Ay \\
 E_y &= -\frac{j\omega\mu}{h^2} C B \sin Bx \cos Ay
 \end{aligned} \tag{3.55}$$

avec $B = (m\pi)/a$, $A = (n\pi)/b$ et $h^2 = (\frac{m\pi}{a})^2 + (\frac{n\pi}{b})^2$.

Contrairement au cas des modes TM, l'équation 3.55 sous forme de produit de cosinus montre que l'on peut avoir soit $m=0$, soit $n=0$, mais non les deux à la fois⁹. **Par conséquent le mode TE_{10} (ou le TE_{01} suivant si le rapport a/b est supérieur ou inférieur à 1) est le mode TE de plus bas ordre pouvant exister dans la cavité.**

⁹si $m=n=0$, les trois composantes du champ électrique s'annulent et il n'y a tout simplement plus d'onde électromagnétique

Cas particulier du mode TE_{10}

Le cas d'école concerne le mode fondamental dans un guide rectangulaire puisqu'il représente le mode ultime que l'on cherche à conserver pour le filtrage spatial. Sa distribution se déduit directement du système d'équations de la section 3.3.2 en choisissant les valeurs $m=1$ et $n=0$. Nous obtenons alors

$$\begin{aligned}
 H_z &= C \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \\
 H_x &= \frac{j\beta a C}{\pi} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \\
 H_y &= 0 \\
 E_x &= 0 \\
 E_y &= -\frac{j\omega\mu a C}{\pi} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \\
 E_z &= 0
 \end{aligned} \tag{3.56}$$

Ce système d'équations montre que

- La seule composante du champ électrique existant dans la structure est la composante E_y . Pour le mode TE_{10} , le champ est transverse par rapport à la direction de propagation et polarisé linéairement suivant une des dimensions du guide.
- La distribution du champ électrique suit une loi en sinus qui implique que $E_y=0$ pour $x=0$ et $x=a$, c'est-à-dire sur les parois métalliques. Cela est en accord avec les hypothèses de conditions aux limites adoptées depuis le début de l'analyse.

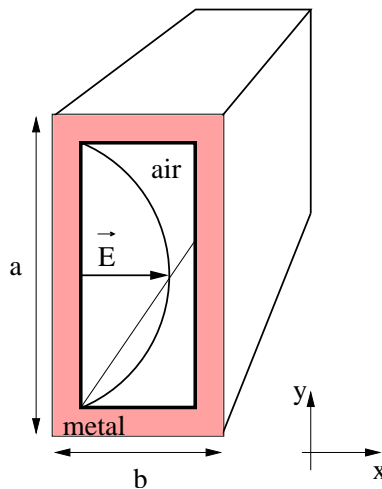


FIG. 3.6: Géométrie d'un guide creux et distribution du champ électrique pour le mode TE_{10}

La figure 3.6 illustre notre propos en donnant les paramètres géométriques simples du guide rectangulaire et en montrant la polarisation et la distribution du champ électrique dans la cavité.

Pour chaque mode du guide, il est possible de généraliser ce raisonnement et d'obtenir des informations théoriques spatiales et en polarisation sur le comportement du mode TE_{mn}

Longueur d'onde de coupure et répartition des modes

Le coefficient $\bar{\gamma}$ qui apparaît dans le terme $e^{\bar{\gamma}z - j\omega t}$ est donné par

$$\bar{\gamma} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \omega^2\mu_0\epsilon_0} \quad (3.57)$$

où m et n sont les paramètres des modes TE_{mn} et TM_{mn} . Un mode du guide d'onde peut donc être excité lorsque $\bar{\gamma}$ est imaginaire pur. Ceci implique donc que la propagation n'advient qu'au delà d'une certaine fréquence de coupure donnée par

$$\omega_c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (3.58)$$

où en-deça d'une certaine longueur d'onde de coupure donnée par

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (3.59)$$

La fréquence de coupure est donc la valeur ω_c en-dessous de laquelle aucune propagation n'est possible. Ces formules montrent que, pour un mode donné, sa longueur d'onde de coupure ne dépend que de la géométrie du guide¹⁰.

Dans le cas du guide rectangulaire, les paramètres géométriques à considérer sont la hauteur a et la largeur b données dans la figure 3.6. La longueur d'onde de coupure est donc caractéristique de chaque mode TE_{mn} et TM_{mn} . A noter que pour des valeurs m et n identiques, la longueur d'onde de coupure λ_c est la même pour les modes TE et TM. A titre d'exemple, nous donnons dans le tableau les longueurs d'onde de coupure de cinq modes différents.

Mode	TE_{10}	TE_{01}	TE_{20}	TM_{11}	TE_{11}
λ_c	2a	2b	a	$\frac{2ab}{\sqrt{a^2+b^2}}$	$\frac{2ab}{\sqrt{a^2+b^2}}$

TAB. 3.1: Longueurs d'onde de coupure en fonction des modes observés.

En ordonnant les longueurs d'onde de coupure des différents modes, il est alors possible de définir des plages de longueurs monomode, bimode, trimode etc...

Ordonnement des modes et plages de monomodicité

En fonction de la valeur du rapport des dimensions a/b , nous avons vu que les longueurs d'onde de coupure de chaque mode peuvent être différentes. Ainsi en partant des très grandes longueurs d'onde ($\lambda=100\mu\text{m}$) pour lesquelles aucun mode ne peut être excité et en descendant

¹⁰Cela reste vrai dans le cas du guide métallique parfait et pour un milieu de propagation diélectrique tel que le vide ou l'air

vers les longueurs d'onde plus courtes, le mode fondamental va être propagé en premier, puis les modes d'ordre supérieur vont apparaître successivement. Le diagramme de la figure 3.7 permet de trouver graphiquement les longueurs d'onde de coupure d'un mode à partir des paramètres géométriques du guide et des relations données dans le tableau 3.1.

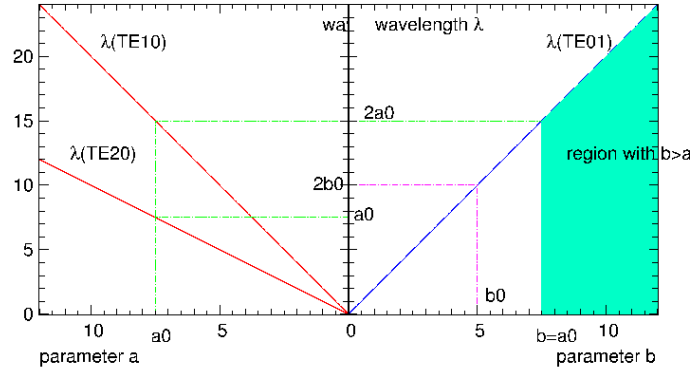


FIG. 3.7: Obtention des longueurs d'onde de coupure pour un guide rectangulaire. Les paramètres a et b correspondent aux dimensions géométriques du guide, avec $a > b$. L'intersection avec les différentes courbes de modes donne en y la valeur de la longueur d'onde de coupure associée.

Dans ce diagramme, on considère que $a \leq b$ ce qui donne une zone grisée "interdite" pour les valeurs de b . Seules les droites correspondant aux modes TE_{10} , TE_{01} , TE_{20} sont rapportées ici. La généralisation à plus de modes a permis de mettre en évidence trois cas précis de l'ordonnement des longueurs d'onde de coupure λ_c .

Cas 1 : $\frac{a}{\sqrt{3}} < b < a$		Cas 2 : $\frac{a}{2} < b < \frac{a}{\sqrt{3}}$		Cas 3 : $b < \frac{a}{2}$	
TE_{10}	$\lambda_c = 2a$	TE_{10}	$\lambda_c = 2a$	TE_{10}	$\lambda_c = 2a$
TE_{01}	$\lambda_c = 2b$	TE_{01}	$\lambda_c = 2b$	TE_{20}	$\lambda_c = a$
TE_{11}	$\lambda_c = \frac{2ab}{\sqrt{a^2+b^2}}$	TE_{20}	$\lambda_c = a$	TE_{01}	$\lambda_c = 2b$
TM_{11}		TE_{11}	$\lambda_c = \frac{2ab}{\sqrt{a^2+b^2}}$	TE_{11}	$\lambda_c = \frac{2ab}{\sqrt{a^2+b^2}}$
TE_{20}	$\lambda_c = a$	TM_{11}		TM_{11}	

TAB. 3.2: Ordonnement des modes en fonction de la géométrie du guide.

Le tableau 3.2 montre qu'il existe trois cas bien distincts dans la géométrie du guide d'onde qui affectent l'ordre d'apparition des modes. Le mode TE_{10} est le mode fondamental qui, par définition, possède dans les trois cas la longueur d'onde de coupure la plus élevée. Il faut aussi remarquer que dans les cas 1 et 2, le premier mode d'ordre supérieur est le mode TE_{01} dont la polarisation du champ électrique est orthogonale à celle du champ du mode fondamental. Il est donc possible de définir une plage de monomodécité du guide d'onde en fonction de la géométrie adoptée : pour un guide rectangulaire de dimensions a et b , cette plage est donnée par

$$\text{Cas1, 2 : } 2b < \lambda < 2a \quad (3.60)$$

$$\text{Cas3 : } a < \lambda < 2a \quad (3.61)$$

Pour le cas particulier où $a = 2b$, on peut proposer un découpage théorique de la bande du moyen infrarouge en 4 sous-bandes sur lesquelles un comportement monomode du guide d'onde est assuré. Suivant l'analyse proposée dans les sections précédentes, le découpage proposé est le suivant

a (μm)	b (μm)	sous-bande ($\mu\text{m} - \mu\text{m}$)
3,5	1,5	4 - 6
5,5	2	6 - 10
9,5	4,5	10 - 18
17	8	17 - 30

TAB. 3.3: Dimensionnement des HMW pour la bande *Darwin*

L'obtention d'un tel découpage nécessite néanmoins quelques explications.

En premier lieu, l'utilisation de composants d'optique guidée sur une aussi large plage de longueur d'onde est un énorme défi au niveau de l'optimisation technologique. Il faut en effet garder à l'esprit que l'optique intégrée (et l'optique guidée en général) a été développée à l'origine pour fonctionner à des longueurs d'onde bien définie sur des bandes spectrales très étroites répondant au besoin des télécommunications¹¹. De même, les applications de l'optique intégrée pour l'astronomie se sont toujours focalisé sur des bandes précises de transmission de l'atmosphère (bande J, H, K centrée sur $2,2\mu\text{m}$). L'extension aux grandes longueurs d'onde et en bande large est un aspect à la fois novateur et complexe de ce travail.

En second lieu, le fonctionnement aux plus basses longueurs d'onde de la bande *Darwin* requiert la fabrication de composants de très petite taille. La réalisation technologique en soit n'est pas une limite (les précisions de gravure peuvent aisément descendre dans le domaine nanométrique) mais nous verrons dans les sections successives que l'évaluation théorique des pertes par propagation pour de petites structures peut se révéler problématique.

3.3.3 Guides Creux Métalliques : quelle géométrie ?

Dans un premier temps, nous avons pris en compte la possibilité de réaliser des guides métalliques à géométrie circulaire. L'avantage principal de cette géométrie aurait été de pouvoir appliquer un sur-dimensionnement du guide (Vermeulen & James 1992) : un guide métallique circulaire **multimode** possède la particularité d'avoir un mode TE_{10} – qui n'est pas le mode fondamental – avec très peu de pertes loin de sa coupure tandis que tous les autres modes sont fortement atténués. Cet aspect permettrait de fabriquer des guides d'ondes de plus grande dimension ce qui est plus simple d'un point de vue technologique. Néanmoins dans le contexte de l'interférométrie

¹¹La longueur d'onde $\lambda=1,55\mu\text{m}$ dans l'infrarouge proche est typiquement une longueur d'onde "télécom".

en frange noire, la longueur de filtrage nécessaire pour filtrer les modes autres que le TE_{10} est de plusieurs centimètres (32cm pour atteindre un filtrage de 10^{-6} !). Or sur une telle longueur, les pertes du mode TE_{10} sont bien trop importantes pour pouvoir espérer transmettre les photons de la planète. Cette contrainte a donc vite eu raison d'une solution basée sur les guides circulaires.

3.4 Pertes de propagation et couplage : un double effet

Les développements précédents rendent compte du caractère modal d'une onde électromagnétique se propageant dans un guide d'onde et donc soumise à des conditions aux limites. Cette propagation ne se fait cependant pas sans pertes car quelque soit le phénomène physique permettant d'assurer le guidage de l'onde – par réflexion métallique ou par différence d'indice de réfraction – les propriétés optiques des matériaux impliqués dans le guidage provoquent une atténuation de l'onde de propagation. Dans les paragraphes suivants, je traiterai de manière plus approfondie le cas des pertes dans les guides creux métalliques.

L'autre aspect important lors de l'utilisation de l'optique guidée concerne l'efficacité du couplage de l'onde incidente qui quantifie la part d'énergie pouvant être réellement injectée et propagée dans la cavité.

3.4.1 Cas des guides diélectriques

Dans le cas des guides diélectriques, les pertes dépendent essentiellement de la transmission intrinsèque du matériau utilisé. Le calcul théorique des pertes d'un guide d'onde diélectrique n'ayant pas fait partie de mon travail de thèse, je renverrai le lecteur au travail de recherche de Laurent (2003) qui s'est penché sur l'évaluation expérimentale des pertes obtenues avec des matériaux de type verre de chalcogénures pour l'infrarouge thermique.

3.4.2 Cas des guides métalliques

Le guidage à l'aide de structures métallisées advient dans un milieu que l'on peut considérer sans pertes – air ou vide – par réflexions successives sur les parois métalliques. Suivant la longueur d'onde et les caractéristiques physiques et optiques du métal, les réflexions se feront avec plus ou moins de pertes.

Rappel sur le conducteur parfait

Le métal parfait se caractérise par un champ électrique nul à l'intérieur du métal. On montre classiquement à partir des équations de Maxwell (Rosencher & Vinter 1998) que les champs à l'intérieur du métal vérifient

$$\begin{aligned} E_t &= 0 \\ H_n &= 0 \\ H_t &= j \end{aligned}$$

Ceci implique que le champ électrique tangentiel est nul à la surface d'un métal et que la composante tangentielle du champ magnétique est égale à la densité surfacique de courant j . En régime statique, le champ électrique et la densité surfacique de courants sont reliés par la loi d'Ohm

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

où σ est la conductivité statique. Le caractère fini de la densité de courants j implique que σ soit infini lorsque \vec{E} s'annule. Un métal parfait possède donc une conductivité infinie. Que se passe-t-il lors de la réflexion d'une onde électromagnétique à la surface d'un métal parfait ? Tout simplement, la condition d'annulation du champ électrique à l'intérieur du métal implique que la totalité de l'onde incidente est réfléchie, ce qui donne lieu à une réflexion spéculaire sans pertes. On comprend donc que dans ce cas idéal, une onde peut être guidée indéfiniment à l'intérieur d'un guide métallique ne subissant que les pertes du milieu diélectrique remplissant la cavité et dans lequel elle se propage. Bien évidemment, la réalité est un peu différente.

Conductivité électrique : cas théorique et pratique

Pour une onde plane se propageant dans la direction \mathbf{z} , on adopte l'expression du champ électrique \vec{E} suivante

$$E_x(z, t) = \exp(-\alpha z) \operatorname{Re}[E_0 \exp(j(\omega t - \beta z))] \quad (3.62)$$

où α , facteur d'atténuation de l'onde plane, est la partie réelle de la constante de propagation γ qui dépend de la fréquence ω et des propriétés du milieu (ϵ , μ et σ) suivant

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{j\omega\mu\sigma - \omega^2\epsilon\mu} \quad (3.63)$$

Les valeurs exactes de α et β sont données par

$$\alpha = \left[\frac{1}{2} \omega \mu (\sqrt{\sigma^2 + \omega^2 \epsilon^2} - \omega \epsilon) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.64)$$

$$\beta = \left[\frac{1}{2} \omega \mu (\sqrt{\sigma^2 + \omega^2 \epsilon^2} + \omega \epsilon) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.65)$$

Ces relations se simplifient dans les cas classiques suivants. Dans les milieux diélectriques, l'effet de la conductivité peut être négligé ($\sigma < 10^{-6} \text{ S.m}^{-1}$) et la constante de propagation vaut simplement $\gamma = j\omega\sqrt{\epsilon\mu}$. Dans le cas des métaux, ceux-ci peuvent dans un premier moment être assimilés à des conducteurs parfaits de conductivité σ infinie. La partie réelle de la constante de propagation est alors prépondérante dans l'équation 3.63 et le facteur d'atténuation tend aussi vers l'infini et annule la constante de propagation. Par conséquent, aucun champ ne peut exister dans un conducteur parfait. Aucune puissance n'est transmise dans le métal si bien que la réflexion métallique parfaite est théoriquement sans pertes. Dans la pratique, la conductivité des métaux est finie quoique très élevée, ce qui entraîne sur les pertes les répercussions présentées ci-après.

Effet de peau dans un métal Le caractère fini de la conductivité d'un métal entraîne une altération des conditions aux limites. Il existe à la surface du métal une densité surfacique de courants j donnée par $j = \sigma E$. Comme la conductivité σ est finie – bien que très élevée pour les bons conducteurs – il existe une faible composante tangentielle du champ électrique dans le métal qui se propage avec un facteur d'atténuation α très élevé et qui est donnée par le rapport j/σ . Une fraction de l'énergie incidente est donc transmise dans le métal et dissipée dans ce dernier par effet joule. Lorsqu'une onde se propage dans un guide métallique par réflexions successives, ce phénomène appelé "effet de peau" est à l'origine des pertes par propagation. La profondeur de métal dans laquelle la valeur du champ électrique en surface est atténuée d'un facteur $1/e$ est appelée épaisseur de peau et vaut

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (3.66)$$

Dans un premier temps, j'ai utilisé l'approche adoptée pour les guides métalliques micro-ondes utilisés aux longueurs d'onde millimétriques – ce qui correspond à des fréquences de l'ordre de la dizaine de gigahertz. A ces longueurs d'onde, la conductivité des métaux est élevée et l'expression des pertes linéiques en dB.m^{-1} est donnée par Montgomery et al. (1987) suivant

$$\alpha = 8.7 \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} \frac{1}{b} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \frac{(1 + \frac{2b}{a} \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2})}{(\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2}})} \text{ dB.m}^{-1} \quad (3.67)$$

Ainsi, pour un guide de dimensions $a=2b=10 \mu\text{m}$, une longueur d'onde de travail de $10 \mu\text{m}$, une longueur d'onde de coupure de $20 \mu\text{m}$ et une conductivité statique $\sigma=4,1 \times 10^7 \text{S.m}^{-1}$ pour l'or à température ambiante, on obtient une valeur de pertes linéiques de 113dB.cm^{-1} . Cette valeur semble très importante. L'équation 3.67 est le résultat d'hypothèses sur la conductivité du matériau qui ne sont pas forcément valables aux longueurs d'onde de l'infrarouge moyen. En particulier, Ordal et al. (1983) et Ordal et al. (1985) se base sur l'utilisation du modèle de Drude pour les métaux afin d'établir une valeur "optique"¹² de la conductivité σ dans le domaine de l'infrarouge moyen.

Analyse à partir du modèle de Drude

Le modèle de Drude adopte pour les métaux l'hypothèse d'un nuage d'électrons libres dont le déplacement rend compte de la conduction électrique. La conductivité optique σ_{opt} s'exprime en fonction de la fréquence plasma dans le gaz ω_p et du temps de libre parcours moyen des électrons $\tau=1/\omega_\tau$ suivant

$$\sigma_{\text{opt}} = \frac{\omega_p^2}{4\pi\omega_\tau} \quad (3.68)$$

Le principe de la méthode consiste à dériver une expression des pertes par propagation en faisant l'hypothèse que, par conservation de l'énergie, la diminution de puissance par unité de longueur

¹²Le terme "optique" rend compte, dans le contexte des micro-ondes, des longueurs d'onde de l'infrarouge et de l'infrarouge lointain (sub-millimétrique).

dans le guide est égale à la puissance dissipée par effet Joule dans les parois du guide. L'énergie dissipée dans les parois métalliques du guide est donnée par

$$P_J = \frac{1}{2} \int_{\text{parois}} \vec{j} \cdot \vec{E} dS \quad (3.69)$$

où \vec{j} est le vecteur densité de courants surfaciques. On a de plus $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ où σ est la conductivité du métal et \vec{E} le champ électrique dans le métal. Dans le cas du métal parfait de conductivité infinie, le champ électrique est nul dans le métal. La puissance dissipée P_J ne peut donc être déterminée à partir du champ électrique.

Dans la pratique, la conductivité du métal est finie si bien qu'il existe une faible composante tangentielle du champ électrique donnée par le rapport de la densité surfacique de courant et de la conductivité.

Prévisions sur les pertes théoriques

La relation donnant les pertes de propagation dans les guides métalliques pour des fréquences élevées a été obtenue à partir d'une analyse basée sur le modèle de Drude et reportée en annexe D. Le coefficient d'atténuation est donné par la relation

$$\alpha_g = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sigma_0} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{n^2 + k^2 + 2 \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2 \right) \frac{n^2 - k^2}{n^2 + k^2}}{k \left(1 + \frac{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}{2(n^2 + k^2)} \right)} \right) \frac{\lambda}{a^3} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}} \quad (3.70)$$

L'équation 3.70 présente un terme supplémentaire par rapport au cas de l'équation 3.67 rendant compte du caractère complexe de la conductivité aux longueurs d'onde infrarouge. De plus, les pertes du mode fondamental TE₁₀ dépendent uniquement de la largeur du guide a . Les paramètres n et κ sont respectivement la partie réelle et la partie imaginaire de l'indice complexe $N = n - j\kappa$ et leur valeur en fonction de la longueur d'onde est tirée à partir des tables de données expérimentales de Ordal et al. (1983). La relation précédente donne la valeur des pertes en nepers par mètre (Np.m⁻¹). En multipliant la relation par le facteur 8.68, on passe dans le système plus répandu des décibels par mètre (dB.m⁻¹). Le terme $(\lambda/\lambda_c)^2$ dans Eq. 3.70 implique que les pertes tendent vers l'infini lorsque la longueur d'onde tend vers la longueur d'onde de coupure. Ainsi, si un guide d'onde de dimensions $a=2b$ est théoriquement monomode pour $a < \lambda < 2a$, en pratique il ne sera pas utilisé sur toute cette plage.

Nous pouvons à présent faire un certain nombre de prévisions sur les pertes attendues. Pour un guide de dimensions $a=2b=10 \mu\text{m}$, j'ai calculé les pertes linéiques pour différentes valeurs de λ puis j'en ai tiré une valeur de pertes moyennes sur la bande de monomodécité [10 – 20 μm].

$a = 10 \mu\text{m}$					
λ (μm)	10,6	12,6	14,6	16,6	18,6
α_g (dB.cm^{-1})	7,97	10,3	13,6	19	32,3
Pertes moyennes	16,6 dB.cm^{-1}				

TAB. 3.4: Valeurs de pertes linéiques entre $10 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$ pour un guide d'onde de dimensions $a=2b=10 \mu\text{m}$. Les valeurs de pertes sont calculées à partir de l'équation 3.70.

Les pertes, minimales en début de bande, augmentent avec la longueur d'onde pour une géométrie – et donc une longueur d'onde de coupure – donnée. Ces valeurs pourront ainsi être directement comparées aux valeurs expérimentales rapportées dans le chapitre 5. Les valeurs théoriques obtenues peuvent être considérées comme étant relativement élevées si comparées directement aux valeurs habituellement observées pour des fibres optiques dans le proche-infrarouge. Il convient néanmoins de rappeler ici que le but du développement des guides d'onde monomodes aux grandes longueurs d'onde n'est en aucune façon d'assurer un transport de puissance mais bien d'offrir une solution efficace au besoin de filtrage des faisceaux interférométriques. Ainsi, la donnée pertinente n'est plus tant la valeur de perte linéique en soi mais la longueur du guide suffisant à assurer un filtrage des modes d'ordres supérieurs. Cet aspect est abordé dans le paragraphe suivant.

Longueur de filtrage

Pour les besoins du filtrage spatial dans l'infrarouge thermique, il faut donc considérer simultanément la transmission du guide et sa longueur de filtrage comme paramètres pertinents du guide.

La constante de propagation γ telle qu'elle apparaît dans la phase du champ électrique $\exp(j\omega t - \gamma z)$ est donnée par

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \omega^2\mu_0\epsilon_0} \quad (3.71)$$

Dans le domaine de monomodécité du guide d'onde, la constante de propagation du premier mode d'ordre supérieur TE_{20} est réelle et donnée par

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 - 1} \quad (3.72)$$

Le facteur d'atténuation α pour $\lambda > \lambda_c$ est donc donné en dB.m^{-1} par

$$\alpha = 8.68 \times \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 - 1} \quad \text{dB.m}^{-1} \quad (3.73)$$

Je rapporte dans le tableau 3.5 les valeurs du facteur d'atténuation α du mode TE_{20} pour un guide d'onde métallique de dimensions $a=2b=10 \mu\text{m}$ à diverses longueurs d'onde de la plage de monomodécité [$10 \mu\text{m} - 20 \mu\text{m}$].

λ (μm)	10,1	12	16
α (dB/ μm)	0,76	3,01	4,26

TAB. 3.5: facteur d'atténuation en dB/ μm d'un guide métallique de dimensions $a=2b=10 \mu\text{m}$ pour divers longueurs d'onde de la bande de monomodécité [10 μm - 20 μm].

Le cas le plus défavorable est celui où la longueur d'onde λ est la plus proche de la longueur d'onde de coupure λ_c . La longueur de guide nécessaire pour atténuer le mode TE₂₀ de 70 dB est respectivement de 92 μm , 23 μm et 16 μm . Les valeurs de α montrent donc que les modes d'ordres supérieurs (TE₀₁, TE₂₀ etc...) peuvent être filtrés efficacement sur des longueurs de guides inférieures à 100 μm pour un guide aux dimensions précédemment citées. Ainsi en réduisant la longueur du guide, il est possible de conserver un filtrage efficace tout en réduisant les pertes de propagation à environ 0,1 dB soit une transmission d'environ 97,7%.

D'un point de vue technologique, la difficulté reste essentiellement dans la capacité à réaliser des fonctions aussi courtes et qui puissent être manipulées aisément.

Effet de la rugosité sur les pertes du guide

Le modèle utilisé en section 3.4.2 tient compte de la conductivité finie du métal utilisé. En revanche, il ne considère pas une source de perte potentielle qui est due à la rugosité du métal. Drouët D'Aubigny (2003) explique que la rugosité du métal rapportée à l'épaisseur de peau introduit un facteur supplémentaire de pertes par diffusion. Ainsi, pour une épaisseur de peau de l'or de 13 nm à 10 μm , une rugosité de 25 nm rms provoque une augmentation des pertes théoriques d'un facteur 1,8. Cet aspect technologique doit donc être pris en compte de manière attentive et discuté lors des mesures de pertes expérimentales.

3.4.3 Problématique du couplage

Le phénomène physique de couplage de modes est très général en physique et se retrouve pour tout système pouvant être décrit sous forme d'ondes. Ceci est valable pour les systèmes mécaniques (couplage entre les pendules), électriques (couplage entre circuits oscillants) ou électromagnétiques (couplage entre les modes de propagation dans un guide micro-onde ou optique). Nous avons vu que lorsqu'un système est décrit sous forme d'ondes et soumis à des *conditions aux limites* finies est quantifié. Cela se traduit par l'existence de modes propres d'oscillations qui sont, en général, en nombre fini. Mathématiquement, les modes propres sont les vecteurs propres de l'opérateur qui régit le système physique et les valeurs propres associées sont généralement distinctes. Je renvoie le lecteur aux références Marcuse (1974) et Vassallo (1985) pour une description mathématique rigoureuse de la théorie des modes couplés. En résumé, il faut savoir que l'énergie injectée à l'entrée d'un guide d'onde se répartit suivant les différents modes propres existant dans la cavité et ces modes n'interfèrent théoriquement pas entre eux – on dit que les vecteurs propres associés aux modes forment une base complète et orthogonale, ce qui assure l'indépendance physique des différents modes entre eux. Ceci dit, les guides d'onde ne sont évidemment pas parfaits et ces imperfections peuvent résulter, en modifiant légèrement les vecteurs d'ondes de chaque mode, en un transfert de puissance d'un mode propre vers un autre à l'intérieur du guide. On dit qu'il y a *couplage de modes* dû à une *levée partielle de dégénérescence*

(Vassallo (1988a), Vassallo (1988b)). Ainsi, si nous étions capables d'exciter un seul mode en entrée du guide imparfait, l'existence de ce phénomène de couplage de modes entraînerait un transfert partiel de puissance du mode excité vers les autres modes existants.

Dans le cadre de cette étude, je me suis intéressé dans un premier temps au phénomène de couplage du flux injecté sur un mode unique, à savoir le mode fondamental TE_{10} afin de connaître la part de flux perdue à l'injection. Ainsi, si l'on travaille dans la plage spectrale où le guide est supposé être monomode, il ne peut y avoir de couplage entre les modes – puisqu'il n'en existe qu'un – sauf éventuellement en sortie pour les guides possédant un cornet. Ce dernier étant généralement multimode du fait de ses dimensions, nous pouvons nous poser la question de savoir si l'on observera un phénomène de couplage entre le mode fondamental en sortie de guide et les modes d'ordres supérieurs existant dans le cornet.

C'est pourquoi je me suis également intéressé dans un deuxième temps à la question du couplage aux modes d'ordres supérieurs, essentiellement en vue de l'analyse spectrale menée au chapitre 5.

Je précise enfin que pour les calculs de couplage en large bande, je présume que l'injection se fait à l'aide d'une optique catadioptrique pour laquelle la longueur focale est achromatique.

Calcul de l'intégrale de recouvrement

De manière générale, pour un guide multimode, le coefficient de couplage en intensité C_i du $i^{\text{ème}}$ mode est donné par l'intégrale de recouvrement bidimensionnelle entre le profil du champ d'excitation et le profil du champ du mode guidé considéré suivant l'expression

$$C_i = \frac{|\int_{A_g} [\vec{E} \times \vec{H}_i^*] \cdot \vec{z} dA|^2}{|\int_{A_\infty} [\vec{E} \times \vec{H}^*] \cdot \vec{z} dA| \cdot |\int_{A_g} [\vec{E}_i \times \vec{H}_i^*] \cdot \vec{z} dA|} \quad (3.74)$$

Les champs électrique et magnétique indexés sont des grandeurs relatives aux modes guidés. Les champs non-indexés sont les grandeurs relatives à l'excitation en entrée du guide. L'intégration a lieu sur la section du guide A_g ou de $-\infty$ à $+\infty$ pour le champ d'excitation. Je m'attacherai dans un premier temps au cas simple du mode fondamental puis j'en arriverai à des considérations plus générales pour les modes d'ordres supérieurs.

Cas monomode Je rappelle les expressions des champs électrique et magnétique pour le mode fondamental du guide rectangulaire données au § 3.8(a)

$$\begin{aligned}
H_z &= C \cos \frac{\pi x}{a} \\
H_x &= \frac{j\beta a C}{\pi} \sin \frac{\pi x}{a} \\
H_y &= 0 \\
E_x &= 0 \\
E_y &= -\frac{j\omega\mu a C}{\pi} \sin \frac{\pi x}{a} \\
E_z &= 0
\end{aligned}$$

tandis que l'amplitude du champ d'excitation peut être modélisée par la fonction d'Airy

$$E_{\text{exc}}(x, y, \frac{f}{D}) = 2 \frac{J_1\left(\frac{D}{f} \cdot \frac{\pi \sqrt{(x-d)^2 + (y-e)^2}}{\lambda}\right)}{\left(\frac{D}{f} \cdot \frac{\pi \sqrt{(x-d)^2 + (y-e)^2}}{\lambda}\right)} \quad (3.75)$$

où J_1 est la fonction de Bessel de premier ordre, D est le diamètre de la pupille d'entrée, f la focale de la lentille d'injection I_1 , d et e sont les déplacements de la tâche d'injection par rapport au centre géométrique de l'ouverture du guide. Que le champ incident \vec{E} soit polarisé circulairement ou linéairement, on ne considère que la composante E_y qui est couplée dans le guide. En utilisant les expressions précédentes, on obtient pour l'efficacité de couplage sur le mode fondamental la formule suivante

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{(2a)^2}} \frac{|\iint_{\text{section}} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \frac{J_1(X)}{X} dx dy|^2}{|\iint_{\text{section}} \left(\sin\left(\frac{\pi x}{a}\right)\right)^2 dx dy| \cdot \left|\iint_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{J_1(X)}{X}\right)^2 dx dy\right|} \quad (3.76)$$

L'argument X dans la fonction de Bessel est donné dans l'équation 3.75. Le terme $\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{(2a)^2}}$ représente la limite supérieure de l'efficacité de couplage théorique pour une géométrie donnée. Ainsi, pour un guide d'onde rectangulaire de côté $a=10 \mu\text{m}$, on obtient $\eta < 0,87$ à $\lambda=10 \mu\text{m}$. Ce terme fournit une borne supérieure des longueurs d'onde auxquelles le couplage peut avoir lieu. L'argument de la racine carrée devant être positif, il existe là encore une longueur d'onde de coupure, valant $\lambda_c = 2a$ dans le cas du guide monomode, ce qui est cohérent avec les résultats sur le comportement modal des guides métalliques.

Cas multimode : distinction entre les modes pairs et impairs Pour calculer l'efficacité de couplage aux modes d'ordres supérieurs, le même raisonnement que précédemment reste valable mais il faut partir des expressions générales des champs dans le guide données par les systèmes 3.54 et 3.55 respectivement pour le cas TM et le cas TE . L'expression de l'efficacité de couplage η est modifiée.

Sans rentrer de prime abord dans le détail du calcul de l'intégrale de recouvrement, on remarque

que de manière générale la distribution des champs électriques et magnétiques dans le guide sont de la forme

$$E \propto \cos(m\pi x) \sin(n\pi y) \quad (3.77)$$

Ainsi, suivant l'ordre des modes m et n , l'amplitude du champ sera soit décrite par une fonction paire soit décrite par une fonction impaire en considérant que l'origine des axes est choisie au centre du guide. Dans le deuxième cas, l'intégrale de recouvrement par une fonction à symétrie radiale sera égale à zéro. Cela signifie physiquement que si la tâche d'injection est parfaitement centrée à l'entrée du guide, les modes impairs ne seront pas excités.

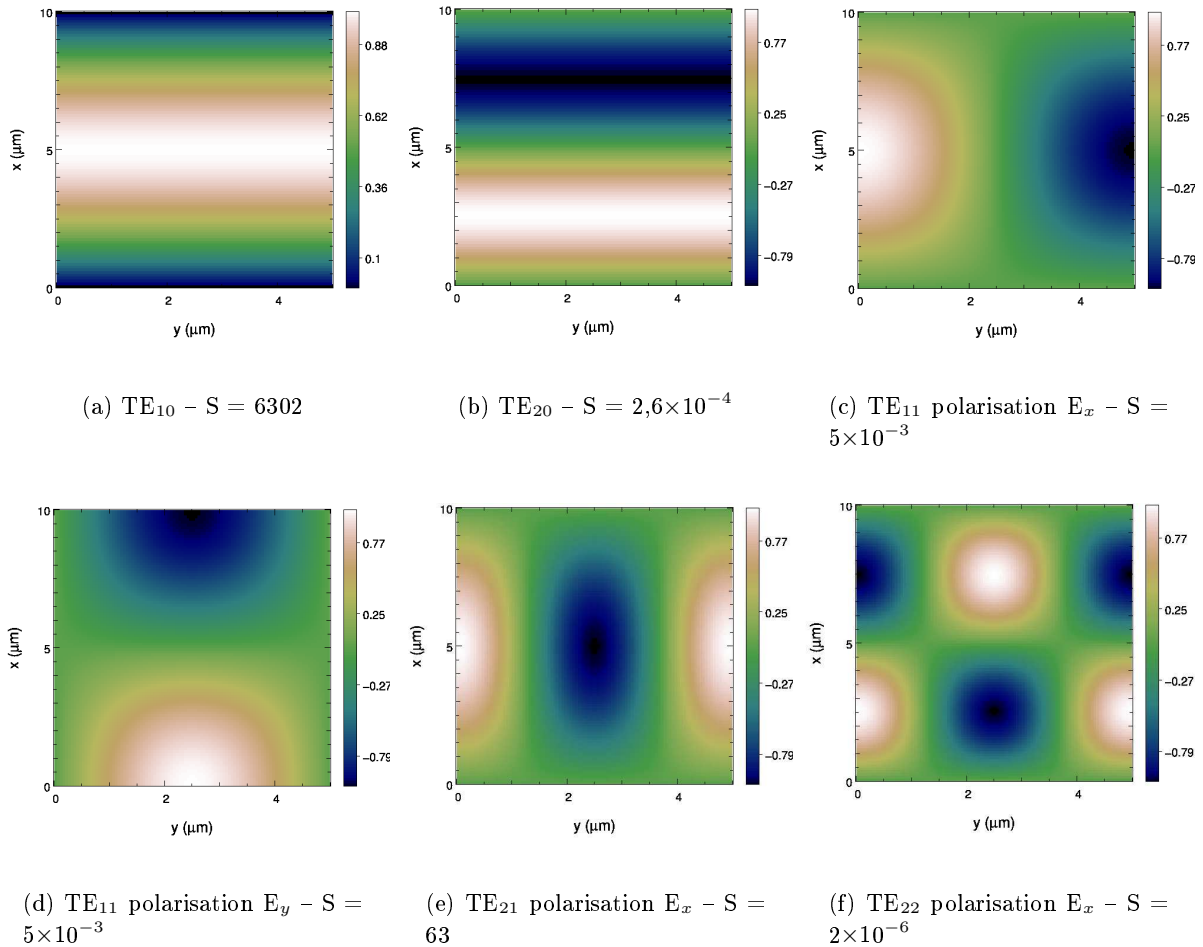


FIG. 3.8: Carte de champ d'un guide creux métallique pour les différents modes *Transverse Electrique* indiqués. Pour le mode TE_{11} , les deux polarisations E_x et E_y sont représentées. Pour les autres modes vérifiant $m \neq 0$ et $n \neq 0$ seule une polarisation est représentée. Le paramètre S donne, en unités arbitraires, la valeur de l'intégrale de recouvrement pour un champ d'excitation à symétrie radiale.

La symétrie des cartes de champ est illustrée avec les images de la figure 3.8 pour les modes mono-polarisation TE_{10} et TE_{20} , pour les deux polarisations du mode TE_{11} ainsi que pour une

polarisation des modes TE_{21} et TE_{22} . L'intégrale de recouvrement est nulle – ou très proche de zéro – pour les champs ne possédant pas de symétrie centrale, autrement dit pour les fonctions impaires. Ces fonctions se caractérisent, dans le cas du guide rectangulaire, par leur somme paire des paramètres m et n (soit TE_{20} , TE_{11} ou TE_{22}).

Dans la pratique, le champ d'excitation en entrée ne possède pas de symétrie radiale parfaite, de même que les champs modaux dans le guide peuvent être affectés dans leur symétrie par des défauts de géométrie du guide. À la précision de notre instrumentation de laboratoire, nous ne pouvons préjuger du centrage du faisceau sur le centre du guide. Nous pouvons donc raisonnablement penser que l'ensemble des modes sont excités lorsque ces derniers vérifient les conditions d'existence et de propagation.

Optimisation du couplage

Le coefficient de couplage donné par Eq. 3.76 est dépendant de la longueur d'onde à ouverture numérique donnée pour la lentille d'injection ; inversement, à une longueur d'onde donnée correspond une ouverture numérique qui optimise le taux de couplage en entrée. En choisissant le cas d'un guide d'onde de dimensions $a=2b=10\ \mu\text{m}$ monomode sur la bande $[10 - 20\ \mu\text{m}]$, j'ai calculé le coefficient de couplage sur le mode fondamental pour deux longueurs d'onde de la bande (cf. Fig. 3.9)

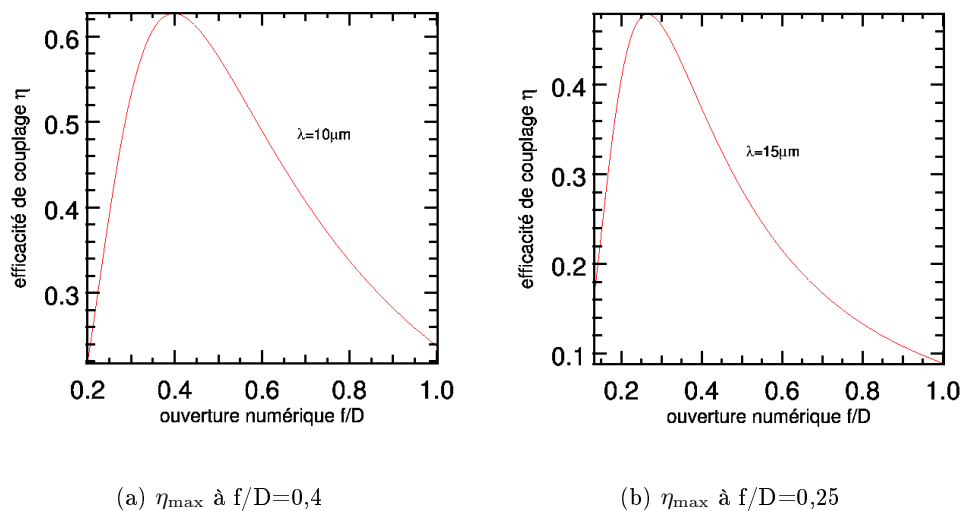


FIG. 3.9: Courbes de couplage sur le mode fondamental d'un guide creux métallique de dimensions $a=2b=10\ \mu\text{m}$ pour les longueurs d'onde $10\ \mu\text{m}$ et $15\ \mu\text{m}$. La contrainte sur l'ouverture des faisceaux est d'autant plus forte que la longueur d'onde augmente.

Les graphiques de la figure 3.9 montrent, comme l'on pouvait s'y attendre, que la contrainte sur l'ouverture du faisceau est, pour un guide à géométrie fixée, d'autant plus forte que la longueur d'onde augmente (on passe d'une ouverture optimale $f/D=0,4$ à $10\ \mu\text{m}$ à $f/D=0,25$ à $15\ \mu\text{m}$). Une première solution consisterait donc à choisir une ouverture optimale pour la plus faible longueur d'onde de la plage monomode ($\lambda=10\ \mu\text{m}$) en considération du fait que le couplage est forcément dégradé pour les plus grandes longueurs d'onde. Cette solution a l'avantage d'être rapide mais elle n'est pas forcément optimale. En intégrant la courbe de couplage sur le domaine

spectral monomode – ce qui résulte en un coefficient de couplage normalisé pour l'ensemble de la bande – il est possible de mettre en évidence l'ouverture numérique optimale du système pour la bande large. La figure 3.10 représente le couplage “intégré” normalisé en fonction de l'ouverture numérique de l'optique d'injection et donne un couplage optimal pour $f/D=0,3$.

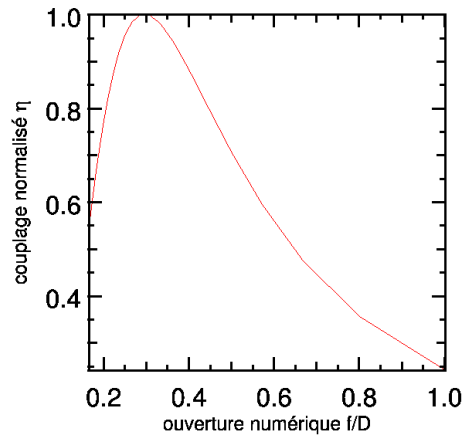


FIG. 3.10: Courbes de couplage normalisé en fonction de l'ouverture numérique intégrée sur toute la bande monomode de longueur d'onde $[10 - 20 \mu\text{m}]$ pour le mode fondamental d'un guide creux métallique de dimensions $a=2b=10\mu\text{m}$.

Le taux de couplage obtenu pour une source de profil spectral quelconque entre $10 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$ vaut $\eta=41,4\%$. Pour une optique d'injection ouverte à $f/0,4$, le couplage intégré vaut $\eta=36,5\%$, ce qui montre que la meilleure solution n'est pas forcément de choisir la longueur d'onde minimale de la bande pour estimer l'ouverture numérique optimale.

Les résultats de ces calculs montrent que si l'ouverture numérique est bien choisie, le taux de couplage peut être satisfaisant, de l'ordre de 50%. Dans la pratique, les ouvertures numériques présentées sont très contraignantes et difficiles à obtenir dans le commerce (d'autant plus pour un système catadioptrique). Une solution, dérivée encore une fois de la radioastronomie, consiste à utiliser un cornet en entrée et sortie des guides droits pour réduire l'effet drastique des ouvertures numériques ; c'est l'objet du paragraphe suivant.

Adaptation d'impédance et utilisation de cornets métalliques

En microondes, il existe un équivalent des *pertes de Fresnel* que l'on observe avec les guides diélectriques et qui correspondent à un taux de réflexion en intensité dû à une différence d'indice entre deux milieux (Bruhat 1965). De manière plus générale, pour une onde électromagnétique TEM¹³ en propagation libre dans un milieu caractérisé par (σ, ϵ, μ) , l'impédance de l'onde est donnée par le rapport E_x/H_y et est donnée par (Montgomery et al. 1987) :

$$Z_w = \frac{-j\omega\mu}{\gamma} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\mu}} \quad (3.78)$$

¹³Une onde TEM est une onde *Transverse Electrique Magnétique*, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de composante suivant l'axe de propagation ni pour le champ électrique \vec{E} ni pour le champ magnétique \vec{H} . Rappelons qu'une telle onde ne peut exister dans un guide à géométrie rectangulaire ou carrée.

où γ est donnée par l'équation 3.63. Dans la cas de propagation dans le vide – ou dans l'air – pour lequel la conductivité σ est proche de zéro, on obtient l'impédance $Z_0 = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \approx 377\Omega$. Si je prends à présent le cas du guide métallique rectangulaire monomode entre $10\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$, la constante de propagation γ donnée par l'équation 3.71 est un imaginaire pur. En choisissant $m=1$ et $n=0$, on retrouve l'expression pour l'impédance de l'onde associée au mode TE_{10}

$$Z_w = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sqrt{\frac{1}{1 - (\frac{\lambda}{2a})^2}} \quad (3.79)$$

Si l'air est le diélectrique remplissant le guide métallique, l'équation précédente devient simplement

$$Z_w = Z_0 \sqrt{\frac{1}{1 - (\frac{\lambda}{\lambda_c})^2}} \quad (3.80)$$

où λ_c est la longueur de coupure du mode fondamental. Le terme multiplicatif après Z_0 représente l'adaptation d'impédance entre l'onde en espace libre et l'onde guidée. Physiquement cela se traduit par une perte en entrée due à la réflexion

$$R = \left(\frac{Z_w - Z_0}{Z_w + Z_0} \right)^2 \quad (3.81)$$

Dans le cas simple du guide rectangulaire monomode à $10\ \mu\text{m}$, l'écart à l'adaptation d'impédance résulte en une réflexion de l'ordre de 0,5% qui devient de l'ordre de 15% à $18\ \mu\text{m}$. Ce résultat montre que, en plus des pertes de couplage – représentées par l'intégrale de recouvrement des modes –, on subit des pertes par réflexion à l'entrée (et à la sortie!) du guide d'onde qui peuvent devenir importante suivant le domaine de longueur d'onde. Cela signifie, par exemple, qu'en utilisant une optique d'injection ouverte à $f/1$ et en négligeant toutes les autres pertes autres que celles liées aux deux effets présentés, on se retrouve, pour un guide d'onde vérifiant $a=2b=10\ \mu\text{m}$, avec une transmission globale de 5,5% à $\lambda=10\ \mu\text{m}$, ce qui peut être décidément gênant !

Les difficultés liées à l'efficacité de couplage et à l'inadaptation d'impédance peuvent être minimisées en partie avec l'utilisation de cornets dont un schéma descriptif est présenté avec la figure 3.11. Un cornet est une transition lente entre des ouvertures de géométrie différente qui permet d'éviter à l'onde de propagation de subir une brusque variation de son impédance.

Le raisonnement mené précédemment pour les efficacités et l'adaptation d'impédance peut être généralisé au cas des cornets. Considérons à nouveau le cas du mode fondamental. On observe à partir des équations donnant l'intégrale de recouvrement des modes (Eq. 3.76) et l'impédance de l'onde (Eq. 3.80) que les effets décrits précédemment décroissent lorsque le paramètre géométrique a augmente¹⁴. Pour un champ d'excitation possédant une symétrie radiale, il convient de prévoir un cornet à géométrie carrée plutôt que rectangulaire. Cette hypothèse étant faite, il s'agit de calculer le côté a de l'entrée du cornet permettant de maximiser la transmission résultant de l'effet combiné des pertes par couplage et de l'adaptation d'impédance.

¹⁴Ce comportement n'est valable que pour l'adaptation d'impédance. L'intégrale de recouvrement atteint un maximum pour une certaine valeur de a puis décroît à nouveau si a continue d'augmenter.

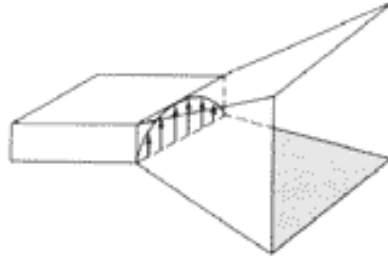


FIG. 3.11: Schéma représentatif d'un cornet d'adaptation en entrée d'un guide d'onde métallique. Diverses géométries sont envisageables suivant l'onde incidente.

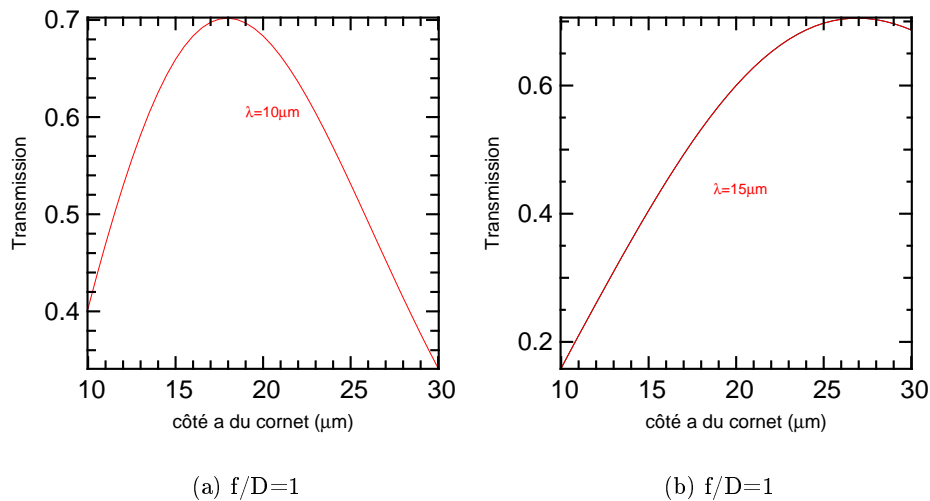


FIG. 3.12: Effet combiné du couplage et de l'adaptation d'impédance à l'entrée d'un cornet. On considère une optique d'injection ouverte à $f/1$. Les courbes représentent la transmission du mode fondamental d'un guide rectangulaire en fonction du côté de l'ouverture carrée du cornet. La figure 3.12(a) montre cet effet pour une longueur d'onde de $10 \mu\text{m}$ tandis que la figure 3.12(b) concerne une longueur d'onde $15 \mu\text{m}$. Dans le premier cas, l'ouverture optimale est un carré de côté $a=18 \mu\text{m}$ de côté alors qu'elle passe à $a=27 \mu\text{m}$ pour $\lambda=15 \mu\text{m}$.

La figure 3.12 donne pour deux longueurs d'onde de la bande $[10 - 20 \mu\text{m}]$ la taille optimale du cornet en entrée d'un guide rectangulaire de dimensions $a=2b=10 \mu\text{m}$ et pour une optique d'injection ouverte à $f/1$. La figure 3.13 montre les mêmes effets mais cette fois-ci pour une optique ouverte à $f/2$.

Comme dans le cas de l'étude des effets de couplage pour les guides sans cornets, il est possible de quantifier l'apport des cornets sur toute la bande spectrale, ce qui est montré avec la figure 3.14 pour des ouvertures numériques de $f/1$ et $f/2$. Néanmoins, un certain nombre de constatations intéressantes peuvent déjà être tirées. Dans le cas des guides droits simples, les courbes de la figure 3.9 montrent que pour une ouverture numérique de $f/1$, le couplage maximum obtenu est d'environ 25% à $\lambda=10 \mu\text{m}$ et il est inférieur à 10% à $\lambda=15 \mu\text{m}$! Par ailleurs l'effet de l'adaptation d'impédance n'a pas été pris en compte dans leur cas. En revanche, l'utilisation de cornets

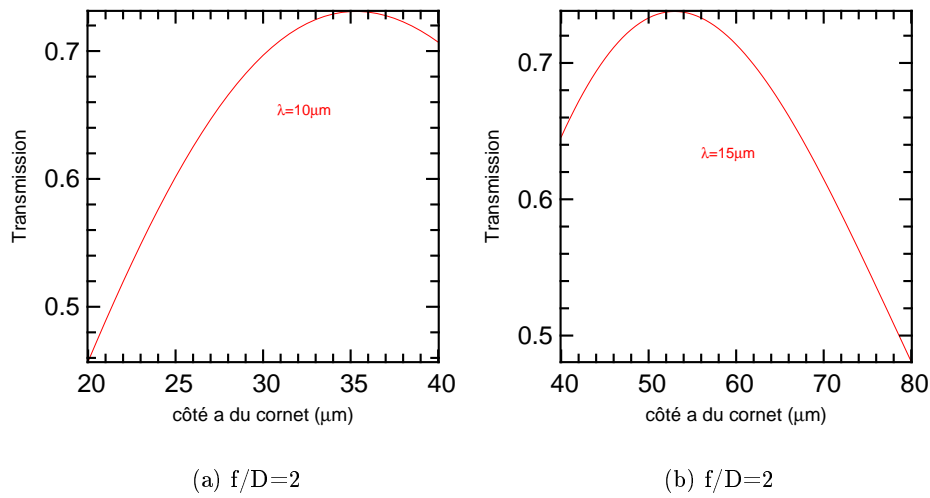


FIG. 3.13: Effet combiné du couplage et de l'adaptation d'impédance à l'entrée d'un cornet. On considère une optique d'injection ouverte à $f/2$. Sont représentées les mêmes longueurs d'onde que dans la figure 3.12. A $f/2$, l'ouverture optimale est un carré de côté $a=35,5 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$. Elle vaut $53 \mu\text{m}$ à $15\mu\text{m}$.

adaptés en dimension pour chaque longueur permet d'obtenir une efficacité de couplage de 70% à $10 \mu\text{m}$ et d'environ 65% à 15μ . Cette amélioration est certes notable, mais elle devient encore plus avantageuse lorsqu'on remarque, avec les courbes de la figure 3.13, que cette amélioration reste encore valable – et même améliorée – avec une optique ouverte à $f/2$ facilement disponible. Le prix à payer est un cornet de dimensions plus grande mais qui ne représente pas une difficulté majeure du point de vue de la réalisation technologique.

La question qui résulte de l'analyse des précédents effets est donc la suivante : existe-t-il une combinaison optimale entre l'ouverture numérique de la lentille et la géométrie du cornet qui permette d'optimiser de manière absolue la transmission du cornet en minimisant l'effet de l'adaptation d'impédance tout en maximisant l'intégrale de recouvrement ? Pour répondre à cette question, j'ai calculé la transmission absolue – qui prend donc en compte l'effet de couplage ainsi que l'effet d'adaptation d'impédance – intégrée sur la bande $[10 - 20 \mu\text{m}]$ pour une géométrie de cornet optimale et pour six différentes ouvertures numériques de faisceaux. Les résultats sont rapportés dans le tableau 3.6.

ouverture numérique N	$f/1,00$	$f/2,00$	$f/3,33$	$f/4,00$	$f/5,00$	$f/10$
géométrie du cornet $a_{\text{opt}} (\mu\text{m})$	26	50	83	100	125	251
transmission absolue (%)	64,4	67,8	69,6	70,4	71,5	77
produit $N \times a_{\text{opt}}$	26	25	24,9	25	25	25,1

TAB. 3.6: Transmission absolue d'un cornet suivant sa géométrie et l'ouverture numérique du faisceau pour la bande $[10 - 20 \mu\text{m}]$. Le terme a_{opt} désigne la géométrie optimale du cornet pour l'ouverture donnée.

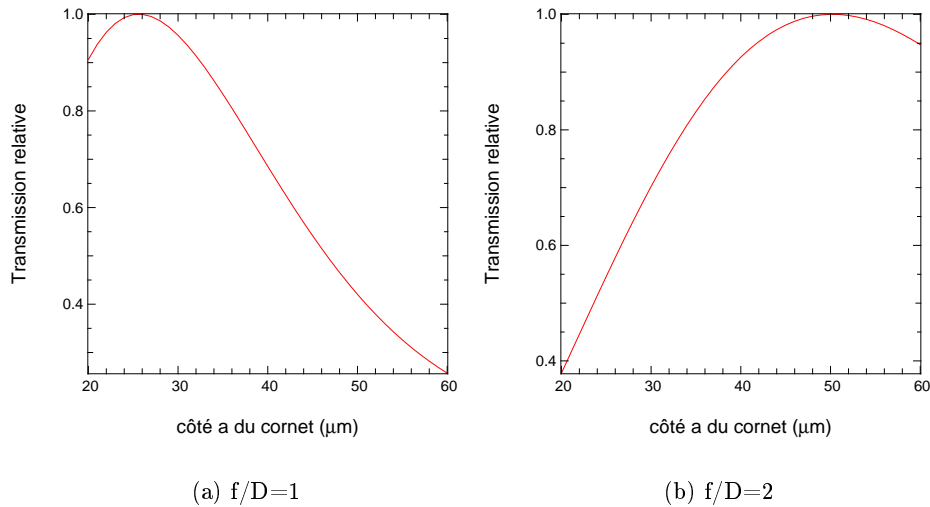


FIG. 3.14: Effet combiné du couplage et de l'adaptation d'impédance intégré sur la bande [10–20 μm]. La transmission est donnée en relatif. La figure de gauche illustre le cas d'une optique d'injection ouverte à $f/1$ et montre que la géométrie optimale du cornet est obtenue pour $a=25$ μm . La figure de droite illustre un cas similaire mais pour une ouverture de $f/2$. La géométrie optimale est alors obtenue pour $a=50$ μm .

On peut remarquer à partir de ces valeurs que le produit $N \times a_{opt}$ reste constant pour les différents cas exposés, ce qui signifie que la valeur de l'intégrale de recouvrement reste un invariant du système lorsque la géométrie du cornet est optimisée pour une ouverture numérique¹⁵. En revanche, la transmission du cornet croît continûment lorsque sa taille augmente.

Ces résultats montrent que, non seulement l'utilisation d'un cornet réduit les contraintes au couplage mais elle constitue également un bon moyen d'augmenter continuellement la transmission d'un flux incident.

Sensibilité du couplage à l'erreur de pointage du télescope

Afin de savoir si l'utilisation d'un cornet permettait de réduire la contrainte de pointage du télescope, j'ai calculé l'erreur photométrique sur les deux faisceaux due à ce type d'erreur en entrée du guide d'onde. J'ai considéré ici uniquement le cas monochromatique à $\lambda=10\mu\text{m}$ avec les ouvertures optimales déterminées dans les paragraphes précédents. Ce calcul reste généralisable au cas de la bande large [10 μm – 20 μm] en calculant le flux intégré sur la bande.

J'ai considéré les trois cas suivants :

- Un guide d'onde sans cornet de dimensions $a=2b=10$ μm dont le couplage optimal est obtenu pour une ouverture $f/D=0,4$.
- Un guide d'onde avec un cornet de dimensions $a=b=18$ μm dont le couplage optimal est obtenu pour une ouverture $f/D=1,0$.

¹⁵Pour de telles dimensions de cornets, je considère que l'effet de l'inadaptation d'impédance est négligeable. En effet, les pertes par réflexions s'élèvent respectivement à 0,008% et 0,16% à 10 μm et 20 μm dans le premier cas ($a=26$ μm). Dans le dernier cas ($a=251$ μm), les mêmes pertes deviennent pratiquement nulles ($<10^{-5}\%$).

- Un guide d'onde avec un cornet de dimensions $a=b=35,5 \mu\text{m}$ dont le couplage optimal est obtenu pour une ouverture $f/D=2,0$.

L'erreur de pointage est initialement calculée dans une seule direction pour une erreur de pointage parallèlement le long du plus petit côté du guide, ce qui correspond au cas le plus défavorable. La figure 3.15 représente l'erreur photométrique entre les deux voies de l'interféromètre en fonction de l'erreur de pointage. La courbe obtenue dans le cas d'un guide d'onde avec cornet est la même pour une ouverture de faisceau de $f/2,0$ – correspondant à un cornet de côté $a=35,5 \mu\text{m}$ – et pour une ouverture de $f/1,0$ – correspondant à un cornet de côté $a=18 \mu\text{m}$. Ceci était relativement attendu à partir du moment où le produit de l'ouverture numérique par le côté du cornet optimal reste constant. En revanche, le cornet relâche légèrement la contrainte sur l'erreur de pointage par rapport au cas où il n'est pas utilisé. Pour maintenir le déséquilibre photométrique inférieur à 0,1%, l'erreur de pointage doit être inférieure à 26 millisecondes d'angle si aucun cornet n'est utilisé. Elle devient égale à 32 millisecondes d'angle dans le cas où le cornet est utilisé.

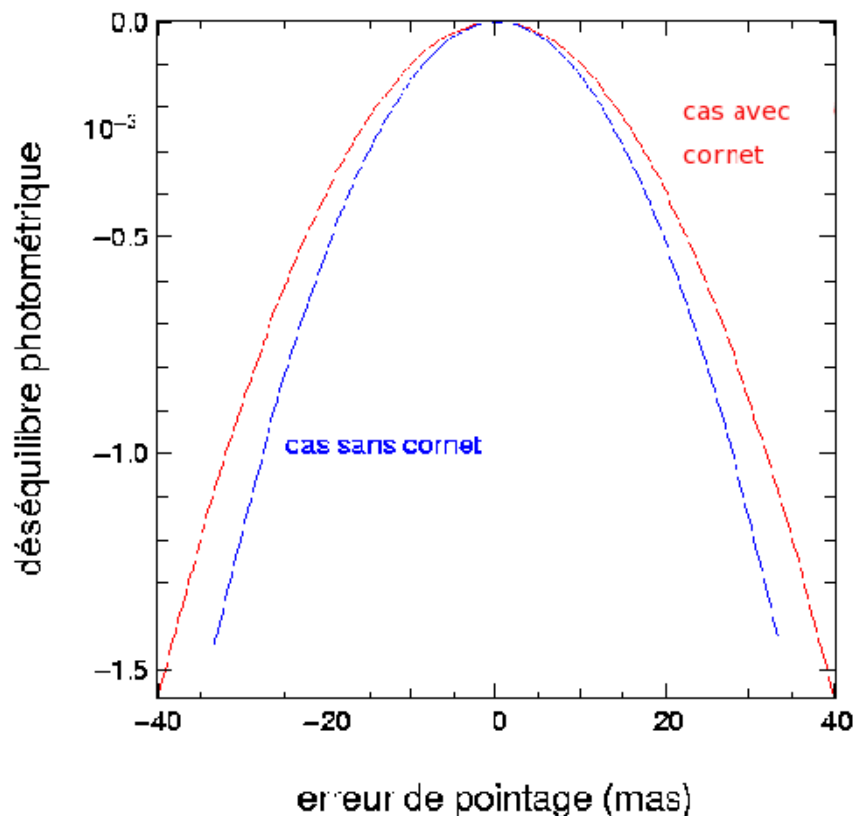
(a) $f/D=2$

FIG. 3.15: Effet combiné du couplage et de l'adaptation d'impédance à l'entrée d'un cornet. On considère une optique d'injection ouverte à $f/2$. Sont représentées les mêmes longueurs d'onde que dans la figure 3.12. A $f/2$, l'ouverture optimale est un carré de côté $a=35,5 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$. Elle vaut $53 \mu\text{m}$ à $15 \mu\text{m}$.

3.5 Conclusion

La réalisation d'un concept d'optique intégrée dans l'infrarouge moyen peut se baser sur deux concepts qui, dans leur approche théorique, sont sensiblement différents.

La solution des guides diélectriques qui se base sur le confinement du champ électrique par différence d'indice présente, à la vue des travaux antérieurs et de notre expérience aux plus courtes longueurs d'onde, un avantage en termes de pertes qui peuvent être faibles pour un matériau choisi de manière adéquate. Or, le problème qui se pose est d'une part de pouvoir bénéficier d'un matériau suffisamment transmissif sur toute la bande $[4 \mu\text{m} - 20 \mu\text{m}]$ d'autre part de pouvoir développer une technologie de fabrication de guide d'onde qui n'était jusqu'à présent pas consolidée pour ces longueurs d'onde.

La solution des guides creux métalliques se base en revanche sur un confinement du champ par réflexions métalliques sur les parois de la structure. Dans ce cas, le champ n'est présent que dans la cavité métallique sans existence de modes rayonnés. Cet aspect peut être un avantage si l'on cherche à éviter toute pollution du signal détecté. En revanche, cette solution présente des points faibles liés aux pertes linéiques élevées et aux contraintes de couplage. La première difficulté peut-être contournée en réalisant des structures de dimensions courtes ($\approx 100 \mu\text{m}$) tandis que la contrainte de couplage peut être améliorée par l'utilisation de cornets adiabatiques. C'est la viabilité de ces deux solutions potentielles que j'ai cherché à évaluer expérimentalement dans le cadre du projet *IODA*

Chapitre 4

Moyens de caractérisation des technologies développées dans l'infrarouge thermique

Sommaire

4.1	Les étapes de validation d'une technologie	92
4.1.1	Introduction	92
4.1.2	Transmission du matériau massif et réflectivité des métaux	92
4.1.3	Propriétés de guidage	93
4.1.4	Mesures de pertes des composants	93
4.1.5	Caractère monomode des guides synthétisés	93
4.1.6	Propriété de filtrage pour l'interférométrie en frange noire	94
4.1.7	Caractérisation des propriétés d'un composant recombineur interférométrique	94
4.1.8	Conclusion sur les besoins de caractérisation	94
4.2	Phase de sélection des matériaux	95
4.2.1	Cas des guides diélectriques	95
4.2.2	Choix du dépôt métallique pour les guides creux	96
4.3	Méthode d'étude des propriétés de guidage des composants diélectriques	102
4.3.1	La spectroscopie en frange noire – ou <i>m</i> -lines – pour les guides planaires diélectriques	102
4.3.2	Développement du banc de <i>m</i> -lines à 10 μm	106
4.3.3	Validation du banc de <i>m</i> -lines à 10 μm	115
4.3.4	Méthode de traitement des données <i>m</i> -lines	115
4.3.5	Conclusion	123
4.4	Méthode d'étude des propriétés de guidage des composants métalliques	124
4.4.1	Présentation du banc d'injection	124
4.4.2	Procédure adoptée pour l'injection	127
4.4.3	Qualification du banc optique et qualité image	129

4.4.4	Analyse de l'état de polarisation pour l'étude modale	134
4.4.5	Procédure de traitement des images de sortie	134
4.4.6	Conclusion	138
4.5	Le banc de Spéctrométrie à Transformée de Fourier	140
4.5.1	Principes fondamentaux de la spectrométrie par Transformée de Fourier	140
4.5.2	Principales contraintes expérimentales	144
4.5.3	Mise en place du banc FTS en laboratoire	146
4.5.4	Validation du banc de test	148
4.5.5	Scénarii possible d'observation et de mesure	150
4.6	Le banc interférométrique monochromatique	153
4.6.1	Le montage optique	153
4.7	Conclusion sur les moyens de caractérisation	154

4.1 Les étapes de validation d'une technologie

4.1.1 Introduction

Le développement d'une nouvelle technologie d'optique intégrée suit un nombre précis d'étapes chronologiques allant de la sélection des matériaux appropriés jusqu'à la réalisation de fonctions complexes. Chaque étape est validée par un processus itératif entre la réalisation technologique et la mesure des paramètres optiques et physiques pertinents. La mesure de ces paramètres nécessite de mettre en place des méthodes de caractérisation adaptées qui puissent bien entendu tenir compte des contraintes de fonctionnement des composants développés, en particulier de leur domaine spectral.

Je souhaiterais insister ici sur le contexte dans lequel s'est déroulé ce travail. Dans le cadre du contrat *Integrated Optics for Darwin (IODA)* financé par l'Agence Spatiale Européenne, il a été demandé à l'équipe faisant partie du projet de développer de nouvelles solutions pour l'optique intégrée jusque-là inexistantes dans le domaine de l'infrarouge thermiques. La phase de caractérisation qui s'en est suivie a requis la mise en œuvre de méthodes qui, pour la plupart d'entre elles, étaient tout aussi nouvelles dans ce domaine spectral. Il y a donc eu, dans le contexte difficile d'un contrat durant deux années et demi, un double défi qu'il a fallu relever : caractériser dans l'infrarouge thermique de nouvelles technologies à l'aide de nouvelles méthodes dans un laboratoire qui n'était initialement pas (ou peu) équipé pour cette tâche. La validation technologique fut donc initialement difficile mais a fini par produire un certain nombre de résultats aujourd'hui exploitables.

Je présenterai dans la section 4.1 le détail des besoins en caractérisation expérimentale requis pour les différentes solutions retenues et présentées au chapitre 3.

Dans la suite de ce chapitre et afin d'écarter tout risque de confusion, les expressions "infrarouge thermique" et "infrarouge moyen" doivent être interprétées comme le domaine de longueurs d'onde comprises entre $4 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$.

4.1.2 Transmission du matériau massif et réflectivité des métaux

La première étape de développement concerne à différents niveaux les guides diélectriques comme les guides métalliques. Dans le cas des guides diélectriques, la propagation du champ électrique

est conditionnée par la transmission des matériaux constituant le cœur et le substrat du guide. En revanche, pour les guides métalliques la propagation du champ électrique n'est pas affectée par la transmission du diélectrique constitué par l'air ou le vide et dont les permittivités électriques peuvent être considérées comme identiques. Les pertes sont induites par la réflexion sur les parois métalliques imparfaites de réflectivité inférieure à l'unité.

Par conséquent, la première étape de développement concerne d'une part la sélection de matériaux suffisamment transmissifs dans l'infrarouge moyen pour les guides diélectriques et d'autre part la sélection de métaux à forte réflectivité pour les guides métalliques. Cette sélection s'appuie sur la caractérisation expérimentale de ces paramètres pour différentes solutions existantes.

4.1.3 Propriétés de guidage

La deuxième étape de développement concerne la réalisation de structures guidantes.

Pour la solution diélectrique, il s'agit de réaliser un guide planaire, initialement multimode puis monomode pour lequel la mise en évidence expérimentale du comportement modal permet de valider le processus de réalisation technologique. La méthode expérimentale développée pour la caractérisation de guides plans diélectriques est la méthode de **spectroscopie en franges noires**, dénommée aussi "*m*-lines".

L'option des guides métalliques ne permet pas en revanche de fabriquer de structure guidante planaire à l'échelle micrométrique. La phase de caractérisation est donc opérée directement sur des guides droits limités (c'est-à-dire à deux dimensions) par la mise en place d'une méthode d'injection directe et d'observation des sorties de guides.

4.1.4 Mesures de pertes des composants

En ce qui concerne les pertes par propagation, la transmission d'un guide planaire (c'est-à-dire d'une couche mince guidante) est susceptible d'être différente de la transmission du matériau massif correspondant. Une analyse plus fine des propriétés de transmission de la couche mince peut donc s'avérer nécessaire. Néanmoins, cette mesure n'est pas considérée indispensable dans le cadre de cette étude car les couches minces diélectriques présentent de faibles pertes théoriques sur des distances de l'ordre du centimètre. En première approximation, je considérerai que la transmission du matériau massif est du même ordre de grandeur que celle de la couche mince correspondante. Pour les guides métalliques, la mesure de perte est plus critique car ces derniers présentent des pertes linéiques théoriques importantes. Ce besoin est donc considéré comme prioritaire dans la phase de caractérisation et nécessite une mesure spécifique.

4.1.5 Caractère monomode des guides synthétisés

Du point de vue technologique, le but final de cette étude est la réalisation de composants monomodes dans la bande de l'infrarouge moyen. Les méthodes d'investigation de cette propriété s'appuient sur l'expérience de *m*-lines pour les guides diélectriques plans (déjà utilisée dans la phase de caractérisation présentée en 4.1.3) et sur l'imagerie de champ pour les guides diélectriques limités.

La mise en évidence du caractère monomode des guides métalliques limités est basée sur l'analyse des propriétés de polarisation de différents guides droits. Ce stade de validation, qui vient

compléter l'étape de mesure de transmission, est réalisée en lumière monochromatique. Enfin, il est possible d'étendre l'analyse de monomodécité sur une plus large bande spectrale en mesurant les longueurs d'onde de coupure des guides à l'aide d'un Spectromètre à Transformée de Fourier ou FTS¹. Cette méthode, applicable aux deux types de guides limités qui sont développés, se base sur l'analyse de la transformée de Fourier des interférogrammes en bande large obtenus à travers les guides.

4.1.6 Propriété de filtrage pour l'interférométrie en frange noire

Une des propriétés importantes de l'optique intégrée monomode développée dans le cadre de ce travail est sa capacité à réaliser un filtrage modal des faisceaux recombinaés en l'interférométrie en frange noire. Le chapitre 3 montre que dans le cas d'une mission spatiale telle que *IRSI-Darwin*, le taux d'extinction envisageable pour un interféromètre en frange noire est limité entre autre par la présence de défauts instrumentaux de différents ordres affectant les fronts d'onde incidents. L'utilisation d'un filtrage modal a pour effet d'éliminer ces défauts et d'accroître ainsi le contraste interférométrique.

Les performances de filtrage de l'optique intégrée que nous développons peuvent être évaluées par comparaison des mesures de contrastes monochromatiques avec et sans composant. Ultérieurement, la mesure du taux d'extinction atteignable permet de valider l'utilisation d'une solution technologique pour l'interférométrie en frange noire.

4.1.7 Caractérisation des propriétés d'un composant recombineur interférométrique

La dernière étape concerne la validation de l'aspect original de l'optique intégrée, à savoir sa capacité à recombinaer deux ou plusieurs faisceaux incidents à l'aide d'un recombineur intégré sur une unique puce. Du fait du caractère nouveau de l'optique intégrée aux grandes longueurs d'onde, un premier objectif est la validation d'un recombineur "simple" à deux voies.

Cette étape nécessite le développement d'un banc interférométrique à deux voies apte à injecter les faisceaux dans chacune des voies du recombineur et à produire un signal interférométrique de contraste mesurable. La recombinaison des faisceaux par optique intégrée peut être testée en bande étroite comme en bande large, tout en sachant que dans ce dernier cas le contraste interférométrique sera fortement dégradé du fait de l'utilisation d'une simple ligne à retard comme déphaseur².

4.1.8 Conclusion sur les besoins de caractérisation

Les différentes étapes présentées dans cette section requièrent l'utilisation de méthodes expérimentales spécifiques dans l'infrarouge moyen. Certaines de ces méthodes utilisent une instrumentation déjà existante - c'est le cas pour la mesure de transmission de matériaux diélectriques massifs utilisant un spectromètre infrarouge - d'autres nécessitent la mise en place de bancs de tests dédiés et développés au laboratoire. Dans la suite de ce chapitre, je présenterai les méthodes

¹"FTS" est l'acronyme de l'expression anglaise *Fourier Transform Spectrometer*.

²La ligne à retard est, par construction, un déphaseur chromatique.

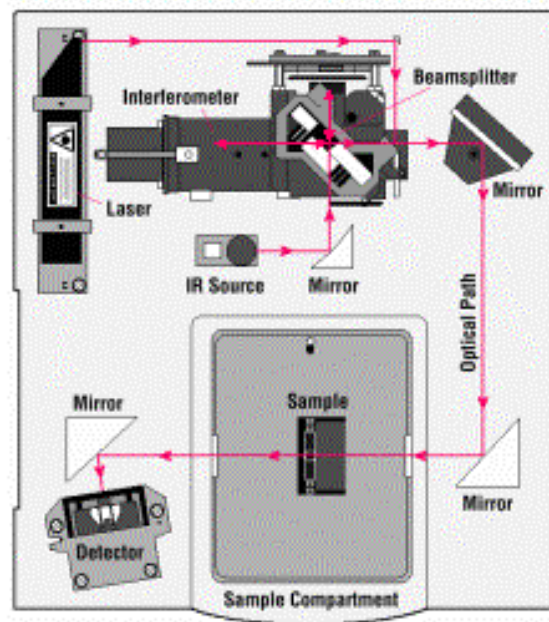


FIG. 4.1: Schéma descriptif d'un Spectromètre à transformée de Fourier

utilisées à chaque stade de la phase de caractérisation. Lorsque ces méthodes requièrent le développement de bancs spécifiques, je présenterai le budget d'erreur associé à chaque réalisation instrumentale ainsi que l'étape de mise en œuvre et de validation expérimentale.

4.2 Phase de sélection des matériaux

4.2.1 Cas des guides diélectriques

Aperçu de la méthode

Les propriétés des matériaux infrarouges ont été largement étudiées par le passé au travers d'études de Physique des Matériaux. Ces propriétés étant aujourd'hui bien connues, on peut considérer que l'essentiel de notre besoin en terme de sélection est avant tout bibliographique et peut être satisfait au travers de l'importante littérature existante dans le domaine de la Physique des Matériaux. Il faut souligner ici que la phase de sélection des matériaux diélectrique sort du cadre de ce travail de thèse et a été confiée à des spécialistes du domaine de la physico-chimie des matériaux. La méthode adoptée n'est donc que succinctement décrite par l'énoncé des principaux critères de sélection que sont (Laurent 2003) :

- La transmission dans le domaine de l'infrarouge moyen et la connaissance de bande d'absorption spécifiques.
- La nature cristalline ou amorphe du verre.
- La température d'évaporation.

Une fois qu'un certain nombre de matériaux candidats ont été sélectionnés sur la base de données bibliographiques, il est intéressant de se procurer le spectre de transmission correspondant réelle-

ment au matériau massif physiquement disponible et qui entrera dans le processus de réalisation technologique. Cette étape est donc essentiellement une étape de contrôle qui permet de vérifier qu'aucun défaut majeur - en particulier en terme de bandes d'absorption - n'est observé par rapport aux données bibliographiques. La mesure du spectre de transmission d'un matériau massif est réalisé à l'aide d'un instrument spectrométrique de type "FTIR"³. La méthode de spectrométrie par transformée de Fourier étant aussi utilisée pour la mesure des plages de monomodicité d'un guide d'onde, elle sera décrite en détail dans la partie correspondante. Rappelons pour autant que ce type d'instrument utilise le principe de l'interféromètre de Michelson pour obtenir un spectre de l'échantillon testé à partir de la transformée de Fourier de l'interférogramme en bande large.

L'image de la figure 4.1 présente un schéma de fonctionnement d'un spectromètre à transformée de Fourier. La source infrarouge utilisée permet de couvrir le domaine spectral allant du visible à l'infrarouge moyen tandis que le choix de la lame séparatrice doit tenir compte de la transmission du matériau la constituant. Un des miroirs de l'interféromètre est fixé sur une ligne à retard et peut être translaté d'une distance qui est proportionnelle à la résolution spectrale. Le détecteur enregistre le signal interférométrique transmis par l'échantillon tandis que la source laser permet de disposer d'un système de métrologie pour la position du miroir mobile.

4.2.2 Choix du dépôt métallique pour les guides creux

Le contexte

Dans le cas d'un métal parfait, la réflexion spéculaire d'un rayon lumineux se fait avec un coefficient de réflexion égal à l'unité. La profondeur de peau est nulle et la réflexion est dite sans pertes. Dans ce cas idéal, une onde incidente peut être transmise par réflexions successives le long d'un guide métallique sans subir d'atténuation autre que celle du milieu diélectrique dans lequel elle se propage.

Dans la pratique, la réflectivité d'une couche métallique dépend de la longueur d'onde et présente un coefficient d'absorption non nul. En considérant que l'effet de la diffusion par le métal est négligeable aux longueurs d'onde de l'infrarouge moyen et que la transmission T est nulle⁴, la réflectivité métallique est donnée par $R = 1 - A$, où A est l'absorbance du métal. Quel est l'intérêt de connaître la réflectivité des revêtements métalliques dont on envisage l'utilisation? C'est avant tout une comparaison qualitative des pertes attendues en fonction du métal utilisé. Plus la réflectivité du métal est élevée, plus les pertes linéiques seront faibles. Il existe des tables connues donnant la réflectivité des métaux tels que l'or, l'argent et l'aluminium dans l'infrarouge thermique avec des précisions comprises entre 10^{-2} (1%) et 10^{-3} (0,1%).

Dans le cadre du projet *IODA*, nous avons souhaité améliorer cette précision jusqu'à environ 10^{-4} (0,01%). La raison de cette amélioration est justifiée si l'on adopte l'approche simplifiée, bien qu'incomplète, de l'optique géométrique pour la propagation guidée. Par exemple, si l'on considère un rayon provenant d'une optique ouverte à $f/1$ et se propageant dans un guide métallique de largeur $10 \mu\text{m}$ sur une longueur de 1 mm, celui-ci subirait environ 25 réflexions correspondant à une perte de l'ordre de 1,1 dB pour un métal ayant une réflectivité standard de 99% dans

³"FTIR" est l'acronyme de l'expression anglaise *Fourier Transform InfraRed spectrometer*.

⁴ $T=0$ si l'épaisseur de la couche est supérieure à l'épaisseur de peau.

l'infrarouge moyen ⁵. Or la précision sur ce type d'estimation des pertes est dépendante de la précision avec laquelle est connue la réflectivité du métal. Ainsi, dans les conditions précédentes, une précision de 0,5% sur la réflectivité induit une incertitude de 0,5 dB sur les pertes. Cette dernière n'est plus que de 0,05 dB pour une précision de 0,05% sur la réflectivité.

C'est donc une meilleure estimation des pertes qui a initialement motivé la mesure de réflectivité avec une précision inférieure à 0,1%. Enfin, cette mesure a cherché à mettre en évidence un éventuel effet de la technologie de dépôt adopté (évaporation, pulvérisation...) sur la réflectivité mesurée.

La méthode de multi-réflexion

La première approche envisagée pour la mesure de réflectivité a été d'utiliser une méthode de déflexion thermique (Commandré & Pelletier 1990; Dijon et al. 1993), nommée aussi *effet mirage*, basée sur la déviation d'un *faisceau sonde* causé par le dégagement de chaleur de l'impact d'un *faisceau pompe* subi par le revêtement métallique (cf. Fig. 4.2).

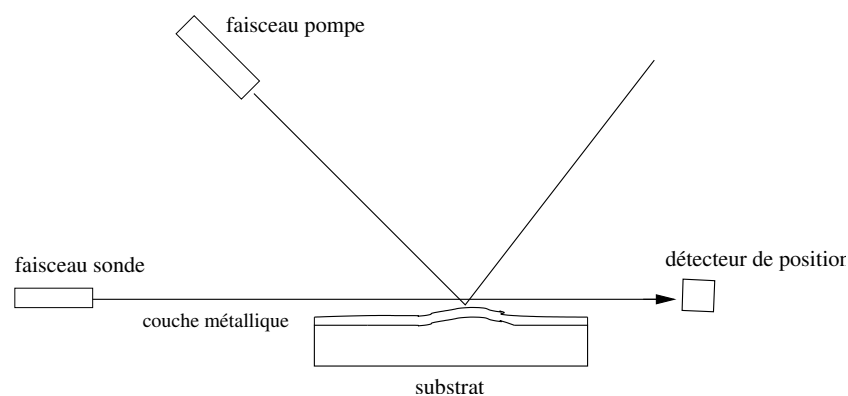


FIG. 4.2: Schéma de principe d'une expérience de déflexion thermique. Le revêtement métallique subit un impact par un *faisceau pompe* et une faible proportion de l'énergie incidente est absorbée par la couche métallique. L'augmentation de la température au voisinage de l'impact provoque la déviation mesurable d'un *faisceau sonde* rasant.

Cette méthode a cependant été rapidement écartée du fait de la difficulté de sa mise en œuvre dans un laps de temps raisonnable. Nous avons alors envisagé de mesurer la réflectivité par la méthode de *multi-réflexions*. Le principe de la méthode consiste à mesurer l'énergie transmise après un grand nombre N de réflexions sur le revêtement métallique. La puissance mesurée est $R.P_0$ où R est le coefficient tenant compte des réflexions multiples et P_0 la puissance incidente. Dans le cas d'un revêtement homogène, le coefficient R peut être relié à la réflectivité r suivant $R=r^N$ où N est le nombre de réflexions pouvant être contrôlé. Le détail de la méthode utilisée et le budget d'erreur réalisé ont fait l'objet d'un rapport technique détaillé fourni à l'Agence Spatiale Européenne dans le cadre du projet *IODA* (Labadie & Kern 2003, 2004b). Je ne présenterai donc que les résultats essentiels de la méthode et renvoie le lecteur aux références présentées.

⁵C'est typiquement le cas de l'or à 10 μm .

Mise en oeuvre expérimentale de la méthode

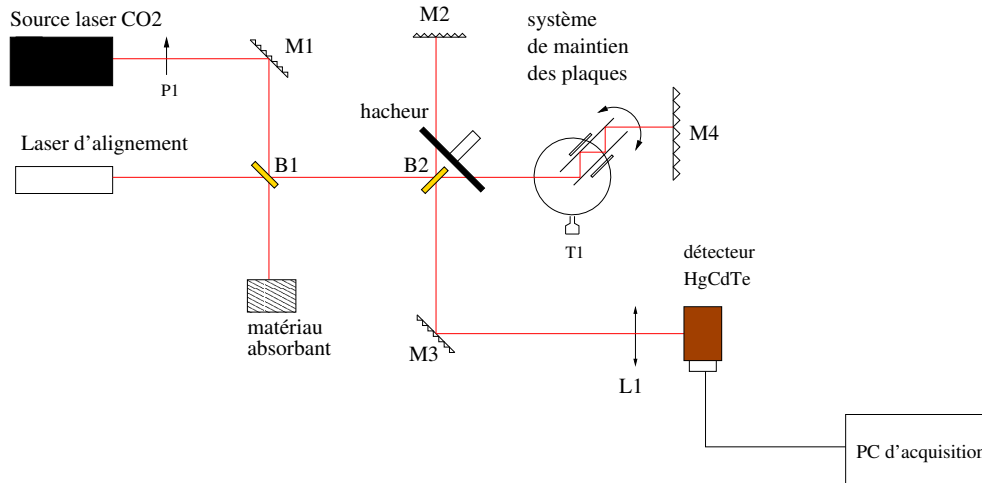


FIG. 4.3: Schéma de l'expérience de multi-réflexions. La structure supportant verticalement les plaques métallisées peut tourner d'un angle α donné autour de son axe pour augmenter le nombre de réflexions à l'intérieur de la cavité. Le faisceau incident passe entre les deux plaques et subi un nombre N connu de réflexions dépendant de α . Le faisceau ayant subi les multiples réflexions est ensuite rétro-réfléchi grâce à un miroir plan de 4 pouces. La lame séparatrice B_2 et le hacheur permettent de mesurer successivement la voie de mesure et la voie de référence.

Le schéma de principe de la méthode de multi-réflexions est présenté dans la figure 4.3. Deux plaques ayant subi le même type de dépôt métallique à tester sont placées verticalement en regard grâce à un système de maintien mécanique. Cet ensemble peut être tourné d'un angle α connu grâce à une platine de rotation. Le faisceau incident passe entre les deux plaques et subi un nombre N connu de réflexions dépendant de l'angle de rotation α . Le faisceau ayant subi les multiples réflexions est ensuite rétro-réfléchi grâce au miroir plan de 4 pouces M_4 . La lame séparatrice B_2 permet de renvoyer le faisceau vers le détecteur HgCdTe. Parallèlement, cette dernière permet aussi de renvoyer le faisceau n'ayant pas subi de réflexions multiples vers le miroir M_2 et d'en suivre les variations temporelles. Le hacheur permet d'obtenir successivement à la fréquence f_h le voie de mesure et la voie de référence. Le budget d'erreur (Labadie & Kern 2003) a montré que la précision de la mesure est limitée par la photométrie variable du laser dont l'essentiel des variations adviennent pour des fréquences de modulation inférieures à 200 Hz (cf. Fig. 4.4(a)). Enfin, cette méthode permet de mesurer le coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence du faisceau ainsi que de son état de polarisation grâce au polariseur P_1 placé en entrée.

En utilisant une modulation du faisceau incident, il est possible de corriger a posteriori les niveaux de flux obtenus dans la voie de mesure.

Connaissant le diamètre des plaques – soit 4 pouces – il est possible de remonter au nombre exact de réflexions par la relation empirique

$$N = E\left[\frac{1}{2}\left(\frac{2L \tan(\alpha)}{l} + 1\right)\right] \quad (4.1)$$

où N est le nombre de réflexions, $E[\]$ la fonction "partie entière", L le diamètre des plaques et l

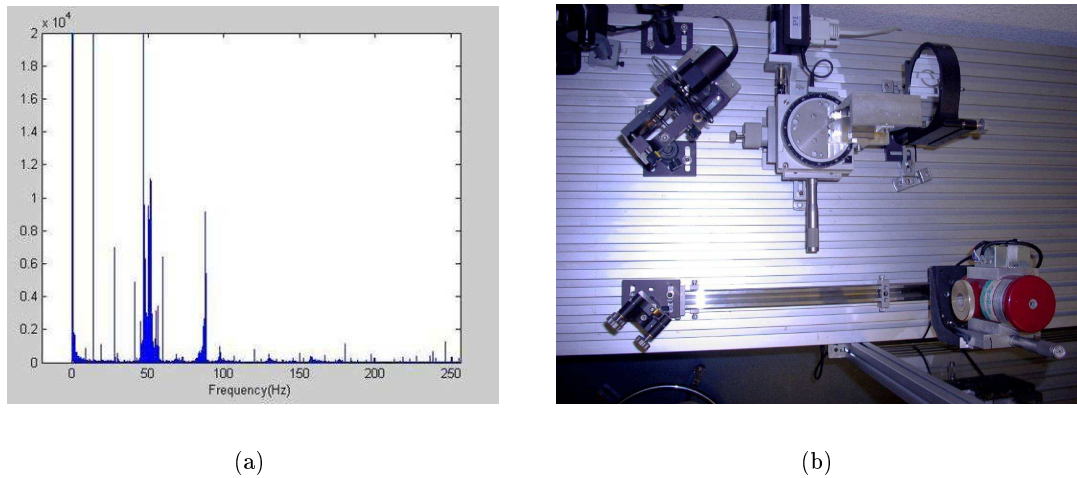


FIG. 4.4: Densité spectrale de puissance de la source laser et aperçu de l'expérience de multi-réflexions en laboratoire. Le graphique de la figure 4.4(a) montre que des variations importantes de la source laser sont observées à des fréquences inférieures à 200 Hz. La photographie de la figure 4.4(b) montre la structure supportant les plaques métallisées testées.

la distance séparant les plaques. Notons que dans sa configuration actuelle, l'expérience requiert d'avoir un nombre pair de réflexions à l'intérieur de la cavité lors d'un passage simple du faisceau. Dans le cas contraire, le signal n'est plus observé par le détecteur.

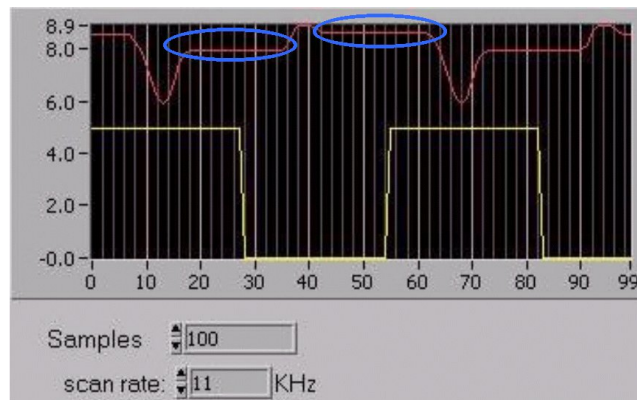


FIG. 4.5: Sortie d'écran du programme d'acquisition des voies de référence et de mesure pour l'expérience de multi-réflexion. La fenêtre montre le signal acquis sur une période du signal modulé par le hacheur. Les parties de courbes entourées de bleu représentent le signal utile correspondant à la voie de mesure et à la voie de référence.

Les valeurs photométriques correspondant à chacune des voies sont acquises successivement par le détecteurs à la fréquence de modulation f_h (cf. Fig. 4.5).

Relâchement des contraintes sur la précision de la mesure photométrique

Le but de la méthode de multi-réflexions est de réduire la contrainte sur la précision de la mesure photométrique. En mesurant la quantité R équivalente à r^N , le calcul différentiel permet de relier les erreurs relatives sur les grandeurs R et r suivant

$$\frac{dR}{R} = N \frac{dr}{r} \quad (4.2)$$

$$(4.3)$$

Ainsi, l'erreur relative accessible sur la réflectivité est divisée par N par rapport à l'erreur relative sur la quantité mesurée R . Dans la mesure du possible, il est donc préférable d'augmenter le nombre de réflexions subi par le faisceau laser. La précision obtenue sur la mesure du paramètre R est donc directement dépendante de la précision photométrique qu'il est possible d'obtenir sur la voie de mesure. Les paramètres critiques influençant cette précision ont été identifiés comme suit ⁶ :

- erreurs photométriques dues à la stabilité de la source laser et au détecteur.
- erreurs de vignetage du faisceau gaussien par les bords des plaques en regard lors de la rotation de la structure.
- erreurs de vignetage du faisceau gaussien dues à son décentrement par rapport au centre de la structure.
- planéité du miroir de renvoi M_4 .

En utilisant le formalisme des faisceaux gaussiens pour évaluer l'effet du vignetage sur le budget d'erreur (cf. Annexe C), j'ai déterminé que pour un nombre maximum de réflexions $N=20$, l'erreur limitant la précision de la mesure photométrique concerne les fluctuations de la source laser. J'ai donc cherché à optimiser la stabilité de l'expérience et à utiliser la modulation du faisceau laser pour atteindre une précision d'au moins 0,5% sur la mesure photométrique.

Résultats expérimentaux et conclusion sur la méthode de mesure adoptée

J'ai choisi de présenter brièvement dans cette section les résultats expérimentaux obtenus plutôt que d'y consacrer un chapitre propre car, bien qu'intéressants, je ne considère pas qu'ils constituent dans le cadre général de mon travail le résultat essentiel pour le développement de l'optique intégrée infrarouge. En revanche, la méthode proposée constitue une alternative valable aux mesures de type "déflexion thermique". À ce jour et malgré l'utilisation d'une modulation du signal laser, je n'ai pu obtenir une stabilisation de l'expérience suffisante permettant d'obtenir une mesure photométrique à mieux de 2% correspondant à une précision d'environ 0,1% sur la réflectivité. Les fluctuations de la source laser en sont les causes principales. Améliorer leur contrôle requiert d'une part l'utilisation d'une source mieux asservie en puissance mais aussi un environnement plus stable en température (utilisation d'une climatisation) dans lequel l'expérimentateur pourrait opérer à distance. Or un tel effort dépasse les objectifs essentiels fixés au cours de mon travail de thèse.

⁶Le paragraphe suivant présente le montage expérimental et permet ainsi de comprendre l'origine du vignetage du faisceau laser

L'expérience de multi-réflexions m'a permis néanmoins de mesurer les réflectivités de l'or, de l'argent et de l'aluminium à $10,6 \mu\text{m}$. Les coefficients de réflexion mesurés sont respectivement de 99,4% pour l'or, de 98,5% pour l'argent et de 97.1% pour l'aluminium avec une précision de $\pm 0,2\%$. Dans les deux derniers cas, l'effet d'oxydation du métal dégrade fortement les performances une fois que les plaques sont à l'air libre. L'or est en revanche très stable chimiquement et n'est pas altéré par la présence de l'air. Ceci constitue d'ailleurs un avantage supplémentaire de l'or par rapport aux autres métaux en vue de la réalisation de composants d'optique intégrée. A cette précision, les valeurs mesurées étaient relativement attendues d'un point de vue bibliographique. L'amélioration de la précision sur la mesure jusqu'à 0,01% requiert indiscutablement un meilleur contrôle des fluctuations de la source et, par conséquent, une meilleure stabilisation de l'environnement dans lequel évolue l'expérience.

4.3 Méthode d'étude des propriétés de guidage des composants diélectriques

4.3.1 La spectroscopie en frange noire – ou *m*-lines – pour les guides planaires diélectriques

Théorie du couplage par prisme

L'étude des caractéristiques modales d'un guide planaire peut être menée grâce à la méthode expérimentale de **spectroscopie en frange noire** – nommée aussi *m*-lines en anglais⁷ – dont les notions sous-jacentes telles que **le guide planaire** ou encore **l'indice de mode** ont été présentées dans le chapitre 3.

Pour des guides d'ondes planaires à gradient d'indice, Marcuse (1973) a utilisé l'approximation Wentzel-Kramers-Brillouin (Schiff 1955) pour déterminer les valeurs d'indices effectifs des modes à partir de la connaissance du profil d'indice. White & Heidrich (1976) ont posé le problème inverse en cherchant à déterminer le profil d'indice du guide planaire connaissant le spectre des indices effectifs des modes et ont proposé une méthode théorique pour obtenir ce résultat. La méthode expérimentale pour mesurer l'indice effectif d'un mode a été proposée par Tien et al. (1969) et se base sur la théorie du couplage par prisme formalisée par Tien (1971), Ulrich & Torge (1973) et Tien et al. (1974).

Dans la méthode de *m*-lines, un prisme est placé à la surface du guide diélectrique et reste en contact avec la couche grâce à un système de maintien. Ceci a pour effet de créer une mince pellicule d'air entre la base du prisme et la couche mince. Lorsqu'un faisceau lumineux atteint la base du prisme au-delà de l'angle critique θ_c , il se trouve en conditions de réflexion totale du fait des lois de Descartes-Snell de l'optique géométrique. D'un point de vue électromagnétique, il existe en revanche un champ évanescent dans la pellicule d'air qui décroît exponentiellement avec la distance à la base du prisme et qui ne correspond pas à une propagation de l'énergie. Si l'épaisseur de la pellicule d'air est suffisamment bien optimisée, il y a recouvrement entre le champ évanescent à la base du prisme et le champ évanescent d'un mode propre du guide plan. Cette situation implique qu'il est possible de coupler de l'énergie (donc de transférer une quantité physique) du prisme dans le guide plan. Bien que non-formalisée dans le cadre de cette étude, une analogie peut être proposée entre ce type de couplage par champ évanescent et "l'effet tunnel" pour lequel un transfert d'énergie peut avoir lieu malgré l'existence d'une barrière de potentiel. Le schéma de la figure 4.6 illustre le principe de recouvrement des champs évanescents.

Une analyse vectorielle permet à présent de comprendre les conditions de couplage dans le guide. Une approche simple consiste à écrire que le vecteur d'onde incident à la base du prisme possède une norme égale à kn_p où k est la norme du vecteur d'onde dans le vide et n_p l'indice du prisme. Le vecteur d'onde incident se décompose en une composante horizontale suivant \mathbf{Z} , $kn_p \cos(\theta_1)$ et en une composante verticale suivant \mathbf{X} , $kn_p \sin(\theta_1)$. De même le vecteur d'onde du mode guidé se décompose dans le même plan en une composante longitudinale $kn_c \cos(\theta_2)$ et une composante transversale $kn_c \sin(\theta_2)$. La composante longitudinale correspond à une onde de propagation tandis que la composante transversale correspond à une onde stationnaire. Les conditions aux limites des champs électromagnétiques à la base du prisme imposent l'égalité des

⁷Nous n'emploierons par la suite que l'expression anglaise associée

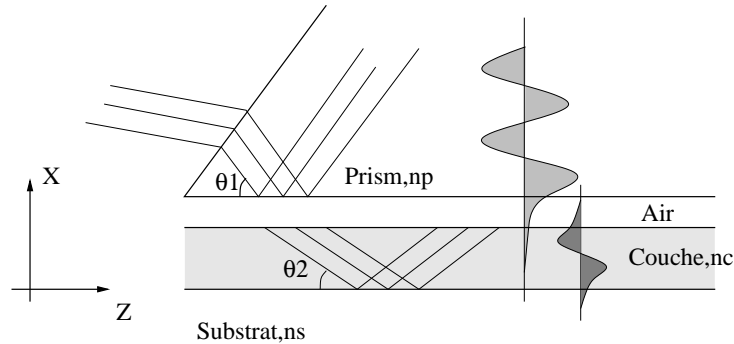


FIG. 4.6: Recouvrement des champs évanescents lors du couplage par prisme.

composantes longitudinales de part et d'autre de la base du prisme. Afin que le mode propre du guide puisse être excité par le coupleur prisme-couche, il est nécessaire d'obtenir l'**accord de phase** entre les deux composantes longitudinales des champs évanescents donné par :

$$kn_p \cos(\theta_1) = kn_c \cos(\theta_2) \quad (4.4)$$

La grandeur $n_c \cos(\theta_2)$ correspond à l'indice effectif du mode considéré tel qu'il a été présenté dans le chapitre 3 et représente son caractère discret. Par conséquent il est possible, en faisant varier continûment l'angle d'incidence du faisceau d'origine, d'exciter successivement les différents modes propres du guide planaire à condition que la condition d'accord de phase soit vérifiée. Afin de pouvoir exciter tous les modes propres du guide planaire, il faut que l'indice du prisme n_p soit supérieur à l'indice de la couche n_c .⁸

Remarques pratiques sur la mise en place de la méthode

Dans le principe théorique précédemment cité, le faisceau incident est un faisceau collimaté de section large : le couplage par prisme permet donc de transférer de l'énergie vers la couche mince à travers une plus grande surface, ce qui permet de s'affranchir des difficultés liées à la focalisation d'un faisceau lumineux sur la tranche d'un guide planaire. En revanche, le couplage d'énergie à travers une section large pose un problème lorsqu'on utilise un prisme à géométrie isocèle. Avec un tel composant, un transfert continu d'énergie du prisme vers le guide est observé sur la longueur de la section. Au-delà de cette longueur, le champ électrique incident à la base du prisme devient nul si bien que la totalité de l'énergie qui a été couplée dans un sens, est à présent "découplée" du guide planaire vers le prisme⁹. La propagation d'énergie dans le guide advient uniquement sur la longueur de la section du faisceau (cf. Fig. 4.7).

Une première façon de s'affranchir de cette difficulté consiste à modifier la géométrie du prisme. En choisissant un prisme rectangulaire (c'est-à-dire en "découpant" le prisme isocèle en deux

⁸Lors de la mise en œuvre expérimentale, les échantillons caractérisés ont des indices de couche à la fois mal connus et assez dispersés. Il faut donc s'assurer que l'indice du prisme utilisé soit suffisamment élevé par rapport à l'indice moyen attendu pour les couches.

⁹Le découplage total de l'énergie du guide d'onde vers le prisme est observé pour une couche mince parfaite. Dans la pratique, la qualité de la couche peut induire de la diffusion et entraîner l'excitation de nouveaux modes bien qu'il n'y ait pas d'accord de phase avec le faisceau incident.

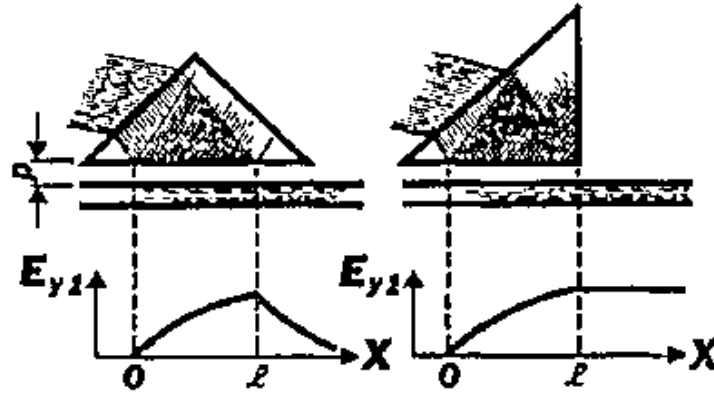


FIG. 4.7: Couplage de modes dans le cas d'un prisme isocèle ou rectangle. Gauche : Le faisceau incident est couplé dans le prisme puis découplé. La propagation n'advient que sur la longueur de la section. Droite : Dans le cas du prisme rectangle, l'énergie qui a été couplée dans le guide reste confiné dans celui-ci si la section du faisceau reste suffisamment proche du bord du prisme (*d'après Tien (1971)*).

parties) et en s'arrangeant pour que le bord du faisceau incident coïncide avec l'angle droit du prisme, on comprend qu'il n'y a pas de couplage-découplage possible **après** l'angle-droit tout simplement parce qu'il n'y a plus de matière ! En conséquence, il n'y a plus d'échanges d'énergie possibles entre les deux structures, et le mode excité se propage sur toute la longueur du guide planaire, son atténuation ne dépendant plus que des pertes intrinsèques du guide.

Une deuxième solution au problème posé - solution que nous adopterons expérimentalement - consiste à modifier localement l'efficacité de couplage tout en utilisant un prisme de géométrie isocèle. Lee (1986) montre que l'efficacité de couplage dépend de l'épaisseur de la pellicule d'air entre la base du prisme et le guide d'onde. En appliquant une pression locale entre les deux systèmes¹⁰, la couche mince subit une légère courbure à cet endroit si bien qu'un contact optique ponctuel est créé. L'épaisseur de cette pellicule d'air dépend de la pression imprimé par le système de pression.

De plus, le faisceau incident n'est plus collimaté mais focalisé sur le contact optique à l'aide d'une lentille de focalisation appropriée. Dans cette nouvelle configuration, il n'est plus nécessaire de modifier l'angle d'incidence du faisceau d'entrée pour exciter successivement chaque mode propre : les différentes orientations angulaires du faisceau d'entrée susceptibles de vérifier l'accord de phase les modes propres du guide d'onde sont contenues dans le faisceau focalisé. Il est donc possible d'exciter plusieurs modes propres simultanément sans avoir à tourner le prisme par rapport au faisceau¹¹.

¹⁰ on peut utiliser pour cela un petit piston à vis qui vient plaquer la couche mince contre le prisme.

¹¹ Dans la pratique, l'utilisation d'un faisceau collimaté ne permet pas d'exciter tous les modes du guide car les conditions d'accord de phase ne sont jamais toutes réunies dans un unique faisceau convergent. L'option consistant à tourner le prisme par rapport au faisceau reste donc indispensable.

Observation de lignes noires

Dans cette configuration, du fait de la réflexion totale à la base du prisme, le faisceau recueilli en sortie de prisme est un faisceau divergent dans lequel manquent les rayons lumineux dont le vecteur d'onde à la base du prisme vérifie l'accord de phase. Ceci se traduit par l'observation de **lignes noires régulières** dans le faisceau de sortie¹² dont la position angulaire par rapport à une référence peut être déterminée. Ces lignes sont donc des lignes de modes et caractérisent de manière unique l'aspect modal de la structure planaire étudiée. Plus l'échantillon est optimisé (uniformité de la couche, forte transmission), plus les lignes observées sont fines et contrastées. La méthode des *m*-lines permet donc de répondre de façon univoque aux questions telles que : la structure fabriquée est-elle un guide planaire ? Le cas échéant s'agit-il d'une structure monomode ou multimode ? C'est cet outil important dans tout processus de développement d'une nouvelle technologie d'optique guidée diélectrique qu'il a fallu mettre en place dans l'infrarouge moyen. Nous verrons par la suite qu'en plus de l'observation des **lignes noires**, la mesure de leur position permet d'obtenir une mesure quantitative des indices de modes.

Notons enfin que si la méthode des *m*-lines est couramment employée dans le domaine visible et proche infrarouge (c'est-à-dire entre $0,5 \mu\text{m}$ et $1,5 \mu\text{m}$), sa mise en oeuvre aux plus grandes longueurs d'onde dérive d'un besoin nouveau de l'optique guidée pour l'astronomie et représente donc une nouveauté en termes d'instrumentation.

¹²Du point de vue de la géométrie dans l'espace, les rayons lumineux faisant un angle θ avec un plan horizontal forment un arc de cercle et non une ligne. Cependant pour des faisceaux convergents à faible ouverture, cette distinction n'est pas nécessaire et l'on peut bien parler de **lignes noires**.

4.3.2 Développement du banc de m -lignes à $10\mu\text{m}$

Je donne dans ce paragraphe une description générale du banc optique tel qu'il a été développé en laboratoire. Le banc est constitué principalement des trois sous-unités suivantes.

- La source infrarouge et le laser d'alignement
- Le système prisme-échantillon ainsi que l'unité de micro-positionnement
- L'étage de détection

Les figures 4.8 et 4.9 montrent respectivement le schéma optique de l'expérience et une photographie du montage. La source infrarouge est un laser CO_2 de faible puissance ($\sim 0,5\text{ W}$). La source d'alignement est un laser He-Ne (Helium-Neon) permettant de vérifier que les différents éléments optiques sont correctement positionnés dans le faisceau incident. Les éléments optiques dioptriques (lentilles, ménisques et séparatrices) sont fabriqués en Sélénure de Zinc¹³, tandis que les éléments catadioptriques sont constitués de miroirs dorés ou argentés qui assurent une excellente réflectivité dans l'infrarouge thermique.

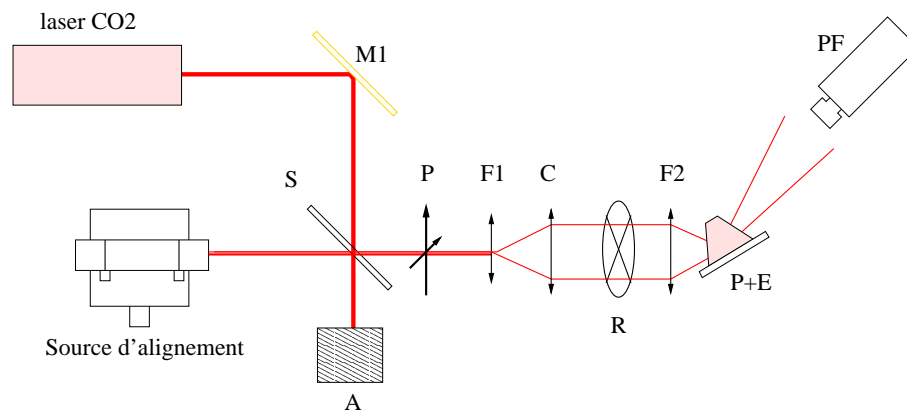


FIG. 4.8: Schéma optique du banc de m -lignes développé à $10\mu\text{m}$. M_1 : miroir de renvoi ; S : séparatrice en ZnSe , $\varnothing 50\text{ mm}$; A : matériau absorbant ; P : polariseur à grille ; F_1 : première lentille de focalisation, $f=25,4\text{ mm}$; C : collimateur, $f=254\text{ mm}$; R : réticule ; F_2 : seconde lentille de focalisation, $f=76,2\text{ mm}$; $P+E$: ensemble prisme-échantillon ; PF : plan focal de la caméra infrarouge.

La source visible est préalablement alignée avec un axe optique arbitraire du banc. Quatre degrés de liberté sont nécessaires pour superposer les deux faisceaux laser. En réglant les vis de positionnement du miroir M_1 et de la séparatrice BS , on peut jouer sur l'inclinaison et sur la translation du faisceau infrarouge par rapport au faisceau visible. Pour visualiser l'impact du faisceau infrarouge, j'ai utilisé un visionneur phosphorescent sous éclairage ultraviolet et possédant huit niveaux de sensibilité au flux incident.

Afin d'obtenir un faisceau convergent suffisamment ouvert pour l'expérience de m -lignes (cf. 4.3.1), ce dernier traverse un extenseur de faisceau constitué par les optiques F_1 et C dont les caracté-

¹³Le sélénure de Zinc - formule chimique ZnSe - et le sulfure de Zinc - formule chimique ZnS - sont deux composés couramment utilisés pour l'optique infrarouge.



FIG. 4.9: Photographie du banc de m -lines dans l'infrarouge moyen. Dans cette illustration le détecteur est un monopixel refroidi placé sur un bras pivotant autour du prisme et permettant de détecter les franges noires à différentes positions angulaires ; Il a ensuite été remplacé par une caméra bolométrique infrarouge. L'échantillon et le prisme sont placés sur la platine de rotation motorisée. La focalisation du faisceau par la lentille placée avant le prisme sur le contact optique permet d'exciter les différents modes du guide planaire.

ristiques à $\lambda=10 \mu\text{m}$ sont données dans le tableau 4.1.

Reference	focale (mm)	diamètre (mm)
F ₁	38	12,7
C	254,0	50,4

TAB. 4.1: Paramètres de l'expandeur de faisceau à $10 \mu\text{m}$.

La lentille asphérique F₂ focalise à nouveau le faisceau sur le contact optique et peut être translattée le long de l'axe optique afin d'optimiser la focalisation du faisceau incident. Un réticule est placé dans le faisceau collimaté est ré-imagé sur le plan du détecteur de la caméra. L'ensemble prisme-échantillon est supporté par une platine de translation perpendiculaire à l'axe optique qui permet d'optimiser la position du faisceau focalisé par rapport au contact optique. L'ensemble peut aussi supporter une rotation autour de l'axe vertical passant par le contact optique de manière à exciter les différents modes propres de la couche mince. Le détecteur peut être tourné indépendamment de l'ensemble prisme-échantillon afin d'observer les différentes lignes noires. La station informatique permet de contrôler les platines de rotation ainsi que l'acquisition des images infrarouges par la caméra.

Mesure de l'indice effectif d'un mode : introduction des paramètres pertinents

Dans l'expérience de m -lines, la valeur de l'indice effectif d'un mode ne dépend que de la géométrie du prisme utilisé, de son indice de réfraction n_p à la longueur d'onde de travail et de la position

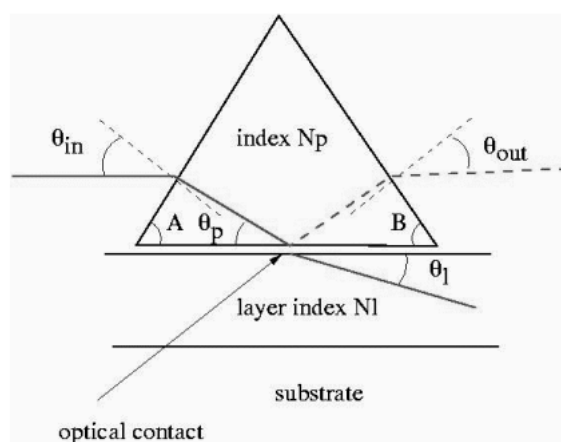


FIG. 4.10: Grandeurs intervenant dans la formule de l'indice effectif.

angulaire de la ligne noire dans le faisceau de sortie. La formule analytique reliant les grandeurs précédemment citées à l'indice effectif est donnée par :

$$n_{eff} = n_p \sin\left(B + \arcsin\left(\frac{\sin(\theta_{out})}{n_p}\right)\right) \quad (4.5)$$

L'équation 4.5, obtenue à partir de la condition d'accord de phase (Eq. 4.4), est démontrée en annexe B. Les différentes grandeurs intervenant dans Eq. 4.5 sont représentées dans la Figure 4.10. A et B sont les angles du prisme. θ_{in} est l'angle entre le rayon incident et la normale à la face d'entrée du prisme, θ_{out} étant l'équivalent en sortie de prisme. Pour mesurer la valeur de l'indice effectif d'un mode, il faut donc pouvoir mesurer la position angulaire θ_{out} de la ligne noire dans le faisceau de sortie tout en connaissant l'angle du prisme et son indice. La relation 4.5 implique que l'incertitude de mesure sur l'indice effectif est fonction de l'erreur de mesure sur l'indice du prisme n_p , sur son angle B et sur l'angle θ_{out} .

Nous avons montré en annexe B qu'il fallait mesurer le bon couple (A, θ_{in}) ou (B, θ_{out}) en plus de l'indice de réfraction du prisme n_p . Ainsi, le caractère isocèle du prisme est somme toute relatif.

Choix du prisme et dimensionnement

Le choix du prisme pour l'expérience de m -lines se base sur deux considérations importantes :

- Le matériau doit être suffisamment transmissif dans l'infrarouge thermique.
- L'indice de réfraction doit être suffisamment élevé pour pouvoir exciter les premiers modes du guide planaire.

Le Germanium, utilisé pour la réalisation d'objectifs pour les caméras infrarouges, est le matériau le plus adapté pour ce type de mesure car il possède un indice de réfraction élevé ($\sim 4,0$ à $\lambda=10\mu\text{m}$). Le selenure de Zinc (ZnSe) constitue aussi une solution intéressante : même si son indice de réfraction est plus faible que celui du Germanium ($n=2,403$ à $\lambda=10\mu\text{m}$) il présente l'avantage d'être transparent du visible à l'infrarouge moyen ce qui constitue un avantage notable

pour les procédures d'alignement. Bien que la mesure de m -lines consiste en une "recherche des lignes de modes", il est néanmoins possible d'anticiper et de prévoir la plage de positions angulaires dans laquelle peuvent se trouver les lignes de modes. Par définition, un indice de mode est nécessairement compris entre l'indice du substrat du guide plan et l'indice de la couche déposée. Autrement dit, on a

$$n_s < n_{\text{eff},i} < n_c \tag{4.6}$$

En considérant que l'indice d'une couche mince déposée présente un indice de réfraction inférieur ou égal à son équivalent massif¹⁴, la relation 4.6 devient :

$$n_s < n_{\text{eff},i} < n_{\text{bulk}} \tag{4.7}$$

où n_{bulk} est l'indice de réfraction du matériau massif. Il est donc possible, en retournant l'équation 4.5 de donner un encadrement des positions angulaires des lignes de modes.

Les premiers échantillons testés dans l'infrarouge thermique sont des couches minces de ZnSe sur substrat de ZnS. J'ai donc appliqué ce raisonnement avec les valeurs de matériau massifs données dans la littérature (Palik 1985) et pu dimensionner un prisme en Germanium adapté à la mesure (cf. Tab. 4.2).

Les positions angulaires potentielles de lignes noires avec un échantillon ZnSe/ZnS ont été encadrées pour deux prismes d'ouverture 30° et 45° et reportées dans le tableau 4.2. Ces positions sont relatives à la normale à la face de sortie du prisme.

Matériau	Indice	Angle du prisme	Plage angulaire
ZnSe	2,403	A = 45°	-52,64° < θ_{in} < -34,19°
ZnS	2,21	A = 30°	14,29° < θ_{in} < 28,82°

TAB. 4.2: Valeurs du ZnSe et ZnS massif à 10 μm ; Encadrement des positions angulaires possibles des lignes de modes.

Nous pouvons remarquer qu'une différence de 15° dans la géométrie du prisme a un effet très important sur la position finale des lignes de mode. Afin d'évaluer les effets d'encombrement du banc optique, j'ai simulé la position des faisceaux optiques pour les deux cas présentés. La simulation a été réalisée avec les ouvertures de faisceaux identiques à celles imposées par les optiques de notre banc (c'est-à-dire pour une ouverture de faisceau de $f/2$). La figure 4.11 illustre le cas d'un prisme de 45° présenté dans le tableau 4.2 avec une inclinaison de -40°. Le résultat montre que le faisceau de sortie est encombré par l'optique d'entrée ce qui m'a conduit à écarter cette configuration.

La figure 4.12 illustre en revanche l'encombrement obtenu avec le prisme d'angle A=30° en tenant compte des encadrements donnés dans le tableau 4.2. Cette fois-ci on remarque que pour les deux positions angulaires extrêmes, la position des faisceaux ne pose pas de problèmes

¹⁴L'échantillon solide qui subit le dépôt est aussi appelé "bulk", qui signifie "massif" en anglais, terme que j'utiliserai par la suite.

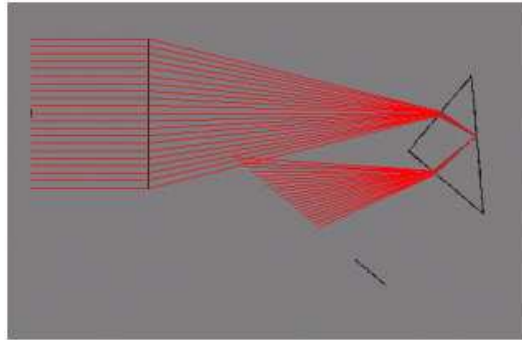


FIG. 4.11: Encombrement des faisceaux dans le cas d'un prisme en Germanium avec un angle $A=45^\circ$.

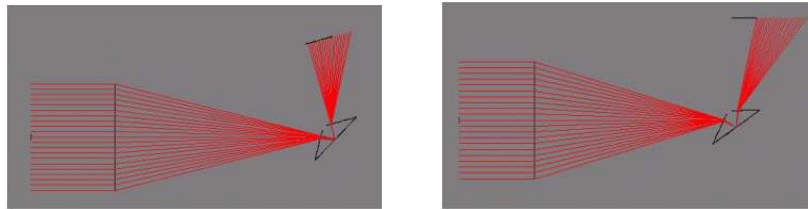


FIG. 4.12: Encombrement des faisceaux dans le cas d'un prisme en Germanium avec un angle $A=30^\circ$.

quant à l'encombrement du à l'optique d'entrée. En conclusion le prisme fabriqué répond aux spécifications données dans le schéma de la figure 4.13.

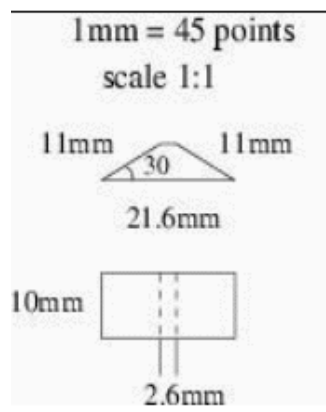


FIG. 4.13: Plan du prisme en germanium utilisé sur le banc de m -lines au laboratoire. L'angle de 30° permet d'obtenir des conditions d'encombrement acceptables.

Budget d'erreur sur l'expérience de m -lines

Dans l'expérience de m -lines, l'erreur sur la mesure de l'indice effectif (et donc au final sur l'indice de la couche) dépend **uniquement** des incertitudes sur l'indice du prisme n_p , sur l'angle B et sur la position de la ligne noire θ_{out} . Ainsi l'erreur dn_{eff} sur l'indice effectif se calcule suivant :

$$dn_{eff}^2 = \left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial n_p} dn_p\right)^2 + \left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial B} dB\right)^2 + \left(\frac{\partial n_{eff}}{\partial \theta_{out}} d\theta_{out}\right)^2 \quad (4.8)$$

où dn_p est l'erreur sur l'indice du prisme, dB l'erreur sur son angle et $d\theta_{out}$ l'erreur sur la position de la ligne noire en sortie de prisme. Je considère ici des erreurs absolues. J'ai donc utilisé cette expression pour estimer les contraintes à imposer sur les trois types d'erreurs afin d'obtenir une erreur globale dn_{eff} de 10^{-3} .

Ce calcul d'erreur est contraint par un certain nombre de paramètres. L'erreur $d\theta_{out}$ sur la position de la ligne noire est, quant à elle, majorée par l'erreur de co-alignement entre le laser He-Ne¹⁵ et la source laser infrarouge. Sur notre banc, les deux lasers sont alignés avec une précision de $0,03^\circ$. En ce qui concerne les caractéristiques opto-géométriques du prisme, ce dernier est constitué de Germanium massif dont l'indice est tiré des données bibliographiques de Tatian (1984). L'angle du prisme est en revanche imposé par le design du banc de m -lines.

Dans le tableau 4.3 sont reportées les valeurs données aux différentes grandeurs intervenant dans la formule donnant l'erreur globale à une longueur d'onde de $10 \mu\text{m}$.

Grandeur	valeur	erreur absolue
n_p	4,002 ¹	dépendant du budget d'erreur souhaité
B	30° ²	dépendant du budget d'erreur souhaité
θ_{out}	$-45^\circ < \theta_{out} < 45^\circ$	$0,03^\circ$ ³

TAB. 4.3: Erreurs absolues sur l'indice et l'angle du prisme.

1. Donnée bibliographique.
2. imposé par le design du banc.
3. Imposée par le co-alignement des faisceaux.

Influence de la position θ_{in} de la ligne Le terme dn_{eff}^2 est une fonction de n_p , B et θ_{out} . Les deux premières grandeurs restent fixes au cours de l'expérience (cf. § 4.3.2) tandis que la position angulaire θ_{out} de la ligne sombre dépend de l'ordre du mode excité et peut théoriquement varier entre -45° et 45° . Afin de mieux contraindre le nombre de variables libres, j'ai estimé l'influence de θ_{out} sur l'erreur globale finale. Les graphiques de la figure 4.14 représentent les variations de l'erreur globale dn_{eff} en fonction de θ_{out} pour trois paramétrages différents de dA et dn_p .

Le graphique de la figure 4.14 représente les variations de l'erreur absolue dn_{eff} sur l'indice effectif pour une position angulaire de la ligne de mode variant entre -45° et 45° par rapport à la normale à la face de sortie du prisme. Les différentes courbes montrent que la variation de l'erreur dn_{eff} reste inférieure à 10^{-3} sur toute la plage angulaire. Puisque l'incertitude maximale souhaitée sur l'indice effectif est de cet ordre, j'ai considéré que l'effet de la position angulaire de la ligne de mode sur l'erreur globale est négligeable sur le budget d'erreur globale.

Evaluation de l'erreur absolue sur l'indice effectif Dans un deuxième temps, j'ai analysé l'influence des incertitudes sur l'angle B et l'indice n_p pour atteindre 10^{-3} sur l'indice effectif

¹⁵Pour définir le zéro suivant la procédure présentée, on utilise le retour du laser rouge.

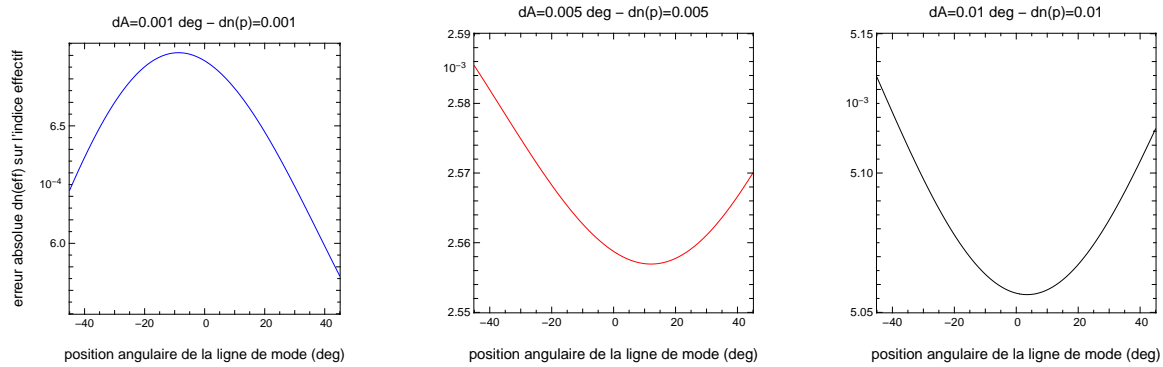


FIG. 4.14: Effet de la position de la ligne de mode sur l'erreur absolue dn_{eff} . La position angulaire varie entre -45° et 45° . Chaque graphique est tracé avec, pour dA et dn_p , les valeurs données dans le titre.

sachant que $d\theta_{out}$ est contraint à $0,03^\circ$. Les mêmes valeurs que précédemment sont conservées pour n_p et B et θ_{out} est fixé arbitrairement à 20° du fait de son influence négligeable sur le budget d'erreur global. J'ai tracé l'erreur absolue sur l'indice effectif dn_{eff} en fonction des deux incertitudes précédentes. Le résultat est reporté sur les graphiques de la figure 4.15.

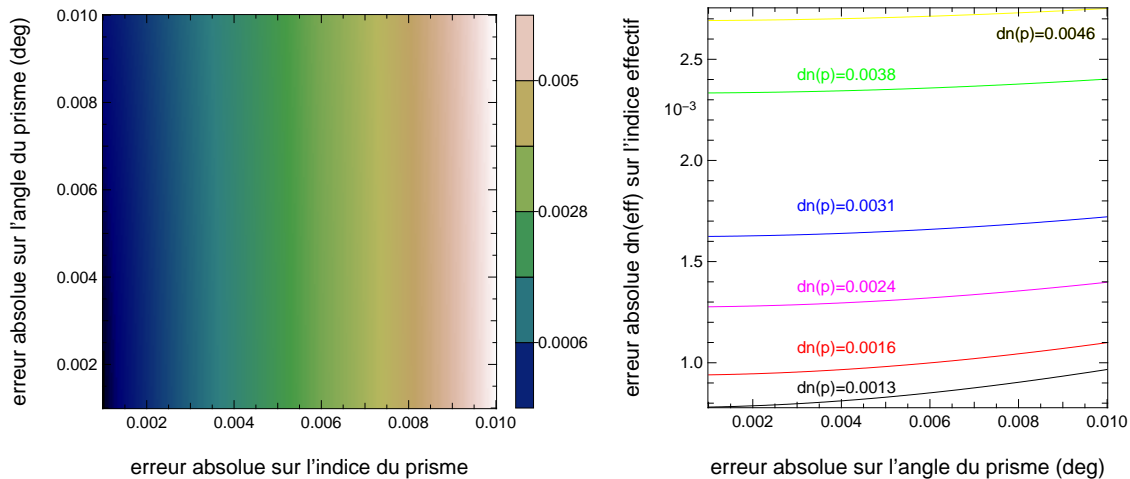


FIG. 4.15: Gauche : évolution de l'erreur globale en fonction des incertitudes sur l'angle B et l'indice n_p . Droite : coupe du graphique à deux dimensions donnant l'évolution de l'erreur globale en fonction de l'erreur dB .

Une première analyse montre que l'influence de l'erreur dB sur l'erreur globale est faible : en effet le code des couleurs permet d'estimer cette évolution qui ne montre pas de variation significative de dn_{eff} avec dB . Le graphique de droite présente une coupe en fonction de l'erreur dB et montre que, à erreur dn_p donnée, la variation de l'erreur globale est inférieure à 10^{-4} pour dB variant de $0,001^\circ$ à $0,01^\circ$. En revanche la précision sur l'indice du prisme est assez importante puisque le graphique montre qu'une variation d'un ordre de grandeur de dn_p entraîne une variation du même ordre sur l'erreur globale.

Une première conclusion indique que l'erreur sur l'indice effectif, à $d\theta_{out}$ donné, est principalement limitée par l'erreur sur l'indice du prisme (c'est-à-dire sur le Germanium massif). Le graphique de la figure 4.15 montre que pour atteindre une incertitude de 10^{-3} sur l'indice effectif, une erreur inférieure à 2×10^{-3} sur l'indice du prisme est requise. Or, les données bibliographiques donnent pour cette grandeur une précision de l'ordre de 5×10^{-3} . Dans ces conditions, l'erreur globale ne peut être inférieure à $2,5 \times 10^{-3}$, quelque soit la précision atteinte sur l'angle B du prisme. J'ai reporté dans le tableau 4.4, l'erreur globale sur l'indice effectif atteinte dans les conditions expérimentales dont j'ai bénéficié.

Erreur dn_p	0,005 ¹
Erreur dB	0,05 ° ²
Erreur $d\theta_{in}$	0,03 ° ³
Erreur dn_{eff}	0,0034

TAB. 4.4: Incertitude sur l'indice effectif en fonction des erreurs sur les grandeurs intervenant dans la mesure de m -lines.

¹ Donnée bibliographique.

² Donnée constructeur.

³ Limite imposée par le dessin du banc.

La précision de 10^{-3} sur l'indice effectif fixée au départ ne peut être atteinte dans les conditions présentes puisque nous obtenons au mieux une erreur de 0,0034. Améliorer cette précision nécessiterais de mesurer, à l'aide d'un goniomètre, l'angle du prisme et l'indice du prisme à des précisions respectives de $0,01^\circ$ et 0,001. Néanmoins, la limite principale imposée par ce budget d'erreur est l'impossibilité de caractériser des guides planaires à très faible confinement, c'est-à-dire à très faible différence d'indice Δn entre couche mince et substrat (typiquement $\Delta n = 10^{-3}$). Or, dans cette première phase de développement de guides planaires diélectriques, l'objectif est la réalisation de premiers guides planaires : le type de confinement (guidage fort ou faible) est un aspect qui sera abordé ultérieurement.

Méthode pour la mesure de la position angulaire d'une ligne noire

La méthode de mesure se base sur le fait que la position angulaire de la ligne noire par rapport à la normale à la face de sortie n'est pas modifiée lorsque le prisme est tourné autour de l'axe vertical. Rappelons que pour un système prisme-échantillon donné, cette position (et par conséquent la valeur de l'indice de mode) est imposée par la condition d'accord de phase. En revanche, la position angulaire du faisceau de sortie par rapport à la normale varie lorsque le prisme pivote. Ainsi, si l'on choisit comme référence absolue l'axe optique du banc, une rotation d'angle θ du prisme entraîne une rotation d'angle θ de la ligne noire et de 2θ du faisceau de sortie du fait de la réflexion à la base du prisme. Une des propriétés des lignes de mode est qu'elles se déplacent dans le champ du faisceau de sortie lorsque le prisme pivote autour de son axe vertical. La référence absolue peut donc être matérialisé par un réticule fixe aligné avec l'axe optique et dont l'image est reproduite dans le faisceau de sortie.

Choisissons à présent la position où la normale à la face d'entrée est confondue avec l'axe optique comme zéro de l'angle θ_{out} . Les remarques précédentes impliquent que lorsque l'image du réticule

en sortie est superposée à une ligne de mode, l'angle de rotation du prisme donne la valeur de l'angle θ_{out} correspondant au mode observé. Une illustration de cette méthode est donnée à travers les figures 4.16 et 4.17.

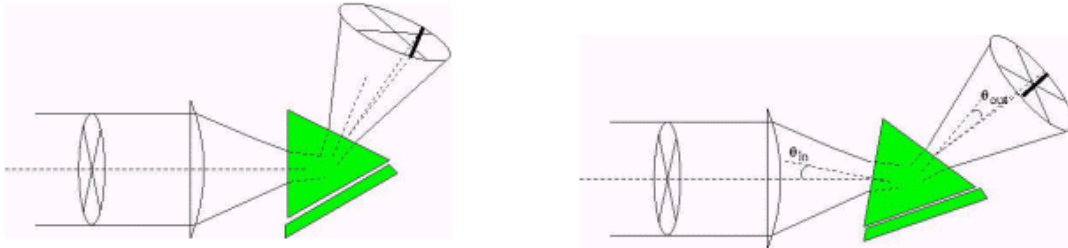


FIG. 4.16: Définition d'une référence pour la mesure de la position angulaire d'une ligne de mode. La position de référence est obtenue lorsque la face avant du prisme est perpendiculaire à l'axe optique.

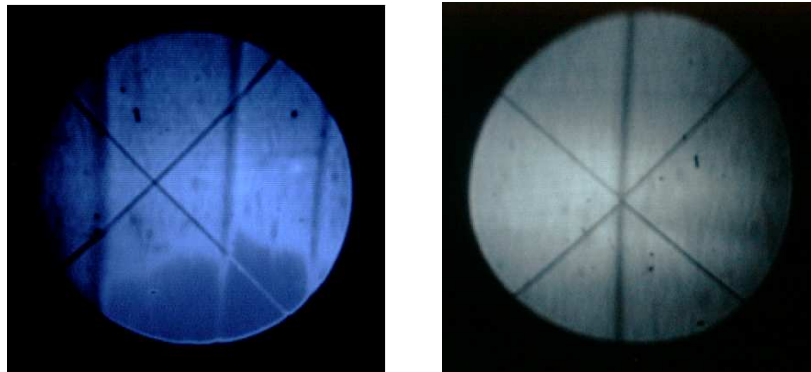


FIG. 4.17: Superposition de l'image du réticule avec les lignes de modes. Dans le champ de la caméra, l'image du réticule se déplace avec une vitesse de rotation double de celle à laquelle se déplacent les lignes de modes. Cet effet permet de superposer l'image du réticule avec une ligne de mode (figure de droite) et d'obtenir sa position angulaire par rapport à la normale à la face d'entrée de sortie du prisme.

Définition du zero

Il s'agit d'aligner la normale à la face d'entrée du prisme avec l'axe optique du banc de mesure. Le réticule et la lentille d'injection sont par définition alignés avec l'axe optique. La procédure utilise le faisceau du laser He-Ne (lui-même co-aligné avec le faisceau infrarouge). Une lame séparatrice inclinée à 45° est placée devant le réticule afin de recueillir sur un écran l'image du réticule réfléchi par la face avant de la lentille d'injection. Cette image est fixe et indépendante de la rotation du prisme. Une deuxième image est obtenue par la réflexion du faisceau incident sur la face avant du prisme en Germanium. La position de cette deuxième image est dépendante de la rotation du prisme. Lorsque les deux images du réticule sont superposées sur l'écran, la face d'entrée du prisme est perpendiculaire à l'axe optique. Je peux ainsi définir une référence pour laquelle $\theta_{out}=0$.

4.3.3 Validation du banc de m -lines à $10\ \mu\text{m}$

Une des difficultés rencontrées dans le développement de l'expérience de m -lines à $10\ \mu\text{m}$ est due au fait que j'ai dû valider le fonctionnement du banc optique à l'aide de composants tests eux-mêmes en développement. Autrement dit, je n'ai pas bénéficié d'échantillons standard pour calibrer le banc optique. Il est donc clair que la procédure expérimentale peut pâtir d'un éventuel biais instrumental.

Une solution à cette difficulté consisterait à mesurer les paramètres d'un échantillon test inconnu sur deux bancs construits indépendamment et d'observer qu'elle est la cohérence des mesures obtenues. Néanmoins, dans notre cas, l'importance de la mise en évidence d'un éventuel biais instrumental est contestable : en effet, si la mesure quantitative des indices de modes peut se révéler biaisée, l'observation même des lignes de mode est univoque quant au caractère modal de la structure planaire.

La validation du banc a été obtenue avec le premier composant ZnSe/ZnS pour lequel l'expérience a été conçue. La figure 4.18 présente la première sortie de m -lines obtenue à $10\ \mu\text{m}$.

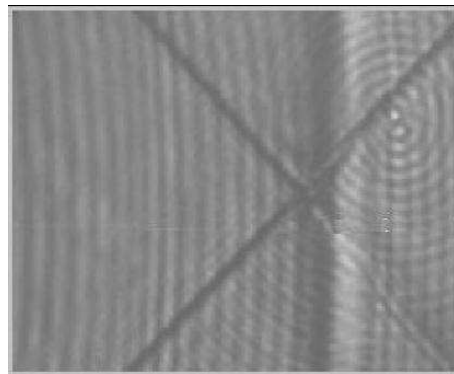


FIG. 4.18: Image de sortie de m -lines avec l'observation d'une ligne de mode à $\lambda=10\ \mu\text{m}$. La ligne de mode est relativement large ($\sim 0,1^\circ$) malgré l'optimisation du couplage sur le contact optique. L'erreur sur l'indice effectif reste déterminé par l'erreur sur l'indice du prisme. Les anneaux observables en arrière-plan sont dus à des effets de diffraction.

Les anneaux circulaires observables autour de la ligne sont dus à des effets de diffraction du laser CO_2 par réflexions multiples que subit le faisceau lors de son passage dans le prisme. Pour réduire la cohérence du faisceau laser, nous avons cherché à "décohérencer" la source laser en interposant une plaque de silicium dépoli en rotation dans le faisceau d'entrée et de se servir de son effet diffusant comme cela est fait plus couramment dans le visible. Cependant, cette modification sur le banc n'a pas eu l'effet escompté.

4.3.4 Méthode de traitement des données m -lines

Numérotation des modes

Lors de la mesure expérimentale des indices effectifs d'un guide planaire, un problème qui se pose concerne la numérotation des modes. En effet, suivant les conditions expérimentales (indice

du prisme, géométrie du prisme, indice de la couche, plage angulaire disponible en sortie de prisme), il est possible que les modes de bas ordre ne soient pas excités ou tout simplement non-observables du fait de la géométrie du prisme. Ceci implique que le premier mode observé n'est pas nécessairement le mode d'ordre 0 (c'est-à-dire le mode fondamental). Or les solutions de l'équation de dispersion du guide planaire sont dépendantes de l'ordre qui est associé à chaque mode observé.

Afin d'obtenir une numérotation correcte des modes observés, j'ai utilisé une méthode basée sur le calcul du coefficient de régression linéaire de l'expression 4.9. Cette méthode est explicitée ci-après.

Dans le cas d'un guide planaire idéal¹⁶, il existe une relation de linéarité entre l'indice de mode au carré et le carré du numero de mode correspondant qui s'exprime sous la forme mathématique suivante :

$$n_{\text{eff},i}^2(m) = \alpha(m + 1)^2 + \beta \quad (4.9)$$

où α et β sont des coefficients constants.

Connaissant plusieurs valeurs d'indices effectifs, il est possible de calculer le coefficient de régression linéaire de la courbe représentative. Cette méthode est illustrée à travers l'exemple suivant. Considérons le cas d'une couche mince théorique avec les paramètres donnés dans le tableau 4.5.

Longueur d'onde (μm)	0,6328
Épaisseur (μm)	2,0
Indice de couche	2,45
Indice de substrat	2,2
Indice de superstrat (air)	1,0

TAB. 4.5: Paramètres d'une couche mince théorique à $\lambda=0,632 \mu\text{m}$. Ces paramètres sont utilisés pour calculer les indices de modes théoriques permettant de vérifier la condition de linéarité évoquée avec l'équation 4.9

Le spectre des indices de modes est déterminé à partir de l'équation de dispersion du guide plan asymétrique (cf. Chap. 3, Eq. 3.9) et reporté dans le tableau 4.6.

m	$n_{\text{eff},i}$
0	2,44553
1	2,43209
2	2,40958
3	2,37785
4	2,33676
5	2,28624
6	2,22716

TAB. 4.6: Valeurs théoriques des indices de modes pour le guide défini au tableau 4.5.

¹⁶c'est-à-dire un guide plan à saut d'indice, ne présentant pas d'inhomogénéité dans le profil d'indice et d'épaisseur.

Supposons à présent que les indices effectifs sont les seules valeurs expérimentales dont nous disposons et que l'on cherche à attribuer un numéro de mode à chaque indice. La méthode utilisée consiste à tracer $n_{eff}^2 = f[(m+1)^2]$ en attribuant successivement les valeurs $m=0,1,2,3$ etc... et à en calculer le coefficient de régression linéaire ρ pour en tirer l'ordre de numérotation optimale. Les courbes de la figure 4.19 représentent la fonction 4.9 pour différentes numérotations du premier mode observé. Le graphique montre nettement qu'une numérotation incorrecte de l'ordre des modes entraîne la perte de linéarité de la fonction tracée. C'est cette propriété que j'utilise pour déterminer une numérotation correcte des modes observés. Néanmoins, cette méthode n'est utilisable que si trois modes sont observés au minimum.

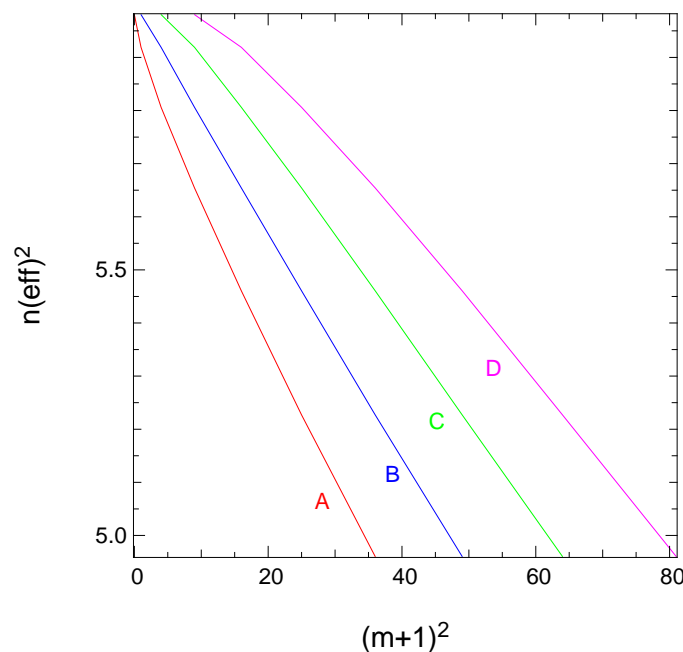


FIG. 4.19: Courbes représentatives de n_{eff}^2 en fonction de $(m+1)^2$ pour différentes numérotation des indices de modes. La courbe notée A correspond au mode $m=0$ pour le **premier** indice de mode mesuré, la courbe B correspond au mode $m=1$ pour le **premier** indice de mode mesuré et la courbe C correspond au mode $m=2$ pour le **premier** indice de mode mesuré.

Reprenons à présent les indices de mode théoriques donnés dans le tableau 4.6 et supposons que le mode fondamental ne soit pas observé. Le premier indice de mode mesuré est alors $n_{eff}=2,43209$. J'ai reporté dans le tableau 4.7 les coefficients de régression linéaire obtenus pour différentes numérotation des modes observés.

Les résultats montrent que la numérotation théorique est bien retrouvée à partir du calcul du coefficient de régression linéaire et qu'elle peut donc être utilisée par la suite.

Néanmoins, cette méthode est assez sensible à l'erreur sur l'indice effectif, et ce d'autant plus que les valeurs théoriques d'indices de mode sont proches. Pour quantifier la sensibilité de cette méthode, j'ai calculé, pour chaque valeur théorique d'indice de modes, 500 réalisations de l'erreur expérimentale obtenues à partir d'un générateur aléatoire de valeurs distribuées suivant une loi

normale entre $-dn_{eff}/2$ et $+dn_{eff}/2$ (cf. 4.3.2). Le processus suivi est illustré par le schéma de la figure 4.20 et aboutit à une valeur moyenne et une valeur rms de $\rho(i)$ où i est l'ordre donné au premier mode observé.

mode du premier indice effectif observé	coefficient de regression
0	$\rho(0) = -0,998470$
1	$\rho(1) = -0,999934$
2	$\rho(2) = -0,999813$
3	$\rho(3) = -0,999236$

TAB. 4.7: Coefficients de regression linéaire pour quatre numérotations différentes des modes données en Tab. 4.6. On suppose que le mode fondamental n'est pas observé expérimentalement.

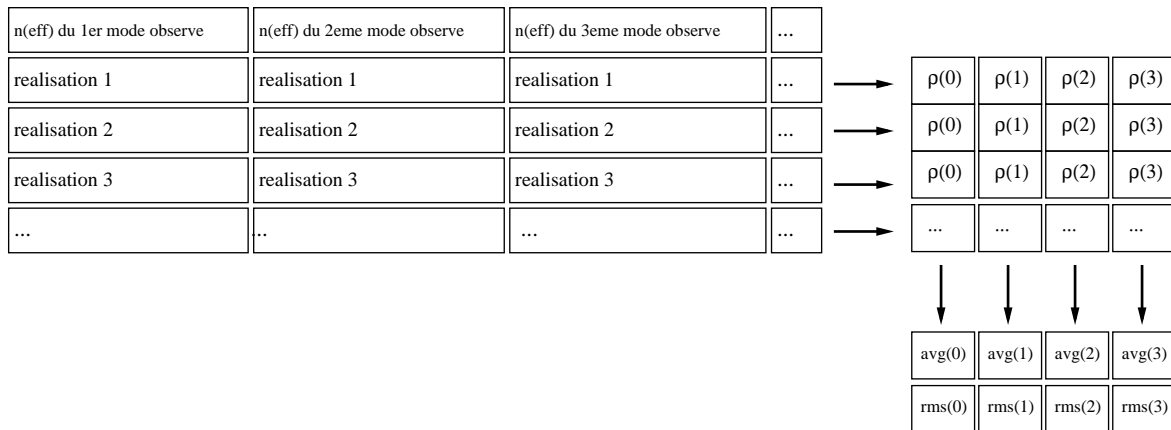


FIG. 4.20: Diagramme de fonctionnement pour évaluer la sensibilité de la méthode de régression linéaire à l'incertitude expérimentale. Le schéma proposé est donné pour une erreur rms dn_{eff} donnée.

J'ai calculé la suite $[\rho(0), \rho(1), \rho(2), \rho(3)]$ correspondant aux coefficients de régression linéaire pour quatre numérotations différentes des indices de mode donnés dans le tableau 4.6 et bruités par la méthode montrée dans la figure 4.20. A partir d'un grand nombre de réalisations de cette suite, j'ai extrait les suites $[\langle \rho(0) \rangle, \langle \rho(1) \rangle, \langle \rho(2) \rangle, \langle \rho(3) \rangle]$ et $[\sigma_\rho(0), \sigma_\rho(1), \sigma_\rho(2), \sigma_\rho(3)]$ correspondant à la valeur moyenne et à l'écart-type de chaque coefficient de régression linéaire. La figure 4.21 représente graphiquement les suites des valeurs moyennes et rms des coefficients de régression en fonction de la numérotation des indices de modes. Chaque courbe est tracée pour une valeur donnée de l'erreur globale sur l'indice effectif.

Les simulations de la figure 4.21 montrent que, pour une erreur supérieure à 0,004 sur l'indice effectif, les barres d'erreur sont trop importantes pour pouvoir ordonner de manière univoque les coefficients de régression. Pour le cas $dn_{eff}=0$, on retrouve les valeurs données en Tab. 4.7. Dans le cas du banc développé en laboratoire, l'erreur attendue sur l'indice effectif vaut $dn_{eff}=0,0034$, ce qui semble correspondre à la limite de validité de la méthode et qui ne permettrait pas de conclure sur la numérotation optimale des modes. Néanmoins, cela n'est vrai que si les indices de modes sont très proches ($\Delta n_{eff} < 0,01$). Nous verrons au chapitre 6 que dans le cas des guides

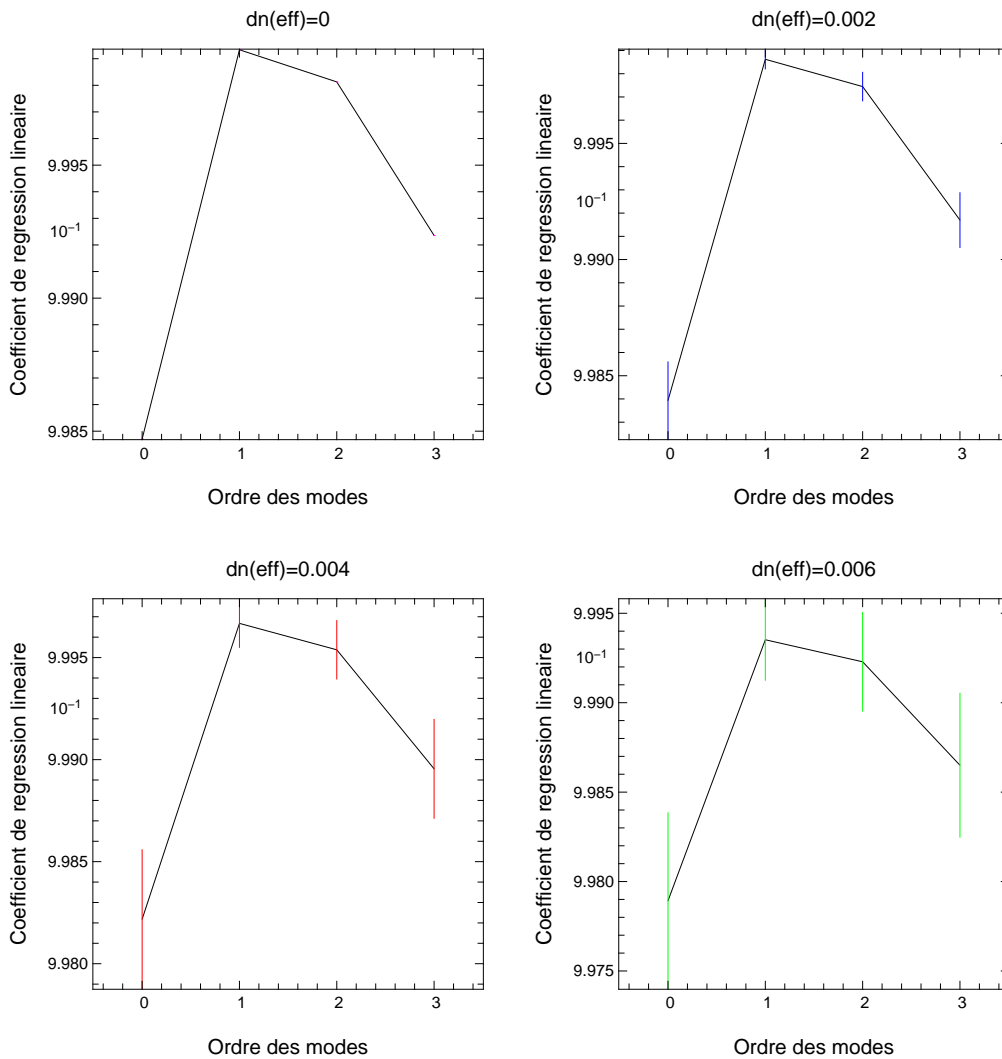


FIG. 4.21: Sensibilité du calcul des coefficients de régression linéaire à l'erreur sur l'indice effectif. L'erreur globale dn_{eff} considérée est reportée en titre de chaque graphique.

planaires pour l'infrarouge thermique, les écarts entre les indices effectifs sont supérieurs à 0,01.

En conclusion, la méthode des coefficients de régression linéaire peut être utilisée pour ordonner les différents indices de modes mesurés expérimentalement si les écarts entre les valeurs moyennes des indices effectifs sont supérieurs à 0,04 car elle est d'autant moins robuste que les modes mesurés sont proches entre eux.

Homogénéité de la couche

La méthode des coefficients de régression permet d'une part d'ordonner les indices de modes expérimentaux de manière optimale, mais elle fournit aussi une information sur l'homogénéité verticale de la couche, autrement dit si on retrouve bien $n(x) = \text{constante}$, où $n(x)$ est le profil d'indice du guide planaire. Pour un tel guide vérifiant parfaitement la condition précédemment énoncée, le coefficient de régression linéaire est théoriquement égal à 1. Ainsi la comparaison

des coefficients de régression pour différents échantillons permet de donner une tendance sur l'évolution de la technologie de réalisation des guides planaires.

Calcul de l'indice de réfraction et de l'épaisseur de couche

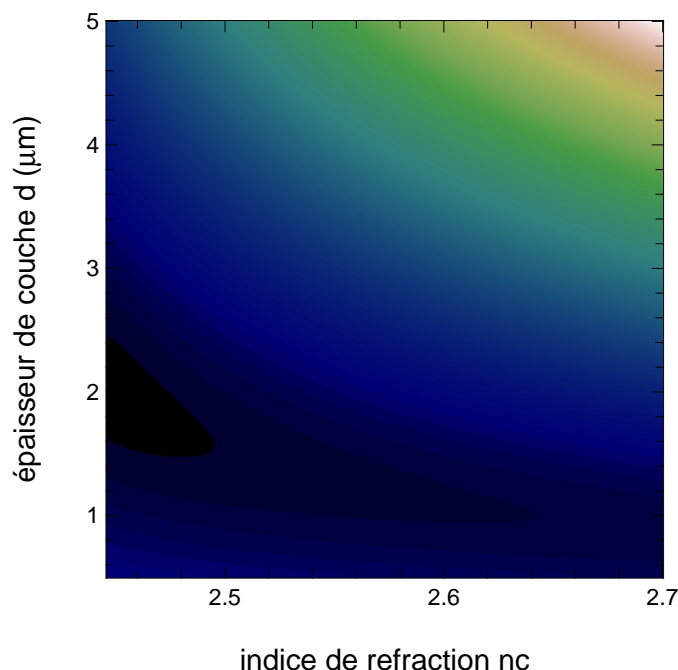


FIG. 4.22: Calcul de l'indice et de l'épaisseur de couche par une méthode de minimisation des moindres carrés. Le graphique montre la valeur du critère J en fonction des paramètres n_c et d . Les codes des couleurs vont du noir vers le blanc pour un ordre croissant des valeurs. Ainsi, un minimum de la surface est détectable autour de $n_c=2,5$ et $d=2,0$.

Une fois que le caractère modal du guide plan est confirmé, il reste encore à calculer l'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche à partir de la connaissance des indices effectifs mesurés expérimentalement et de la relation de dispersion donnée au chapitre 3 par l'équation 3.9. Le calcul de ces grandeurs physiques est extrêmement important car son résultat permet d'évaluer si l'indice de couche obtenu permettra de vérifier la condition de réflexion totale aux interfaces du guide. Le fait d'observer des lignes de modes avec l'expérience de m -lines signifie que la condition est remplie sur l'échantillon testé, mais cela n'est pas forcément suffisant pour réaliser une structure planaire qui soit guidante aux longueurs d'onde d'intérêt. Par exemple, s'il est assez facile de réaliser un guide planaire constitué d'une couche de verre de chalcogénure sur un substrat de silice fonctionnant dans le visible – la différence d'indice est en effet assez conséquente ($\Delta n \sim 0,9$) à ces longueurs d'onde – ce composant ne sera pas transmissif au-delà de $2 \mu\text{m}$ du fait de la longueur d'onde de coupure de la silice. Dès lors, un nouveau substrat transmissif aux plus grandes longueurs d'onde est nécessaire avec pour conséquence une diminution de la différence d'indice couramment observée. D'où l'importance de pouvoir disposer d'une mesure quantitative de l'indice de la couche.

L'équation de dispersion est de la forme

$$F_{d,n_c}(n_{eff}(m)) = m \quad (4.10)$$

où m est l'ordre du mode ($m=0,1,2\dots$), (d,n_c) sont l'épaisseur et l'indice de couche, paramètres de la fonction F . Cette fonction étant continue et strictement monotone pour $n_{sub} < n_{eff} < n_c$, il existe une fonction réciproque G , dépendant des paramètres (d,n_c) , permettant de calculer l'indice de mode n_{eff} en fonction de l'ordre m . La quantité physique mesurée expérimentalement étant l'indice de mode, les paramètres (d,n_c) peuvent être calculés à l'aide d'une méthode des moindres carrés qui minimise la norme quadratique entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques calculées à partir du modèle. Le critère à minimiser est alors

$$J(d, n_c) = \sum_{m=0}^N (G_{d,n_c}(m) - n_{eff}(m))^2 \quad (4.11)$$

N est le mode d'ordre maximum. Les paramètres d et n_c doivent être initialement bornés sur un domaine physiquement pertinent. Par exemple, le paramètre "indice de couche" sera borné à gauche par l'indice de mode de plus bas ordre (du fait de la relation 3.36) et à droite par l'indice de réfraction du matériau massif (puisque l'on s'attend à ce que l'indice de couche soit inférieur à l'indice du matériau massif équivalent). Notons que la borne supérieure ne doit pas forcément être inférieure à l'indice du matériau mais cette propriété constitue un bon point de repère pour le choix des bornes. En ce qui concerne l'encadrement de l'épaisseur de couche d , celui-ci tient compte d'une connaissance a priori de l'ordre de grandeur de la couche déposée. Mais cette connaissance peut être assez large, de l'ordre de quelques microns, sans pour autant empêcher le critère de converger.

J'ai évalué la pertinence de la méthode à partir des valeurs d'indices de mode du tableau 4.6. La figure 4.22 est la représentation graphique du critère $J(d, n_c)$ pour une valeur d'indice n_c variant de 2,446 à 2,7 et pour une valeur d'épaisseur d variant entre 0,5 μm et 5,0 μm . Chaque direction présente un échantillonnage de 800 points. Dans ce cas, cela correspond à une résolution de 3×10^{-4} sur l'indice et de 0,005 μm sur l'épaisseur. La valeur minimale reportée pour le critère correspond à $n_c=2,45013$ et $d=1,99812 \mu\text{m}$, ce qui est très proche des valeurs théoriques définissant le guide.

La méthode de minimisation d'un critère des moindres carrés est bien adaptée au cas de l'exploitation des données de m -lines. Cependant, comme toute méthode de résolution numérique, son efficacité est dépendante :

- du nombre de mesures expérimentales disponibles.
- de l'erreur σ_i sur chaque mesure.
- de la qualité de l'échantillonnage, lui-même dépendant du temps de calcul à disposition.

Dans ce dernier paragraphe, je cherche donc à évaluer la sensibilité de la méthode numérique aux sources d'erreur mentionnées ci-dessus.

Pour une plage fixée de chaque paramètre n_c et d , le nombre de points choisis pour calculer

le critère J fixe la résolution et donc l'erreur maximale sur le résultat de la minimisation (en supposant dans un premier temps que l'erreur sur l'indice de mode expérimentale est nulle). La borne supérieure sur l'erreur est donnée, respectivement pour l'indice de couche et l'épaisseur, par

$$\delta n = (\Delta n_c)/M \quad (4.12)$$

$$\delta d = (\Delta d)/M \quad (4.13)$$

où M est le nombre de points par paramètre. Ainsi, toujours pour le guide planaire défini en Tab. 4.5 et les plages Δn_c et Δd présentées ci-dessus, l'erreur maximale en fonction du nombre de points est donnée dans le tableau 4.8.

Nombre de points M	200	501	800	1000
erreur max. sur n_c	0,0013	0,0005	0,00032	0,00025
erreur max. sur d (μm)	0,022	0,009	0,0056	0,0045

TAB. 4.8: Evolution de l'erreur maximale sur (n_c, d) en fonction du nombre de points M . L'erreur est mesurée pour les plages Δn_c et Δd données au § 4.3.4.

Cette erreur est bien retrouvée numériquement entre deux échantillons successifs du critère J , et ce pour chaque valeur de M . La précision calculée précédemment est donc une précision numérique qui peut être indéfiniment améliorée si nous disposons d'un grand temps de calcul. Malheureusement, les indices de mode ont une précision expérimentale finie qui influence obligatoirement l'erreur des paramètres n_c et d . Il n'est donc pas nécessaire d'améliorer la précision numérique si l'erreur finale sur les paramètres est fixée par l'erreur sur les indices effectifs. Pour évaluer la sensibilité de la méthode numérique à l'erreur sur les indices effectifs, j'ai calculé, à partir des valeurs d'indice données dans le tableau 4.6, les paramètres n_c et d pour plusieurs réalisations de l'erreur de mesure sur les indices effectifs¹⁷. Dans le tableau ci-après sont rapportées les erreurs sur le couple (n_c, d) en fonction de l'erreur sur l'indice effectif.

erreur l'indice effectif	$\pm 0,003$	$\pm 0,001$	$\pm 0,007$	$\pm 0,01$
erreur sur n_c	$\pm 0,0008$	$\pm 0,0005$	$\pm 0,00032$	$\pm 0,00025$
erreur sur d (μm)	$\pm 0,009$	$\pm 0,009$	$\pm 0,0056$	$\pm 0,0045$

TAB. 4.9: Evolution de l'erreur maximale sur (n_c, d) en fonction de l'erreur sur l'indice effectif. L'erreur est mesurée pour les plages Δn_c et Δd données au § 4.3.4. On remarque que l'erreur sur l'indice de réfraction de la couche n'est pas du même ordre que l'erreur sur l'indice effectif mais inférieure à celle-ci.

Les valeurs numériques obtenues montrent que l'erreur sur les paramètres d et n_c diminue lorsque l'erreur physique sur l'indice effectif diminue, ce qui était plutôt attendu. En revanche, le tableau 4.9 montre un résultat intéressant, à savoir que l'erreur sur l'indice de couche calculé est sensiblement inférieure à l'erreur sur l'indice effectif.

¹⁷L'erreur sur les indices effectifs est simulée à partir d'un générateur numérique de valeurs aléatoires suivant une loi uniforme entre 0 et 1

4.3.5 Conclusion

Le banc de m -lines dans l'infrarouge offre un outil de caractérisation efficace pour le développement de premières structures guidantes à $10\ \mu\text{m}$ permettant d'analyser le comportement modal des structures synthétisées mais aussi d'évaluer les paramètres physico-optique de la couche mince, utile au retour sur le développement technologique.

4.4 Méthode d'étude des propriétés de guidage des composants métalliques

Je présente dans cette section le banc de caractérisation développé pour l'étude des propriétés de guidages des guides creux limités – bien que celui-ci sera utilisé aussi pour les guides diélectriques limités quand ces derniers seront disponibles – ainsi que la méthode adoptée pour discriminer différents types de comportement. Au cours du chapitre 3, j'ai abordé les aspects théoriques et techniques de la réalisation des guides creux sur lesquels je me suis appuyé pour mettre en place le banc.

4.4.1 Présentation du banc d'injection

Description générale du banc

Le banc d'injection est l'outil expérimental que j'ai développé comme moyen de caractérisation dans l'infrarouge moyen pour valider les propriétés des guides droits réalisés dans le cadre de cette étude. Le schéma optique du banc d'injection est présenté dans la figure 4.23.

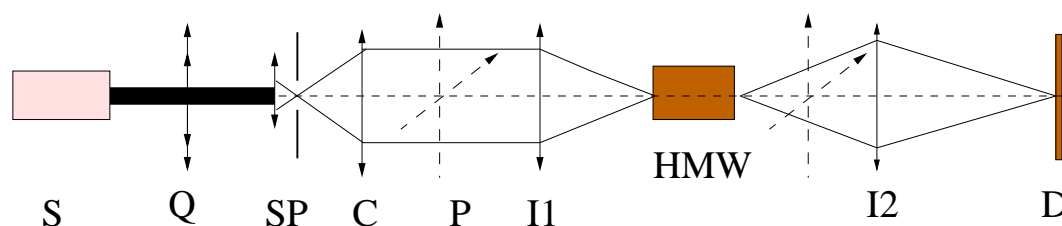


FIG. 4.23: Schéma optique du banc d'injection à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$. S : source laser CO_2 – Q : lame quart d'onde en ZnSe – SP : trou filtrant diamanté de diamètre $50 \mu\text{m}$ – C : collimateur – P : polariseur à grille pouvant être placé en entrée ou en sortie du composant – I_1 : lentille d'injection – HMW : guide creux métallique – I_2 : lentille d'imagerie – D : matrice de détecteurs de type micro-bolomètres.

Deux remarques concernent les éléments optiques du banc :

- La caractérisation de ces nouvelles structures a été initiée en bande étroite, avec un laser CO_2 émettant à $\lambda=10,6\mu\text{m}$. Ceci permet de bénéficier d'une source suffisamment puissante pour des composants dont nous ne connaissons pas a priori la transmission globale.
- La forte ouverture numérique présentée par les composants testés impose une injection à l'aide d'optiques suffisamment ouvertes. L'utilisation d'optiques dioptriques facilite cette réalisation par rapport à une solution à miroirs, mais en contrepartie cela limite le banc d'injection à une bande étroite.

Au vu de ces remarques, j'ai opté pour une solution utilisant des éléments dioptriques (lentilles en ZnSe) afin de ne pas être contraint par les questions de chromatisme. Cela permet en outre de limiter l'encombrement du banc optique par rapport à une solution basée sur des miroirs, ce qui a l'avantage de faciliter les alignements. Enfin, les composants optiques à forte ouverture requis pour cette phase de caractérisation ($\sim f/1$) sont plus largement disponibles (et économiques)

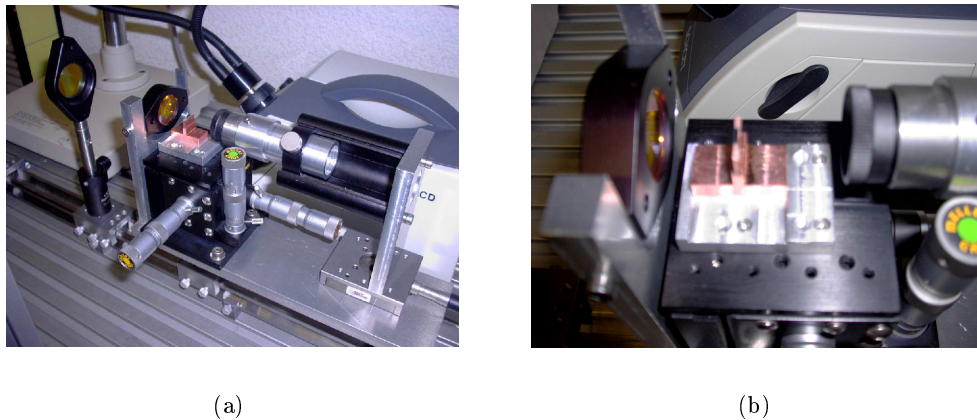


FIG. 4.24: Photographie du banc d'injection (Fig. 4.4.1) et du module d'injection (Fig. 4.4.1). La puce contenant les guides d'onde est placée sur un porte-échantillon en cuivre pouvant être placée dans le faisceau convergent grâce à une platine 3-axes micrométrique.

en dioptrique (lentilles) qu'en catadioptrique (miroirs). Seule l'utilisation d'optiques dioptriques achromatiques permettrait de bénéficier à la fois des deux avantages, mais ces dernières sont relativement coûteuses aux longueurs d'onde qui nous intéressent.

La puce contenant les guides d'onde est placée sur un positionneur trois-axes possédant une résolution micrométrique permettant de co-aligner le composant avec l'axe optique du banc. Connaissant les dimensions de l'ouverture d'un guide sans cornet (typiquement $10\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$), une contrainte forte est mise sur la qualité optique de la tache d'entrée. Afin de minimiser les aberrations géométriques, j'ai utilisé pour l'injection une lentille asphérique en ZnSe ouverte à $f/1,15$ pour focaliser le faisceau sur l'ouverture du guide.

Un extenseur de faisceau permet d'illuminer la lentille de focalisation de 22mm de diamètre. Le flux en sortie du composant est collecté à l'aide d'une lentille en ZnSe ouverte à $f/2,29$ et permet d'imager la sortie de guide sur le plan de la caméra. L'unité de détection est constituée d'une caméra sensible de $8\mu\text{m}$ à $12\mu\text{m}$ possédant un détecteur de micro-bolomètres de 320×240 pixels. Un polariseur à grille, utilisé pour étudier les propriétés de polarisation des guides creux, est placé soit avant le composant (c'est-à-dire dans le faisceau collimaté) pour forcer une polarisation soit après le composant¹⁸ (c'est-à-dire entre le composant et le plan focal de la caméra) pour analyser l'état de polarisation. Le taux d'extinction du polariseur à $\lambda=10\mu\text{m}$ est de 185 :1, ce qui correspond à un degré de polarisation de 99,4%.

Le profil transversal gaussien d'intensité du faisceau laser est fortement modifié par la lentille collimatrice C puisque cette dernière, de focale $f=254\text{mm}$ et de diamètre $D=50\text{mm}$, limite le diamètre du faisceau divergent provenant du trou filtrant. En conséquent, on peut considérer que la tache laser à l'entrée du guide d'onde est limitée par la diffraction et présente dès lors un profil de tache d'Airy.

La polarisation linéaire du laser CO_2 est convertie en polarisation elliptique par l'ajout d'une

¹⁸Sur le schéma optique de la figure 4.23, le polariseur est placé avant le composant

diamètre du col w_0	2,7 mm
divergence du faisceau	5,5 mrad
facteur M^2	< 1,1
focale du condenseur	25,4 mm
position du col w_0	-1,5 m
grandissement γ	0,0097
diamètre du col w_1	26,2 μm
position du col w_1	25,5 mm

TAB. 4.10: Paramètres du laser permettant de calculer la taille du col au foyer du condenseur. Pour le filtrage par trou d'un faisceau laser, un compromis acceptable entre la qualité du filtrage et le flux transmis consiste à utiliser un trou de diamètre égal à deux fois le diamètre du col.

lame quart d'onde dans le faisceau. La polarisation elliptique permet d'exciter tous les états de polarisation qui existent potentiellement dans le guide ou d'en forcer une en particulier.

Commentaires sur l'utilisation d'un filtrage spatial

Du fait de la forte ouverture numérique des guides, une contrainte importante est mise sur le processus d'injection dans les guides synthétisés. En théorie, si le guide creux possède la propriété attendue de filtre modal monomode, la tache d'injection est filtré par le composant lui-même et il ne serait pas nécessaire de "pré-filtrer" le faisceau par un trou comme cela est indiqué sur le schéma optique du banc. Un front d'onde perturbé aurait simplement pour conséquence de dégrader le couplage dans le guide et d'amoindrir le rapport de flux transmis. Or, ceci est vrai pour un filtre modal dont les propriétés de filtrage et de transmission sont parfaitement connues, ce qui n'est pas le cas dans cette première phase de caractérisation. Dans le cas présent, je ne dispose pas d'informations "a priori" sur les propriétés en transmission des guides creux. Bien que le taux de couplage soit théoriquement amélioré par le rajout de cornets, il est fort probable que ces derniers ne soient pas idéalement adaptés aux conditions d'injection. Par conséquent, il est préférable d'obtenir dans un premier temps un front d'onde suffisamment plan afin d'optimiser le couplage dans le guide, ce qui a pour effet immédiat de maximiser le flux total transmis. Ces remarques expliquent pourquoi j'ai utilisé un trou filtrant dans le schéma de l'expandeur de faisceau.

Dimensions du trou filtrant La dimension du trou filtrant est choisie simplement en calculant le diamètre du col du laser au foyer de la première lentille de focalisation dans le schéma de la figure 4.23. Le tableau 4.10 présente les valeurs du col calculées à partir des spécifications techniques de la source laser. Lors du filtrage par trou d'un faisceau laser, un compromis acceptable entre la qualité du filtrage et le flux transmis consiste à utiliser un trou de diamètre égal à deux fois le diamètre du col. Un bon compromis généralement adopté entre la perte de puissance engendrée par le trou et le filtrage spatial d'un faisceau laser est de tronquer le profil gaussien à deux fois la valeur du col (Self 1983). Dans le cas présent, le diamètre du col est d'environ 25 μm au foyer du condenseur. Un trou filtrant de diamètre 50 μm est donc adapté au filtrage spatial du faisceau¹⁹.

¹⁹Le trou filtrant est un trou diamanté particulièrement adapté aux puissances élevées des lasers CO₂.

Effet du collimateur sur la taille de la tache d'injection Le formalisme des faisceaux gaussiens donné en Annexe C permet de relier la divergence à la dimension du col au foyer du condenseur. Pour un col $w_1 = 26,2 \mu\text{m}$ la divergence engendrée est de $0,566 \text{ rad}$ ($\sim 32,5^\circ$), soit une ouverture numérique du faisceau $\frac{f}{D} \simeq 0,58$.

La lentille collimatrice possède, quant à elle, une ouverture numérique $\frac{f}{D} \simeq 6,7$, ce qui entraîne une troncature du faisceau divergent. Par conséquent, nous ne nous trouvons plus dans le cas de la propagation de faisceaux gaussiens après le collimateur et le profil d'intensité de l'onde transmise peut être considéré comme celui d'une onde plane. Enfin, le caractère asphérique de la lentille d'injection I_1 implique que la tache obtenue à son foyer est théoriquement limité par la diffraction. La lentille d'injection I_1 ouverte à $f/1,15$ (focale 25,4 mm, ouverture 22 mm) donne donc une tache de diamètre $\sim 30 \mu\text{m}$ pris au premier anneau sombre de la tache d'Airy.

4.4.2 Procédure adoptée pour l'injection

Le processus d'injection dans les guides d'onde métalliques comporte trois difficultés.

- La longueur d'onde de travail.
- Le chromatisme des lentilles.
- La connaissance des propriétés optiques des guides d'onde.

Deux méthodes différentes permettent de réaliser l'injection : la première se base sur une pré-injection aux longueurs d'onde visibles, la seconde consiste à utiliser la connaissance de la géométrie de la puce pour repérer les entrées des guides. J'en donne brièvement les points importants dans les deux paragraphes suivants car ceci a constitué initialement une certaine difficulté dans le mode opératoire à adopter.

Injection préalable dans le visible Le rayonnement du laser CO_2 n'étant bien entendu pas visible et la surface d'entrée du guide étant très réduite, l'alignement de la source et des guides doit être réalisé préalablement dans le domaine visible en utilisant un laser He-Ne. A titre de comparaison, l'injection dans un composant d'optique intégrée dans l'infrarouge proche se fait en utilisant une fibre monomode en silice²⁰ placée en entrée de l'échantillon. Son domaine de transmission permet de procéder à l'injection dans le visible en la raccordant à une diode laser émettant à $0,632 \mu\text{m}$. Pour passer dans l'infrarouge proche (c'est-à-dire $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$), il suffit alors de raccorder le connecteur de la fibre à une diode laser infrarouge sans que cela ne modifie son positionnement initial. L'utilisation de fibres étant beaucoup moins courante dans l'infrarouge moyen, le passage d'un domaine de longueur d'onde à un autre dépend de la qualité du co-alignement des deux faisceaux. Celui-ci comporte une incertitude finie ce qui rend le passage du visible à l'infrarouge peu trivial.

Par ailleurs, la dispersion du matériau utilisé pour fabriquer les optiques (du Selenure de Zinc (ZnSe) dans notre montage) introduit une variation de la distance focale de la lentille en fonction de la longueur d'onde. La distance focale d'une lentille à la longueur d'onde λ et dont les dioptries présentent les rayons de courbure R_1 et R_2 est donnée par

²⁰La silice transmet jusqu'à environ $2 \mu\text{m}$.

$$\frac{1}{f(\lambda)} = (n(\lambda) - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \quad (4.14)$$

où $n(\lambda)$ est l'indice de réfraction du matériau. Le rapport des focales pour deux longueurs d'onde différentes est alors donné par

$$\frac{f(\lambda_1)}{f(\lambda_2)} = \frac{n(\lambda_2) - 1}{n(\lambda_1) - 1} \quad (4.15)$$

Les indices de réfraction du ZnSe valant $n(0,632 \mu\text{m})=2,591$ et $n(10,6 \mu\text{m})=2,40$ (Kloeck 1991), on obtient un rapport d'environ 1,13 entre les logueurs focales dans l'infrarouge et dans le visible. Autrement dit, pour une longueur focale $f=25,4 \text{ mm}$ à $10,6 \mu\text{m}$, son équivalent à $0,632 \mu\text{m}$ vaut $f'=22,4 \text{ mm}$, soit 3 mm de différence entre les deux.

Théoriquement, une fois que l'injection est optimisée dans le visible, il suffit de simplement translater le composant de 3 mm dans la direction des grandes focales pour faire coïncider l'entrée du guide avec le nouveau point de focalisation dans l'infrarouge. Dans la pratique, même une très bonne platine de translation possède un jeu suffisant pour dévier l'entrée du guide de l'axe du faisceau.

Enfin, il faut noter que la nouveauté des guides testés amène une inconnue supplémentaire sur leur fonctionnement. Contrairement au cas des guides d'onde dans le proche infra-rouge qui sont initialement développés pour le domaine des télécommunications et pour lesquels les propriétés sont bien connues, nous ne possédions initialement aucune information expérimentale a priori sur les caractéristiques de transmission des guides creux qui aurait permis d'estimer correctement le niveau de signal attendu.

En synthèse, la procédure de pré-injection au laser He-Ne semble la plus fiable, mais elle reste néanmoins entachée d'une incertitude pour les trois degrés de liberté contrôlés. L'incertitude sur l'alignement des faisceaux est de l'ordre de 1 mrad (cf. Chap 6), ce qui correspond à une déviation de 1 mm après 1 m de propagation. A cette erreur doit être ajoutée l'incertitude sur la translation liée à la qualité de la platine. La forte sensibilité du couplage dans un guide de $10 \mu\text{m}$ de côté montre que les effets présentés peuvent rendre le processus d'injection difficile.

Utilisation des paramètres géométriques de la puce Les difficultés liées à l'injection dans le visible peuvent être contournées en mettant en oeuvre une méthode dans laquelle le processus d'injection se fait directement avec la source infrarouge. Pour ce faire, il faut pouvoir disposer de points de repères géométriques tels que, par exemple, la position des entrées de guide par rapport aux différentes arrêtes de la puce.

Le positionnement de la face d'entrée de la puce dans le plan focal de la lentille d'injection peut se faire par la méthode dite des "couteaux de Foucault" dans laquelle l'image d'une arrête dans le plan focal d'une lentille est inversée lors de son passage au foyer. Ainsi, une simple lame de rasoir collée sur la face avant du porte-échantillon et imagée dans le plan de la caméra suffit à repérer précisément la position du point focal.

Ensuite, pour positionner l'entrée du guide dans le plan transversal, on utilise l'occultation du

faisceau par les arrêtes horizontale et verticale ainsi que la position relative des guides droits²¹. Cette méthode ne permet pas de positionner directement la tache d'injection sur l'entrée d'un guide, mais elle l'en rapproche à une dizaine de microns près. Enfin, par retouches successives, on parvient à observer une sortie de guide à la caméra.

4.4.3 Qualification du banc optique et qualité image

Mise en évidence de l'injection dans des trous sources de diamètres 10 μm et 20 μm

Pour qualifier le banc d'injection, j'ai validé l'injection de flux dans des trous filtrants de diamètre 10 μm et 20 μm qui présentent donc des dimensions proches des guides creux testés ultérieurement. Le but consistait surtout à valider la procédure expérimentale d'injection présentée au paragraphe précédent. En effet, une des difficultés attendues au moment de qualifier les premiers guides creux fabriqués peut être résumée par la question suivante : "Si nous nous trouvons dans l'impossibilité de détecter un flux quelconque en sortie d'un composant, est-ce parce que le composant ne le permet pas à cause de son mauvais fonctionnement ou bien parce que le banc ne le permet pas (conditions d'injection inappropriées, sensibilité insuffisante du détecteur) ?".

En cherchant à qualifier le banc à l'aide de trous filtrants, j'ai cherché à répondre à cette question et à m'assurer d'une méthode robuste et répétable dans les différentes situations. J'ai aussi souhaité obtenir une estimation des rapports de flux détectés afin d'évaluer si les performances des détecteurs utilisés étaient suffisantes²²

Le but escompté a été atteint avec les trous de diamètre 10 μm et 20 μm . Le processus d'injection a pu être reproduit et une première comparaison des flux transmis est donnée avec les résultats de la figure 4.25 qui concernent le trou de 10 μm de diamètre.

La figure de gauche montre la tache de sortie dans le champ de la caméra (c'est-à-dire 124×124 pixels) tel qu'il est imagé par la lentille I₂ après injection dans le trou de 10 μm . La figure de droite contient une coupe des images de sorties dans le cas de la propagation libre du faisceau (c'est-à-dire hors du trou filtrant) et dans le cas de l'injection dans le trou filtrant de 10 μm . La comparaison des valeurs maximales offre une première évaluation du taux de transmission par le trou. Les images ont été étalonnées par soustraction de la valeur moyenne du fond thermique. On observe le passage d'une valeur pic d'environ $2,1 \times 10^4$ U.A. (courbe supérieure) à une valeur pic d'environ $2,5 \times 10^3$ (courbe inférieure), soit une atténuation globale de 12%.

En conclusion, si l'on tient compte de la dynamique restante après passage dans le trou de 10 μm et du fait que cette observation est faite avec une densité calibrée placée dans le chemin optique, on peut estimer que cette configuration est suffisante pour détecter du flux à travers un

²¹Les guides se trouvant à la jonction pyrex-silicium, ils sont distants de 500 μm de l'arrête supérieure. Dans la direction horizontale, le premier guide droit est gravé à 1mm de l'arrête de gauche, tandis que les autres guides sont espacés successivement de 300 μm entre eux.

²²Au moment de la définition du budget d'erreur du banc d'injection, le problème s'est posé de savoir s'il fallait mieux opter pour une caméra comportant une matrice de détecteurs photoniques (de type HgCdTe, plus sensible mais plus chère !) ou si une caméra thermique (de type bolométrique ou pyroélectrique, et plus économique) suffirait. Le budget d'erreur a plaidé en faveur de la seconde solution, mais encore restait-il à le vérifier expérimentalement.

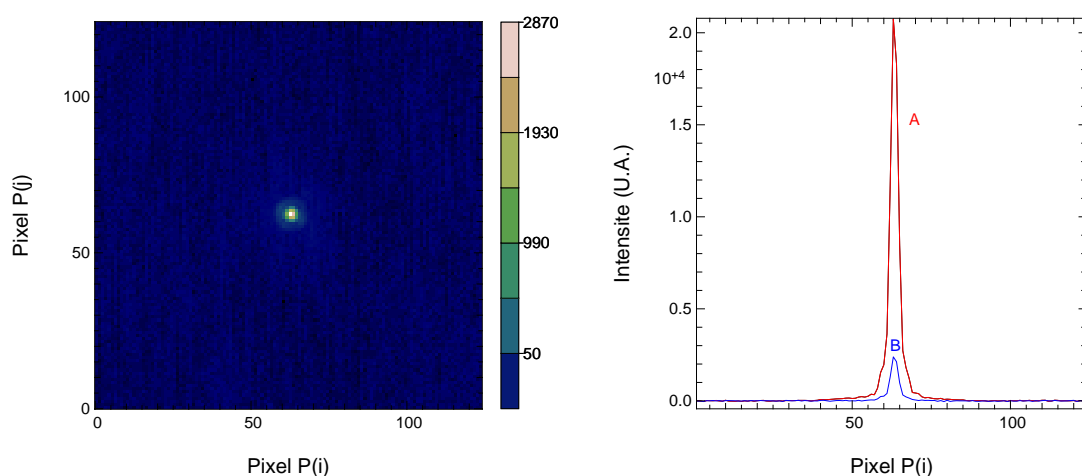


FIG. 4.25: Gauche : image de la tache d'entrée après injection dans un trou filtrant de diamètre $10\ \mu\text{m}$ dans un champ de 124×124 pixels. Le niveau moyen du fond thermique a été soustrait à l'image brute. Droite : comparaison entre les taches de sortie dans le cas de la propagation libre du faisceau (courbe notée "A") et dans le cas d'un faisceau injecté (courbe notée "B"). L'intensité est donnée en unités arbitraires et est directement proportionnelle aux données de la caméra infrarouge.

composant qui n'aurait que quelques pourcents de transmission.

Qualité image du banc optique : évaluation de la taille de la tache d'injection

Nous avons vu au § 4.4.1 que les contraintes importantes dues à l'injection dans un guide creux à forte ouverture numérique impose d'avoir une tache d'injection du même ordre de taille que l'ouverture du guide afin de limiter autant que possible les pertes par couplage. Concrètement, cela signifie qu'il faut obtenir au foyer de la lentille I_1 une tâche la plus proche possible de la tâche de diffraction.

Evaluation de la taille de la tache d'injection par mesure géométrique. L'optimisation du filtrage spatial du faisceau laser se fait en imageant directement la tache d'injection sur le plan de la caméra à l'aide de la lentille d'imagerie I_2 . Les critères d'évaluation de la qualité image reposent sur :

- La symétrie circulaire de l'image.
- La concentration du maximum d'énergie sur le minimum de pixels.

La figure 4.26 représente la taille de la tache d'injection imagé dans le plan du détecteur. Le grandissement du système d'imagerie vaut $\gamma=10$ tandis que la taille d'un pixel de la matrice est de $100\ \mu\text{m}$. La figure montre que le maximum d'énergie est concentré sur une tâche d'environ trois à quatre pixels de diamètre, ce qui correspond donc à une tâche objet de l'ordre de $30\ \mu\text{m}$. De plus, l'énergie est répartie symétriquement autour du pixel central.

Evaluation de la taille de la tache d'injection par mesure de flux En mesurant les flux intégrés transmis par les trous filtrants de diamètre $10\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$, j'ai cherché à retrouver les

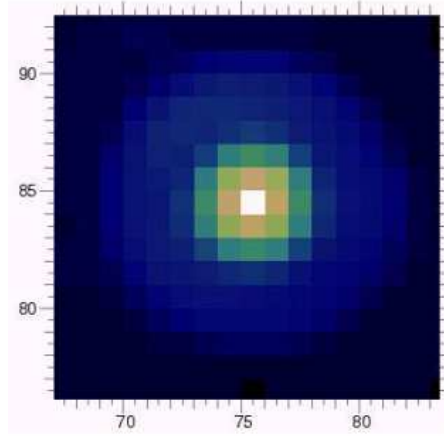


FIG. 4.26: Image de la tache d'injection après optimisation du filtrage spatial. Le grandissement du système d'imagerie vaut $\gamma = 10$ et la taille d'un pixel est de $100 \mu\text{m}$.

valeurs théoriques de transmission que l'on obtient, dans les conditions expérimentales qui sont les nôtres, en couplant une tache de taille $30 \mu\text{m}$ ²³ sur chacun des trous filtrants.

Dans un premier temps, j'ai évalué théoriquement les rapports de flux attendus en prenant en compte :

- L'ouverture des faisceaux collectés par la lentille d'imagerie.
- Le coefficient d'atténuation du flux incident du fait de la troncature du disque d'Airy par les trous de $10 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$.

Puis j'ai comparé ces dernières valeurs aux données expérimentales mesurées. J'ai reporté dans le tableau 4.11 les différents paramètres théoriques utilisés pour estimer les taux de transmission obtenus avec les trous de $10 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$.

Le coefficient d'atténuation γ_k est obtenu en calculant le rapport entre l'énergie contenue dans la tache de diffraction jusqu'à son premier anneau sombre et l'énergie contenue dans la tache de diffraction tronquée par le trou suivant l'équation Eq. 4.16 et dans les conditions d'injection citées auparavant (c'est-à-dire $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$, $N = 1,15$).

$$\gamma_k = \frac{\int_{-1.22\pi}^{1.22\pi} J_1(Z)/Z}{\int_{-1.283k}^{1.283k} J_1(Z)/Z} \quad (4.16)$$

où $Z = \frac{\pi r D}{\lambda f}$, J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1, r est la coordonnée polaire, D le diamètre utile de la lentille I_1 , f sa longueur focale et λ la longueur d'onde de travail. Le paramètre k vaut respectivement 1 ou 2 suivant qu'on utilise le trou de $10 \mu\text{m}$ ou celui de $20 \mu\text{m}$.

Les coefficients τ_{10} et τ_{20} représentent la perte de flux due à l'ouverture de la lentille d'imagerie qui ne permet pas de collecter tout le flux émis par les trous filtrants.

²³Par taille, on sous-entend la dimension de la tâche d'Airy au premier anneau sombre.

ouverture numérique du faisceau incident F_0	$N=1,15$
ouverture numérique de la lentille d'imagerie	$N=2,29$
atténuation γ_1	0,47
atténuation γ_2	0,94
coefficient τ_{10}	0,13
coefficient τ_{20}	0,43
Rapport de puissance $P_{10} = \gamma_1 \cdot \tau_{10}$	$\sim 0,06$
Rapport de puissance $P_{20} = \gamma_2 \cdot \tau_{20}$	$\sim 0,40$

TAB. 4.11: Paramètres géométriques des faisceaux incidents dans le cas de la propagation libre et dans le cas d'une injection dans un trou de $10 \mu\text{m}$ et de $20 \mu\text{m}$. Coefficients d'atténuation du faisceau en propagation libre du à sa troncature par les trous sources. Le coefficient d'atténuation γ_k est obtenu en calculant le rapport entre l'énergie contenu dans la tâche de diffraction jusqu'à son premier anneau sombre et l'énergie contenu dans la tâche de diffraction tronquée par le trou. Les coefficients τ_{10} et τ_{20} représentent la perte de flux due à l'ouverture de la lentille d'imagerie qui ne permet pas de collecter tout le flux émis par les trous filtrants

Ainsi, pour un trou source de diamètre $10 \mu\text{m}$, la transmission théorique dans nos conditions expérimentales est de l'ordre de 6%. Elle passe à environ 40% pour un trou source de diamètre $20 \mu\text{m}$. Ces résultats semblent cohérents : d'une part on pouvait s'attendre à une baisse de flux d'un facteur 4 due à une différence de diamètre d'un facteur 2 ; d'autre part le flux collecté par la lentille d'imagerie à ouverture constante est moindre dans le cas du trou de $10 \mu\text{m}$ pour lequel l'effet de diffraction est plus important.

Dans un deuxième temps, j'ai mesuré expérimentalement les valeurs de transmission globale pour les deux trous sources à partir des images brutes de sortie enregistrées sur la caméra. Ces images ont été calibrées afin de s'affranchir de l'effet du fond thermique qui présente une contribution majeure au bruit dans la bande [8 - 12 μm]. La méthode de calibration des images est présentée dans le paragraphe suivant. J'ai rapporté dans le tableau 4.12, les valeurs de transmission obtenues avec chaque type de trou filtrant. Ces valeurs sont extrapolées à partir des valeurs mesurées du flux intégré. Ce tableau fournit un exemple des paramètres pris en compte pour la mesure de transmission du trou de $10 \mu\text{m}$. En particulier la définition d'une sous-fenêtre de l'image est motivée par l'optimisation du rapport signal-à-bruit de la mesure. Cet aspect est plus amplement détaillé dans la suite de cette section.

Une estimation équivalente de la transmission du trou filtrant de $20 \mu\text{m}$ a été obtenue par la même méthode que celle utilisée pour obtenir le tableau 4.12. Dans le tableau 4.13 est donnée une comparaison directe des valeurs de transmissions pour les deux types de trous. La valeur expérimentale de transmission mesurée pour le trou de $10 \mu\text{m}$ est légèrement supérieure – même en tenant compte de la barre d'erreur – à la valeur théorique (0,07 expérimentalement contre 0,06 théoriquement) tandis que les deux résultats restent cohérents dans le cas du trou de $20 \mu\text{m}$.

Pour expliquer cet écart, je pencherais pour une considération sur le formalisme adopté pour calculer la transmission. Pour prendre en compte le rôle de l'ouverture numérique de la lentille d'imagerie, j'ai simplement considéré que celle-ci a pour effet de tronquer l'onde plane provenant

Type d'élément	Trou filtrant
Diamètre	10 μm
Sous-fenêtre dans le cas du trou filtrant	(50 :75)x(50 :75)
Sous-fenêtre dans le cas de la tache d'injection nue	(35 :90)x(35 :90)
Flux intégré dans le cas du trou filtrant	45930
Flux intégré dans le cas de la tache d'injection nue	629440
Transmission T mesurée	0,0729
Erreur absolue sur T	0,0022

TAB. 4.12: Transmission relative obtenue avec un trou de 10 μm . La sous-fenêtre sélectionnée correspond au champ maximal sélectionné dans l'image au-delà duquel le rapport signal-à-bruit se dégrade. Le champ sélectionné est plus réduit dans le cas du trou de 10 μm car le flux transmis est moindre. Les valeurs de flux intégré ne sont pas données en unités d'énergie mais en niveau de dynamique. La dynamique caméra possède 16384 niveaux et le flux intégré correspond à une somme de valeurs de pixels après correction par le fond thermique.

Type de diaphragme	Transmission relative du trou filtrant
Trou \varnothing 10 μm	0,07 \pm 0,002
Trou \varnothing 20 μm	0,40 \pm 0,002

TAB. 4.13: Comparaison des transmissions relatives expérimentales obtenues avec un trou de 10 μm et de 20 μm . Les valeurs théoriques et expérimentales correspondent bien dans le cas du trou de 20 μm alors qu'un écart de 0,01 est observé entre les mêmes valeurs pour le trou de 10 μm . Il est possible que cette écart tienne au formalisme adopté pour calculé la transmission théorique.

du trou filtrant. En réalité, la répartition d'intensité dans le plan pupille est probablement différente de celle d'une onde plane puisque nous avons dans le plan image la répartition d'une tache d'Airy tronquée, d'où le biais entre la valeur expérimentale et théorique. L'effet de la troncature étant moins prononcé avec le trou de 20 μm , il y a un meilleur accord entre la valeur expérimentale et théorique. Néanmoins, je n'ai pas poussé plus loin cette analyse car j'ai considéré que le but instrumental recherché était atteint et que la procédure d'injection d'une tache de 30 μm de diamètre dans une ouverture de 10 μm de diamètre était validée.

Evaluation de la taille de la tache d'injection par translation du trou filtrant La dernière méthode mise en œuvre pour estimer la taille de la tache d'injection se base sur le masquage du flux transmis. Une fois que l'injection est obtenue et optimisée, il suffit de traduire latéralement le trou filtrant devant la tache d'injection et de mesurer les positions extrêmes pour lesquelles on observe l'extinction du signal. C'est une méthode relativement facile à réaliser qui a permis de vérifier l'extinction du flux transmis lorsque le trou filtrant est traduit perpendiculairement à l'axe optique de $\pm 15 \mu\text{m}$ de son maximum.

En conclusion, je dirais que les diverses méthodes de qualification de la qualité optique de l'injection reflètent ma préoccupation initiale de valider une injection suffisamment propre en entrée de guide d'onde dont je ne connaissais pas les performances a priori.

4.4.4 Analyse de l'état de polarisation pour l'étude modale

Le banc d'injection est utilisé d'une part pour caractériser le comportement guidant des échantillons testés et leur performance en transmission, mais il peut aussi être utilisé pour l'étude des propriétés de polarisation des guides à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$.

Pour cela, le seul élément à rajouter dans le schéma optique de base du banc d'injection est un polariseur dont les performances sont présentées au § 4.4.1 et qui peut être placé soit en entrée du composant, soit après le composant (cf. Fig. 4.23). Dans la première configuration, cela permet de forcer une polarisation en entrée afin d'exciter préférentiellement un mode polarisé linéairement. Dans la deuxième configuration, le polariseur agit comme un simple analyseur : cette configuration est la plus appropriée pour discriminer, à longueur d'onde donnée, le cas du guide monomode du cas du guide multimode. Cette méthode et les résultats qui en sont tirés sont présentés en détail au chapitre 5 sur la réalisation et caractérisation des guides creux métalliques.

4.4.5 Procédure de traitement des images de sortie

Dans ce paragraphe, je présente la méthode de traitement des images obtenues avec la caméra infrarouge afin de supprimer le fond thermique et de corriger les effets dus à la réponse du détecteur. La correction est valable pour les deux types de caméras que nous avons utilisées en laboratoire. C'est pourquoi le lecteur trouvera tantôt une référence à la caméra pyroélectrique possédant un champ de 142×124 pixels avec un pas de $100 \mu\text{m}$, tantôt une référence à la caméra bolométrique possédant un champ de 320×240 pixels avec un pas de $50 \mu\text{m}$.

Dans la bande $[8 - 12 \mu\text{m}]$ de fonctionnement de la caméra, environ 50% de la dynamique des images est occupée par le niveau élevé du fond thermique. Par conséquent, il n'est pas possible de sommer directement les valeurs de pixels de l'image pour mesurer le flux détecté par le récepteur. Pour pouvoir réaliser cette opération, il faut au préalable soustraire en moyenne la contribution du fond thermique par différence entre l'image de la source et celle du fond seul²⁴. La figure 4.27 présente une coupe des images enregistrées par la caméra correspondant aux différents types de signaux bruts, à savoir le signal transmis en absence de composant au foyer de la lentille I_1 , le signal transmis à travers le composant et le signal du fond thermique. La figure montre que les différentes contributions se superposent au fond thermique.

Suppression du fond thermique

En premier lieu, je pose un certain nombre d'hypothèses sur la statistique du flux détecté par les pixels de la matrice valables pour les deux types de caméras :

²⁴Cette image du fond seul est couramment appelée "dark"

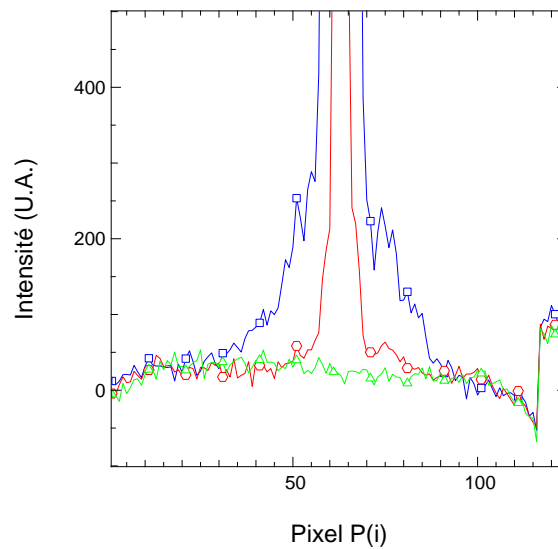


FIG. 4.27: Coupe des images enregistrées par la caméra pour le signal direct (bleu+carrés), pour le signal transmis à travers le trou de $10 \mu\text{m}$ trou (rouge+cercles) et pour le signal de "dark" (vert+croix). Le niveau de signal est en "unités arbitraires" (U.A.). La soustraction du niveau de fond thermique permet de supprimer les défauts du détecteur tels que l'artefact visible sur la droite de la courbe.

- Je considère que les niveaux moyens de flux de la source et du fond thermique restent constant au cours du temps (ce qui est acceptable dans les conditions de laboratoires sur des échelles de temps de l'ordre de quelques secondes).
- Je suppose que le signal détecté est dominé par le bruit de photon du fond thermique, ce que je vérifierai expérimentalement. Cette hypothèse paraît réaliste puisque les détecteurs fonctionnant dans la bande spectrale $[3 - 30 \mu\text{m}]$ sont généralement limités par le bruit de fond thermique qui l'emporte sur les contributions telles que le courant d'obscurité ou le bruit de lecture. Ce détecteurs sont qualifiés de "BLIP" qui signifie "Background Limited Infrared Photodetectors".
- Je suppose que le fond thermique est spatialement homogène.

Dans ces conditions, chaque pixel k de la matrice détecte un signal de moyenne théorique $i(k) = i_s(k) + i_f(k)$ provenant de la source et du fond thermique. La variance théorique de ce signal (c'est-à-dire son bruit de photon) vaut $\sigma^2(k) = \sigma_s^2(k) + \sigma_f^2(k)$, où $\sigma_f^2(k)$ et $\sigma_s^2(k)$ sont respectivement les variances théoriques des signaux provenant de la source et du fond thermique sur le pixel k ²⁵.

Dans la pratique, il faut maintenant pouvoir estimer $i_s(k)$, $i_f(k)$, $\sigma_s^2(k)$ et $\sigma_f^2(k)$. En acquérant une image, on obtient une réalisation de l'évènement aléatoire temporel "signal+bruit". Une méthode classique consiste à acquérir N images successives de la source. La moyenne temporelle sur chaque pixel est une estimation de la moyenne du signal $i(k)$ suivant

²⁵Pour un signal dominé par le bruit de photon, son écart-type σ_0 est proportionnel à $\sqrt{i(k)}$.

$$\bar{i}(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N i_n(k) \quad (4.17)$$

où n est l'indice correspondant à la position de l'image dans la séquence temporelle. De même la variance du signal σ^2 est estimée par

$$s^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{n=1}^N (i_n(k) - \bar{i}(k))^2 \quad (4.18)$$

Afin de ne pas être affectée par les variations à basse fréquence du fond thermique, pour chaque image de la source une acquisition correspondante du fond thermique est effectuée sur une échelle de temps inférieure à trois secondes. Le fond thermique n'évoluant pas de façon majeure sur cet écart de temps, cela m'a permis d'obtenir un ensemble de données pour lesquelles la soustraction du fond thermique est efficace.

Correction de la réponse du détecteur

Un autre biais intervenant dans la mesure du signal transmis est la réponse spatiale du détecteur. Chaque pixel de la matrice présente sa réponse propre à un signal incident et dans la mesure où l'on souhaite mesurer de faibles flux, il est nécessaire de tenir compte de cet effet et de le corriger. La figure 4.28(a) montre une coupe du signal brut en sortie de la caméra lorsqu'il est encore entaché du fond thermique et de la réponse du détecteur. On observe en particulier la différence de réponse des pixels à gauche de la coupe par rapport aux pixels de droite. Pour corriger cet effet, j'ai réalisé un "champ plat" – "flat field" en anglais – qui correspond physiquement à la réponse de la matrice de détecteur à un flux spatialement uniforme en entrée. Cette technique est couramment utilisée en astronomie pour obtenir la réponse de chaque pixel à une même excitation.

Dans le domaine de l'infrarouge moyen, le fond thermique lui-même peut être utilisé comme source spatialement uniforme si aucune source de chaleur n'est placée dans le champ de la caméra. L'image corrigée de la réponse du détecteur est alors donnée par

$$I_{\text{flat}} = \frac{I_{\text{raw}}}{I_{\text{dark}}/\tilde{I}_{\text{dark}}} \quad (4.19)$$

où I_{flat} est l'image résultante après correction, I_{raw} est l'image brute, I_{dark} l'image du fond thermique et \tilde{I}_{dark} la moyenne spatiale de l'image du fond. Une fois que cette correction est achevée, une valeur moyenne du fond thermique est calculée sur une sous-fenêtre de l'image corrigée dans laquelle aucune source n'est observée. Le résultat de cette double correction est illustrée dans la figure 4.28(b). Cette fois-ci, le fond thermique n'a pas été soustrait temporellement comme dans le premier cas, mais à partir d'une évaluation spatiale de sa moyenne. Encore une fois, cette hypothèse n'est valable que si le fond thermique est considéré comme spatialement uniforme.

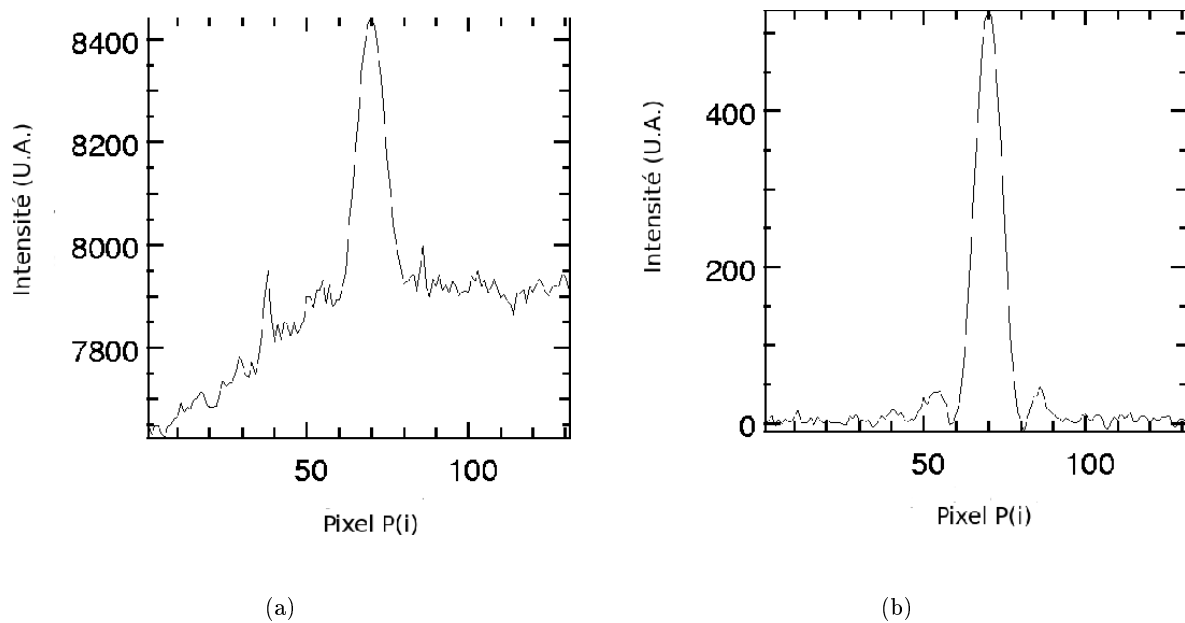


FIG. 4.28: Correction du signal par la réponse du détecteur et par le fond thermique. L'image 4.28(a) montre une coupe du signal brut en sortie de la caméra qui se trouve dégradée par les réponses différentes de chaque pixel. Dans l'image 4.28(b), les corrections décrites dans cette section ont été appliquées, ce qui résulte en une distribution uniforme du bruit autour du pic central. Une fois que ces deux corrections ont été appliquées, le signal est affecté d'un bruit de photon de moyenne nulle.

Optimisation du rapport signal-à-bruit pour la mesure de transmission

La source étant focalisée sur une zone réduite du détecteur, la contribution du signal est très localisée dans l'image. Par conséquent, l'erreur sur la puissance transmise estimée est d'autant plus grande que le champ considéré est important. En effet, bien que les pixels ne contenant qu'une information de bruit de moyenne nulle ne contribuent pas à la valeur de la puissance totale moyenne estimée, leur variance non-nulle contribue à accroître l'erreur sur la puissance moyenne.

Afin de minimiser l'erreur sur la puissance transmise, il est souhaitable que la somme des pixels de l'image n'advienne que sur la zone où est contenue une information relative à la source. Il faut donc un critère permettant de discriminer les pixels contribuant au signal de ceux ne contenant que du bruit. Ce critère se base sur la comparaison de la valeur moyenne de chaque pixel dans l'image corrigée à son écart-type temporel obtenus par les estimateurs 4.17 et 4.18.

Dans la figure 4.29 sont représentées les coupes dans la direction X et Y des images contenant le signal de la source et l'écart-type du bruit de fond thermique correspondant. L'intersection des deux courbes permet ainsi de visualiser le critère précédemment énoncé et de limiter le champ de l'image sur lequel a lieu la mesure de flux.

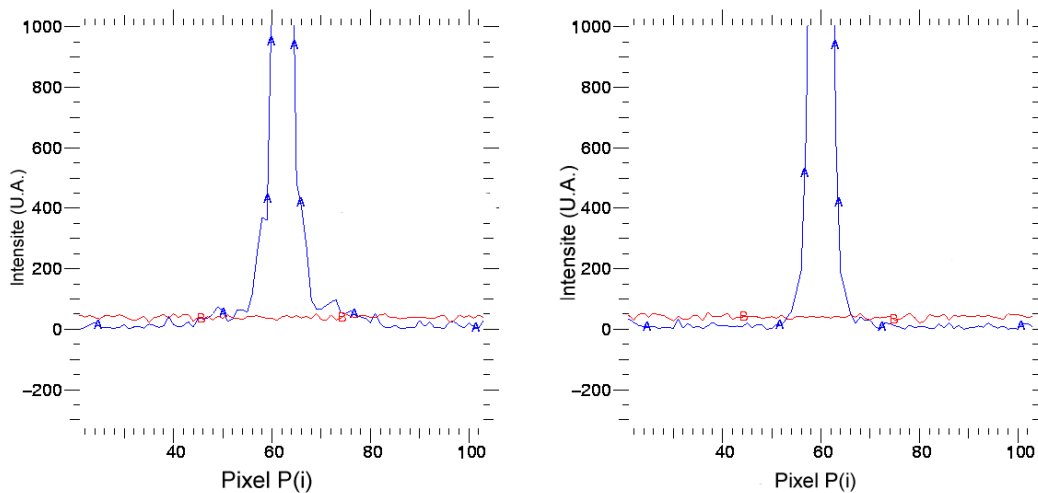


FIG. 4.29: Coupe dans les directions X et Y des images de la source (courbe bleue) et superposition de l'écart-type du bruit de fond thermique (courbe rouge). Cette méthode permet de déterminer quantitativement le critère pour limiter le champ de l'image en vue de la mesure de puissance moyenne.

Sur cet exemple, la taille d'une sous-fenêtre de l'image peut être définie par les positions des pixels $I(40,40)$ et $I(80,80)$, permettant ainsi d'englober la totalité du signal provenant de la source. L'application de cette méthode est illustrée dans le tableau 4.12 pour le cas de la mesure de transmission de trous filtrants.

4.4.6 Conclusion

Le banc d'injection directe permet de bénéficier de l'outil nécessaire à la caractérisation des performances des guides creux métalliques et ultérieurement des guides droits diélectriques. Les

méthodes de correction de signal et de mesure de flux ont été systématiquement appliquées dans le cadre de cette partie de mon travail.

4.5 Le banc de Spectrométrie à Transformée de Fourier

En fonction des caractéristiques physiques et optiques de l'optique intégrée, son utilisation pour l'interférométrie stellaire se fait dans un domaine de longueur d'onde bien défini pour lequel le composant présente un comportement monomode.

Dans le cas particulier de l'interférométrie en frange noire pour la mission *Darwin*, la bande d'observation s'étale de $4\ \mu\text{m}$ à $20\ \mu\text{m}$. Cette largeur de bande est extrêmement étendue pour toute solution instrumentale s'appuyant sur les fibres ou l'optique intégrée qui présentent des largeurs de bandes de quelques microns. Il est donc déjà prévisible que, dans le cas où une solution "optique intégrée" est retenue, la "bande *Darwin*" devra être subdivisée en sous-bandes. Pour chacune de ces sous-bandes, il faut donc pouvoir évaluer si les composants fabriqués y présentent un comportement monomode²⁶. Cela requiert une analyse spectrale des composants afin d'observer les **coupures de mode** (cf. chapitre 7) intervenant à différents endroits du spectre. Cette analyse est mise en oeuvre à travers un Spectromètre à Transformée de Fourier (FTS, en anglais) qui, dans un premier temps, est opérationnel de $7\ \mu\text{m}$ à $15\ \mu\text{m}$. La principale raison qui m'a poussé à développer un spectromètre totalement dédié plutôt que d'utiliser un instrument existant est la spécificité de cette mesure : caractériser spectralement un composant d'optique intégrée requiert de pouvoir préalablement y injecter du flux provenant d'une source polychromatique. Au vu des éléments présentés dans les sections précédentes, un module d'injection adapté à nos besoins doit exister dans l'instrument de mesure. Or ce dernier n'est pas disponible dans les spectromètres traditionnels. Cet état de fait a donc joué en faveur du développement complet d'un spectromètre dédié à la caractérisation spectrale des composants d'optique intégrée.

4.5.1 Principes fondamentaux de la spectrométrie par Transformée de Fourier

La spectrométrie par Transformée de Fourier constitue un domaine spécialisé qui fait à lui seul l'objet d'études très complètes. Par conséquent, je n'évoquerai dans ce travail de thèse qu'une introduction à la théorie du FTS et aux notions que j'ai dû utiliser, renvoyant le lecteur à la référence Griffiths & Haseth (1986) pour une étude plus approfondie.

Le FTS n'est pas à proprement parler un spectromètre direct en ce sens qu'il n'est pas un système dispersif comme le sont les spectromètres à prisme ou à réseau. Le FTS donne accès au spectre de l'échantillon de manière indirecte, à travers l'utilisation de la Transformée de Fourier. Un FTS est un interféromètre de Michelson dans lequel l'échantillon à tester est placé dans le chemin optique, le flux recombinaison étant recueilli en sortie sur un détecteur monopixel. Le schéma de principe est donné en figure 4.30

²⁶Ces remarques restent valables aussi bien pour les solutions de type "guides diélectriques" que celles de type "guides métalliques"

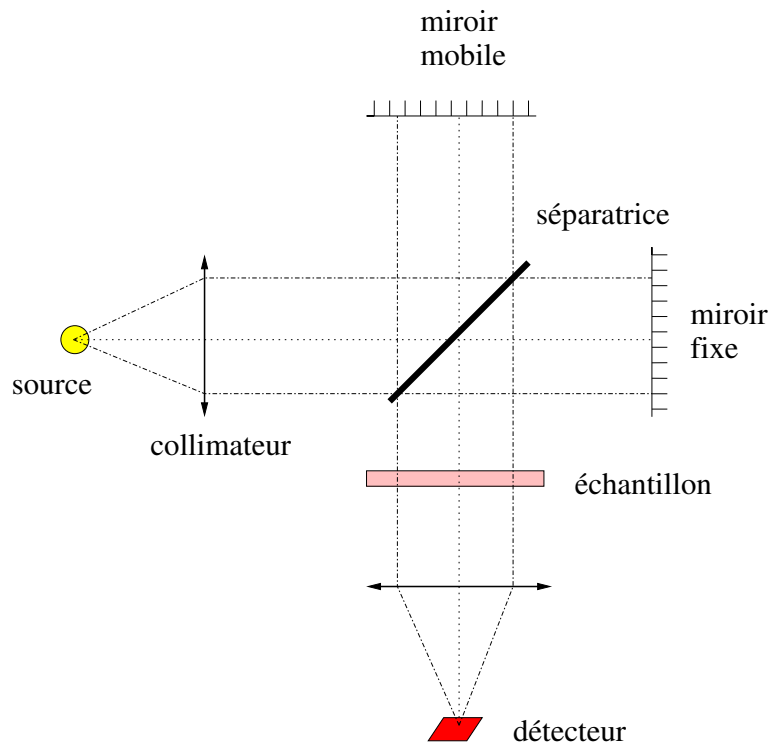


FIG. 4.30: Un spectromètre à transformée de Fourier fonctionne sur le principe de l'interféromètre de Michelson. L'échantillon est placé dans le chemin optique. Le miroir mobile permet d'obtenir l'interférogramme en bande large de l'échantillon à partir duquel est calculé le spectre en transmission par transformée de Fourier.

Equations constitutives

En lumière monochromatique, le signal $T(k, \Delta x)$ enregistré en fonction de la différence de marche Δx vaut

$$T(k, \Delta x) = \frac{1}{2}[1 + \cos(2k\Delta x)] \quad (4.20)$$

où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le nombre d'onde.

Si l'on considère à présent une source polychromatique de spectre $I(k)$, la flux reçu est obtenu par l'intégration de l'équation 4.20 sur l'ensemble des longueurs d'onde. D'un point de vue mathématique cela revient à écrire

$$F(\Delta x) = \int I(k)T(k, \Delta x)dk \quad (4.21)$$

soit

$$F(\Delta x) = C + \frac{1}{2} \int I(k) \cos(2k\Delta x)dk \quad (4.22)$$

$F(\Delta x)$ constitue l'interférogramme qui est la donnée physiquement accessible au cours de la mesure et, suivant Eq. 4.22, correspond à la transformée en cosinus du spectre $I(k)$. Inversement et suivant les propriétés de la transformée de Fourier, le spectre $I(k)$ est obtenu par transformée inverse de l'interférogramme $F(\Delta x)$

Résolution spectrale

La résolution spectrale du FTS est liée à la course maximum Δx_{max} que peut couvrir le miroir mobile. En termes de nombre d'onde ν , la résolution $\Delta\nu$ est l'inverse de la course maximum, soit

$$\Delta\nu = \frac{1}{\Delta x_{max}} \quad (4.23)$$

Dans la terminologie de la spectrométrie infrarouge, le nombre d'onde ν est généralement donné en cm^{-1} . La résolution spectrale est donnée en longueur d'onde ou en nombre d'onde respectivement par Eq. 4.24 et Eq. 4.25

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{R} \quad (4.24)$$

$$\Delta\nu = \frac{\nu_0}{R + 1} \quad (4.25)$$

où R est le pouvoir de résolution, λ_0 est la longueur d'onde de travail et ν_0 le nombre d'onde correspondant. Pour des valeurs de $R \geq 100$, on tire une expression pratique du pouvoir de résolution suivant

$$R = \frac{\Delta x_{max}}{\lambda_0} \quad (4.26)$$

Ainsi, à une longueur d'onde donnée, le pouvoir de résolution spectral de l'instrument est directement proportionnel à la course maximum atteignable. Par conséquent, pour une résolution $R=100$ à $10 \mu\text{m}$, la course maximale du miroir mobile doit être de 1mm, ce qui représente une valeur facilement atteignable avec la plupart des platines de translation standard. C'est aussi une valeur suffisante dans nos applications technologiques.

FTS : avantages et inconvénients

Le principal avantage du FTS par rapport aux autres systèmes dispersifs à prisme ou à réseau est d'avoir une résolution spectrale qui est directement adaptable à la course que l'on peut imposer au miroir mobile. Ceci est très intéressant dans le cadre de notre étude car il n'est pas possible de connaître a priori la résolution nécessaire à l'observation des coupures de mode. En réglant la course Δx_{max} , on accède à un moyen suffisamment simple de modifier la résolution spectrale de l'instrument par rapport à une solution où un changement de fente ou de réseau est requis. Un deuxième avantage conséquent du FTS tient au fait que tout le flux de la bande spectrale étudiée est recueilli en une seule fois sur le détecteur. Ceci est avantageux dans la mesure où

les détecteurs infrarouges utilisés sont toujours affectés par le bruit du fond thermique. Plus la lumière est spectralement dispersée, plus le rapport signal-à-bruit s'en trouve dégradé. Dans le cas du FTS, la dispersion se fait "numériquement" par calcul de la transformée de Fourier. En revanche, le FTS présente une difficulté liée à la capacité de l'expérimentateur de maintenir un échantillonnage régulier afin que l'exploitation du spectre soit significative.

Dans la section suivante, je rappelle le type d'erreur pouvant affecter la mesure et que j'ai considéré lors de la réalisation du banc FTS. Je ne ferai pas la démonstration des différents critères, le lecteur pouvant se référer à l'ouvrage de Griffiths & Haseth (1986).

Erreurs instrumentales

Taille finie de la source La résolution spectrale théorique donnée par la relation 4.23 suppose un faisceau parfaitement collimaté à l'entrée de l'interféromètre et, par conséquent, une source ponctuelle. Or la source présente nécessairement une taille finie qui, en dégradant le contraste des franges, limite la résolution spectrale. On montre que le diamètre angulaire α de la source pouvant être toléré est relié à la résolution recherchée suivant

$$\alpha^2 = \frac{\Delta\nu}{\nu_{max}} \quad (4.27)$$

où ν_{max} est la fréquence maximale recherchée.

En plus d'une limitation de la résolution spectrale, un autre effet lié à la taille finie de la source est le décalage spectral induit par à une différence de chemin optique entre les rayons centraux et les rayons périphériques. En première approximation, une ligne de nombre d'onde théorique ν_{theo} présente un décalage spectral qui entraîne l'observation expérimentale de la raie à la fréquence ν_{exp} suivant

$$\nu_{exp} = \nu_{theo} \left(1 - \frac{\alpha^2}{4}\right) \quad (4.28)$$

Alignement des miroirs Un alignement correct des deux miroirs de l'interféromètre a un effet important sur la qualité des spectres obtenus. Deux contraintes sous-jacentes à cet effet méritent d'être décrites. La première concerne l'angle d'inclinaison existant entre les deux miroirs lorsqu'ils sont immobiles. Le deuxième effet dépend de la capacité à maintenir le même plan d'orientation pour le miroir mobile pendant la durée de sa course.

Considérons le cas d'une source ponctuelle polychromatique, l'effet de l'inclinaison du miroir introduit une différence de marche chromatique qui dégrade le contraste des franges d'interférences. Dans le cas d'un montage où l'alignement des miroirs est parfait et d'un scénario de scan lent – scénario adopté dans notre cas – l'interférogramme est théoriquement parfaitement symétrique²⁷. Ainsi à la différence de marche nulle, le signal $I(0)$ du pic frange est le double du signal moyen $I(\infty)$ mesuré pour une différence quelconque supérieure à la longueur de cohérence de la source. Le critère évaluant la qualité de l'alignement des miroirs est donné par le rapport Q

²⁷Ceci n'est plus vrai dans le cas d'un scénario de scan rapide car, dès lors, une modulation en fréquence (*chirp*, en anglais) est introduite dans le processus

$$Q = \frac{I(0) - I(\infty)}{I(\infty)} \quad (4.29)$$

Une valeur du critère Q de 0,8 est habituellement considérée comme satisfaisante (Griffiths & Haseth 1986). Enfin, la qualité du système de translation supportant le miroir mobile limite de façon ultime la résolution donnée par la relation 4.26. L'effet d'un désalignement affecte plus fortement les grands nombres d'onde (c'est-à-dire les courtes longueurs d'onde) que les faibles nombres d'onde. La contrainte sur l'angle que peut maintenir la platine est dépendant de la fréquence maximale ν_{\max} pour laquelle on souhaite obtenir la résolution $\Delta\nu$. Afin que la résolution ne soit pas dégradée par les écarts angulaires de la platine, il faut que cette dernière puisse maintenir la précision angulaire β donnée par

$$\beta < \frac{1}{20D\nu_{\max}} \quad (4.30)$$

où D est le diamètre de la pupille.

Impact des contraintes instrumentales sur le banc FTS

Le banc développé en laboratoire est destiné à mesurer le spectre de transmission de guides d'onde entre $5 \mu\text{m}$ et $15 \mu\text{m}$ avec une résolution $\Delta\nu = 10 \text{ cm}^{-1}$.

Parmi les erreurs instrumentales mentionnées ci-dessus, celles qui sont liées à la taille finie de la source ne sont pas très contraignantes. Pour une résolution $\Delta\nu = 10 \text{ cm}^{-1}$ et un nombre d'onde maximum de 2000 cm^{-1} ($5 \mu\text{m}$), la divergence du faisceau pouvant être tolérée est d'environ 4° . Cette valeur correspond à un diamètre de source d'environ 14 mm au foyer d'une parabole de focale $f=100 \text{ mm}$, ce qui est réalisable avec une source corps noir de type résistance chauffante disponible dans le commerce.

La condition sur le maintien de l'alignement des miroirs est en revanche plus délicate à remplir : pour des miroirs limitants la pupille à 25mm et une fréquence maximale recherchée de 2000 cm^{-1} , β doit être inférieur à $10 \mu\text{rad}$ pour pouvoir bénéficier de la résolution souhaitée jusqu'à ν_{\max} .

4.5.2 Principales contraintes expérimentales

Limite de détection et rapport signal-à-bruit

La principale difficulté prévue sur le banc FTS concerne notre capacité à détecter un signal faible tel qu'il est attendu en sortie d'un guide d'onde. Ainsi, au-delà des aspects liés aux alignements, c'est donc la question du rapport signal-à-bruit (RSB) atteignable qui a été au centre de mes préoccupations lors de la qualification et l'utilisation de ce banc. Les facteurs limitant le RSB de la mesure sont :

- La quantité de flux émise par la source.
- La transmission de l'échantillon placé au foyer de la parabole P_2 .
- Le niveau de bruit – ou NEP²⁸ – en sortie du détecteur en l'absence de tout signal provenant de la source infrarouge.

²⁸Le "NEP" est l'acronyme anglais de "Noise Equivalent Power" qui correspond au niveau du flux du signal en entrée pour laquelle le RSB vaut 1.

- La transmission globale du banc.

Pour améliorer le RSB, deux solutions sont mises en place simultanément.

Une première solution consiste à utiliser en sortie du détecteur une détection synchrone, méthode robuste et puissante permettant d'extraire du bruit des signaux de très faible amplitude et d'éliminer les signaux parasites. Une description complète sur les techniques de détection synchrone est donnée dans Wainstein & Zubakov (1962). Son schéma de fonctionnement est montré dans la figure 4.31.

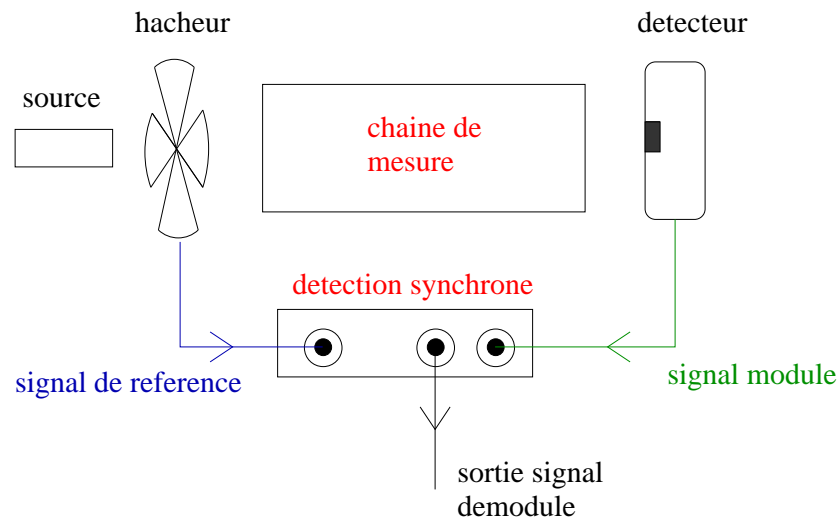


FIG. 4.31: Schéma de principe de la détection synchrone. Le signal enregistré par le système d'acquisition est le signal démodulé.

En modulant, à l'aide d'un hacheur placé en entrée, le signal de la source à une fréquence de référence f_{ref} connue, le spectre de densité de puissance est décalé et centré sur cette fréquence de modulation. Le signal détecté est alors filtré autour de f_{ref} grâce à un filtre électronique de largeur variable, rejetant ainsi le signal parasite à l'extérieur du filtre. Les paramètres importants de la détection synchrone sont : la sensibilité s qui détermine le niveau de signal détectable ; le temps d'intégration τ qui contraint la valeur rms (et donc le niveau de bruit) du signal démodulé. La comparaison entre les différents interférogrammes est valable si l'on peut calibrer les conditions de mesures expérimentales. En particulier, la sensibilité instrumentale de la détection synchrone correspond à un facteur multiplicatif suivant :

$$I_{dem} \propto s \times i_s \quad (4.31)$$

où I_{dem} est le signal démodulé, s la sensibilité et i_s le signal, non modulé, de la source. Néanmoins, cette calibration est requise si l'on cherche à obtenir des valeurs absolues de transmission ce qui n'est pas le cas dans notre expérience dans laquelle on cherche à observer des discontinuités – les coupures de modes – dans le spectre de transmission du guide d'onde.

Le rapport signal-à-bruit de la mesure peut aussi être amélioré numériquement en réalisant une

suite de n acquisitions du signal bruité à l'instar de ce qui a été mis en place pour le banc d'injection (cf. § 4.4.1). En laboratoire, l'expérimentateur n'est pas gêné par les erreurs de différence de marche dues à la turbulence atmosphérique. Si les précautions de base sont respectées pour garantir un environnement stable, la position des franges n'est affectée que par la répétabilité de la platine. Dans notre cas, cette dernière est suffisamment précise pour que les pics frange des n interférogrammes successifs se retrouvent à la même abscisse au cours de l'acquisition. Dans ce cas, cela me permet de sommer directement les interférogrammes et d'en estimer la moyenne. La variance du signal est ensuite estimée à partir de ces n acquisitions. La figure 4.32 illustre l'effet d'une moyenne de n interférogrammes sur un signal bruité.

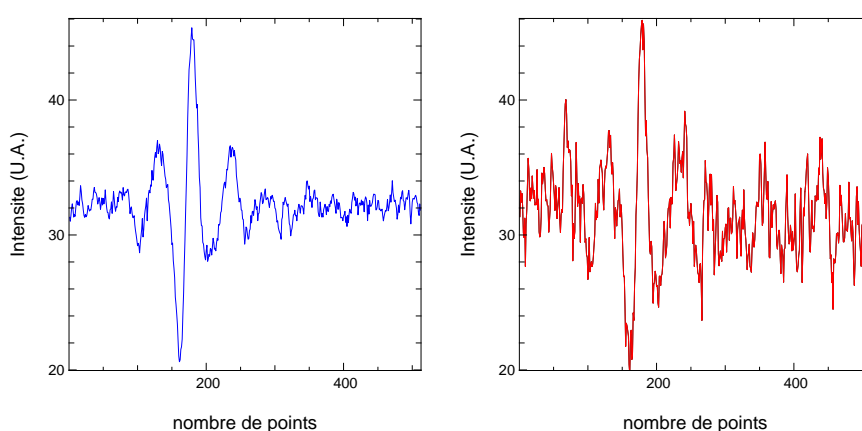


FIG. 4.32: Effet de la moyenne temporelle sur la variance du bruit du signal. Gauche : interférogramme moyen sur dix acquisitions successives. Droite : une réalisation de l'interférogramme moyen. La moyenne arithmétique lisse le signal et permet une amélioration du RSB.

4.5.3 Mise en place du banc FTS en laboratoire

Ce banc a été développé pour fonctionner dans la gamme de longueurs d'onde allant de $5 \mu\text{m}$ jusqu'à $15 \mu\text{m}$. Le facteur limitant à cette bande spectrale est la longueur d'onde de coupure du détecteur qui advient autour de $15 \mu\text{m}$.

Le banc supporte deux sources différentes. L'une est un laser He-Ne fibré permettant de régler les alignements du banc ainsi que le parallélisme des deux miroirs (réglage en teinte plate). La tête de fibre est directement imagée sur un trou filtrant donnant une source quasi-ponctuelle placée au foyer de la parabole P_1 . La deuxième source est une résistance chauffante à température accordable, alimentée par une source de tension stabilisée. La température de la source est modifiée en faisant varier la valeur de la tension d'alimentation.

Le miroir mobile M_2 est supporté par un moteur pas-à-pas ayant une résolution de 13 nm . Aucun système piézo-électrique n'est utilisé pour contrôler la différence de marche (ddm) et ce pour deux raisons : premièrement, du fait que l'on évolue dans le domaines des grandes longueurs d'onde ($5 \mu\text{m}$ à $15 \mu\text{m}$), il n'est pas utile de contrôler la différence marche à la précision offerte par ce type de système, soit environ 1 nm ²⁹. Deuxièmement, la course offerte par un piézo-électrique est de l'ordre de $80 \mu\text{m}$, ce qui limite fortement la résolution spectrale dans le cas de nos applications. La séparatrice utilisée dans le montage est constituée de Bromure de Potassium (KBr) sous sa

²⁹la course d'un piézo-électrique est de $80 \mu\text{m}$ codée sur 16 bits, soit $1,2 \text{ nm}$ par niveau.

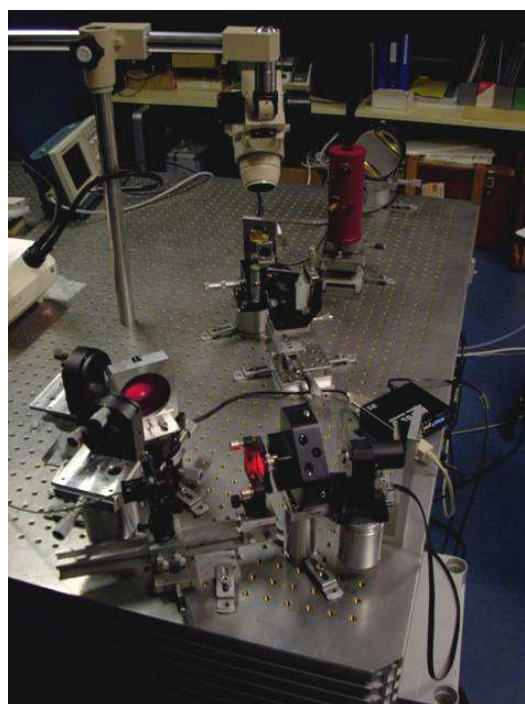
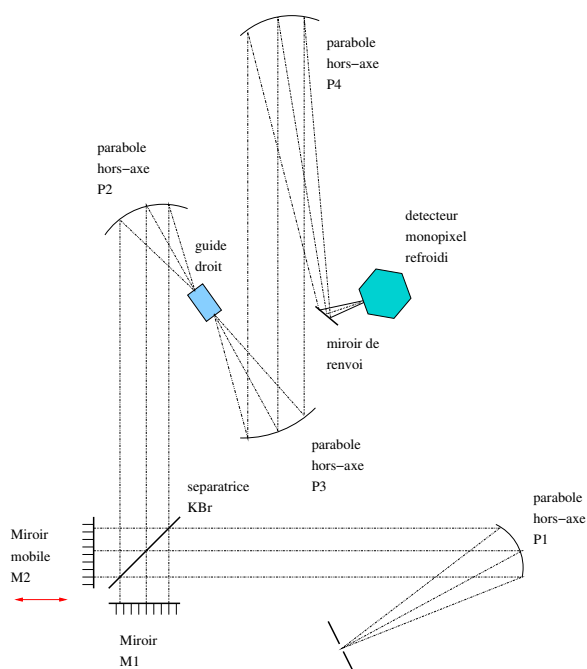


FIG. 4.33: Banc de spectrométrie par transformée de Fourier pour la mesure des coupures de modes sur différents types de guides d'onde. Le miroir mobile M_2 permet une course maximum de 2 cm au total.

forme solide et dont la transmission s'étend du visible à l'infrarouge moyen [$0,23 \mu\text{m} - 25 \mu\text{m}$]. Dans notre cas, un revêtement anti-reflet a été appliqué, réduisant la fenêtre de transmission à la bande [$1,23 \mu\text{m} - 25 \mu\text{m}$]. Seule une petite partie centrale de la séparatrice est exempte de revêtement afin de permettre de réaliser les alignements dans le visible.

Les paraboles P_1 , P_2 , P_3 et P_4 sont choisies en fonction de leurs caractéristiques : toutes sont ouvertes à $f/2$ avec un diamètre utile de 1 pouce ou 2 pouces (correspondant à 25 mm ou 50 mm). La parabole P_1 , avec un diamètre utile de 50 mm, est utilisée pour générer le faisceau collimaté entrant dans l'interféromètre. Un hacheur est placé en entrée afin de moduler le signal de la source. La bande passante électrique du détecteur démarrant à 5 Hz, cela impose une fréquence de modulation minimale permettant au détecteur d'observer un signal.

Le diamètre des faisceaux en sortie de l'interféromètre est limité par la taille des miroirs M_1 et M_2 de diamètre 1 pouce, soit 25mm. L'ouverture du faisceau convergent généré par P_2 est imposée par le diamètre du faisceau collimaté. Ainsi, pour minimiser les pertes par couplage à l'entrée de composants à forte ouverture numérique, la parabole P_2 est l'optique la plus appropriée à l'injection parmi celles dont nous disposons avec sa focale de 50 mm. Le flux en sortie est recueilli par la parabole P_3 de diamètre 50 mm et renvoyé vers le système de détection. Les alignements sont réalisés dans le visible ($\lambda=0,632 \mu\text{m}$) grâce à un hublot de la séparatrice qui n'a pas subi de traitement anti-reflet. Le détecteur utilisé est de type HgCdTe refroidi par azote liquide. La surface utile de la diode est de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ et le NEP³⁰ du détecteur est inférieur à 0,1 nW à $\lambda=14 \mu\text{m}$ et pour une fréquence de modulation de 100 Hz (Labadie & Kern 2004a).

³⁰NEP : "Noise Equivalent Power". C'est la puissance détectable équivalente au bruit du détecteur.

Malgré l'utilisation d'un récepteur à détectivité élevée, le niveau de flux en sortie d'un composant – en particulier dans le cas des guides creux – peut se révéler trop faible en particulier à cause du bruit de photons du fond thermique. L'utilisation d'une amplification électronique classique câblée en sortie du détecteur ne suffit pas à résoudre le problème car le bruit de détection subit la même amplification. Ceci impose l'utilisation d'une détection synchrone permettant de limiter la bande électronique utile et donc d'extraire le signal modulé du bruit de mesure. L'acquisition du signal, le contrôle de la ligne à retard et le traitement des données sont gérés depuis le PC de contrôle.

4.5.4 Validation du banc de test

Comme pour les bancs de test présentés dans les sections précédentes, le banc FTS a fait l'objet d'une procédure de validation permettant de conclure sur ses performances et en particulier sur sa capacité à détecter le signal transmis par le guide d'onde à tester. Le banc FTS développé est une évolution d'un interféromètre de Michelson déjà existant en laboratoire (Haguenauer 2001). J'ai donc apporté les modifications nécessaires afin qu'il devienne opérationnel aux plus grandes longueurs d'onde. Ce changement de régime a impliqué des modifications importantes puisqu'il a fallu changer la source, l'unité de détection et la séparatrice. Seuls les miroirs ont été conservés ainsi que la parabole hors-axe en entrée.

Dans la phase de validation, j'ai évalué les performances en utilisant en particulier des trous filtrants pour me rapprocher des conditions finales de fonctionnement.

Obtention des franges d'interférences avec la source infrarouge

L'alignement complet du banc – de la source jusqu'au détecteur – se fait en cachant alternativement les voies de l'interféromètre. Ensuite, la procédure de réglage au laser fibré He-Ne permet de superposer précisément les deux pupilles de manière à obtenir rapidement des franges en coin d'air. Le réglage de l'inclinaison du miroir qui a été masqué permet d'obtenir la teinte plate. On peut alors échanger les sources et utiliser le corps noir. La grande longueur de cohérence du laser He-Ne permet d'obtenir un système de franges même si les deux miroirs ne sont pas à la différence de marche (ddm) nulle. Ceci n'est plus le cas lorsqu'on passe en bande large. Une fois que la teinte plate est réglée, la translation manuelle du miroir fixe M_1 permet de se ramener à la ddm nulle en bande large. Dans un premier temps, l'obtention d'un premier interférogramme en bande large et sans trou confirme le fonctionnement du banc.

Le graphique de la figure 4.34 montre une réalisation d'un interférogramme de 1024 points caractérisant le banc FTS. L'interférogramme est obtenu sur une longueur de $164 \mu\text{m}$. La frange centrale est échantillonnée sur 34 points environ. On observe une asymétrie de l'interférogramme autour de la différence de marche nulle, indiquant l'obtention imparfaite de la teinte plate considérant les éléments présentés en § 4.5.1. Pour symétriser l'interférogramme, il suffit de translater la platine pour se placer sur la frange centrale, puis de régler l'inclinaison du miroir mobile jusqu'à maximiser l'intensité détectée. Cependant, le réglage de l'inclinaison du miroir intervient manuellement, ce qui limite la précision pouvant être atteinte sur la teinte plate. On retrouve néanmoins l'allure attendue pour un interférogramme en bande large avec un pic central unique correspondant à la différence de marche nulle.

Dans cette configuration, l'utilisation de la détection synchrone n'est pas absolument indispen-

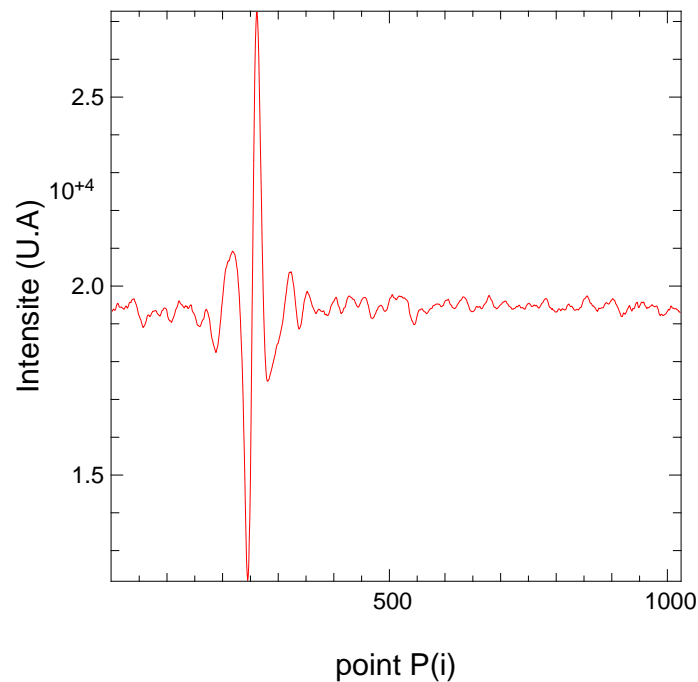


FIG. 4.34: Interférogramme obtenu sur le banc FTS avec la source polychromatique. L'acquisition est faite sur 1024 points correspondant à une course maximale $\Delta x_{max}=164 \mu\text{m}$.

sable du fait du rapport signal-à-bruit élevé lorsqu'on se trouve en propagation libre. Il est alors possible d'utiliser une méthode de balayage rapide pour obtenir l'interférogramme de la figure 4.34. Je reviendrai plus en détails sur les méthodes de balayage utilisées lorsque j'aborderai la qualification du banc à l'aide de trous filtrants, puis de guides d'onde dans le paragraphe suivant.

Obtention de franges d'interférences à travers des trous filtrants

De manière analogue à l'approche qui a été adoptée pour le banc d'injection (cf. § 4.4.1), une étape fondamentale pour la validation du banc FTS est de montrer que l'on est capable d'injecter du flux dans des conditions similaires à celles attendues lors de la caractérisation des guides d'onde. Par rapport au cas du banc d'injection, le banc FTS est confronté à des ouvertures numériques plus faibles pour les optiques catadioptriques utilisées (typiquement $f/2$ sur le banc FTS contre $f/1$ pour le banc d'injection). Un autre point important concerne la taille de la tache d'injection : la source infrarouge utilisée (résistance chauffante) ne permet pas de générer une source ponctuelle au foyer de la parabole P_1 . Par conséquent, l'image au foyer de la parabole P_3 ne répond pas aux mêmes spécifications que sur le banc d'injection. Au-delà de l'effet attendu sur le spectre (cf. § 4.5.1), la densité spatiale de puissance au foyer est probablement moins importante et la quantité d'énergie couplée dans le guide diminue proportionnellement.

Au cours de l'étape de validation, j'ai utilisé les trous filtrants de diamètre $10 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$ au foyer de P_3 précédés d'une injection à l'aide du laser He-Ne. Le support 3-axes du composant permet d'optimiser le couplage. Le détecteur HgCdTe³¹ peut être utilisé lors des alignements car,

³¹“MCT” est aussi une autre dénomination utilisée pour les détecteurs de type HgCdTe, mais indique la même composition, à savoir “Mercure-Cadmium-Tellurium”.

bien que moins efficace, il est aussi sensible dans le domaine visible. L'injection à cette longueur d'onde permet d'optimiser la position du détecteur au foyer de la parabole P_4 . Cette dernière étape est importante tout simplement car la taille de la photo-diode ($50 \times 50 \mu\text{m}^2$) rend difficile un alignement en aveugle avec la source infrarouge.

L'injection dans le trou filtrant de $20 \mu\text{m}$ advient assez facilement et permet de gagner en expérience sur le mode opératoire à adopter. Le signal modulé peut être ainsi directement et facilement observé à l'oscilloscope.

En revanche, l'injection dans le trou filtrant de $10 \mu\text{m}$ permet de se rapprocher un peu plus des conditions expérimentales habituelles. Du point de vue de la détection, le signal modulé en sortie du trou filtrant de $10 \mu\text{m}$ devient très faiblement détectable à l'oscilloscope. La dégradation du niveau de signal lors du passage du trou filtrant au guide monomode permet d'anticiper le besoin d'une détection synchrone en sortie du détecteur. La figure 4.35 présente une comparaison des différents interférogrammes obtenus et correspondant respectivement à : A - interférogramme sans échantillon au foyer de P_2 ; B - interférogramme à travers le trou filtrant de $10 \mu\text{m}$; C - bruit du détecteur en l'absence de signal en entrée. Les interférogrammes A et B ont été réalisés avec le même niveau de flux du corps noir en entrée. Seule la sensibilité de la détection synchrone a été modifiée d'un facteur 10 mais cet effet peut être calibré au travers de la relation 4.31

L'intensité, donnée en unités arbitraires (U.A.), permet de comparer directement les différents signaux entre eux à un facteur de sensibilité près. En revanche, les signaux B et C ont été acquis dans les mêmes conditions expérimentales d'amplification en sortie du détecteur, d'utilisation de la détection synchrone (sensibilité, temps d'intégration, gain continu) et de niveau de source en entrée. Par rapport à l'interférogramme obtenu à la figure 4.34, on observe une amélioration de la symétrie ($Q \sim 0,7$) mais aussi une diminution attendue de la valeur du pic frange. Le résultat le plus important concerne la comparaison du signal démodulé détecté au bruit du détecteur en l'absence de signal. La comparaison des interférogrammes B et C montre que le rapport signal-à-bruit est suffisant pour obtenir un spectre à travers un guide d'onde.

4.5.5 Scénarii possible d'observation et de mesure

Géométrie des composants à tester

Dans cette phase de caractérisation modale de guides d'onde par analyse spectrale, je cherche principalement à observer les premières coupures telles que la coupure monomode – bimode ou la coupure bimode – trimode. La position des coupures dans le spectre de transmission est un critère de sélection des composants à tester car nous avons vu au chapitre 3 que la géométrie du guide d'onde imposait les différentes longueurs de coupure. Au moment où la phase de caractérisation spectrale a débuté, les seuls guides d'ondes limités disponibles sont les guides creux métalliques. Ce sont donc les dimensions de ces échantillons qui vont déterminer le type d'expérimentation à mener.

Les analyses théoriques proposées au chapitre 3 permettent de prévoir la plage de monomodité des composants en fonctions de leur géométrie. Il est donc préférable de caractériser des guides d'onde métalliques présentant une coupure haute du mode fondamental autour de $\lambda = 10 \mu\text{m}$. Cette condition correspond à des dimensions de guides vérifiant $a \approx 10 \mu\text{m}$ et $b \leq a/2$, soit $b \approx 5 \mu\text{m}$. À titre d'exemple, les guides d'onde vérifiant $b \geq 7 \mu\text{m}$ présentent une coupure haute du

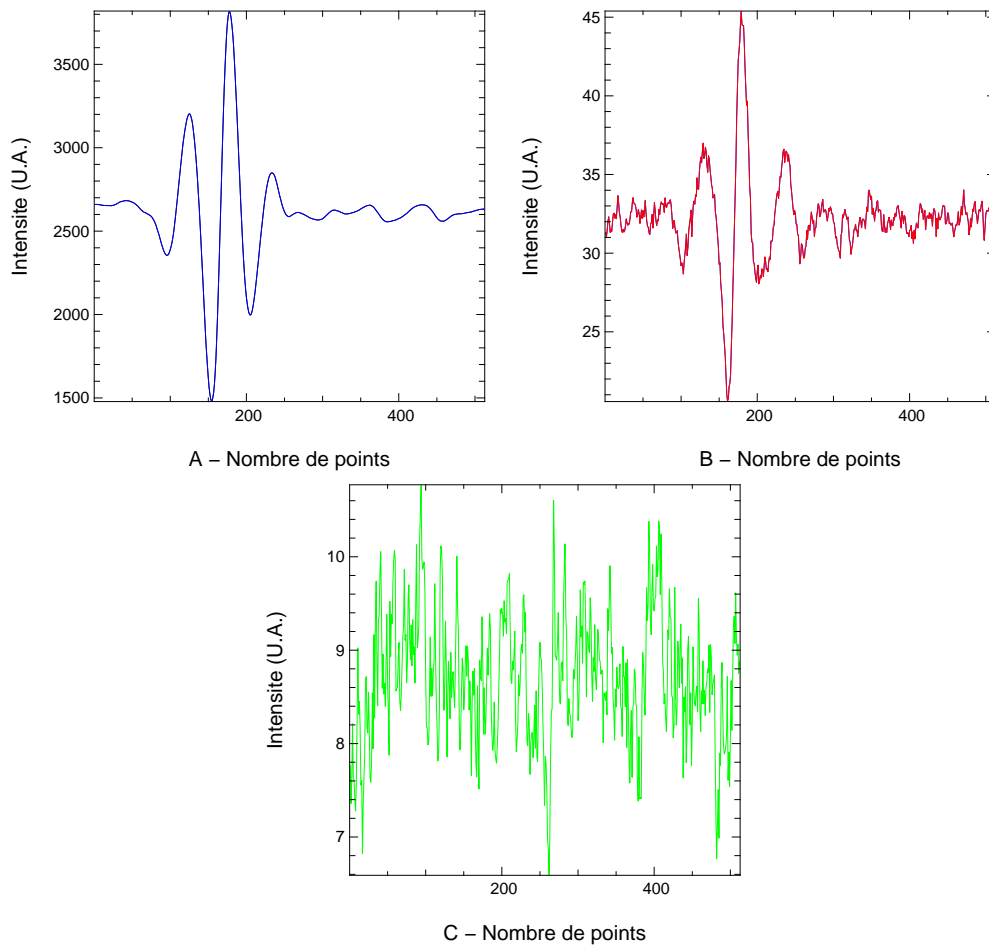


FIG. 4.35: Interférogramme obtenu sur le banc FTS caractérisant le trou filtrant de $10 \mu\text{m}$. A - interférogramme sans échantillon au foyer de P_2 ; B - interférogramme à travers le trou filtrant de $10 \mu\text{m}$; C - bruit du détecteur en l'absence de signal en entrée.

fondamental autour de $\lambda=14 \mu\text{m}$, ce qui est proche de la longueur d'onde de coupure du détecteur photonique. Dans un premier temps, je me limiterai donc à la caractérisation de guides d'ondes vérifiant la condition $b \leq 7 \mu\text{m}$.

Mode d'acquisition

Nous avons vu que l'amélioration du rapport signal-à-bruit de la mesure impose l'utilisation d'une détection synchrone. Le choix du temps d'intégration est une donnée importante de la mesure si bien que le mode d'acquisition – c'est-à-dire le choix d'un balayage *lent* ou *rapide* – doit être en accord avec la valeur choisie pour le temps d'intégration. Les conditions actuelles de mesure en terme de rapport signal-à-bruit impose d'utiliser une méthode de balayage lent au cours de laquelle chaque raie du spectre est modulée par le moteur sur une période supérieure au temps d'intégration.

Ainsi, si l'on fixe le temps d'intégration maximal à 1 seconde, ce qui est le cas dans la pratique, la fréquence de modulation f_ν d'une ligne du spectre de nombre d'onde ν est donnée par

$$f_\nu = 2v\nu \quad (4.32)$$

où v est la vitesse de translation du miroir mobile. Il est donc nécessaire que la fréquence de modulation de la ligne spectrale de nombre d'onde ν_{\max} soit inférieure à 1 Hz. Dans notre cas, la fréquence ν_{\max} valant 2000 cm^{-1} (c'est-à-dire $\lambda=5 \text{ }\mu\text{m}$), la vitesse de translation doit être inférieure à $2,5 \text{ }\mu\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Le pas élémentaire du moteur étant de $0,0066 \text{ }\mu\text{m}$, la vitesse du moteur doit donc être inférieure à 370 pas/seconde. Dans la pratique, la vitesse de translation du moteur imposée pour nos mesures est de 67 pas/seconde, ce qui satisfait au critère présenté ci-dessus.

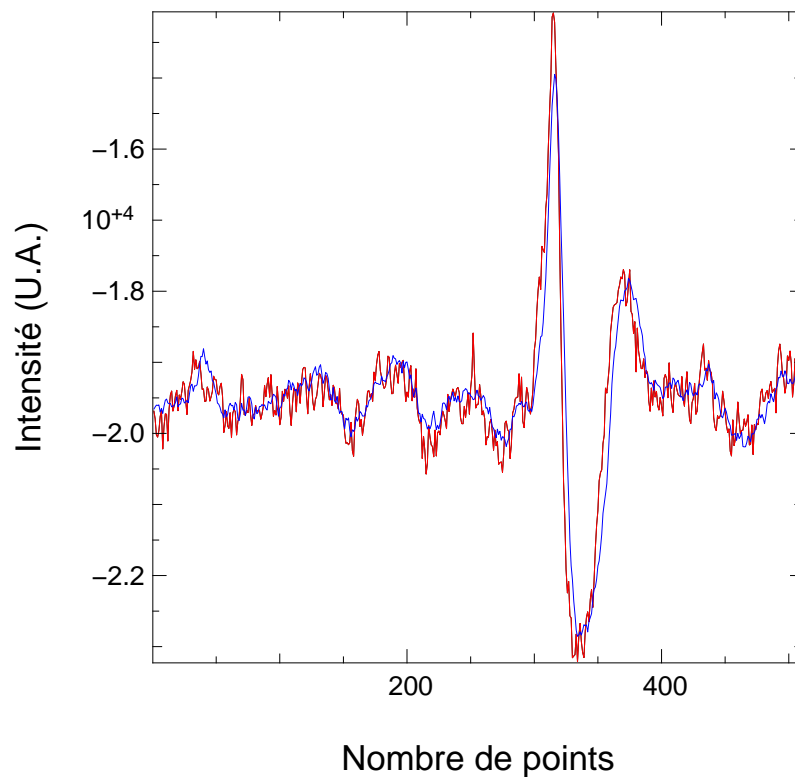


FIG. 4.36: Interférogrammes obtenus sur le banc FTS avec un trou filtrant de $10 \text{ }\mu\text{m}$ pour des temps d'intégration de 1s (courbe bleue) et de 100 ms (courbe rouge).

La figure 4.36 représente les interférogrammes obtenus à travers un trou de $10 \text{ }\mu\text{m}$ avec des temps d'intégration de 100 millisecondes (courbe rouge) et de 1 seconde (courbe bleue). On observe un effet de "lissage" dû à l'augmentation du temps d'intégration.

4.6 Le banc interférométrique monochromatique

4.6.1 Le montage optique

Le banc optique utilisé pour cette mesure est une évolution du banc d'injection à $10,6 \mu\text{m}$: il présente donc la même structure d'ensemble que ce dernier avec le module interférométrique de type Michelson inséré dans le chemin optique. Par rapport au schéma du banc d'injection présenté dans la figure 4.23, un miroir de renvoi à 45° après le collimateur C permet d'alimenter l'interféromètre comme schématisé dans la figure 4.37(a).

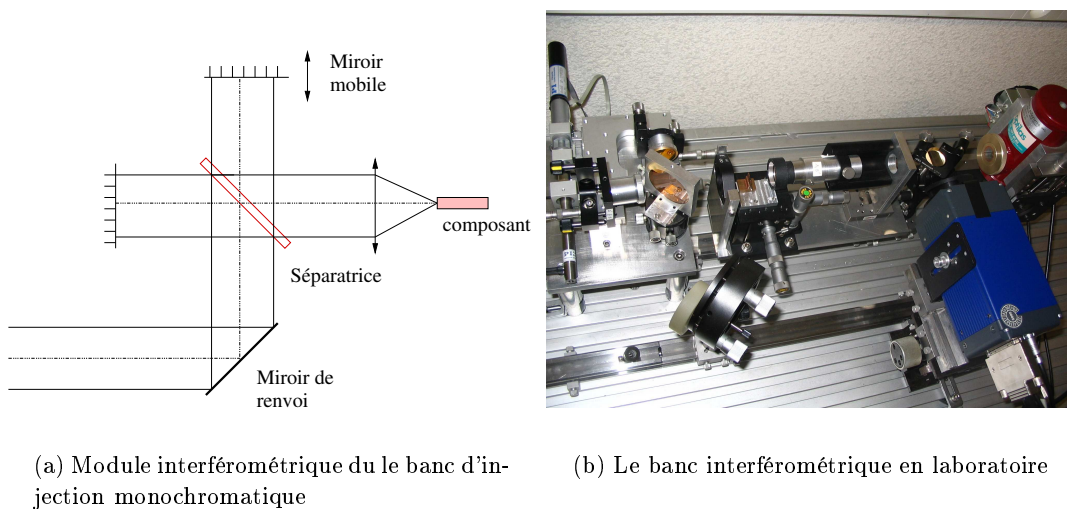


FIG. 4.37: Le module interférométrique est constitué d'un miroir de renvoi permettant d'alimenter l'interféromètre. La lame séparatrice est en ZnSe et présente une inclinaison de ses deux faces externes pour s'affranchir des réflexions parasites. Le miroir de gauche possède une ligne à retard manuelle pour l'optimisation des réglages optiques. Le second miroir est translaté à l'aide d'un moteur piézo-électrique permettant d'acquérir automatiquement le signal interférométrique. L'injection se fait à l'aide de la même optique utilisée sur le banc d'injection. Le miroir inclinable en sortie permet de renvoyer le signal alternativement sur la caméra infrarouge ou sur le détecteur monopixel.

Les miroirs de l'interféromètre sont placés dans des supports inclinables permettant de coaligner les faisceaux. Un des miroirs est supporté par une platine de translation munie d'un moteur piézo-électrique. Ce dernier possède une course de $80 \mu\text{m}$ avec un incrément élémentaire de $1,22 \text{ nm}$. Le budget d'erreur en terme d'injection est équivalent à celui présenté pour le banc décrit en 4.4.1. La différence majeure par rapport à ce dernier est l'utilisation d'un détecteur photonique refroidi de type HgCdTe associé à une détection synchrone dans le but de disposer d'une dynamique plus élevée, en particulier lors du passage sur une frange destructive.

Afin de pouvoir réaliser facilement les alignements, un miroir mobile placé en sortie de la lentille d'imagerie permet de récupérer le signal alternativement sur le détecteur monopixel et sur la caméra (cf. Fig. 4.37(b)). Ce miroir est abaissé lors de la mesure du signal interférométrique qui advient avec le détecteur monopixel.

Recombinaison par lame séparatrice

La recombinaison est assurée par une lame séparatrice en ZnSe dont une des faces est traitée par un revêtement semi-réfléchissant à $10\ \mu\text{m}$. Habituellement, une lame compensatrice est adjointe au système dont le rôle est d'égaliser les chemins optiques dans le cas d'une source étendue et de compenser la différence de marche chromatique lors de l'utilisation d'une source en bande large. Dans le montage classique de l'interféromètre de Michelson, les réflexions air-verre sont généralement négligées et les faisceaux recueillis à la sortie dite "balancée" (cf.) présentent la même intensité au premier ordre car il résultent des produits croisés entre les coefficients de réflexion et de transmission r et t .

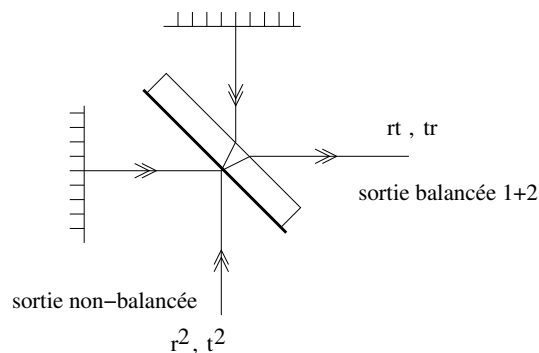


FIG. 4.38: Illustration de la sortie balancée obtenue avec l'interféromètre de Michelson. Le produit croisé des coefficients de réflexion et de transmission r et t assurent l'égalité au premier ordre des faisceaux 1 et 2.

Dans le cas de l'utilisation d'une séparatrice à haut indice – le ZnSe possède un indice de réfraction de 2,4 à $10\ \mu\text{m}$ – les coefficients de réflexion et de transmission en intensité ne sont pas négligeables puisqu'ils valent respectivement $R=0,17$ et $T=0,83$. Dans le cas du montage présenté ci-dessus pour lequel je ne dispose pas de lame compensatrice, il existe donc un déséquilibre non négligeable entre les voies photométriques qu'il est nécessaire de contrôler.

Nous avons vu au chapitre 2 que l'interférométrie en frange noire requiert la quasi-égalité des voies photométriques. C'est pourquoi des études ont été menées sur la possibilité de symétriser aussi précisément que possible le système de recombinaison des faisceaux (Serabyn & Collavita 2001). Ici, le montage requiert de mesurer le contraste brut des franges et de corriger l'effet de déséquilibre des voies à partir de la connaissance à posteriori de leur niveau de flux respectif.

Enfin, dans le but d'éviter la pollution par des réflexions parasites du faisceau, j'ai utilisé dans le montage une lame séparatrice présentant un angle relatif de 8 minutes d'angle entre la face d'entrée et la face de sortie.

4.7 Conclusion sur les moyens de caractérisation

J'ai présenté dans ce chapitre les moyens de caractérisation dans l'infrarouge thermique développés en laboratoire afin de pouvoir valider les solutions technologiques identifiées pour l'optique intégrée aux grandes longueurs d'onde. Ces moyens peuvent se scinder essentiellement en deux parties : les bancs fonctionnant en mode monochromatique et les bancs fonctionnant en bande

large. J'ai utilisé l'ensemble de ces moyens au cours de ma thèse et les résultats obtenus sont présentés dans les trois chapitres suivants.

Chapitre 5

Réalisation et caractérisation de guides creux métalliques dans l'infrarouge thermique

Sommaire

5.1	Réalisation de structures guidantes métallisées : une nouvelle étape	158
5.1.1	Présentation du contexte	158
5.1.2	Processus de fabrication des guides creux métalliques	158
5.1.3	Paramètres des guides creux métalliques et cornets adiabatiques	162
5.2	Observations des sorties de guides	163
5.2.1	Caractérisation dans le visible	163
5.2.2	Caractérisation dans l'infrarouge moyen	164
5.3	Analyse des paramètres technologiques	167
5.3.1	Impact de la qualité optique des faces d'entrée	167
5.3.2	Sensibilité du couplage au positionnement transversal	169
5.4	Mise en évidence du comportement modal	170
5.4.1	Principe de la mesure	170
5.4.2	Résultats expérimentaux sur différentes géométries de guides creux métalliques.	173
5.5	Mesures en transmission	176
5.5.1	Méthodologie de mesure	177
5.5.2	Mise en évidence expérimentale du couplage optimal	177
5.5.3	Estimation des pertes en excès	178
5.6	Conclusion et perspectives sur la solution des guides creux métalliques	181
5.7	Publication dans <i>Astronomy and Astrophysics</i>	182

Ce chapitre est consacré à la présentation et à l'analyse des résultats expérimentaux obtenus dans le cadre de la phase de caractérisation des guides creux métalliques présentés au chapitre 3. Les résultats ont été obtenus sur le banc d'injection présenté au chapitre précédent. La première partie du chapitre présente la technologie développée qui a permis d'aboutir à la réalisation de premières structures guidantes. La deuxième partie s'articule autour de la caractérisation expérimentale La

dernière partie du chapitre est consacrée à l'analyse de résultats expérimentaux et s'achève par une première conclusion sur les potentialités des guides creux métalliques pour l'optique intégrée aux longueurs d'onde de l'infrarouge moyen.

5.1 Réalisation de structures guidantes métallisées : une nouvelle étape

5.1.1 Présentation du contexte

Nous avons vu dans les chapitres précédents que les guides creux métalliques¹ se basent sur les propriétés de forte réflectivité des métaux pour assurer la propagation guidée d'une onde électromagnétique couplée à son entrée. De telles structures sont déjà utilisées en radioastronomie dans le domaine spectral des ondes millimétriques. L'aspect novateur abordé au cours de ce travail de thèse a été de chercher à transposer le concept de **guide métallique monomode** dans des longueurs d'onde pour lesquelles ce type de solutions étaient jusqu'à présent inexistantes. Une des raisons permettant d'expliquer cette situation est l'importance des pertes par propagation des guides métalliques monomode dans l'infrarouge moyen. Soulignons que des guides d'onde métalliques opérant dans l'infrarouge sont déjà existants et commercialisés – par exemple pour le transport de puissance –, mais ces guides présentent un comportement multimode, ce qui leur permet d'ailleurs d'afficher des pertes linéiques raisonnables. En revanche, le passage aux guides monomodes s'avère plus difficile à cause de leurs pertes élevées dues à leurs faibles dimensions et à une moins bonne réflectivité des métaux tels que le cuivre, l'or ou l'argent à ces longueurs d'onde. Dans le cadre des applications de l'optique guidée classique, les fortes valeurs de pertes théoriques des guides creux monomodes ont donc freiné leur développement.

Je rappellerais néanmoins que, comme cela a été souligné au § 3.4.2, et dans le cadre du filtrage modal pour l'astronomie, il faut considérer simultanément pertes par propagation du mode fondamental et longueur de filtrage des modes d'ordre supérieurs. La prise en compte de ce double paramètre permet d'aboutir théoriquement à des filtres modaux d'environ 100 μm de long qui présentent alors des pertes par propagation moindres. Cette justification constitue alors une motivation pour le développement des guides creux. La voie des guides creux métalliques pour l'interférométrie en frange noire n'a été exploitée que récemment par Drouët D'Aubigny (2003) et Wehmeier et al. (2005). Ces auteurs ont présenté un premier travail théorique sur les performances de potentielles fonctions en guides creux métalliques et proposé des concepts nouveaux pour la recombinaison des faisceaux provenant de plus de deux télescopes.

5.1.2 Processus de fabrication des guides creux métalliques

Dans le cadre de cette étude, la fabrication des guides creux métalliques a été assurée par le Laboratoire d'Électronique et de Technologies de l'Information du CEA-Grenoble disposant d'équipements pour la lithographie².

¹“Hollow Metallic Waveguides”, en anglais ou HMW

²Le CEA-Leti est un laboratoire de la région Grenobloise moteur dans les technologies silicium pour la micro-électronique. Il dispose de moyens lourds pour la réalisation de puces silicium.

Procédure de gravure

La procédure de fabrication de **guides creux rectangulaires** est basée sur un process standard de gravure chimique d'un substrat silicium et de scellement anodique d'un superstrat en Pyrex. Le choix du Pyrex comme "couverture" des guides est motivé par le fait que le scellement de ce matériau avec le silicium est extrêmement efficace. Tout risque de "détachement" de la structure est ainsi écarté.

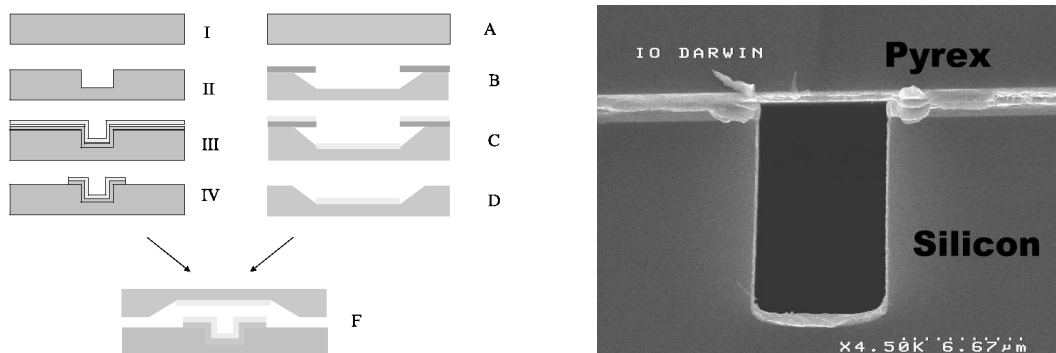


FIG. 5.1: Processus de fabrication d'un guide canal et observation au Microscope Électronique à Balayage. La fabrication du guide consiste à graver un sillon dans un substrat de silicium et de limiter la structure par l'ajout d'un "couverture" en silicium après avoir préalablement déposé une couche d'or sur chaque surface. La photographie montre une sortie de guide de dimensions $10\mu \times 5\mu\text{m}$.

Le panneau de gauche de la figure 5.1 montre les différentes étapes du processus de fabrication d'un guide creux.

- I : Plaque de silicium de diamètre 4 pouces (101.6mm)
- II : Définition du guide canal par photolithographie et RIE
- III : Oxydation thermique et dépôt de la couche d'or
- IV : Gravure de l'or et du silicium
- A : Wafer de Pyrex de diamètre 4 pouces
- B : Photolithographie et gravure du Pyrex
- C : Dépôt d'or
- D : Décapage
- F : Scellement anodique

Au cours de cette première phase de réalisation, la profondeur de gravure, qui correspond aussi au plus grand côté du guide rectangulaire, a été choisie égale à $10\mu\text{m}$ afin de s'assurer un comportement monomode à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ du laser CO_2 .

Masque de gravure

Le masque permet de définir le type de structure guidante que l'on souhaite reproduire sur le wafer de silicium. Un masque peut contenir des guides canaux mais aussi des guides courbes ou des fonctions comme par exemple des diviseurs ou des jonctions recombinaisons. La figure 5.2

est un exemple de masque à l'échelle ³ sur lequel ont été dessinés des guides canaux et des guides courbes. Le fait de réaliser des guides de différentes géométrie permet de valider qu'une technologie donnée est suffisamment bien contrôlée pour pouvoir par la suite synthétiser des fonctions plus complexes.

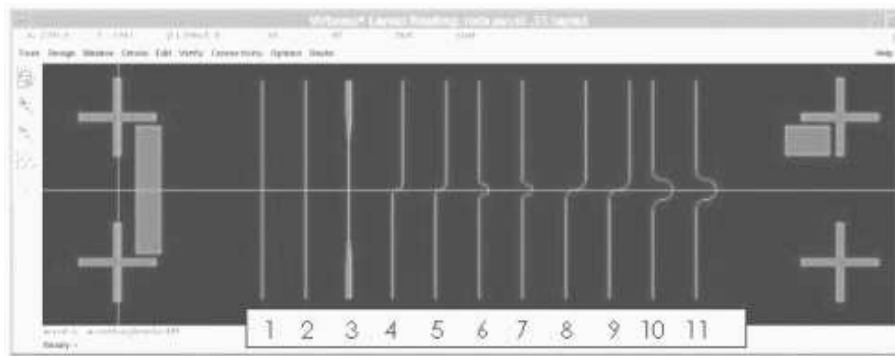


FIG. 5.2: Exemple de masque lors de la réalisation de guides creux. Le guide numéro 3 possède un cornet en entrée et en sortie.

Processus de découpe

Le processus de fabrication montré dans la figure 5.1 est réalisé à plus grande échelle. Le résultat du process est une plaque de silicium (ou "wafer" en anglais) de diamètre 4 pouces (= 101,6 mm) contenant une centaine de puces réparties en fonctions de leurs caractéristiques (taille, types de guides...). Un exemple est montré dans la figure 5.3. On peut identifier sur la plaque les échantillons sous forme de petits rectangles contenant les guides. Après cette étape de fabrication, la plaque doit subir une découpe afin de séparer physiquement les puces en vue de leur manipulation.

Une première méthode de séparation des échantillons consiste à scier les composants sur toute la largeur de la plaque. Malheureusement, cette méthode provoque une obturation des entrées et sorties du guide résultant de l'effritement du silicium et de l'or déposé. Cette méthode s'avère donc inapplicable. La figure 5.4 montre une image de sortie d'un guide après sciage où l'on peut clairement apercevoir l'effet du sciage sur l'entrée du guide avec une obturation complète de ce dernier.

Une seconde méthode consiste à pré-scier la plaque puis à cliver les échantillons. Le clivage consiste à provoquer une cassure nette de la jonction pyrex-silicium après avoir pré-scier les deux constituant. Le but du clivage est évidemment d'empêcher l'obturation des guides. Un schéma de principe de la procédure de clivage est donnée avec la figure 5.5 : le sciage intervient au niveau du silicium et du pyrex jusqu'à la jonction des deux matériaux, après quoi intervient le clivage. Je souhaite souligner ici que la longueur des puces (et donc des guides) est au minimum de 1mm car on est limité en grande partie par le processus de clivage. En dessous de 1mm, le clivage conduit à un résultat défectueux voire à une rupture des guides. La méthode de séparation des puces par clivage est donc la méthode adoptée au cours de cette étude car elle garantit l'obtention de puces avec des guides aux entrées et sorties libres.

³Les rapports entre les longueurs sont conservées.

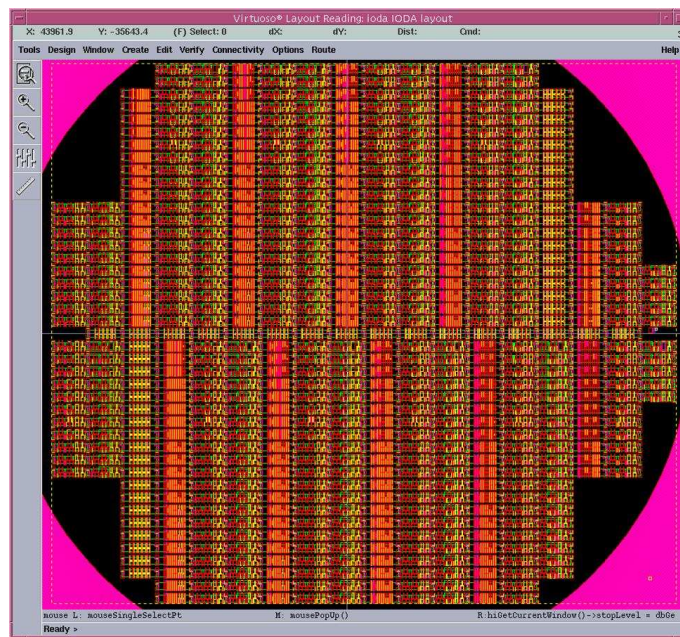


FIG. 5.3: Vue d'une plaque de silicium de diamètre 4 pouces (= 101.6 mm) après le processus de réalisation contenant les puces de guides creux métalliques.

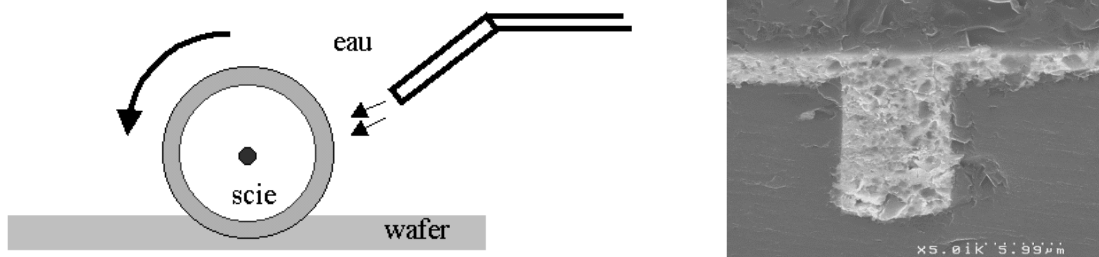


FIG. 5.4: Sciage du wafer silicium et image de sortie d'un guide creux après cette étape.

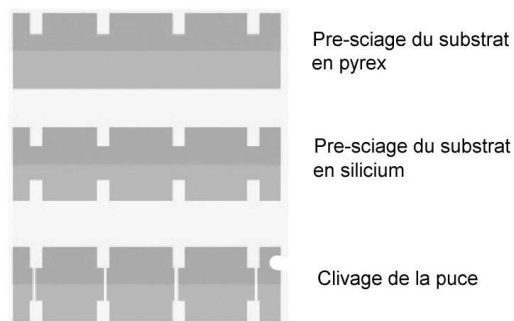


FIG. 5.5: Schéma de principe de la procédure de clivage. Le sciage intervient jusqu'à environ $100\ \mu\text{m}$ de l'interface pyrex-silicium, puis la puce est clivée pour obtenir une cassure nette

5.1.3 Paramètres des guides creux métalliques et cornets adiabatiques

Les puces obtenues à l'issue de cette étape sont des parallélépipèdes de 5mm de long, 1mm de large et 1mm d'épaisseur (dont 500 μm de silicium et 500 μm de pyrex). Le pyrex, transparent dans le visible, permet d'observer les guides en surface et donc de pré-aligner le faisceau incident sur les entrées de guides. La figure 5.6 représente une puce contenant des guides creux métalliques. Il s'agit dans ce cas de fonctions (et non de guides droits) et leur masque est observable à travers le pyrex.

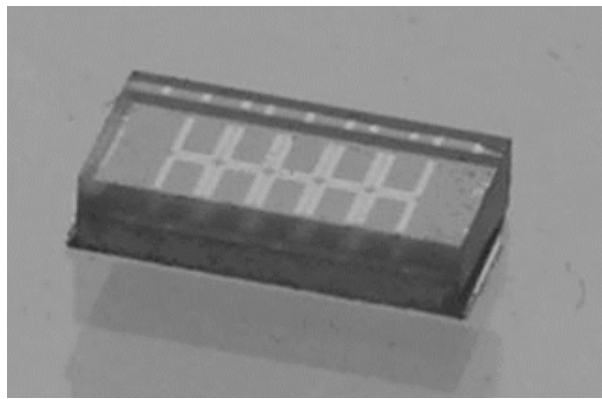


FIG. 5.6: Photographie d'une puce contenant des guides creux métalliques. Les dimensions de la puce sont 5 mm de long, 1 mm d'épaisseur et 1 mm de hauteur.

La séparation entre deux guides creux successifs est exactement de $300\mu\text{m}^4$ (cf Fig. 5.2). La profondeur des guides vaut $10\mu\text{m}$ tandis que leur largeur varie de $4\mu\text{m}$ à $10\mu\text{m}$.

Nous avons vu au chapitre 3 que l'ajout de cornets permettait d'augmenter l'efficacité de couplage. Initialement, lors de la fabrication de la première série de guides creux métalliques, l'ajout de cornets n'a pas été prise en compte du point de vue du design, c'est-à-dire leur effet n'a pas été simulé numériquement. Néanmoins, puisque le processus technologique le permettait, des structures de type "cornet" ont été rajouté "en aveugle" afin de mesurer leur effet et de fournir un retour technologique en vue d'une étude plus approfondie de leur design.

Dans cette première série, seuls des cornets unidimensionnels ont été rajoutés car pour le moment, le processus technologique ne permet pas de gérer une gravure à deux dimensions. Par conséquent, l'adaptation d'impédance n'a lieu que dans une seule direction, en l'occurrence la direction horizontale. Dans le cas présent, les cornets ont une largeur externe de $40\mu\text{m}$ tandis que leur profondeur reste invariée et égale à celle des guides, soit $10\mu\text{m}$. Dans la figure 5.7 est illustrée la géométrie des cornets utilisés au cours de la fabrication de la première série de composants. Le schéma 5.7-A représente une vue de face d'un cornet et illustre le fait que l'adaptation d'impédance n'intervient que dans la direction horizontale.

⁴La précision de gravure est sub-micronique : j'emploie donc le mot "exactement" car la précision du design de masque est négligeable devant la séparation entre deux guides.

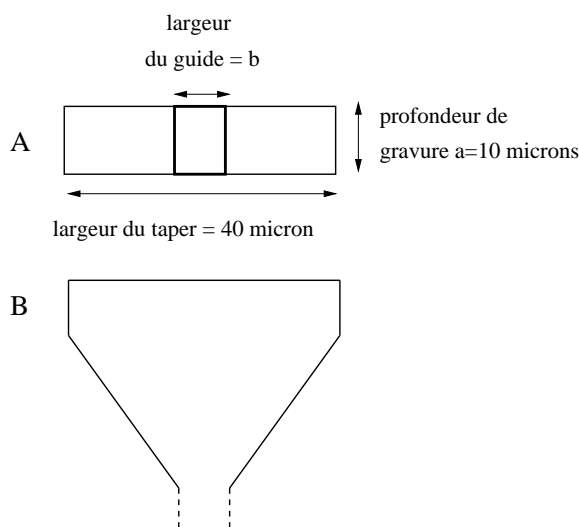


FIG. 5.7: Géométrie d'un cornet utilisé lors de la première réalisation de guides creux. L'adaptation d'impédance a lieu uniquement dans la direction horizontale du fait de leur géométrie unidimensionnelle.

5.2 Observations des sorties de guides

La phase de départ de la caractérisation des guides métalliques synthétisés consiste à mettre en évidence leur propriété de guidage. Expérimentalement, cela se traduit simplement par le fait d'injecter de la lumière dans la structure et de la détecter en sortie. J'ai mené cette première étape dans le visible – à $\lambda=0.632 \mu\text{m}$ – où un comportement fortement multimode des guides métalliques est attendu. Après quoi, je suis passé à la caractérisation dans l'infrarouge en utilisant un laser CO_2 . Les tests dans le visible ont été menés à l'aide d'une fibre monomode placée en entrée du guide d'onde tandis que les tests dans l'infrarouge moyen ont bénéficié du banc d'injection présenté au chapitre 4. L'injection dans un trou filtrant de $10 \mu\text{m}$ de diamètre a permis de valider le banc optique, d'en vérifier la qualité optique et d'estimer que l'unité de détection possédait les performances suffisantes pour détecter le signal transmis par un guide d'onde.

5.2.1 Caractérisation dans le visible

Suite à la fabrication et à la découpe des puces, le premier test de transmission a été conduit dans le visible où l'injection de flux monochromatique (laser He-Ne à $\lambda = 632 \text{ nm}$) dans le guide d'onde est facilitée par le caractère fortement multimode de ce dernier. J'ai utilisé pour cela une fibre en silice monomode à $1,5 \mu\text{m}$ et dont le cœur a un diamètre de l'ordre de $5 \mu\text{m}$. La fibre a été montée sur un positionneur 3-axes et placée en entrée de guides de différentes géométries ($10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$) ainsi que de guides possédant un cornet.

La figure 5.8 montre les sorties de différents guides métalliques suite à l'injection de flux par fibre monomode. Les figures 5.8(a) et 5.8(b) illustrent le cas de l'excitation de différents modes du guide suivant la position de la fibre en entrée. Les différences dans la répartition d'intensité

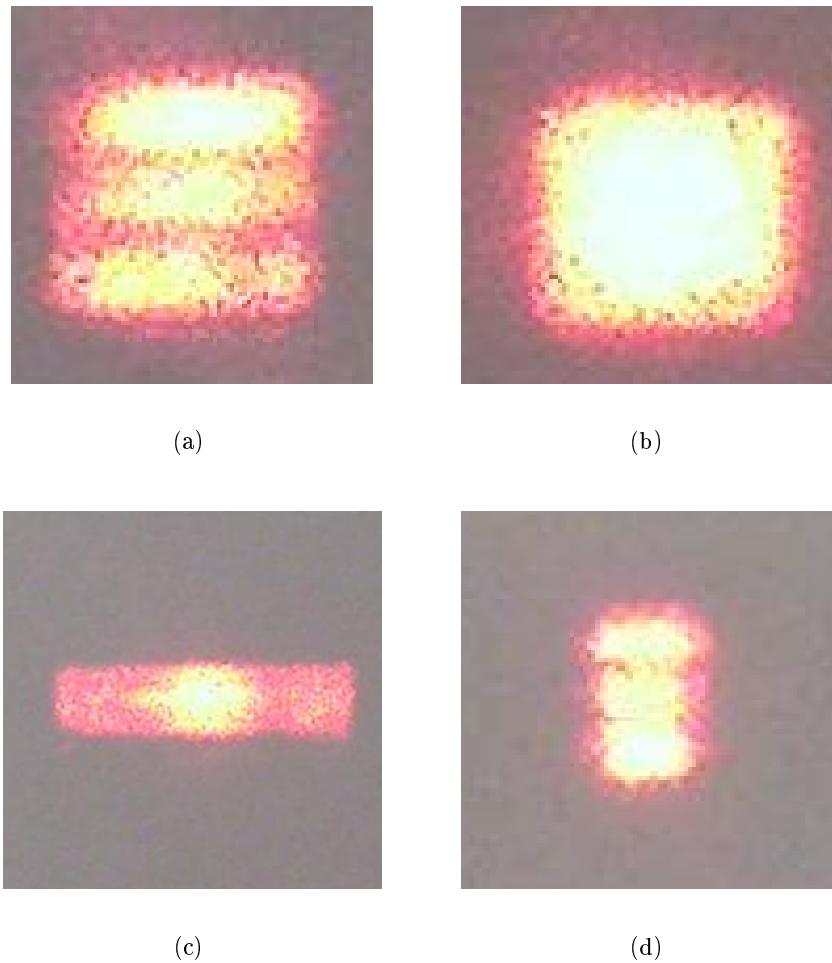


FIG. 5.8: Observations des sorties de différents guides creux métalliques dans le visible ($\lambda = 0,6\mu\text{m}$). Les figures *a.* et *b.* concernent un guide de dimensions $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$, tandis que *c.* et *d.* concernent un guide de largeur $5\ \mu\text{m}$ comportant ou non un cornet en entrée.

observée traduisent les formes de champ pour des modes de différents ordres. Cependant, il faut souligner que l'observation des sorties de guides à $\lambda = 0,6\ \mu\text{m}$ reste purement qualitative : à cette longueur d'onde, le guide présente de nombreux modes propres et qu'il est pratiquement impossible d'exciter séparément. On ne peut donc pas conclure sur l'ordre du mode excité dans les figures 5.8(a) et 5.8(b). En revanche, on peut conclure de ces observations que les guides n'ont pas été obstrués au cours du processus de découpe et qu'ils peuvent donc être qualifiés aux plus grandes longueurs d'onde. Les figures 5.8(c) et 5.8(d) permettent de tirer des conclusions analogues sur des guides de géométries différentes ou comportant un cornet.

5.2.2 Caractérisation dans l'infrarouge moyen

J'ai souligné au chapitre 4 que le processus d'injection dans un guide dans l'infrarouge comportait des difficultés dues à la longueur d'onde de travail, au chromatisme des optiques dioptriques ainsi qu'à la connaissance des propriétés optiques des échantillons. Afin de systématiser cette procédure

d'injection, j'ai présenté deux méthodes différentes, l'une se basant sur une pré-injection dans le visible, l'autre consistant à utiliser la connaissance de la géométrie de la puce pour repérer les entrées des guides. Les deux méthodes ont été utilisées avec succès pour réussir à injecter du flux dans les guides métalliques.

Une question récurrente qui se pose lorsqu'on travaille avec des guides d'onde est : comment discrimine-t-on le flux guidé dans la structure de tout flux parasite se propageant dans le substrat ou dans l'espace libre ? La réponse dépend souvent des caractéristiques opto-géométriques du guide. À titre d'exemple, dans le cas des structures diélectriques pour lesquelles le guide est enterré dans un substrat de un ou deux centimètres de long, la partie de flux guidée reste confinée jusqu'en sortie du composant tandis que le flux non couplé va diverger dans le substrat sur toute la longueur et la largeur du guide. Du point de vue expérimental, cela se traduit par l'observation d'une tache quasi-ponctuel au milieu d'un fond plus diffus.

Dans le cas des guides creux métalliques, le critère de discrimination s'appuie sur l'opacité dans l'infrarouge moyen du substrat (silicium) et du superstrat (pyrex) limitant le guide. Le superstrat est totalement opaque à $10\ \mu\text{m}$. En revanche, la figure 5.9 montre que, bien que le silicium présente des bandes d'absorption dans l'infrarouge moyen, il reste suffisamment transmissif – de l'ordre de 35% – autour de $10\ \mu\text{m}$ pour que la fraction de flux incident transmis sur une épaisseur de 1-mm puisse être détectée par la caméra. Ce problème, inattendu initialement, a dominé le début de la phase de caractérisation des guides creux et a donné de fausses indications sur la mise en évidence du guidage avec les guides creux.

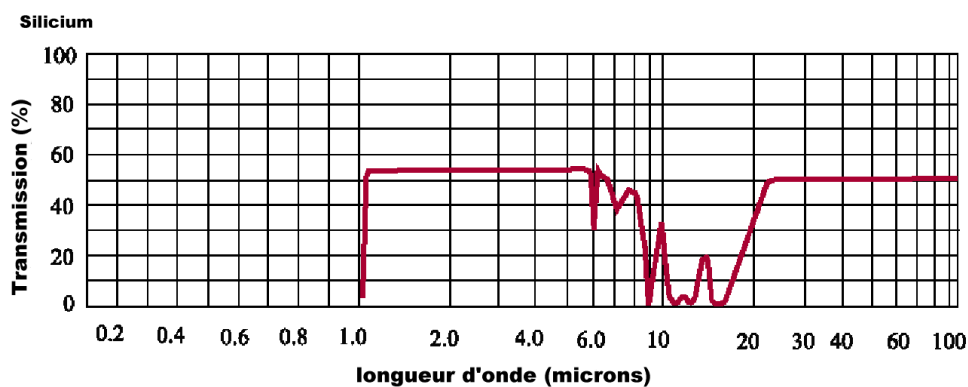


FIG. 5.9: Spectre de transmission externe du silicium pour une épaisseur de 2 mm. La bande de transmission autour de $10\ \mu\text{m}$ peut provoquer l'apparition d'artéfact lors de la détection de flux (*Données Janos Technology*).

Afin de s'affranchir du problème de la transmission du silicium, la solution suivante a été mise en œuvre pour réduire la transmission du substrat. Une couche d'or d'environ $2\ \mu\text{m}$ d'épaisseur a été déposée par évaporation sur les faces d'entrée et de sortie de chaque puce après leur séparation par clivage. Ce revêtement, tout en ne masquant pas les entrées de guides, a permis d'opacifier les surfaces environnantes du guide comme cela est illustré dans la figure 5.10. Dans ces conditions, si le faisceau convergent incident se trouve à proximité d'une entrée de guide, tout flux détecté sur la caméra provient indiscutablement de la structure guidante.

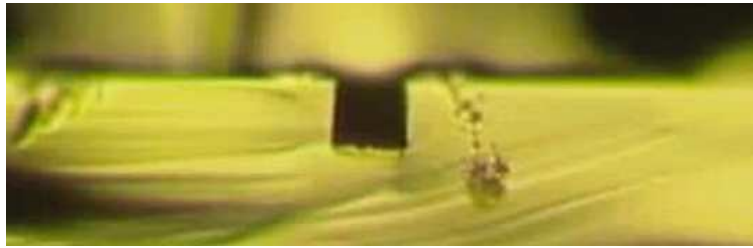


FIG. 5.10: Vue d'une puce contenant des guides métalliques après le dépôt d'or permettant d'opacifier les faces d'entrée et de sortie. L'ouverture du guide reste libre tandis que les surfaces environnantes subissent l'effet du revêtement.

Un autre critère important que j'ai largement utilisé pendant la phase de caractérisation et qui a permis de confirmer l'injection dans un guide consiste à utiliser notre connaissance de la séparation qui existe entre les différentes entrées de guide. J'ai précisé dans la section 5.1.2 que lors de la fabrication des puces, les guides droits ont été gravés avec une séparation de $300 \mu\text{m}$ entre eux à moins d'un micron près. Par conséquent, une fois que j'ai réussi à exciter les modes d'un guide et que l'énergie transmise a été détectée en sortie, je translate la puce d'une distance multiple de $300 \mu\text{m}$ et observe s'il est possible d'injecter du flux dans le guide voisin. Dans plusieurs cas, cette vérification a permis de confirmer de manière univoque le comportement guidant de ces nouvelles structures.

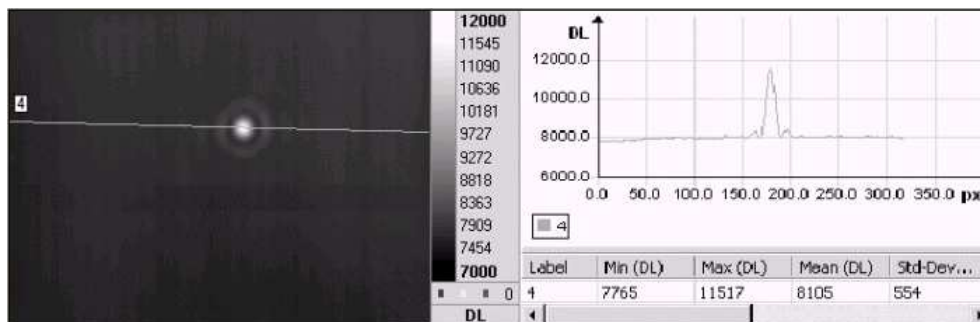


FIG. 5.11: Observation d'une sortie de guide droit. Du fait de l'ouverture de la lentille d'imagerie, l'ouverture du guide n'est pas résolue. On observe alors une tâche de diffraction comme illustré par la coupe de l'image.

En me basant sur ces propriétés, j'ai procédé avec succès à l'injection de flux dans des guides de différentes largeurs et j'ai pu ainsi obtenir de premiers résultats de transmission en fonction des dimensions du guide. Lorsqu'on parvient à injecter dans un guide d'onde, on observe à la caméra une sortie analogue à celle présentée dans la figure 5.11. L'observation de la tâche d'Airy est simplement due au diamètre de la lentille d'imagerie qui, à $\lambda = 10 \mu\text{m}$, ne permet pas de résoudre une structure carrée de $10 \times 10 \mu\text{m}$ et qui "voit" donc une source ponctuelle.

La figure 5.12 compare l'image de la tâche nue (à gauche) et de la tâche en sortie d'un guide de dimensions $10 \times 8 \mu\text{m}$ (à droite). L'échelle des couleurs donne un premier ordre d'idée sur la transmission du composant après soustraction du fond thermique, le rapport des valeurs maximum étant de l'ordre de 6,5%.

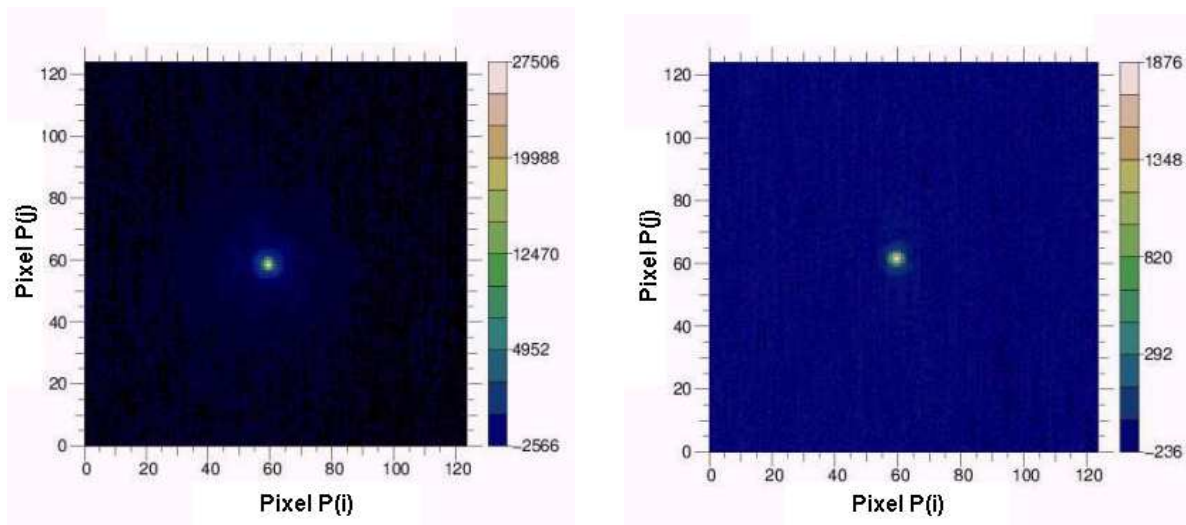


FIG. 5.12: Gauche : image du spot d'injection après propagation libre. Droite : image du spot d'injection après transmission par un guide droit de dimensions $10 \times 8 \mu\text{m}$ avec cornet. Les images sont corrigées du fond thermique. Les échelles de couleurs fournissent un premier élément de comparaison des rapports de transmission.

5.3 Analyse des paramètres technologiques

5.3.1 Impact de la qualité optique des faces d'entrée

Le premier effet observé lors de l'injection dans différents composants a été la faible reproductibilité des mesures sur des guides de caractéristiques identiques ou similaires. Par exemple, les deux guides droits sans cornet d'une même puce (donc identiques par conception) ont pu montrer des comportements en transmission sensiblement différents avec des niveaux de flux présentant jusqu'à un facteur 5 sur leur rapport.

J'en ai donc conclu que, à condition d'injection et de détection égales, le facteur dégradant la transmission pouvait être la qualité optique des faces d'entrée en particulier au niveau de la jonction pyrex-silicium. En observant différents échantillons à la lunette binoculaire (cf. Fig 5.10), j'ai pu remarquer que les faces clivées autour du guide présentaient, suivant les cas, de fortes irrégularités et des défauts de surface. Par ailleurs, la figure 5.10 montre une différence de mise au point entre la face du substrat en pyrex – celle dans laquelle le guide est gravé – et la face du superstrat en pyrex au-dessus du guide. Cette différence de mise au point montre que ces deux faces ne sont pas dans le même plan et que l'injection de flux n'intervient donc pas forcément sur une entrée de guide parfaitement circonscrite. Ce défaut de mise au point est encore plus évident lorsque l'on observe certains échantillons au microscope optique.

Une fois mis en évidence, cet aspect technologique a été analysé de manière plus détaillée en utilisant un instrument de type profilomètre disponible au CEA-Leti de Grenoble qui permet de mesurer les dimensions du guide en donnant un profil 2-D de la surface analysée. Les figures suivantes (Fig. 5.13, Fig. 5.14, Fig. 5.15 et Fig. 5.16) montrent les résultats de profilométrie obtenus sur différents guides droits et méritent d'être commentées.

La figure 5.13 montre les profils des entrées de guides d'onde – se trouvant sur une puce référencée MONO63 – avec et sans cornets. Cet échantillon est historiquement la première puce avec

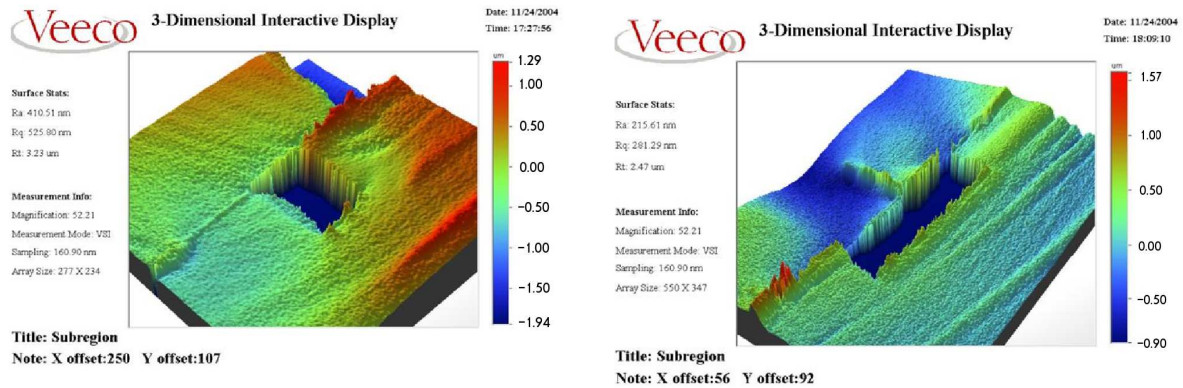
(a) Guide droit sans cornet $10 \times 8,4 \mu\text{m}$ (b) Guide droit $10 \times 8,4 \mu\text{m}$ avec cornet

FIG. 5.13: Observation des entrées de guides métalliques au profilomètre. La puce contient des guides droits de dimension $10 \times 8,4 \mu\text{m}$ avec et sans cornets.

laquelle j'ai détecté un flux guidé en sortie du guide droit avec cornet, puis en la translatant horizontalement, le même phénomène a pu être reproduit sur les guides voisins ne comportant pas de cornet. Le code des couleurs des images permet de repérer les variations de hauteur. Pour la figure 5.13(a), les variations relatives sont comprises entre $1,29 \mu\text{m}$ et $-1,9 \mu\text{m}$ tandis qu'elles se répartissent entre $1,5 \mu\text{m}$ et $-1,0 \mu\text{m}$ pour la figure 5.13(b). En analysant ces deux images, on constate que le contour des guides est bien défini et les défauts de surface ne semblent pas très importants.

Les images de la figure 5.14 montrent le même type de données que précédemment mais pour des guides d'onde de largeur un peu plus importante contenus sur la puce référencée MONO83. A la différence de ce qui a été observé avec la puce précédente, seul le guide comportant un cornet a pu être caractérisé tandis que les guides voisins n'ont permis d'injecter aucun flux détectable en sortie, et ce malgré une ouverture plus importante ($10 \times 9,2 \mu\text{m}$ contre $10 \times 8,4 \mu\text{m}$). L'analyse des images 5.14(a) et 5.14(a) montrent que les défauts de surfaces sont plus importants avec une variation plus importante des hauteurs relatives.

En particulier, on observe à l'interface silicium – pyrex un décrochement semblant indiquer que les deux matériaux n'ont pas subi le même clivage. Il est possible que la qualité optique de l'entrée du guide ne soit pas suffisante pour coupler un faisceau convergent à son entrée.

Enfin, la figure 5.15 montre les défauts de surface pour une puce contenant les guides d'onde de dimensions $10 \times 4,7 \mu\text{m}$, monomodes par conception à $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$. Cet échantillon a permis d'injecter du flux aussi bien dans le guide avec cornet que dans les deux guides droits adjacents. Il a été largement utilisé au cours de la phase de caractérisation et il donne un aperçu de l'importance que peut – ou doit – prendre la qualité optique des faces d'entrée.

Une première conclusion qui s'impose est que le clivage des puces – qui est actuellement la seule méthode permettant de séparer les échantillons sans obstruer les guides d'onde – induit des effets

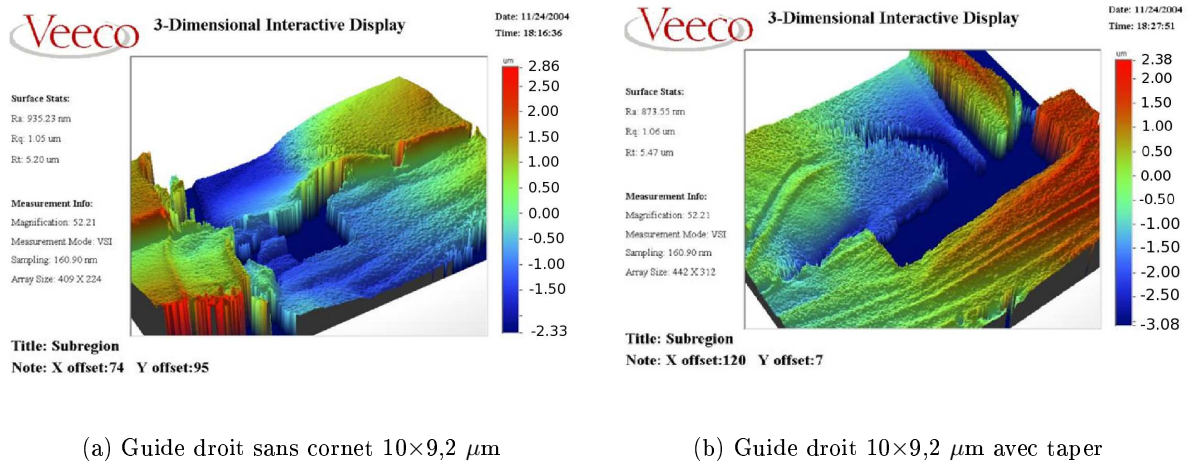


FIG. 5.14: Observation des entrées de guides métalliques au profilomètre. La puce contient des guides droits de dimension $10 \times 9,2 \mu\text{m}$ avec et sans tapers.

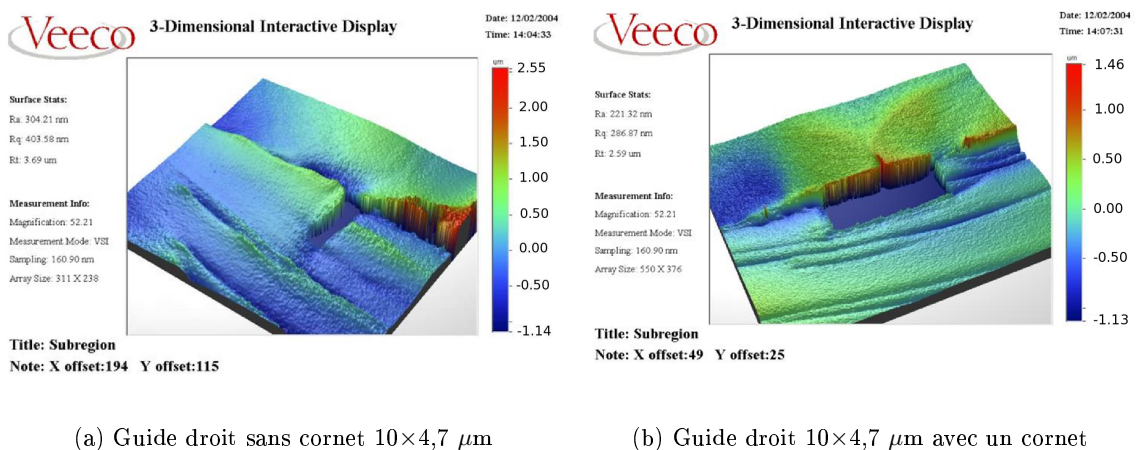


FIG. 5.15: Observation des entrées de guides métalliques au profilomètre. L'échantillon est un guide de dimensions $10 \times 4,7 \mu\text{m}$ avec et sans cornet.

aléatoires sur la qualité optique des surfaces d'entrée des composants. En particulier, la jonction pyrex – silicium semble souffrir de cet effet de clivage en obtenant de manière aléatoire des effets de décrochement en entrée des guides d'onde tel que celui présenté dans la figure 5.16.

5.3.2 Sensibilité du couplage au positionnement transversal

J'ai mesuré l'effet sur le couplage d'un décalage transversal sur un guide comportant un cornet. Cet effet est illustré par les courbes expérimentales de la figure 5.17 qui montrent clairement qu'un décentrement vertical de l'ordre de $20 \mu\text{m}$ est suffisant pour dégrader totalement le couplage. Dans la direction horizontale, cet effet est atténué par la présence du cornet d'une largeur de $40 \mu\text{m}$. Dans ce cas, la tolérance devient de l'ordre de $70 \mu\text{m}$.

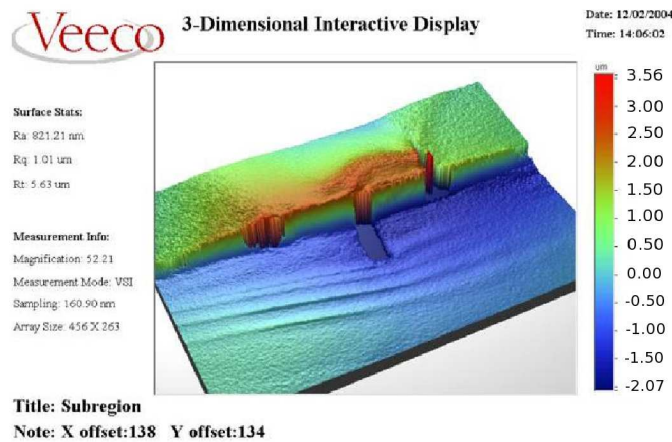


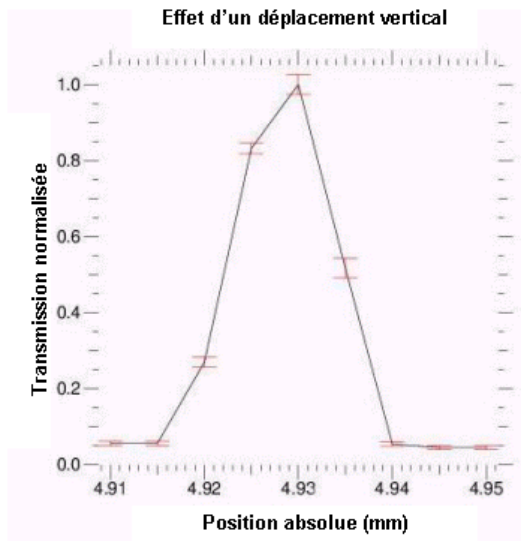
FIG. 5.16: Effet du clivage des puces sur la jonction pyrex – silicium en entrée d'un guide d'onde sans cornet.

Afin d'évaluer la validité des estimations de couplage réalisées au chapitre 3, j'ai simulé le même effet en prenant les paramètres expérimentaux qui déterminent l'injection, à savoir une ouverture numérique de $f/1,15$. La figure 5.3.2 montre que la perte totale de couplage, lors d'un déplacement vertical, est atteinte pour une déviation du même ordre que la valeur expérimentale. Dans la direction orthogonale, la sensibilité théorique est un peu plus faible ($\approx 60 \mu\text{m}$) que la sensibilité expérimentale (cf. 5.3.2). Ces résultats confortent ainsi le relâchement des contraintes de couplage par l'ajout d'un cornet.

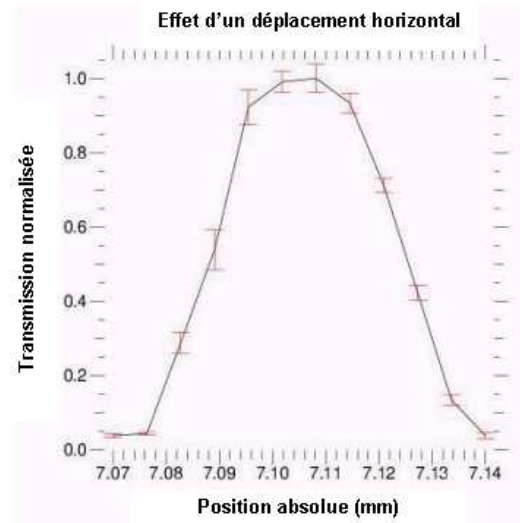
5.4 Monomodicité des composants guide creux : mise en évidence expérimentale

5.4.1 Principe de la mesure

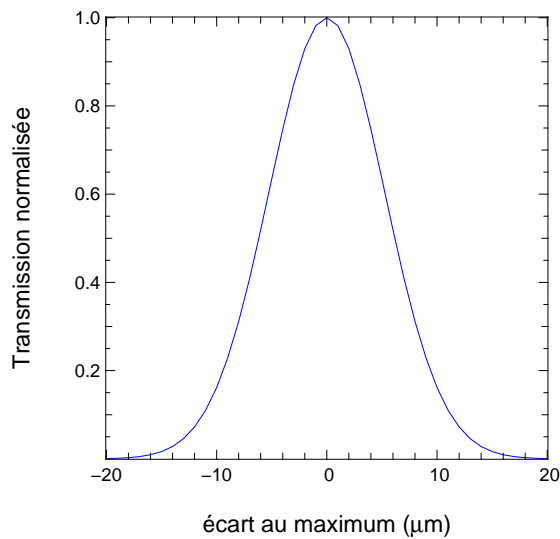
Le chapitre 3 a présenté la théorie sous-jacente aux guides creux métalliques développés dans le cadre de ce travail. La géométrie adoptée pour ces composants est une forme rectangulaire avec les côtés a et b vérifiant la convention $a \geq b$. La répartition des champs électriques de chaque mode du guide ainsi que leur fréquence de coupure respective a été étudiée grâce aux modèles déjà employés dans le domaine des micro-ondes (Rizzi 1988). Ainsi pour un guide d'onde vérifiant $a=2b$, le mode fondamental est le mode TE_{10} polarisé linéairement et perpendiculairement au grand côté du guide (cf. Fig. 5.18) et possédant une longueur d'onde de coupure $\lambda_c=2a$. Le premier mode d'ordre supérieur est le TE_{01} dont la longueur d'onde de coupure est $\lambda_c=a$ et qui est lui aussi polarisé linéairement mais cette fois-ci perpendiculairement au petit côté b du rectangle. Par conséquent, un guide d'onde rectangulaire avec les dimensions spécifiées a un comportement monomode pour $a < \lambda < 2a$ et se comporte de plus comme un polariseur pour cette même plage de longueurs d'onde. Notons que le domaine de monomodicité est inchangé si le guide d'onde vérifie la condition $b \leq \frac{a}{2}$ tandis qu'il se réduit à $2b < \lambda < 2a$ lorsque $b \geq \frac{a}{2}$. Dans ces conditions, le domaine de monomodicité est défini simplement par la géométrie du guide. Pour une source



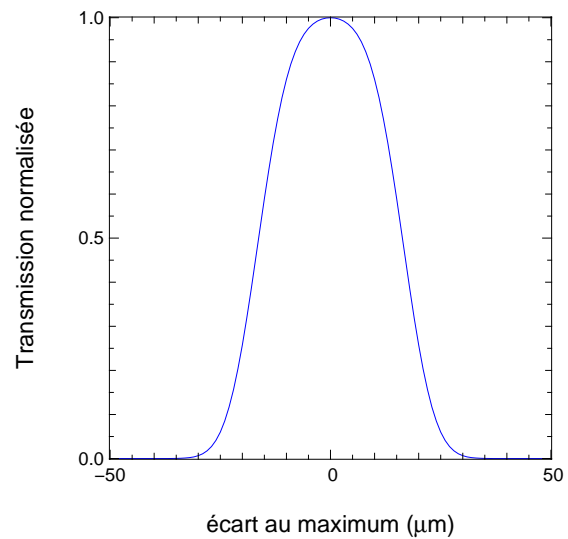
(a) Sensibilité expérimentale au couplage vertical



(b) Sensibilité expérimentale au couplage horizontal



(c) Sensibilité théorique au couplage horizontal



(d) Sensibilité théorique au couplage vertical

FIG. 5.17: Sensibilité du couplage à une erreur de pointage en X et Y pour un guide d'onde comportant un cornet de dimensions $40 \times 10 \mu\text{m}$. Les figures 5.3.2 et 5.3.2 montrent la sensibilité expérimentalement mesurée. Les figures 5.3.2 et 5.3.2 illustrent le cas théorique avec une ouverture numérique de $f/1.15$.

monochromatique émettant à $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ et une profondeur de gravure a fixée à $10 \mu\text{m}$, le caractère monomode du guide est vérifié si $b \leq 5,3 \mu\text{m}$. Pour les guides d'onde vérifiant $b \geq 5,3 \mu\text{m}$, un comportement multimode doit être observé à la même longueur d'onde avec la présence

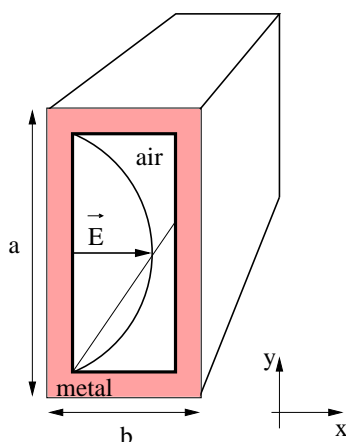


FIG. 5.18: Géométrie et polarisation du champ électrique du mode fondamental TE_{10} dans le cas d'un guide creux rectangulaire de dimensions a et b .

d'au moins deux modes possédant des directions de polarisation orthogonales entre elles (Jordan & Balmain 1985).

L'analyse de l'état de polarisation en sortie du guide d'onde fournit une méthode simple pour évaluer qualitativement mais aussi quantitativement le caractère monomode ou non de l'échantillon. En effet, en plaçant un polariseur à grille en sortie du composant (cf. 4.23), on peut suivre les variations de flux en fonction de l'angle de rotation du polariseur. Pour un guide monomode, il est théoriquement possible d'éteindre complètement⁵ le flux incident pour les deux positions symétriques du polariseur correspondant à la direction perpendiculaire au champ électrique⁶. En revanche, un guide multimode à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ présente au moins deux états de polarisation croisés et un flux transmis sera détecté en sortie quelque soit l'angle de rotation du polariseur. Par conséquent, la mesure de flux transmis en fonction de l'angle de rotation du polariseur donne ainsi une connaissance objective du caractère monomode du guide à une longueur d'onde donnée⁷.

Ce type de mesure permet aussi d'avoir une donnée quantitative sur la précision du filtrage modal par le guide monomode qui dépend à la fois de la dynamique du détecteur et de l'écart-type du bruit (i.e le bruit du fond thermique dans le cas des détecteurs "Background Limited Infrared Photodetectors" (BLIP)). Soit I_{max} l'intensité maximale détectée lorsque le polariseur est aligné avec la direction de polarisation du champ électrique et σ_b la valeur rms du signal détecté lorsqu'on obtient l'extinction du flux incident. La précision τ sur l'extinction du flux est simplement donnée par

$$\tau = \frac{\sigma_b}{I_{\text{max}}} \quad (5.1)$$

Ainsi, pour tout flux incident d'intensité I_0 couplé à l'entrée d'un guide monomode, la valeur du

⁵Dans la pratique, l'extinction est considérée comme "complète" lorsque le niveau de bruit du détecteur est atteint. De fait, le niveau d'extinction est dépendant des performances du détecteur.

⁶Suivant le positionnement du guide d'onde, les positions angulaires du polariseur pour lesquelles est attendue l'extinction se trouve à $+90^\circ$ et -90° par rapport au plus petit côté b du guide.

⁷Plus précisément, l'absence d'extinction du flux en sortie en fonction de l'angle de polarisation prouve que le guide est non-monomode. En cas d'extinction, il faut compléter l'expérience par une mesure de la géométrie du guide.

taux de filtrage des modes d'ordre supérieur est majoré par τ' donné par

$$\tau' = \frac{\sigma_b}{\eta I_0} \quad (5.2)$$

où η est la transmission globale du composant.

Bien que cette méthode puisse théoriquement être utilisée pour caractériser le filtrage modal, elle peut vite atteindre ses limites dans les conditions expérimentales “classiques” de laboratoire (environnement non-contrôlé et système non refroidi dans le contexte de l'infrarouge moyen) ou à cause d'une transmission η médiocre du à la nouveauté des composants. En effet, pour mesurer un taux de filtrage T et en supposant une transmission globale η égale à l'unité – ce qui n'est jamais le cas en réalité –, le signal à détecter en sortie nécessite un détecteur ayant une dynamique égale ou supérieure à T une fois que le fond continu a été soustrait⁸.

Au cours de ce travail de caractérisation, j'ai d'abord cherché à montrer qu'il était possible de mettre en évidence différents comportements modaux suivant les échantillons testés et de confirmer la pertinence technologique d'un choix basé sur les guides creux métalliques. Dans un deuxième temps, je me suis attaché de manière plus approfondie à la qualification des caractéristiques telles que la transmission des guides et la qualité de filtrage modal. Il est cependant nécessaire de souligner que les performances finales requises en termes de filtrage spatial ne sauraient être atteintes dans le cadre de ce travail de thèse car les conditions expérimentales nécessaires, en particulier en termes de détection, vont au-delà de l'instrumentation disponible à cette date.

5.4.2 Résultats expérimentaux sur différentes géométries de guides creux métalliques.

Polarisation elliptique de la source infrarouge

Dans cette section, je présente les résultats de caractérisation modale de guides creux de différentes géométries basée sur la méthode d'analyse de l'état de polarisation présentée au § 5.4.1. La source laser infrarouge peut être contrôlée en température afin de sélectionner une raie d'émission comprise entre 10,2 μm et 10,8 μm . Dans le cas des mesures présentées ci-après, le contrôleur en température est réglé de façon à sélectionner la raie d'émission à 10,6 μm . Une lame quart d'onde a été introduite dans le chemin optique pour transformer la polarisation initialement linéaire du laser en polarisation circulaire (cf. chapitre 4, Fig. 4.23). La figure 5.19 montre la variation du flux corrigé de la source (c'est-à-dire que le niveau moyen du bruit de fond est soustrait) pour différentes positions angulaires du polariseur comprises entre 0° et 180°.

Le réglage de l'orientation de la lame quart d'onde n'a pas produit une polarisation circulaire à proprement parler, mais plutôt elliptique. Néanmoins, on dispose de suffisamment de flux aux différentes positions angulaires pour permettre d'exciter l'ensemble des polarisations existant potentiellement dans le guide.

⁸Dans l'infrarouge moyen, une fraction importante de la dynamique des détecteurs est occupée par le niveau continu du fond thermique. Pour les détecteurs fonctionnant par modulation du signal, c'est la valeur rms du fond thermique qui est le facteur limitant.

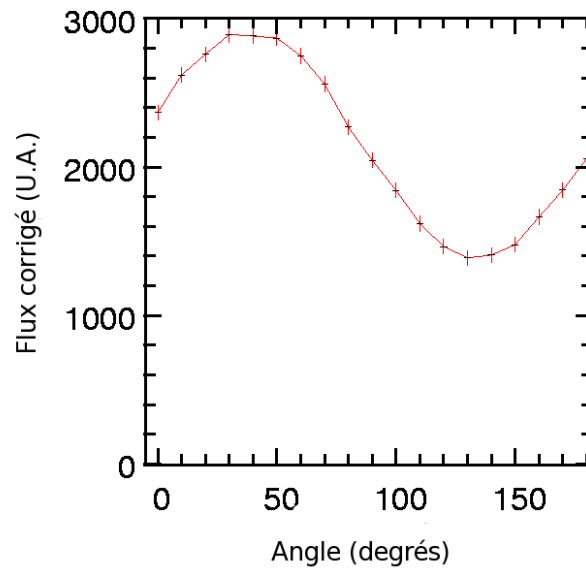


FIG. 5.19: État de polarisation de la source laser infrarouge rendue elliptique par l'ajout d'une lame quart d'onde dans le chemin optique. La puissance mesurée, en unité arbitraire, est donnée en fonction de l'angle de rotation du polariseur.

Observation du caractère monomode à 10,6 μm

Je rapporte ici les résultats de la caractérisation modale réalisée sur un guide de dimensions $10\mu\text{m}\times 5,1\mu\text{m}$ mesurés au profilomètre. Le polariseur à grille est placé en sortie du composant et fonctionne en mode analyseur. Le mode fondamental est toujours le TE_{10} , polarisé linéairement et ayant une longueur d'onde de coupure $\lambda_c=20\mu\text{m}$. Le premier mode d'ordre supérieur est le TE_{01} de longueur de coupure $\lambda=10,2\mu\text{m}$ et polarisé orthogonalement au mode fondamental. Ainsi, le mode TE_{01} n'est théoriquement pas excité à $\lambda=10,6\mu\text{m}$.

La figure 5.20 représente le niveau de flux détecté en sortie du composant pour des directions de polarisation variant de 0° à 180° avec un pas de 10° ⁹. Aux deux positions extrêmes de la courbe, aucun signal supérieur en moyenne à l'écart-type du bruit de fond n'est détecté. On observe ainsi une extinction complète du flux incident confirmant qu'aucun état de polarisation n'existe dans ces deux directions. Les barres d'erreur mesurées au cours de cette mesure d'extinction sont limitées par les fluctuations du bruit de fond qui sont de l'ordre de 16 U.A. De plus, le maximum d'intensité est détecté, aux erreurs de mesures près, à la position 90° . L'obtention de l'extinction de flux montre que le champ électrique est polarisé linéairement tandis que le maximum de flux obtenu à 90° indique que le champ est polarisé suivant cette direction.

Pour le composant testé, on observe donc une unique direction de polarisation du champ électrique en sortie, conformément à ce que nous attendions pour un guide possédant cette géométrie. Du fait des propriétés géométriques du guide, par ailleurs vérifiées expérimentalement, il est raisonnable de conclure que seul le mode TE_{10} est guidé dans la structure métallique et le guide d'onde a donc bien un comportement monomode.

⁹Les mesures rapportées dans le graphique concernent la plage angulaire allant de 0° à 180° bien que les effets décrits aient été observés pour la plage angulaire complète entre 0° à 360° .

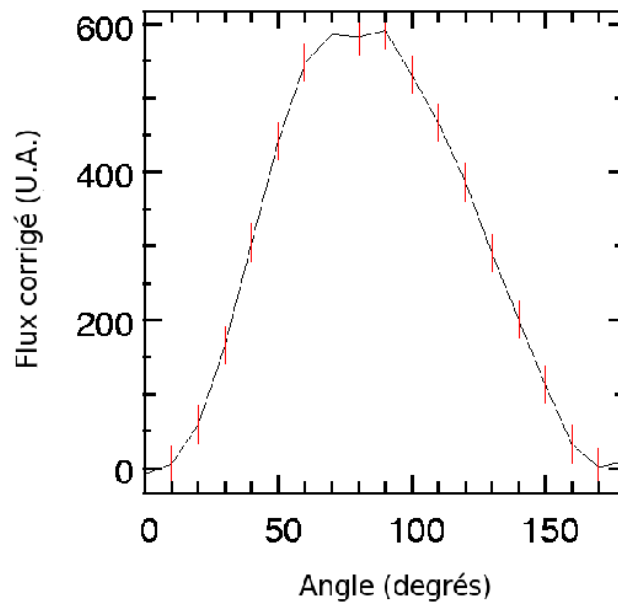


FIG. 5.20: État de polarisation enregistré à $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ en sortie d'un guide de dimensions $10 \times 5.1 \mu\text{m}$. Le flux est donné en unité arbitraire.

La valeur maximale détectée pour le flux corrigé est d'environ 600 U.A., ce qui correspond actuellement à une précision sur l'extinction de $\sim 2,5\%$ suivant Eq. 5.1.

Afin de confirmer ce résultat, une mesure analogue a été menée avec un composant théoriquement multimode à $10,6 \mu\text{m}$ du fait de sa géométrie. Ce résultat est présenté dans le paragraphe suivant.

Observation du caractère multimode à $10,6 \mu\text{m}$

L'échantillon caractérisé cette fois-ci est un guide d'onde de dimensions $10 \mu\text{m} \times 9,2 \mu\text{m}$. A $\lambda=10 \mu\text{m}$, ce dernier est théoriquement multimode du fait des longueurs de coupure des modes TE_{10} et TE_{01} valant respectivement $\lambda_c=20 \mu\text{m}$ $\lambda_c=18,4 \mu\text{m}$. Ces deux modes présentent théoriquement des états de polarisation croisés que j'ai cherché à mettre en évidence à travers un test analogue à celui mené au § 5.4.2.

La première information fournie par l'analyse du graphique de la figure 5.21 est l'impossibilité de réaliser l'extinction du flux incident quelque soit la direction angulaire imposée. La valeur minimale mesurée d'environ 150 U.A. est au-dessus de la limite imposée par l'écart-type du bruit qui est inférieur à 30 U.A. Les variations importantes de flux observées – avec une diminution importante observée autour de 100° – sont dues au fait que la source est polarisée elliptiquement en entrée mais aussi au fait qu'on ne couple pas la même quantité d'énergie sur les différents modes existants dans la cavité (auxquels correspondent les directions de polarisation testées). Cependant, le point important ici n'est pas tant de dissocier la contribution en énergie des différents modes existants dans la cavité que de montrer l'absence de polarisation linéaire pour le champ électrique en sortie. Ce résultat confirme qu'il existe au moins deux modes pouvant se propager dans le guide métallique à $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$.

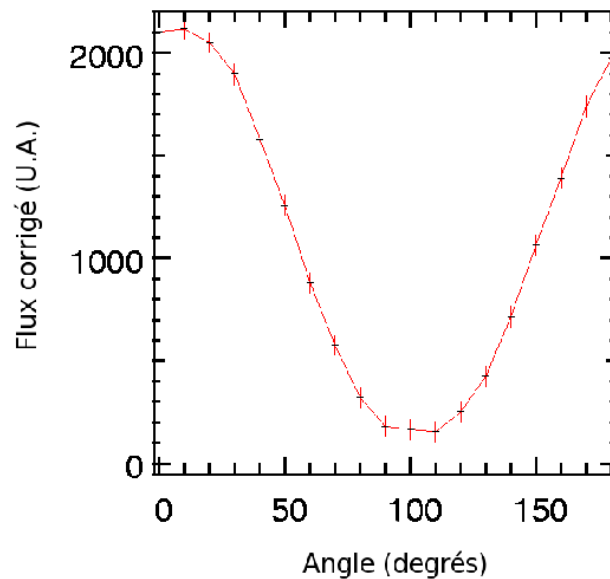


FIG. 5.21: État de polarisation enregistré à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ en sortie d'un guide de dimensions $10 \times 9,2 \mu\text{m}$. Le flux est donné en unité arbitraire.

Conclusion sur les caractéristiques modales des HMW

Les mesures expérimentales présentées précédemment ont mis en évidence la possibilité de réaliser des guides monomodes et multimodes à $10,6 \mu\text{m}$ basés sur le concept de guide creux métalliques. La méthode expérimentale d'analyse de la polarisation a été utilisée pour un certain nombre de composants autres que ceux présentés au paragraphe § 5.4.2. Les résultats ont été concluants puisque j'ai pu retrouver des comportements similaires avec des composants vérifiant les conditions de monomodicité ou de multimodicité à cette même longueur d'onde.

En ce qui concerne la question du filtrage modal, la mesure à l'aide de l'analyse en polarisation est limitée actuellement à une précision de 2,5% – c'est-à-dire que le filtrage des modes supérieurs est inférieur ou égal à 2,5% de la puissance transmise par le composant. Cette valeur est certainement encore éloignée des contraintes imposées par l'interférométrie en frange noire, mais il existe d'autres moyens d'amélioration de la mesure que je discuterai dans la section 5.6.

5.5 Mesures en transmission

Dans cette section sont présentés les résultats de mesure de transmission des guides creux métalliques que j'ai obtenus à $10,6 \mu\text{m}$ sur un échantillon représentatif de composants. L'objectif ici n'est pas d'obtenir la meilleure mesure de transmission possible, ce qui serait le cas avec une technologie que l'on cherche à optimiser, mais de donner une estimation de la transmission des guides suivant leurs caractéristiques modales et surtout d'identifier les facteurs potentiels qui peuvent dégrader la transmission. Ce dernier point est très important car il permet de donner un retour sur les points à améliorer au niveau de la technologie de fabrication et/ou de la conception du composant.

5.5.1 Méthodologie de mesure

Dans une première approche, la transmission globale T d'un guide droit peut être séparée en :

- efficacité de couplage en entrée du guide $C_{e,i}$ pour le mode i .
- pertes par propagation du fait de la conductivité finie du métal P_i pour le mode i .
- efficacité de couplage en sortie du guide $C_{s,i}$ pour le mode i .

à travers l'expression

$$T = \sum_{i=1}^n C_{e,i} \cdot P_i \cdot C_{s,i} \quad (5.3)$$

où i est l'indice du mode considéré. Dans le cas du guide monomode, Eq. 5.3 devient simplement

$$T = C_e \cdot P \cdot C_s \cdot \eta_q \cdot \eta_r \cdot \eta_{pol} \quad (5.4)$$

Les facteurs η_q , η_r et η_{pol} – qui n'apparaissent pas encore dans Eq. 5.3 – sont compris entre 0 et 1 et décrits comme suit :

- η_q : c'est le facteur de qualité, compris entre 0 et 1, dû aux défauts technologiques présentés au § 5.3.1 et qui dégrade l'efficacité de couplage théorique.
- η_r : c'est le facteur décrivant les pertes par réflexions en entrée du guide dues à l'adaptation d'impédance (c'est-à-dire l'équivalent micro-onde des pertes de Fresnel pour les guides diélectriques.)
- η_{pol} : c'est le facteur décrivant les pertes dues au caractère mono-polarisation du guide creux monomode par rapport à une excitation en entrée polarisée elliptiquement. Par exemple, si le faisceau incident est polarisé circulairement, seul 50% du flux en moyenne est couplé dans le guide et η_{pol} vaut alors 0,5. Dans le cas de l'expérience de laboratoire, ce terme peut être calculé si l'on connaît les propriétés de polarisation de la source (ellipticité, orientation de l'ellipse dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation...)

Le terme $P \cdot \eta_q \cdot \eta_r \cdot \eta_{pol}$ est défini comme les pertes en excès et correspond à la quantité physique mesurable expérimentalement sur le banc d'injection. Les pertes en excès correspondent donc au pire cas des pertes par propagation P .

5.5.2 Mise en évidence expérimentale du couplage optimal

Afin d'évaluer les pertes par excès, il faut pouvoir estimer l'efficacité de couplage théorique sur un mode en entrée et sortie du guide d'onde. Cette estimation est obtenue en calculant l'intégrale de recouvrement bidimensionnelle entre le profil du champ d'excitation et le profil du champ du mode guidé considéré tel que cela a été présenté au chapitre 3. Pour consolider l'approche par l'intégrale de recouvrement, j'ai évalué expérimentalement l'influence de l'ouverture numérique du faisceau incident sur l'efficacité de couplage à l'entrée d'un guide droit comportant un cornet.

Pour ce faire j'ai placé dans le faisceau collimaté du banc d'injection des diaphragmes de différents diamètres permettant de faire varier l'ouverture numérique de $f/1,0$ à $f/2,9$. La courbe de la figure 5.22 illustre la comparaison entre la courbe expérimentale – comportant les barres d'erreur de mesure – et la courbe théorique.

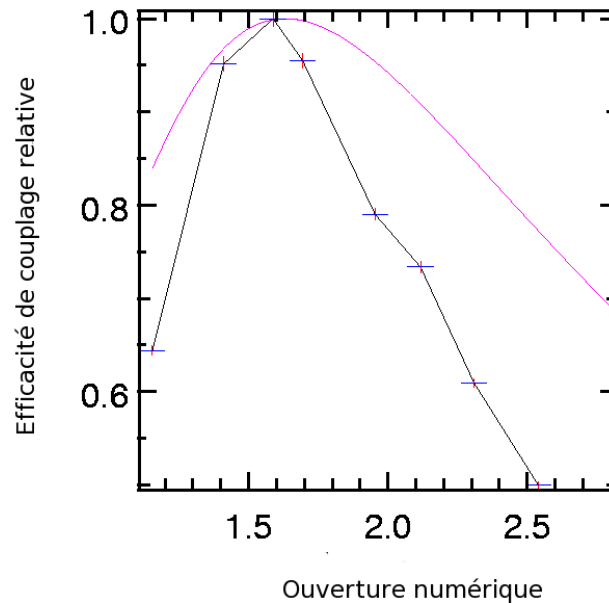


FIG. 5.22: Evolution de l'efficacité de couplage en fonction de l'ouverture numérique en entrée d'un guide d'onde comportant un cornet. L'ouverture numérique est modifiée par l'ajout de diaphragme de tailles différentes dans le faisceau collimaté du banc d'injection. L'efficacité de couplage est normalisée à 1. La courbe inférieure représente les données expérimentales, la courbe supérieure représente la courbe théorique.

Les courbes donnant l'efficacité de couplage ont été normalisées à 1. Le maximum d'efficacité est obtenu, dans le cas théorique comme dans le cas pratique, pour une ouverture numérique de faisceau de $f/D \approx 1,6$. Par contre, on observe une dégradation franche du couplage relatif lorsqu'on s'écarte du maximum. À l'heure actuelle, j'ai interprété cette décroissance comme une conséquence de la qualité optique en entrée du guide qui se comporte comme un facteur multiplicatif supplémentaire dans la mesure de la transmission. C'est l'observation de cet effet qui m'a conduit à proposer le modèle de transmission donné par l'équation 5.4 : en particulier le facteur de qualité du guide d'onde η_q est dépendant de chaque échantillon et difficilement quantifiable car dépendant de la technologie de fabrication sous-jacente.

5.5.3 Estimation de la transmission globale et des pertes en excès pour les guides monomodes.

Pour les guides d'onde métalliques dont la monomodicté a été avérée par les tests de polarisation (cf. § 5.4), j'ai calculé les efficacités de couplage en entrée et sortie aussi bien pour les échantillons avec cornet que les échantillons sans cornet. Dans le cas des guides avec cornet, la géométrie du cornet ($40 \times 10 \mu\text{m}$) implique que plusieurs modes peuvent exister à son entrée. Cependant,

les modes d'ordre élevé sont filtrés au fur et à mesure que le cornet rétrécit et seul le mode fondamental est transmis comme illustré dans la figure 5.23. Par conséquent je n'ai considéré que le couplage du champ d'excitation sur le mode fondamental TE_{10} à l'entrée du cornet.

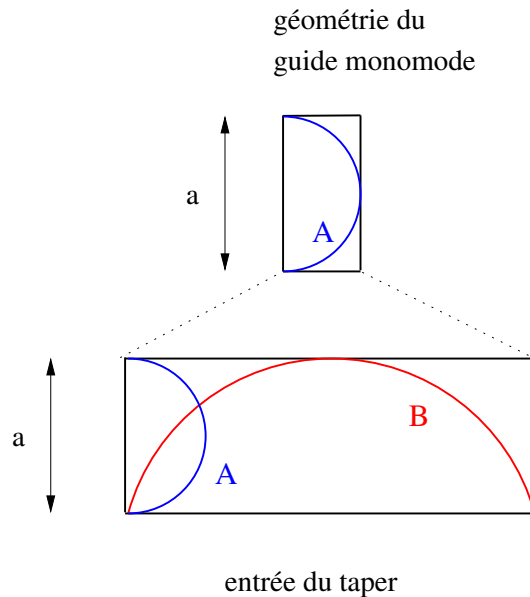


FIG. 5.23: Schéma représentatif de la distribution du champ électrique pour les deux premiers modes pour un guide avec cornet.

L'estimation de la transmission globale d'un composant se fait par mesure différentielle du flux transmis dans le composant et en dehors du composant et pour une polarisation elliptique du champ électrique en entrée. J'ai rapporté dans le tableau 5.1 le résultat des mesures obtenues pour différents échantillons : suivant leur dimension, ils présentent un comportement monomode ou multimode à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$. Enfin, les coefficients de couplage en entrée et sortie ont été calculés à partir des ouvertures numériques caractérisant le banc d'injection : $f/1,15$ pour la lentille d'injection, $f/2,29$ pour la lentille d'imagerie.

Une première remarque concerne l'amélioration de la transmission lors de l'ajout d'un cornet dans les deux cas de guides d'onde monomodes et multimodes. Ce gain est de l'ordre de 2,5 dans le cas du guide multimode *G63* et de 5 dans le cas du guide monomode *G46*, ce qui confirme encore une fois l'intérêt de cette solution. D'une manière générale, on remarque tout de même que les coefficients de couplage restent assez faibles, en particulier car les dimensions du cornet ne sont pas adaptées à l'ouverture du faisceau incident. En second lieu, la transmission globale des guides multimodes est supérieure d'un facteur 2,5 à la transmission des guides monomodes : dans les conditions expérimentales qui sont les nôtres, la transmission est d'environ 5% dans le cas multimode et 2% dans le cas monomode. Ce résultat semble être en accord avec une différence de comportement modal entre les différents échantillons. Enfin une analyse des pertes en excès s'impose. Le modèle théorique présenté au chapitre 3 a résulté en des pertes de propagation de l'ordre de $0,8\text{dB}\cdot\text{mm}^{-1}$ pour des guides d'onde monomodes. Expérimentalement, les pertes en excès mesurées sont supérieures à 3dB, à une exception près pour le guide *G46*. Si l'effet d'adaptation d'impédance η_r a été pris en compte dans le calcul du couplage, l'impact de la qualité optique η_{opt} ne peut être qualifié analytiquement. Par ailleurs, la dispersion importante

Reference	b (μm)	Type modal	C_e (%)	C_s (%)	T_{exp} (%)	Pertes en excès	Erreur (dB)
G46 – 1	4,7	SM	15,5	4,3	0,26	< -4,0	0,13
G46 – 2	4,7	SM	15,5	4,3	0,38	< -2,4	0,14
G46 – T	4,7	SM	20,9	21,3	1,9	< -3,7	0,13
G36 – T	5,1	SM	20,9	21,3	1,8	< -3,9	0,13
G35 – T	7,4	MM	-	-	4,9	-	-
G42 – T	9,2	MM	-	-	4,2	-	-
G63 – 1	8,4	MM	-	-	1,9	-	-
G63 – T	8,4	MM	-	-	5,1	-	-

TAB. 5.1: Description des guides d'onde testés et résultats expérimentaux sur une longueur de 1mm. L'annotation "-" dans le tableau indique que le calcul n'est pas applicable. Les guides d'onde présentant un cornet sont référencés par la notation Gxx-T. Le type modal (monomode ou multimode) a été validé à travers les tests de polarisation. Pour $b \leq 5.1 \mu\text{m}$, le flux transmis peut être totalement éteint pour les positions angulaires du polariseur 0° et 180° . Au-delà de cette dimension, il n'est pas possible d'obtenir l'extinction du flux. Dans le cas monomode (SM), l'efficacité de couplage a été calculée par la méthode de l'intégrale de recouvrement. Dans le cas des guides d'onde avec cornet (G46-T and G36-T), l'efficacité de couplage a été calculée pour des cornets de dimension $40 \times 10 \mu\text{m}$ en entrée, ce qui résulte en des valeurs similaires pour C_e and C_s . Les pertes en excès incluent les pertes par propagation et les pertes dues au différents facteurs η_q , η_r et η_{pol} . Les résultats montrent que l'utilisation d'un cornet améliore significativement l'efficacité de couplage dans le cas monomode comme dans le cas multimode. Les guides d'onde multimode avec cornet ont une transmission globale d'environ 4.5% contre 2% pour les guides monomode avec cornet.

entre les différentes valeurs obtenues pour les pertes en excès semble confirmer cette hypothèse. Un autre élément de discussion important concerne la question de la rugosité du métal dont nous avons vu à la section 3.4.2 l'incidence qu'elle peut avoir sur les pertes. Actuellement, la rugosité mesurée au *CEA-Leti* est comprise entre 25 nm rms et 50 nm rms, ce qui multiplie les pertes théoriques d'environ un facteur 2. En ce qui concerne l'effet de la polarisation de l'onde incidente en entrée du guide monomode, je me dois de souligner que, lorsque ces mesures ont été réalisées, je n'ai pas considéré la dégradation de la transmission par cet effet-là. Cela est plutôt encourageant car cet effet peut être quantifié en mesurant de manière précise l'orientation de l'ellipse en entrée du guide et en déduisant le rapport de flux qui peut être effectivement couplé sur le mode TE_{10} polarisé linéairement. Si la polarisation en entrée était circulaire, on perdrait logiquement 50% du flux incident (soit 3dB). Au vu des résultats présentés, cette perte de 3dB paraît déraisonnable. En revanche, du fait du caractère polarisant du guide, il est certain qu'une polarisation elliptique introduise une dégradation supplémentaire η_{pol} qui mérite d'être quantifiée.

5.6 Conclusion et perspectives sur la solution des guides creux métalliques

Ce chapitre rend compte de la réalisation et de la caractérisation des premiers guides creux métalliques monomodes qui ont été réalisées pour l'interférométrie en frange noire. Les résultats expérimentaux ont en particulier mis en lumière l'importance de l'utilisation de cornet pour l'adaptation d'impédance et la nécessité d'améliorer la qualité optique des faces d'entrée et de sortie de tels composants.

Différents axes d'amélioration se dégagent de cette première étude.

- Il est important de tendre vers une approche statistique de la question du couplage. Pour cela il sera nécessaire de multiplier les mesures de transmission sur un plus grand nombre de composants afin d'obtenir une quantification statistique de l'effet de la qualité optique des puces. En particulier, la courbe donnant l'efficacité de couplage en fonction de l'ouverture devra être mesurée sur plusieurs échantillons.
- Une mesure de l'état de polarisation elliptique en entrée du guide d'onde est nécessaire pour extrapoler l'effet de la polarisation η_{pol} .
- Les prochaines réalisations de composants guides creux devront tenir compte des conditions d'injection expérimentales afin de définir une géométrie de cornet la plus adaptée
- La mesure de monomodicité utilisée reste valable pour quantifier l'effet du filtrage modal avec une plus grande précision. Il faudrait, pour améliorer la dynamique de la mesure, soit augmenter la puissance en entrée soit réduire les pertes de propagation du composant – ce qui peut être fait en réalisant des guides d'onde de plus courte longueur¹⁰ – et en utilisant un détecteur à plus forte dynamique que la caméra bolométrique utilisée actuellement. Si cela n'est pas faisable, il faudra alors se tourner vers la mesure de contraste interférométrique pour quantifier plus précisément le filtrage modal.

Ce travail a fait l'objet d'une publication acceptée avec révisions mineures le 23 août 2005 dans la revue *Astronomy and Astrophysics* et présentée ci-après.

¹⁰La fabrication de guides creux plus courts implique néanmoins de revoir la méthode de clivage adoptée jusqu'à présent

5.7 Publication dans *Astronomy and Astrophysics*

Astronomy & Astrophysics manuscript no. 3407Laba
(DOI: will be inserted by hand later)

January 14, 2006

Modal filtering for Nulling Interferometry

First single-mode conductive waveguides in the mid-infrared

L. Labadie,¹ P. Labeye,² P. Kern,¹ I. Schanen³ B. Arezki¹ J.-E. Broquin³

¹ Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, BP53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

² Laboratoire d'Electronique et des Technologies de l'Information (LETT),CEA-DRT-LETT,17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cédex 9, France

³ Institut de MicroElectronique et Photonique, UMR 5130, 23 rue des Martyrs, BP257,38016 Grenoble Cédex 1, France

Received May 11, 2005; accepted November 4, 2005

Abstract. We have investigated the manufacturing and characterization of first single-mode conductive waveguides to be used as modal filters for nulling interferometry in the mid-infrared range [4-20 μm]. As a very high dynamic range is mandatory for the detection of Earth-like planets, modal filtering is a crucial instrumental aspect. The hollow metallic waveguides (HMW) presented here are manufactured using micro-machining techniques. Single-mode behavior has been investigated in the laboratory through polarization analysis and transmission features have been measured using relative flux comparison. Single-mode behavior was assessed at $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ for rectangular waveguides with dimensions $a=10 \mu\text{m}$ and $b\leq 5.3 \mu\text{m}$ with an accuracy of $\sim 2.5\%$. The tests showed that a single-polarization state can be maintained in the waveguide. A comparison with results on multi-mode HMW is given. Excess losses of 2.4 dB ($\sim 58\%$ transmission) have been measured for a single-mode waveguide. In particular, the importance of coupling conditions in the waveguide is emphasized here. The goal of manufacturing and characterizing the first single-mode HMW for the mid-infrared has been achieved. This opens the road to the use of integrated optics for interferometry in this spectral range.

Key words. Instrumentation: interferometers – Methods: laboratory – Methods: data analysis – single-mode waveguides

1. Introduction

Since the discovery of a Jupiter-mass companion around 51 Peg by Mayor & Queloz (1995), investigators have searched for habitable telluric planets and indices of life on them. The main challenge is the huge ratio of star to planet flux; thus Bracewell (1978) and Angel et al. (1986) have suggested observing in the mid-infrared range. Indeed, in the case of a Sun/Earth system the luminosity ratio is about 10^9 in the visible while it drops to 10^6 at $10 \mu\text{m}$. The latter authors have shown that reliable biomarkers such as H_2O ($< 8 \mu\text{m}$), O_3 ($9.6 \mu\text{m}$) and CO_2 ($15 \mu\text{m}$) could be investigated by spectroscopy in the mid-infrared. At those wavelengths, the search for Earth-like planets would require an infrared nulling interferometer in space operating in the [4 - 20 μm] band (Bracewell & McPhie 1979). A nulling interferometer generates destructive interference for an on-axis star by introducing an achromatic π phase shift between the arms of the interferometer, which results in the complete rejection of the starlight. For a well-tuned configuration of the baseline, the signal from an off-axis planet will be transmitted since it interferes constructively at the output of the instrument. Thus, this type of instrument provides both high angular reso-

lution through baselines of several tens of meters and high dynamic range through the intrinsic coronagraphic feature of its transmission map (Léger et al. 1996).

However, reaching a rejection ratio of 10^6 is subject to three major limitations: phase defects that include residual OPD errors, pointing errors, optics defects and micro-roughness that induce high-frequency defects; Overall and local amplitude shifts; Polarization mismatching due to the rotation of the electric field in the optical train. Concerning the first two points (excepted for residual OPD), some authors have shown that stellar leaks effects could be maintained below 10^{-6} by implementing spatial filtering using either pinholes (Ollivier & Mariotti 1997) or single-mode waveguides (Mennesson et al. 2002). Polarization mismatches could be corrected using polarization maintaining devices.

Filtering with single-mode waveguides is already widely used in near-infrared interferometry. This is done with optical fibers (Coudé du Foresto & Ridgway 1992) or single-mode integrated optics (IO) (Kern et al. 1997). The latter option provides, in addition to modal filtering, optical functions like beam combination which is integrated on a small optical chip. This solution relaxes instrumental constraints like alignment, mechanical and thermal stability (Malbet et al. 1999) and has provided cali-

brated astrophysical data from several interferometric facilities (Kervella et al. 2003).

The importance of modal filtering is now widely accepted. In the context of mid-infrared nulling interferometry, the lack of single-mode waveguides has resulted in specific studies to develop mid-infrared chalcogenide fibers (Bordé et al. 2003) and silver-halide fibers (Wallner et al. 2004). Wehmeier et al. (2004) provide theoretical studies on conductive waveguides for the mid-infrared.

The present work aims to extend single-mode integrated optics concepts to the mid-infrared range, where it may be advantageous for future space-based interferometers like Darwin (Fridlund 2000) or TPF (Beichman 2001). We present the results on the first single-mode Hollow Metallic Waveguides (HMW) manufactured for the mid-infrared range. HMW is a new approach in the implementation of guided optics properties for mid-infrared interferometry compared to dielectric technologies. Although theory can help us to predict its performance, the novelty of the technology process involves several unknowns such as surface quality, coupling and propagation losses on the final performances. Only first manufacturing and validation tests can provide reliable conclusions to improve the performance in successive iterations.

First, we describe previous quantitative results on the effects of using single-mode waveguides for filtering. Second, we describe the impact of HWM geometry on single-mode behaviour as well as the applied manufacturing process. Then, we discuss the hardware for the characterization phase and the procedure adopted for specific measurements. We present results on the modal behavior and the transmission features of the manufactured HMW and we discuss the results and the hollow metallic waveguide properties.

2. Modal filtering with single-mode waveguides

In order to achieve a 10^5 rejection ratio with a four-telescope configuration, Léger et al. (1995) pointed out the following constraints on the instrument:

- Defects due to optical quality and micro-roughness as well as residual OPD should be kept smaller than $\lambda/2000$ at $10\ \mu\text{m}$ (i.e. $\lambda/100$ in the visible at $0.5\ \mu\text{m}$).
- Pointing errors should remain below $1/80$ of the Airy disk in the visible, or $1/1600$ at $10\ \mu\text{m}$.

To relax those constraints, Ollivier & Mariotti (1997) first proposed the use of pinholes to be placed at the focus of each telescope. A pinhole with the size of the Airy disk filters out the small-scale defects (i.e. the high spatial frequencies) providing efficient spatial-cleaning. Defects due to dust and polishing are well corrected with a rejection increase of three orders of magnitude. For instance, pinhole filtering permits us to reach a rejection rate of 10^6 when the transmission is degraded by 1% due to dust, while it remains below 10^3 without filtering. Pinhole correcting efficiency, however, is reduced for large-scale defects. In particular tilt errors are not significantly corrected with this method and the rejection ratio is improved by less than a factor of two. Also, residual OPD errors cannot

be corrected by any type of spatial filtering since they do not affect the intensity distribution of the Airy pattern in the Fourier plane at the telescope focus.

Further improvements are achieved using single-mode waveguides to implement modal filtering. In guided optics theory (Marcuse 1974), a single-mode waveguide propagates only one mode, the fundamental one, whose amplitude spatial distribution is only constrained by the geometrical and optical parameters of the waveguide, independently of the incoming wavefront. Coupling a corrugated wavefront to the fundamental mode converts the input phase fluctuations to overall intensity fluctuations of the propagating mode. The resulting wavefront at the waveguide output is then cleaned of all phase defects. When placed at the focus of each telescope, the fringe visibility is then only affected by amplitude mismatching which is less drastic than phase defects. However, single-mode waveguides provide neither a correction of the residual OPD nor a correction of overall amplitude unbalancing. Those errors can be corrected with classical fringe tracking and active amplitude matching systems.

Mennesson et al. (2002) provided a quantitative comparison of the optical constraints set respectively by no filtering mode, pinhole filtering and single-mode waveguide filtering to reach a typical rejection ratio of 10^6 . Concerning high-order optics defects and micro-roughness, the wavefront quality at $\lambda=10\ \mu\text{m}$ drops from $\lambda/4400$ rms without spatial filtering to $\lambda/400$ rms with pinhole filters and to $\lambda/63$ rms with a single-mode waveguide, or a gain of almost two order of magnitude. For the telescope pointing errors, single-mode waveguides are very efficient. Reaching a deep null of 10^6 at $10\ \mu\text{m}$ requires a control of the tip-tilt up to $1.2\ \text{mas rms}$ for 1.5m-class telescopes. Under the same conditions, modal filtering with single-mode waveguides relaxes this constraint to $38\ \text{mas rms}$. Local amplitude errors due, for instance, to imperfect coating reflectivity can also be corrected more efficiently with single-mode waveguides. For the same previous rejection ratio, the relative local amplitude shift to be monitored goes from 0.2% without filtering to 2% with pinhole filtering and to 10% with single-mode filtering.

A way to remove polarization mismatching is to implement single-mode and single-polarization waveguides in the optical train. This aspect is discussed in Sect. 5.

Modal filtering can be implemented after coherent recombination of the beams using only one waveguide rather than placing a waveguide at each telescope focus. The advantage is that any additional phase corruption after filtering is prevented as are differential effects due to slightly different waveguides.

Modal filtering based on the implementation of single-mode waveguides presents a clear advantage for nulling interferometry where high rejection rates are strongly constrained by the factors presented above. Single-mode waveguides are preferred to pinholes since they are efficient for high-order and low-order defects, while the latter devices are efficient only for small-scale defects. Therefore, developing and manufacturing of single-mode waveguides working in the full band [$4 - 20\ \mu\text{m}$] will provide fundamental improvements for nulling interferometry missions like Darwin and TPF.

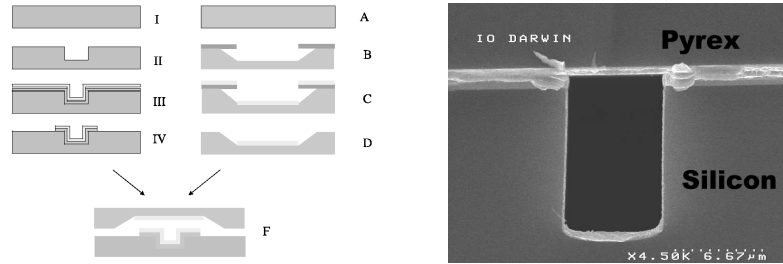


Fig. 1. Left panel: Process flow of HMW manufacturing. I: Silicon 4-inch wafer - II: Guide definition by photo-lithography and RIE - III: Thermal oxidation and gold deposition - IV: Gold and silica wet etching - A: *Pyrex*TM 4-inch wafer - B: Photo-lithography and *Pyrex*TM wet etching - C: Gold deposition - D: Photo-resist stripping - F: Anodic bonding. Right panel: photograph of a HMW input using a scanning electron microscope. The Pyrex cover is maintained by anodic bonding on the silicon substrate. The etching depth is $10\mu\text{m}$. The gold deposition is thicker on the bottom of the waveguide than the lateral walls.

3. Geometry and manufacturing of the waveguides

A proposed solution for mid-infrared modal filters are hollow metallic waveguides (HMW), well studied in microwave engineering and widely used in radioastronomy field. Light propagation with HMW is based on multiple metallic reflections of the radiation inside the cavity. HMW are good candidates because they are able to cover the full Darwin band [4 - 20 μm] through the implementation of three or four single-mode subbands. Full coverage of the band is similarly addressed when using dielectric solutions since this reduces the number of infrared glassy materials that can be exploited.

The adopted geometry for our devices is rectangular (see Fig. 4) with sides a and b (and $a \geq b$). Based on our study of well established microwave models (Rizzi 1988), we have computed the electric field distributions of the different propagated modes as well as their respective cut-off wavelengths (i.e. the wavelength above which the mode is no longer propagated). Thus, for a waveguide geometry fulfilling the condition $a=2b$, the fundamental mode is the linearly polarized TE_{10} with a cut-off wavelength $\lambda_{c(\text{TE}_{10})} = 2a$. The first higher-order mode is the mode TE_{01} with a cut-off wavelength $\lambda_{c(\text{TE}_{01})} = a$ and with a linear polarization orthogonal to the TE_{10} fundamental mode. Consequently, a waveguide with the specified geometry has a single-mode range defined by those two cut-off wavelengths, that is $a < \lambda < 2a$. Note that the single-mode range remains unchanged with a geometry verifying $b \leq \frac{a}{2}$ while it becomes $2b < \lambda < 2a$ when $b \geq \frac{a}{2}$. It is then possible to tune the single-mode range of the rectangular waveguide by changing its geometry. Under these conditions, we have fixed for HMW an etching depth of $a = 10\mu\text{m}$ while their width ranges from $b \approx 4.5\mu\text{m}$ to $b \approx 10\mu\text{m}$ (see Table 1). This geometry theoretically ensures a single-mode behavior at $\lambda=10.6\mu\text{m}$ for those waveguides that comply with the condition $b \leq 5.3\mu\text{m}$. The waveguides fulfilling the opposite condition, $b \geq 5.3\mu\text{m}$, will have a multi-mode behavior at $10.6\mu\text{m}$. Our work, based on characterization experiments at $10.6\mu\text{m}$, aims to experimentally enhance the difference in behavior between single-mode type and multi-mode type waveguides.

The manufacturing of a hollow metallic waveguide is based

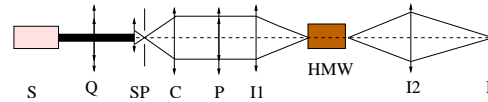


Fig. 2. Layout of the injection workbench at $\lambda=10.6\mu\text{m}$. S: CO_2 laser source - Q: Quarter wavelength ZnSe plate - SP: $50\mu\text{m}$ pinhole spatial filter - P: Grid polarizer - I_1 : Injection lens - HMW: Hollow Metallic Waveguide - I_2 Imaging lens - D: Detector array. The polarizer P can be placed after the component HMW.

on a standard micro-technology etching process of the silicon substrate plus anodic bonding of a Pyrex cover on the silicon structure. The process is described in Fig. 1. The result is a chip containing rectangular waveguides spaced by $300\mu\text{m}$ with sub-micron accuracy, with inside walls coated with gold. The total length of the waveguide is 1 mm. To avoid direct transmission through the silicon substrate, the external facets of the chip are also coated with gold by evaporation.

The results reported in this paper are related to channel waveguides both with and without tapers. A taper is a smooth transition between a multi-mode channel waveguide and a single-mode one, similar to impedance cornets in millimeter astronomy. This structure added at the input and output of the waveguide relaxes the coupling constraints. The dimensions of the taper are $40\mu\text{m}$ width by $10\mu\text{m}$ depth (see Fig. 4). The 1-mm length waveguides include the tapers when they are added.

The right panel of Fig. 1 presents a Scanning Electron Microscope (SEM) image of a $10 \times 5\mu\text{m}$ component. Table 1 summarizes the geometrical parameters of the tested components and provides the reference names used in the paper. All the waveguides are described with the reference Gxx where xx is a specific number. The letter "T" is added if the waveguide supports a taper.

4. Laboratory validation

The laboratory workbench aims at testing and analyzing the single-mode behavior and the propagation features of the manufactured waveguides. The optical layout of the injection workbench is provided in Fig. 2. The chip containing the

4

L.Labadie et al.: First single-mode conductive waveguides for the mid-infrared

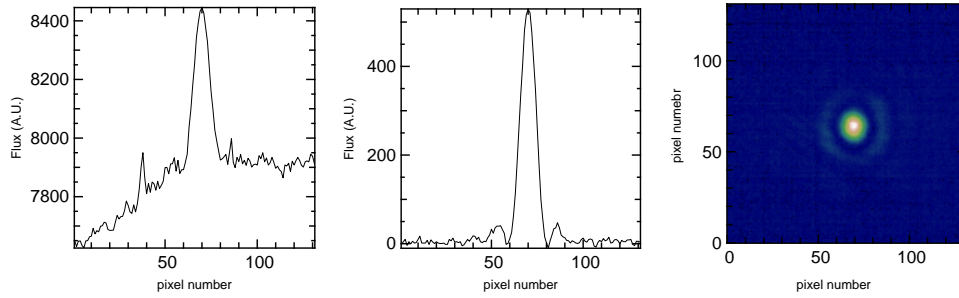


Fig. 3. Signal correction with flat and background suppression. The left panel of the figure shows the raw signal from the camera, which contains artifacts due to the response of each pixel. In the center panel, the correction described in Sect. 4 has been applied, which results in a uniform distribution around the central peak. Once the background mean level has been subtracted, the signal is affected by its zero-mean Poisson noise. The right panel of the figure presents the diffraction-limited spot corresponding to the output flux of the waveguide.

channel waveguides is supported on a three-axis positioner with fine step resolution ($\sim 1 \mu\text{m}$) to co-align the components with the optical axis. Considering the dimensions of the waveguide aperture, a major constraint is put on the optical quality of the input beam. Therefore, we use aspherical fast optics with numerical aperture $f/1.15$ to focus the beam on the waveguide aperture, providing a spot with $30 \mu\text{m}$ full-width. A beam-expander permits filling of the 22-mm clear aperture of the focalization lens. The output flux is collected with a $f/2.29$ lens that images the waveguide output on the camera focal plane. The detection stage supports an uncooled 320×240 micro-bolometer array detector sensitive from $8 \mu\text{m}$ to $12 \mu\text{m}$. A grid polarizer is placed either before the component (i.e. into the collimated beam) or after the component to select the desired polarization to be analyzed. The extinction ratio of the polarizer at $\lambda=10 \mu\text{m}$ is 185:1, which is equivalent to a polarization degree of 99.4%. The Gaussian beam distribution of the laser is highly flattened since the collimator C with $f=254 \text{ mm}$ is overfilled. Thus, the spot at the waveguide input can be considered as diffraction-limited.

The linear polarization of the CO_2 laser has been converted into elliptical polarization by adding a quarter-wave plate in the ray path. This forces any polarization direction at the waveguide input. The elliptical polarization of the source is characterized by the curve in the left panel of Fig. 5 that plots the calibrated flux level of the source as a function of the angular position of the polarizer.

The $300 \mu\text{m}$ spacing between the different channel waveguides is used as a qualitative validation criterion for the observation of the waveguide output. Indeed, we can observe successive bright spots when translating the chip by the separation of $300 \mu\text{m}$, which confirms that the detected flux has been guided along the waveguide. For quantitative relative flux measurements, a flat field correction is applied and the mean level of the thermal background is subtracted as discussed below. For each image with a flux I_{raw} per pixel, a dark image I_{dark} corresponding to the response of the array to a spatially uniform source is recorded. The flat field correction is applied for each

single pixel by computing a corrected image I_{flat} given by

$$I_{\text{flat}} = \frac{I_{\text{raw}}}{I_{\text{dark}} / \bar{I}_{\text{dark}}} \quad (1)$$

where \bar{I}_{dark} is the pixel average value of the dark image. The mean level of the thermal background is obtained by computing the pixel average \bar{m}_{BG} of a sub-frame of I_{flat} where the background is uniform and where no signal is detected. The final corrected image I_{cor} is given by

$$I_{\text{cor}} = I_{\text{flat}} - \bar{m}_{\text{BG}} \quad (2)$$

As an example, Fig. 3 presents a cross-sectional view of the correction stage as well as a calibrated image of a waveguide output. The artifacts visible in the left panel of Fig. 3 are filtered out with the applied correction.

To perform transmission measurements of the waveguide, we compare the calibrated flux without the waveguide $I_{\text{cor}}^{\text{out}}$ and the calibrated flux through the waveguide $I_{\text{cor}}^{\text{in}}$. The estimated relative transmission of the waveguide is thus

$$T_{\text{est}} = \frac{I_{\text{cor}}^{\text{in}}}{I_{\text{cor}}^{\text{out}}} \quad (3)$$

where $I_{\text{cor}}^{\text{in}}$ is the transmitted power through the waveguide and $I_{\text{cor}}^{\text{out}}$ is the transmitted power without the waveguide. T is defined as the total throughput of the component.

The time variations of the source and of the thermal background in the laboratory have been measured over a time-scale of 1 hour to evaluate the achievable signal-to-noise ratio. The characterization results in a variation of 0.2% for the thermal background and 1.5% for the laser signal.

5. Experimental results

5.1. Characterization of the modal behavior by polarization tests at $\lambda=10.6 \mu\text{m}$

As presented in Sect. 3, a rectangular HMW designed to be single-mode supports only one state of polarization while a

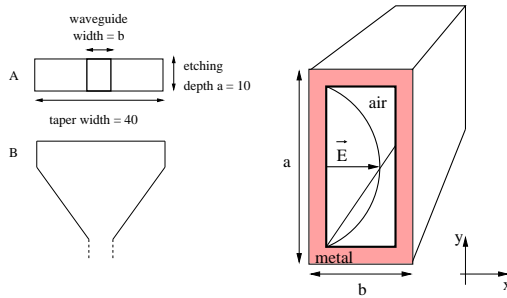


Fig. 4. Left panel: front view (A) and upper view (B) of a taper. The etching depth is fixed at $10 \mu\text{m}$ and the taper width is $40 \mu\text{m}$. The waveguide width varies according to Table 1. Right panel: geometry of Hollow Metallic Waveguides designed to be single-mode. The dominant mode is the fundamental TE_{10} whose distribution follows a cosine y -dependent distribution law.

multi-mode HMW presents at least two orthogonal states of polarization with different field distributions. According to its geometry, the fundamental mode is the TE_{10} with the electric field oriented along the x -axis (see Fig. 4) and the potential first higher order mode is the TE_{01} with the electric field oriented along the y -axis (Jordan & Balmain 1985). To test the modal behavior of the waveguides, we have placed the grid polarizer after the component output to analyze the polarization state. Depending if a waveguide is single-mode or multi-mode, flux will be detected for any angular position (multi-mode) or only for a specific angular position (single-mode) of the polarizer. Analyzing the output polarization state is a simple method that gives unbiased information to discriminate between TE_{10} and TE_{01} propagating modes.

The theoretical expected intensity distribution at a single-mode waveguide output is (Jordan & Balmain 1985)

$$I_{\text{out}}(\theta) \propto I_0 \sin^2(\theta) \quad (4)$$

where I_0 is a constant intensity and θ the angle between the y -axis and the tested polarization direction. The plot in the center panel of Fig. 5 shows the calibrated flux in arbitrary units measured after the waveguide as a function of the angular position of the grid polarizer. This result is obtained with the sample G36-T (see Table. 1) designed to be single-mode at $\lambda=10.6 \mu\text{m}$. The angular positions 0° and 180° correspond to the polarizer oriented along the y -axis in Fig. 4, which theoretically matches the total extinction of the electric field oriented orthogonally. The plot shows that the electric field can be totally extinguished experimentally at these two extreme angular positions. The first higher order mode being TE_{01} according to the geometry of G36-T, this result shows that no electrical field oriented along the y -axis can be excited at a wavelength of $10.6 \mu\text{m}$, which confirms the single-mode behavior of the waveguide.

Polarization tests also have been made for waveguides designed to be multi-mode at $\lambda=10.6 \mu\text{m}$. The results on the tested sample G42-T (see Table. 1) have been reported

here. The propagation modes theoretically existing in the cavity are the fundamental mode TE_{10} with its electric field oriented along the x -axis, the mode TE_{01} with the electric field oriented along the y -axis, and the modes TE_{11} and TM_{11} with a distribution of the electric field both in the x and y directions (Jordan & Balmain 1985). Since TE_{11} and TM_{11} are odd modes, it is assumed that no energy will be coupled to those modes if the excitation field is centered on the waveguide aperture. The right panel of Fig. 5 shows the flux measured after the sample G42-T as a function of the angular position of the polarizer.

The curve presents a strong decrease around 100° , but for any position of the polarizer between 0° and 180° it is always possible to detect flux transmitted through the waveguide. The minimum value is about 150, which is above the noise limit. Thus, no single-polarization state can be measured with G42-T, which shows that higher order modes can propagate into the waveguide.

For the single-mode G36-T component, the error bars measured for the total extinction are limited by the thermal background fluctuations (~ 16 A.U. in Fig. 5). The maximum flux level is about 600 A.U., which guarantees an accuracy of $\sim 2.5\%$ on the measurement. The maximum flux detected with the multi-mode waveguide G42-T (~ 2100 A.U.) is three to four times the maximum flux detected with the single-mode waveguide G36-T (~ 600 A.U.). This can be explained by power coupling on higher order modes that can propagate into the multi-mode waveguide, while they are filtered by the single-mode waveguide.

In Table 1 we give the results of the modal characterization of a precise set of waveguides at $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ based on polarization tests. Our results show that a cut-off is experimentally observed for waveguide widths above $w=5.1 \mu\text{m}$. This confirms the single-mode range predicted theoretically in Sect. 3.

The analysis based on polarization tests offers a quantitative measurement of the modal behavior that is based on flux level measurements. This method can be compared to the near-field imaging method used in Laurent (2003) to characterize fibers for the near-infrared, which is based on a qualitative analysis of the output intensity distribution. With this last method, the discrimination between the fundamental and the first mode is more difficult when analyzing the field spatial distribution rather than implementing a flux measurement.

5.2. Waveguide transmission

In a simple approach, the total throughput T of a channel hollow metallic waveguide can be separated into 1) input coupling efficiency $C_{\text{in},i}$ in the mode i , 2) propagation losses P_i of the mode i , 3) output coupling efficiency $C_{\text{out},i}$ to the mode i , 4) a quality factor η_i through the expression

$$T = \sum_{i=1}^n C_{\text{in},i} \cdot P_i \cdot C_{\text{out},i} \cdot \eta_i \quad (5)$$

which simply becomes in the single-mode case

$$T(\%) = C_{\text{in}} \cdot P \cdot C_{\text{out}} \cdot \eta. \quad (6)$$

6

L.Labadie et al.: First single-mode conductive waveguides for the mid-infrared

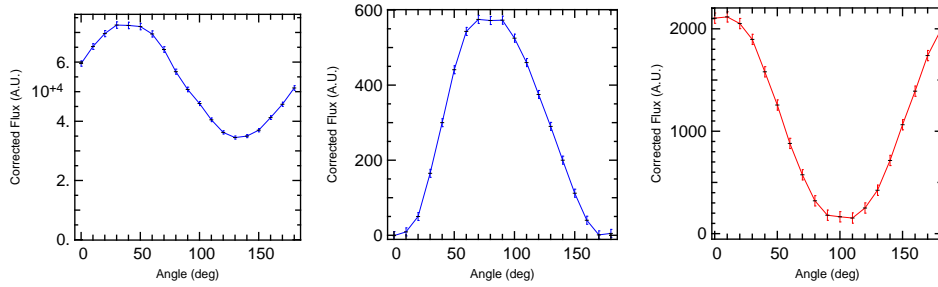


Fig. 5. a: Characterization curve of the elliptically polarized source. - b: Polarization measurements for the single-mode waveguide G36-T at $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ with $a=10 \mu\text{m}$ and $b=5.1 \mu\text{m}$. The output flux can be totally extinguished at angular positions 0° and 180° with $\sim 2.5\%$ accuracy - c: Polarization measurements for the multi-mode waveguide G42-T at $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ with $a=10 \mu\text{m}$ and $b=9.2 \mu\text{m}$. A strong variation of the flux level is observed but it is not possible to achieve a total extinction of the output flux for any of the polarization direction. For the three graphs, the flux level is reported in arbitrary units (A.U.).

The term P is dependent on the waveguide length. The quality factor η includes a term of impedance mismatch comparable to Fresnel losses for near-infrared fibers and the losses due to technological imperfections at the taper input and output that degrade the coupling efficiency and that are not considered when computing the overlap integral. η is dependent on the manufacturing process and can vary from one waveguide to another. The term $P\eta$ is defined as the excess losses and corresponds to the physical quantity that can be measured experimentally. It is therefore a worst-case value of the propagation losses P of the waveguide.

The input and output coupling efficiencies must then be evaluated to estimate the propagation term $P\eta$. They have been estimated numerically by computing the two-dimensional overlap integral between the excitation field and the dominant mode profiles at the waveguide input and output. The excitation field at the waveguide input is a plane wave focused by a lens with focal length f and a clear aperture D . The shape of the field can be modeled with an Airy function given by

$$E_{\text{exc}}(x, y, \frac{f}{D}) = 2 \frac{J_1(\frac{D}{f} \cdot \frac{\pi \sqrt{(x-d)^2 + (y-e)^2}}{\lambda})}{(\frac{D}{f} \cdot \frac{\pi \sqrt{(x-d)^2 + (y-e)^2}}{\lambda})} \quad (7)$$

where E_{exc} stands for the electric excitation field amplitude, f is the focal length of optics I_1 (see Fig. 2) and D its clear aperture. J_1 is the first order Bessel function, d and e are the lateral displacement with respect to the center of the waveguide aperture respectively in the x and y directions. Since the E_{exc} has a radial symmetry and the waveguide aperture has two symmetry axes, it can be shown that the maximum coupling efficiency occurs when the excitation field is centered on the waveguide input (i.e $d=e=0$). Losses $\leq 1\%$ occur for a displacement d or e of $1\text{-}\mu\text{m}$ (Schanen 2003). Thus, in the next sections the coupling efficiencies are considered to be computed for a centered excitation field.

Due to the quality factor η , the experimental coupling efficiency might differ from the theoretical values. It is possible to eval-

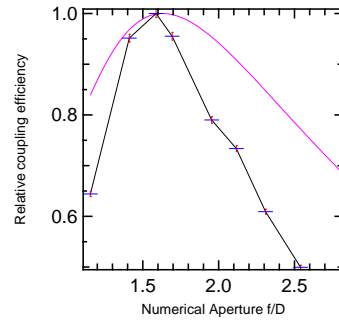


Fig. 6. Relative coupling efficiency as a function of the incident beam aperture. The crosses give the experimental results and the other curve is obtained with the model.

uate the order of variation between observation and theory by changing the diameter (i.e. the numerical aperture) of the injection spot given in Eq. 7 and measuring the variations of the transmitted flux.

Fig. 6 compares the normalized coupling efficiency at an aperture with a taper obtained with the model approach and with the experimental data. The coupling efficiency curve has been normalized to one because it is only possible to make a relative comparison of the different data via differential flux measurements. It is not possible to extract the absolute values of the efficiencies with our current test configuration. Doing this test with a tapered waveguide has the advantage of experimentally observing a maximum for the coupling efficiency curve, which would not have been possible testing a waveguide without a taper for which maximum occurs below $f/0.5$. The crosses show that a maximum coupling efficiency is obtained experimentally for $f/D \approx 1.6$, which matches the value computed with the model. This shows that the method of the overlap integral can be applied in our case. Aside from the maximum coupling, the experimental curve presents a significant degradation of up to 20% relative to the theory. This shows the importance of the quality factor η in degradation of

L.Labadie et al.: First single-mode conductive waveguides for the mid-infrared

7

Reference	b (μm)	Modal behavior	C_{in} (%)	C_{out} (%)	T_{exp} (%)	Excess losses (dB)	Error (dB)
G46 – 1	4.7	SM	15.5	4.3	0.26	< -4.0	0.13
G46 – 2	4.7	SM	15.5	4.3	0.38	< -2.4	0.14
G46 – T	4.7	SM	20.9	21.3	1.9	< -3.7	0.13
G36 – T	5.1	SM	20.9	21.3	1.8	< -3.9	0.13
G35 – T	7.4	MM	-	-	4.9	-	-
G42 – T	9.2	MM	-	-	4.2	-	-
G63 – 1	8.4	MM	-	-	1.9	-	-
G63 – T	8.4	MM	-	-	5.1	-	-

Table 1. Description of tested waveguides and experimental performances over 1mm length. "-" means the computation is not applicable. The waveguides supporting a taper are referred to as Gxx-T. The modal behavior has been assessed through polarization tests. For $b \leq 5.1\mu\text{m}$, the transmitted flux can be totally extinguished at 0° angular position of the polarizer. Above this width, flux variations are still observed but it is no longer possible to extinguish the flux. In the single-mode case (SM), the coupling efficiency on the fundamental mode has been computed with the overlap integral method for the different geometrical apertures. In the case of waveguides with tapers (G46-T and G36-T), the coupling efficiencies have been computed for the taper aperture $40\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$, which results in similar values of C_{in} and C_{out} . The excess losses include the propagation losses of the waveguide and the effects of the quality factor η . Using a taper significantly improves the coupling both in the single-mode and multi-mode case (MM). Multi-mode waveguides with taper transmit about 4.5% of the total flux while single-mode waveguides with tapers transmit about 2% of the total flux.

the coupling efficiencies.

We report in Table 1 the results of the characterization phase of HMW at $\lambda=10.6\mu\text{m}$. In Eq. 6, T is measured experimentally, C_{in} and C_{out} are obtained numerically which permits us to extract the excess losses $P\eta$. The excess loss is the only transmission feature that can be extracted from experimental measurements and is therefore given in dB while the propagation losses are given in $\text{dB}\cdot\text{mm}^{-1}$.

The output coupling efficiency has been computed with the following parameters: the imaging optical system has a focal length $f=38.1\text{mm}$ and a clear diameter $D=16.5\text{mm}$, which gives a numerical aperture $f/2.29$. At $\lambda=10.6\mu\text{m}$, the imaging optics are limited to $28\mu\text{m}$ resolution and a typical aperture of $10\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ will not be resolved. This results in the diffraction-limited energy distribution shown in Fig. 3. As a consequence, a Bessel distribution is assumed with the numerical aperture of $f/2.29$ to compute the output coupling efficiency C_{out} .

The injection tests have been carried out with the workbench configuration presented in Sect. 4 in which the injection lens I_1 has a numerical aperture of $f/1.15$. Although this aperture is not the optimal one when considering $40\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$ tapers, it is the best option for waveguides without tapers.

For multi-mode waveguides, it is not possible to separate experimentally the excess losses of each mode with our setup. However it is still possible to compare the total throughput as is done in Table 1. When considering tapered waveguides, a clear transition can be observed in transmission as predicted by the theory. Filtering the higher order modes results in a significant drop in flux, which corresponds to the transition between the single-mode and multi-mode regime. The same aspect is encountered with traditional dielectric infrared fibers.

Theoretically, propagation losses for rectangular single-mode waveguides with $a=10\mu\text{m}$ are $\sim 0.8\text{dB}\cdot\text{mm}^{-1}$ at $10.6\mu\text{m}$ (see Schanen (2003) and appendix A). A static conductivity

of $\sigma_0=4.1 \times 10^7\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$ has been assumed for the gold coating. Experimentally, excess losses of 2.5 dB to 4 dB over 1-mm are measured in this study. This difference results from a poor quality factor at the waveguide input and output that strongly affects the coupling efficiency. The important dispersion in losses for the sample G46 in Table 1 could be explained by a similar dispersion in the technological repeatability, which could be improved in a subsequent technological run. However, the clear distinction in transmission between single-mode and multi-mode waveguides shows that the quality factor does not prevent us from assessing the modal properties of those waveguides. New considerations on waveguide losses are presented in Sect. 6.

6. Discussion

The analysis through polarization tests showed the single-mode behavior of waveguides at $10.6\mu\text{m}$, estimating it with $\sim 2.5\%$ accuracy due to background fluctuations. The first measurement confirms that conductive waveguides are suitable for single-mode waveguides in the mid-infrared.

The optical quality of the waveguide input and output facets (included within the factor η in the paper) greatly affects the excess losses. At the moment, the chips containing the waveguides are cut out from the wafer using dicing and cleaving processes, which result in unexpected irregularities around the waveguide inputs. Different technological options have been considered, which should reduce the dispersion on quality and then improve the technological repeatability.

The experimental results have shown the fundamental importance of coupling optimization at the waveguide input and output. In this first technological run, a strong priority has been set on manufacturing rather than on design, so the computed coupling efficiencies in Table 1 are not optimized. We are confident that coupling efficiencies can be improved through a more stringent design of the tapers in the next run.

One of the most recurring issues for spatial or modal filtering is the effects of chromatism. With optical and infrared waveguides, modal filtering can be implemented in a spectral range where the device is single-mode. We have seen that for conductive rectangular waveguides with dimensions a and $b=a/2$, the single-mode domain is given for $a \leq \lambda \leq 2a$, which represents a 66% bandwidth centered on $\lambda = 1.5a \mu\text{m}$. Thus, this property is used to divide the [4 - 20 μm] band into a relatively low number (three or four) of single-mode sub-bands.

However, it is not recommended to apply this reasoning straightforwardly since the propagation losses within the same sub-band are highly chromatic. Schanen (2003) has extended the well-established loss calculations in the millimeter regime to the mid-infrared domain using Drude's model approach for the metallic coating. Appendix A presents the main steps of the calculation for this approach. The attenuation coefficient of the dominant mode TE_{10} is expressed as a function of λ , λ_c , and (n,k) the real and imaginary indexes of gold in the mid-infrared. The conclusion are: first, the average losses in a given single-mode sub-band are higher at shorter wavelength than at longer ones; secondly, within the same sub-band, losses are minimized for wavelengths close to the lower cut-off (i.e. $\lambda_c = a$) and increase continuously when λ approaches the higher cut-off (i.e. $\lambda_c = 2a$)¹. Dividing the range [4 - 20 μm] is therefore a trade-off between the bandwidth and the average losses of a single-mode sub-band.

Following this analysis, a trade-off is proposed dividing the [4 - 20 μm] band into four single-mode sub-bands $B_1=[4 - 6 \mu\text{m}]$, $B_2=[6 - 10 \mu\text{m}]$, $B_3=[10 - 16 \mu\text{m}]$ and $B_4=[16 - 20 \mu\text{m}]$ using as modal filters HMW with a verifying $a=4 \mu\text{m}$ for B_1 , $a=6 \mu\text{m}$ for B_2 , $a=10 \mu\text{m}$ for B_3 and $a=16 \mu\text{m}$ for B_4 ². The computed average losses for each sub-band are respectively 3.5 $\text{dB}\cdot\text{mm}^{-1}$ for B_1 , 2.7 $\text{dB}\cdot\text{mm}^{-1}$ for B_2 , 1.5 $\text{dB}\cdot\text{mm}^{-1}$ for B_3 and 0.6 $\text{dB}\cdot\text{mm}^{-1}$ for B_4 .

Compared to the computed performances, the transmission values presented in Table 1 are also affected by the surface roughness of the metallic walls, which is not taken into account yet in the loss model. To date a gold coating with roughness lower than 50nm rms can be deposited but the roughness increases during the anodic bonding process. A better control of this last step is achievable, decreasing the roughness.

Schanen (2003) has shown that an efficient filtering of 10^{-7} (~ 70 dB) is reached after a 10λ length ($\sim 100 \mu\text{m}$) of the waveguide (see appendix B). This implies that integrated optics functions (e.g. an IO beam combiner) could be implemented over short propagation distances, typically less than 1-mm length, reducing the propagation losses. Making shorter functions has already been addressed and is technically achievable.

¹ The attenuation coefficient of a propagating mode theoretically tends to infinity when λ equals the cut-off wavelength.

² The fourth waveguide is single-mode up to $\lambda = 32 \mu\text{m}$, but the definition of the Darwin band limits it to $\lambda = 20 \mu\text{m}$.

HMW present interesting polarization properties with respect to polarization control presented in Sect. 1. A single-mode rectangular metallic waveguide presents a single-polarization behavior, which means the implemented device is able to force a linear polarization at its input. Under these conditions, the beams combined in the waveguide do not present polarization mismatching. Since the differential rotation of polarization planes has to be controlled down to 0.002 rad to achieve a 10^6 rejection ratio (Mennesson et al. 2002), single-polarization waveguides remove this constraint, although at the expense of power transmission.

7. Conclusions

This study has focused on the feasibility of manufacturing rectangular Hollow Metallic Waveguides to be used as modal filters because of their single-mode behavior. This offers an original instrumental solution in a spectral range where similar possibilities are limited. The demonstrated single-mode behavior is considered as major result of this study.

A quantitative measurement based on experimental polarization analysis has shown the single-mode behavior of the manufactured waveguides with $\sim 2.5\%$ accuracy and has been compared with results obtained on multi-mode waveguides. Single-mode HMW show that a single-polarization state can be maintained in the waveguide, which is an advantage for polarization control in nulling interferometry. Improving the total throughput of such waveguides is a matter of increasing the coupling efficiencies at waveguide inputs and outputs. This can be increased significantly through the design of well-adapted horns. Single-mode channel waveguides could be extended to the manufacturing of planar integrated components. Those devices could ensure simple interferometric functions (recombination, photometric control) whose compactness and stability would be very useful in future interferometry space missions.

Appendix A: Derivation of the theoretical propagation losses of the TE_{10} mode

This annex presents the main results contained in Schanen (2003). In the microwave regime – i.e. for frequencies ranging from 1 to 1000 GHz – the computation of the theoretical propagation losses is based on the model of the “skin effect” (Rizzi 1988). It is well known that the tangential electric field at the surface of a perfect metallic medium is zero. For a real metallic coating, the finite conductivity induces the presence of a small tangential component of the electric field in the metal. As a consequence, some power flows through the lateral walls of the waveguide.

To extract the attenuation factor of the guided mode, we identify the average guided power lost between the coordinates $z=0$ and $z=L$ of the propagation axis with the power flowing through the metallic walls of an equivalent length. In this approach, the static conductivity of the metal σ_0 is considered as long as we remain in the microwave regime since the frequency of the electromagnetic wave is much lower than the collision frequency of the electrons ($\sim 10^{13}$ Hz (Quéré 1988)). In the mid-infrared domain domain, the radiation frequency is much

higher ($\sim 3 \times 10^{13}$ Hz) and the conductivity of the metal σ becomes frequency-dependent following the Drude model (Quéré 1988). This has been taken into account in the proposed approach.

The power dissipated in the walls W_J between $z=0$ and $z=L$ is obtained by computing the flux of the Poynting vector across the waveguide section at the corresponding z -coordinates. This results in

$$W_J = (1 - \exp(-2\alpha_g L)) \int_{\text{section}} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{z} dx dy \quad (\text{A.1})$$

where \mathbf{E} and \mathbf{H} are respectively the electric and magnetic field, α_g the attenuation factor. Using the equations of \mathbf{E} and \mathbf{H} fields for the TE₁₀ fundamental mode (Jordan & Balmain 1985), Eq. A.1 becomes

$$W_J = (1 - \exp(-2\alpha_g L)) C^2 \frac{2}{\lambda^2} b a^3 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2}} \quad (\text{A.2})$$

where C is a field constant, λ the operating wavelength, λ_c the TE₁₀ cut-off wavelength, a and b the waveguide dimensions.

To compute the tangential component of the \mathbf{E} field in the metal, we employ the Maxwell equation

$$\frac{d}{dz} H_x - \frac{d}{dx} H_z = -j\omega\epsilon E_y + \sigma E_y \quad (\text{A.3})$$

where ϵ and σ are the complex permittivity and conductivity of the metal obtained through the Drude model of a metal, ω the radiation frequency. At infrared wavelengths, the commonly used approximation $\text{Re}[\sigma] \gg \text{Re}[\epsilon]\omega$ is no longer valid and both terms must be maintained in Eq. A.3. The wave vector \mathbf{k} of TE₁₀ mode presents a component k_z along the propagation axis, as expected in the case of a perfect metal, and a component along the y -axis (see Fig. 4) corresponding to a slight penetration of the \mathbf{E} field in the metal. Quantities k_z and k_x are determined using the formalism of the reflection of electromagnetic radiation at a metallic surface. We derive

$$k_z = j \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} \quad (\text{A.4})$$

$$k_x = j \frac{\omega}{c} \sqrt{(n - jk)^2 - \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2\right)} \quad (\text{A.5})$$

$N = n - jk$ is the complex refractive index of the metal. Quantities n and k at $\lambda = 10 \mu\text{m}$ are from Ordal et al. (1983). Solving Eq. A.3, we obtain an expression of the \mathbf{E} field in the metal following

$$E_x = C \frac{1}{j\omega\epsilon - \sigma} \frac{k_y^2 + k_z^2}{k_y} \exp(-j\omega t) \exp(k_y y + k_z z). \quad (\text{A.6})$$

The expressions of the conductivity σ and permittivity ϵ follow

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{(1 - j\omega\tau)} \quad (\text{A.7})$$

$$\sigma_0 = \epsilon_0 \epsilon_r \tau (\omega_p)^2 \quad (\text{A.8})$$

where ω_p is called the ‘‘plasma frequency’’ and characterizes the media (Ordal et al. 1983). The power flowing through the metallic walls is obtain in analogy to Eq. A.1 through

$$P_J = \frac{1}{2} \text{Re}[\sigma] \int_V \mathbf{E}_x \cdot \mathbf{E}_x^* dV \quad (\text{A.9})$$

where $\text{Re}[\]$ is the ‘‘real part’’ operator. The quantity dV is the elementary volume that takes into account the walls surface and the penetration depth of the \mathbf{E} field in the metal. We derive the following expression for P_J

$$P_J = \frac{1}{2} C^2 \frac{\text{Re}[\sigma]}{\sigma^2 + (\omega\epsilon)^2} \left| \frac{(k_x)^2 + (k_z)^2}{k_x} \right|^2 \times b \frac{1 - \exp(-2\alpha_g L)}{2 \text{Re}[k_x] 2\alpha_g}. \quad (\text{A.10})$$

From Eq. A.7 and A.8, the term $(\text{Re}[\sigma]/(|j\omega\epsilon - \sigma|^2))$ can be simplified to $1/\sigma_0$, where σ_0 is the static conductivity of the metal. Using the fact that

$$\kappa^2 - n^2 > 1 > 1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 \quad (\text{A.11})$$

we derive the following expressions

$$\text{Re}[k_x] = \frac{\omega_c}{c} \kappa \left(1 + \frac{\left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2\right)}{2(n^2 + \kappa^2)} \right) \quad (\text{A.12})$$

and

$$\left| \frac{(k_x)^2 + (k_z)^2}{k_x} \right|^2 = \frac{\omega_c}{c} \left(n^2 + \kappa^2 + 2 \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 \right) \frac{(n^2 - \kappa^2)}{(n^2 + \kappa^2)} \right). \quad (\text{A.13})$$

Eq. A.12 and A.13 are used to derive the complete analytical expression of Eq. A.10. The attenuation factor α_g is now obtained by assuming that $W_J = 2P_J$. The attenuation factor, given in Np.m^{-1} (Nepers per meter) gives

$$\alpha_g = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sigma_0} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{n^2 + \kappa^2 + 2 \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 \right) \frac{n^2 - \kappa^2}{n^2 + \kappa^2}}{k \left(1 + \frac{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}{2(n^2 + \kappa^2)} \right)} \frac{\lambda}{a^3} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (\text{A.14})$$

Eq. A.14 is converted into more useful units dB.m^{-1} by multiplying the expression by factor 8.68 (Jordan & Balmain 1985)

higher ($\sim 3 \times 10^{13}$ Hz) and the conductivity of the metal σ becomes frequency-dependent following the Drude model (Qu er e 1988). This has been taken into account in the proposed approach.

The power dissipated in the walls W_J between $z=0$ and $z=L$ is obtained by computing the flux of the Poynting vector across the waveguide section at the corresponding z -coordinates. This results in

$$W_J = (1 - \exp(-2\alpha_g L)) \int_{\text{section}} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{z} dx dy \quad (\text{A.1})$$

where \mathbf{E} and \mathbf{H} are respectively the electric and magnetic field, α_g the attenuation factor. Using the equations of \mathbf{E} and \mathbf{H} fields for the TE₁₀ fundamental mode (Jordan & Balmain 1985), Eq. A.1 becomes

$$W_J = (1 - \exp(-2\alpha_g L)) C^2 \frac{2}{\lambda^2} b a^3 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2}} \quad (\text{A.2})$$

where C is a field constant, λ the operating wavelength, λ_c the TE₁₀ cut-off wavelength, a and b the waveguide dimensions. To compute the tangential component of the \mathbf{E} field in the metal, we employ the Maxwell equation

$$\frac{d}{dz} H_x - \frac{d}{dx} H_z = -j\omega\epsilon E_y + \sigma E_y \quad (\text{A.3})$$

where ϵ and σ are the complex permittivity and conductivity of the metal obtained through the Drude model of a metal, *omega* the radiation frequency. At infrared wavelengths, the commonly used approximation $\text{Re}[\sigma] \gg \text{Re}[\epsilon]\omega$ is no longer valid and both terms must be maintained in Eq. A.3. The wave vector \mathbf{k} of TE₁₀ mode presents a component k_z along the propagation axis, as expected in the case of a perfect metal, and a component along the y -axis (see Fig. 4) corresponding to a slight penetration of the \mathbf{E} field in the metal. Quantities k_z and k_x are determined using the formalism of the reflection of electromagnetic radiation at a metallic surface. We derive

$$k_z = j \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} \quad (\text{A.4})$$

$$k_x = j \frac{\omega}{c} \sqrt{(n - jk)^2 - \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2\right)} \quad (\text{A.5})$$

$N = n - jk$ is the complex refractive index of the metal. Quantities n and k at $\lambda = 10 \mu\text{m}$ are from Ordal et al. (1983). Solving Eq. A.3, we obtain an expression of the \mathbf{E} field in the metal following

$$E_x = C \frac{1}{j\omega\epsilon - \sigma} \frac{k_y^2 + k_z^2}{k_y} \exp(-j\omega t) \exp(k_y y + k_z z). \quad (\text{A.6})$$

The expressions of the conductivity σ and permittivity ϵ follow

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{(1 - j\omega\tau)} \quad (\text{A.7})$$

$$\sigma_0 = \epsilon_0 \epsilon_r \tau (\omega_p)^2 \quad (\text{A.8})$$

where ω_p is called the ‘‘plasma frequency’’ and characterizes the media (Ordal et al. 1983). The power flowing through the metallic walls is obtain in analogy to Eq. A.1 through

$$P_J = \frac{1}{2} \text{Re}[\sigma] \int_V \mathbf{E}_x \cdot \mathbf{E}_x^* dV \quad (\text{A.9})$$

where $\text{Re}[\]$ is the ‘‘real part’’ operator. The quantity dV is the elementary volume that takes into account the walls surface and the penetration depth of the \mathbf{E} field in the metal. We derive the following expression for P_J

$$P_J = \frac{1}{2} C^2 \frac{\text{Re}[\sigma]}{\sigma^2 + (\omega\epsilon)^2} \left| \frac{(k_x)^2 + (k_z)^2}{k_x} \right|^2 \times b \frac{1 - \exp(-2\alpha_g L)}{2 \text{Re}[k_x] 2\alpha_g}. \quad (\text{A.10})$$

From Eq. A.7 and A.8, the term $(\text{Re}[\sigma]/(|j\omega\epsilon - \sigma|^2))$ can be simplified to $1/\sigma_0$, where σ_0 is the static conductivity of the metal. Using the fact that

$$\kappa^2 - n^2 > 1 > 1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 \quad (\text{A.11})$$

we derive the following expressions

$$\text{Re}[k_x] = \frac{\omega_c}{c} \kappa \left(1 + \frac{\left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2\right)}{2(n^2 + \kappa^2)} \right) \quad (\text{A.12})$$

and

$$\left| \frac{(k_x)^2 + (k_z)^2}{k_x} \right|^2 = \frac{\omega_c}{c} \left(n^2 + \kappa^2 + 2 \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 \right) \frac{(n^2 - \kappa^2)}{(n^2 + \kappa^2)} \right). \quad (\text{A.13})$$

Eq. A.12 and A.13 are used to derive the complete analytical expression of Eq. A.10. The attenuation factor α_g is now obtained by assuming that $W_J = 2P_J$. The attenuation factor, given in Np.m^{-1} (Nepers per meter) gives

$$\alpha_g = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sigma_0} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{n^2 + \kappa^2 + 2 \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 \right) \frac{n^2 - \kappa^2}{n^2 + \kappa^2}}{k \left(1 + \frac{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}{2(n^2 + \kappa^2)} \right)} \right) \frac{\lambda}{a^3} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad (\text{A.14})$$

Eq. A.14 is converted into more useful units dB.m^{-1} by multiplying the expression by factor 8.68 (Jordan & Balmain 1985)

Chapitre 6

Réalisation et caractérisation de guides diélectriques dans l'infrarouge thermique

Sommaire

6.1	Introduction	193
6.2	Revue des verres infrarouges et technologies associées	194
6.2.1	Déroulement logique de l'étude	194
6.2.2	État de l'art sur les verres infrarouges	195
6.2.3	Les technologies de réalisation	196
6.3	Etude expérimentale des guides plans	196
6.3.1	Cas des couches épaisses en verres de chalcogénures	197
6.3.2	Conclusion sur les solutions à base de verres de chalcogénures	212
6.3.3	Cas des couches épaisses en ZnSe sur substrat ZnS	213
6.3.4	Conclusion sur le cas des couches épaisses ZnSe/ZnS	215
6.4	Perspectives pour la réalisation de guides droits	215
6.5	Conclusion sur la solution des guides diélectriques	216
6.6	Publication dans <i>Journal of Optoelectronics and Advanced Materials</i>	218

6.1 Introduction

Parallèlement au développement des solutions basées sur les guides creux métalliques présentées au chapitre 5 et qui ont donné de premiers résultats importants, nous avons mené au sein du projet *IODA* une étude sur la faisabilité de l'optique intégrée basée sur l'utilisation de matériaux diélectriques. Cette double perspective se justifie par le fait que les matériaux diélectriques ont fourni historiquement les premières solutions d'optique intégrée. Plusieurs considérations entrent en ligne de compte dans le développement d'une nouvelle technologie, mais je ne saurais poursuivre ce chapitre sans évoquer le travail d'Emmanuel Laurent, mon prédécesseur au *Laboratoire d'Astrophysique*. Au cours de son travail de thèse, celui-ci a réalisé un travail important sur les matériaux pouvant être utilisés dans l'infrarouge thermique et sur les technologies de fabrication

associées (Laurent 2003) ainsi que sur les problématiques qui animent le travail de réalisation technologique de guides d'ondes.

6.2 Revue des verres infrarouges et technologies associées

6.2.1 Déroulement logique de l'étude

L'étude logique du développement de guides diélectriques dans l'infrarouge thermique suit le même processus que les guides servant aux applications des télécommunications dans le proche infrarouge. L'étude se découpe en quatre phases majeures que sont : la réalisation et la caractérisation de guides plans, le développement de masques adaptés, la fabrication et la caractérisation de guides **multimodes** et enfin la réalisation et la caractérisation de guides **monomodes**.

- **Réalisation et caractérisation de guides plans** : Un guide plan diélectrique est constitué d'une couche à haut indice déposée sur un substrat d'indice plus faible, ce qui permet de créer un confinement vertical de la lumière. Cette couche subit ensuite un masquage¹ afin d'obtenir aussi un confinement horizontal qui aboutit à la réalisation de guides droits (ou guides canaux). La première étape consiste en la réalisation d'un guide plan. Etant donné que l'indice de réfraction d'une couche mince peut être plus faible que l'indice de son équivalent massif, le développement ne se focalise pas directement sur l'obtention d'une structure plane monomode, mais sur une structure à couche plus épaisse² (et par conséquent multimode). L'avantage de la couche multimode (au moins deux modes propres) est de pouvoir mesurer deux valeurs ou plus d'indices effectifs et d'en déterminer son indice et son épaisseur. Cette information est fondamentale afin de stabiliser et optimiser le processus de dépôt de couche, mais elle permet aussi de s'intéresser à la conception d'un futur composant monomode.
- **Développement de masques** : Une fois que la phase de dépôt de la couche guidante est bien maîtrisée démarre la phase de développement des masques par gravure. Les contraintes de cette phase sont la sélectivité de l'agent de gravure vis-à-vis de la couche et du substrat, le contrôle de la vitesse de gravure et enfin la rugosité des faces gravées.
- **Réalisation et caractérisation de guides droits multimodes** : Une difficulté attendue concerne la question du polissage des facettes d'entrée et de sortie ainsi que le contrôle des pertes de Fresnel³ par l'utilisation d'un revêtement anti-réfléchissant. Les contraintes sur le couplage en entrée sont aussi une difficulté majeure étudiée au cours de cette phase.
- **Réalisation et caractérisation de guides droits monomodes** : Les guides droits monomodes constituent le but final de ce développement technologique. D'un côté la connais-

¹"Patterning" en anglais

²Le caractère monomode ou multimode d'un guide plan à saut d'indice est directement relié au couple (Δn , e). Si une différence d'indice suffisamment élevée ne peut être garantie au cours de la fabrication d'une nouvelle structure, il est judicieux de tabler sur une épaisseur déposée plus importante.

³Les pertes de Fresnel sont les pertes par réflexion qui ont lieu à l'interface entre deux milieux. Plus la différence d'indice est grande entre les deux milieux, plus les pertes de Fresnel sont élevées.

sance des indices de couches déposées déterminés lors des phases précédentes, de l'autre côté la maîtrise de la procédure de gravure permet de dessiner et de réaliser des guides droits monomodes dont les résultats de caractérisation nous informent sur leurs pertes de propagation ainsi que sur les efficacités de couplage.

6.2.2 État de l'art sur les verres infrarouges

La sélection des matériaux pouvant être utilisés pour la réalisation de guides d'onde diélectriques doit tenir compte des différents critères que sont :

- La fenêtre de transparence du matériau qui fixe la gamme de longueur d'onde applicable.
- Les pertes intrinsèques et extrinsèques du matériau qui dépendent à la fois de sa structure chimique et des défauts de fabrication éventuels lors de sa synthèse.
- La dispersion du matériau, à savoir la variation de son indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde.
- Les qualités physico-chimiques qui concernent la stabilité chimique du matériau et l'impact des contraintes thermiques et mécaniques.
- L'existence ou non d'une technologie de fabrication de guides associés et son degré de maturité.

Laurent (2003) et Broquin (2003) ont présenté une classification claire du type de matériaux utilisables pour l'optique intégrée dont je reprendrai ici les résultats essentiels.

Trois grandes classes de matériaux sont identifiés.

- Les matériaux amorphes – ou verres : ils se caractérisent par l'absence de structure cristalline à grande échelle. On distingue les verres d'oxydes, dont les formateurs sont précisément des oxydes (B_2O_3 , SiO_2 ...) limitant la transmission aux bandes spectrales du proche infrarouge, et les verres non-oxydes qui permettent d'étendre la transmission à l'infrarouge moyen. Parmi ce dernier type de verre, on trouve en particulier les **verres de chalcogénures** qui constituent une famille dont la transmission peut être étendue jusqu'à $20 \mu m$ en fonction du composé chimique utilisé (Soufre *S*, Sélénium *Se* ou Tellure *Te*).
- Les matériaux cristallins : ils se caractérisent par l'existence d'une structure à grande échelle. Ils peuvent se présenter aussi sous forme d'oxyde – le quartz par exemple – ayant une fenêtre de transmission relativement réduite dans l'infrarouge, ou sous forme de composés alcalins possédant des transmissions allant jusqu'à $20 \mu m$.
- Les matériaux semi-conducteurs : ils sont couramment utilisés dans le domaine des détecteurs infrarouges et possèdent de larges fenêtres de transmission dans l'infrarouge (Germanium *Ge*, $ZnSe$...)

Parmi ces différents matériaux, j'ai essentiellement utilisé au cours de ma thèse les verres de chalcogénures ainsi que le $ZnSe$ et le ZnS .

6.2.3 Les technologies de réalisation

Les techniques permettant de réaliser des guides d'ondes se distinguent en deux grandes classes : celles qui sont basées sur la modification locale de l'indice dans le volume de matériaux massifs et celles basées sur le dépôt et la gravure de couches minces.

Une possibilité pour modifier localement l'indice de réfraction fait appel à l'utilisation de l'effet photo-réfractif du matériau cible lors de son exposition à un flux incident. On parle alors de photo-inscription. Les paramètres influençant le résultat de la méthode sont la longueur d'onde de travail ainsi que la puissance du flux et le temps d'exposition à la radiation. Suivant la longueur d'onde, plus l'absorption est importante et plus la variation d'indice de réfraction est forte et inversement. Cet aspect conditionne le processus de fabrication d'un guide d'onde à fort ou faible confinement du champ. En fonction du temps d'exposition et de la puissance de la source utilisée, le changement d'indice de réfraction peut être permanent, temporaire ou inexistant, le résultat dépendant également de la composition de la cible.

La seconde méthode consiste à déposer des couches minces de matériaux sur un substrat et à graver chimiquement ou mécaniquement la couche guidante pour assurer un confinement latéral de la lumière. L'évaporation thermique du matériau est la méthode la plus couramment utilisée pour réaliser des guides plans. Cette méthode permet un bon contrôle dimensionnel des structures mais présentent plus de limitations pour réaliser des couches épaisses du fait des contraintes thermiques et mécaniques.

Dans le cadre du projet *IODA*, la collaboration avec Bernard André du *CEA-Leti* de Grenoble a permis de réaliser des couches minces de ZnSe sur substrat de ZnS tandis que la solution des couches minces basées sur les verres de chalcogénures a été explorée par Caroline Vigreux et Annie Pradel au *Laboratoire de Physico-Chimie de la Matière Condensée* à Montpellier. Enfin, l'alternative d'une solution basée sur la photo-inscription du matériau a été étudiée par Emmanuel Laurent à l'*Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique* de Grenoble. Les différentes solutions ont été testées dans l'infrarouge moyen au *Laboratoire d'Astrophysique* de Grenoble.

6.3 Etude expérimentale du comportement guidant de couches minces

Le comportement modal des guides plans synthétisés a été étudié grâce à l'expérience de *m*-lines dont le principe a été exposé au chapitre 4. Un banc dédié à cette mesure dans l'infrarouge moyen a été conçu au laboratoire. La mesure dans le visible et le proche infrarouge a bénéficié en revanche d'un banc équivalent existant au *CEA-Leti*. Les deux solutions que j'ai effectivement étudiées au cours de ma thèse concernent les couches minces de ZnSe sur substrat de ZnS (ZnSe/ZnS) et les couches minces en verre de chalcogénure. Les mesures dans le visible et proche infrarouge m'ont permis initialement d'observer le comportement de ces nouvelles structures en régime multimode. Suivant les résultats obtenus, je suis passé à une caractérisation dans l'infrarouge moyen. Il a été

possible de réaliser ce travail dans les bandes spectrales allant du visible à l'infrarouge thermique car la transmission des matériaux le permettait. En revanche, la contrainte sur la longueur d'onde utilisée est plutôt imposée par des aspects liés au banc de mesure et en particulier au prisme utilisé : suivant que ce dernier est en TiO_2 , Silicium ou Germanium certaines longueurs d'onde sont accessibles par rapport à d'autres (le Silicium et le Germanium sont opaques dans le visible). Avant de continuer, je souhaiterais faire une mise au point sur le vocabulaire utilisé. J'ai utilisé jusqu'à présent l'expression générique "couches minces" pour désigner un guide plan. Il serait plus exact de parler à présent de couches épaisses : en effet à une longueur d'onde de $10 \mu\text{m}$, l'épaisseur de coupure pour une différence d'indice donnée entre la couche et le substrat, est plus importante qu'aux longueurs d'onde visible. Une contrainte importante est donc de pouvoir réaliser une couche "mince" de plusieurs microns là où les épaisseurs habituellement déposées sont de l'ordre du micron. Afin d'éviter cet abus de langage j'emploierai désormais l'expression "couche épaisse".

6.3.1 Cas des couches épaisses en verres de chalcogénures

Le *Laboratoire de Physico-Chimie de la Matière Condensée* de Montpellier (*LPMC*) fait partie d'un petit nombre de laboratoires manipulant les verres de chalcogénures en couches minces. La réalisation de dépôts de couches a été proposée par Guessous et al. (1995) pour des applications dans le domaine des capteurs. Les travaux de Balan (2003) ont permis de stabiliser une technique d'évaporation thermique pour des couches plus épaisses et de réaliser de premiers guides d'onde limités.

Les verres de chalcogénures les plus couramment utilisés sont l'AMTIR-1 de composition chimique $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$, le As_2Se_3 et l' As_2S_3 dont certaines propriétés optiques sont données dans le tableau 6.1. Le remplacement du composé soufre S par le composé selenium Se permet d'étendre la plage de transmission dans l'infrarouge thermique.

Accroître encore la bande de transmission jusqu'à $20 \mu\text{m}$ est possible si l'on utilise des verres à base de tellures. Ce type de verre est moins connu et plus difficile à manipuler que les composés précédents. Par ordre de difficulté croissante, les solutions étudiées sont les verres de type AMTIR à base de Germanium, les composés Arsenic-Selenium et les solutions à base de Tellures.

Verre	$\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$	As_2Se_3	As_2S_3	TeX
Indice de réfraction à $1,5 \mu\text{m}$	2,5469	2,880	2,4380	$>2,8$
Indice de réfraction à $10 \mu\text{m}$	2,4977	2,7775	2,3937	–
Domaine de transmission	$0,8 - 16 \mu\text{m}$	$0,8 - 16 \mu\text{m}$	$0,8 - 11 \mu\text{m}$	$0,8 - 20 \mu\text{m}$

TAB. 6.1: Propriétés optiques de certains verres de chalcogénure. Le remplacement du composé soufre S par le composé selenium Se permet d'étendre la plage de transmission dans l'infrarouge thermique. La dénomination "TeX" est générale pour les verres tellurés, X représente l'halogène associé (*d'après Amorphous Materials*)

Nous avons vu que pour les solutions diélectriques étudiées, le cheminement logique consiste à fabriquer et caractériser un guide plan multimode, puis à contrôler l'épaisseur déposée afin d'obtenir une première structure monomode. Afin de valider la faisabilité d'un guide plan tout-chalcogénure, la première étape consiste à mesurer l'indice de couche accessible. Après quoi, par

comparaison avec l'indice de différents verre de chalcogénures massifs, il est possible de déterminer le substrat le plus approprié pour obtenir la condition de réflexion totale aux interfaces. Les premières couches épaisses en verre de chalcogénures étudiées ont été déposées sur une lame de microscope en silice. La raison de ce choix est que, du fait de son faible indice ($n \approx 1,5$), la silice utilisée en tant que substrat augmente les chances d'obtenir la condition de guidage. Un tel échantillon devient adapté à la mesure de m -lines permettant de mesurer l'indice de réfraction de la couche. L'inconvénient est que la transmission de la silice ne va guère au-delà de $2 \mu\text{m}$ et les pertes d'un tel guide deviennent très importantes dans l'infrarouge moyen. Dans la suite de cette section, je présente les résultats de mesure sur différentes couches en verre de chalcogénure. Chaque type d'échantillon est référencé suivant la technologie employée. La signification des références est donnée dans chacune des sections correspondantes.

Echantillons à base de Germanium

Les différents échantillons testés sont référencés dans le tableau 6.2. Pour mener la phase de caractérisation dans le visible et le proche infrarouge, j'ai utilisé le banc de m -lines du *CEA-Leti* de Grenoble. Le principe de fonctionnement est rigoureusement identique à celui présenté au chapitre 4.

Référence	Technologie
CH3VD	$\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ sur silice par pulvérisation
CH3VG	$\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ sur silice par pulvérisation
CHG-amtir	$\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ sur silice par pulvérisation suivi d'un recuit

TAB. 6.2: Référence des échantillons de couches épaisses en verre de chalcogénure et les technologies associées. Ces couches ont été déposées sur un substrat de silice (lame de microscope) afin de faciliter la différence d'indice requise par la condition de guidage.

Etude des échantillons CH3VG et CH3VD dans le visible Les échantillons référencés CH3VG et CH3VD proviennent du même dépôt mais ont été placés à différents endroits du bâti d'évaporation. Outre la mesure d'indice, leur caractérisation permet en outre d'évaluer l'homogénéité du dépôt et la reproductibilité du procédé. Toutes les mesures obtenues par m -lines sont reportées sous la forme des tableaux 6.3 et 6.4. De manière générale, le tableau donne les conditions expérimentales de mesure (longueur d'onde de travail, composition de l'échantillon, indice du substrat et du prisme, angle du prisme...), les résultats expérimentaux et enfin le calcul du coefficient de régression linéaire permettant d'ordonner les indices de modes (cf. § 4.3.4).

L'évolution des écarts angulaires entre les différentes lignes de modes est croissant ce qui est en accord avec la théorie. Le calcul théorique des indices de modes à partir des valeurs d'indice de couche et d'épaisseur expérimentales montre un très bon accord entre le modèle du guide plan à saut d'indice et l'expérience. L'indice de réfraction et l'épaisseur calculés sont reportés dans le tableau 6.5.

Date : 02/09/2003 λ : 0,6328 nm Référence : CH3VG		Guide : Ge ₃₃ As ₁₂ Se ₅₅ Substrat Silice indice du substrat 1,457		Prisme : TiO ₂ /I/45 Matériau : TiO ₂ Angle : 45,1458° Indice : 2,864	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	-	-	-	2,36735	-
1	27,90	-	2,33305	2,33403	0,0031
2	22,29	+5,61	2,27993	2,27758	0,0031
3	14,30	+7,99	2,19694	2,19647	0,0031
4	4,90	+9,4	2,08836	2,08836	0,0031
5	-6,70	+11,6	1,94967	1,94967	0,0031
6	-19,90	+13,2	1,77584	1,77527	0,0031
R ₀ (0)	-0,998642				
R ₀ (1)	-0,99991				
R ₀ (2)	-0,999662				

TAB. 6.3: Mesure des indices effectifs sur CH3VG.

Date : 11/09/2003 λ : 0,6328 nm Référence : CH3VD		Guide : Ge ₃₃ As ₁₂ Se ₅₅ Substrat Silice indice du substrat 1,457		Prisme : TiO ₂ /I/45 Matériau : TiO ₂ Angle : 45,1458° Indice : 2,864	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	-	-	-	2,3967	-
1	-	-	-	2,37684	-
2	28,96	-	2,34258	2,34341	0,0031
3	24,04	+4,92	2,29698	2,29587	0,0031
4	17,83	+6,21	2,23462	2,23344	0,0031
5	10,49	+7,34	2,1546	2,15499	0,0031
6	2,23	+8,26	2,05756	2,05894	0,0031
R ₀ (0)	-0,997485				
R ₀ (1)	-0,999727				
R ₀ (2)	-0,999972				
R ₀ (3)	-0,994946				

TAB. 6.4: Mesure des indices effectifs sur CH3VD.

Mesure de répétabilité La répétabilité de la mesure a été testée dans le visible avec l'échantillon CH3VD. Les trois premiers indices de modes mesurés ainsi que l'indice et l'épaisseur sont reportés dans les tableaux 6.6 et 6.7.

On remarque que pour la valeur de l'indice on retombe sur la même valeur que lors de la première

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
CH3VG	$2,37837 \pm 0,001$	$1,28326 \pm 0,01$
CH3VD	$2,40329 \pm 0,001$	$1,6804 \pm 0,01$

TAB. 6.5: Indices et épaisseur des échantillons CH3VG et CH3VD.

Date : 11/09/2003 λ : 0,6328 nm Référence : CH3VD		Guide : $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ Substrat Silice indice du substrat 1,457		Prisme : $\text{TiO}_2/\text{I}/45$ Matériau : TiO_2 Angle : $45,1458^\circ$ Indice : 2,864	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	-	-	-	2,39527	-
1		-	-	2,37105	-
2	+27,59	-	2,33023	2,3302	0,0031
3	+21,46	+6,13	2,2717	2,27194	0,0031
4	+14,26	+7,2	2,19651	2,19505	0,0031
$R_0(0)$	-0,99721				
$R_0(1)$	-0,999627				
$R_0(2)$	-0,999994				
$R_0(3)$	-0,99994				

TAB. 6.6: Répétabilité de la mesure des indices de modes sur l'échantillon CH3VD.

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
CH3VD	$2,40321 \pm 0,001$	$1,51335 \pm 0,01$

TAB. 6.7: Répétabilité de la mesure d'indice de réfraction et de l'épaisseur sur l'échantillon CH3VD.

mesure aux incertitudes près. La mesure de l'épaisseur est en revanche plus délicate et la différence entre les deux valeurs obtenues est de l'ordre de $0,15\mu\text{m}$. En réalité, la mesure de répétabilité n'a pas été faite exactement au même endroit sur l'échantillon. Je n'exclurais donc pas la possibilité d'une inhomogénéité locale dans l'épaisseur de la couche. Cette mesure de répétabilité montre que l'expérience reste fiable et précise. Ceci est d'importance majeure dans le développement d'une nouvelle technologie pour laquelle les inconnues sont nombreuses et la nécessité d'une rétroaction précise essentielle.

Conclusion sur les échantillons CH3VG et CH3VD Le verre de chalcogénure massif utilisable présentant l'indice de réfraction le plus faible à $\lambda=0,6328\mu\text{m}$ est le As_2S_3 . A cette longueur d'onde, sa valeur est de 2,59, ce qui est néanmoins supérieur aux indices déterminés. Il n'est donc pas possible pour l'instant de conclure positivement sur la condition de guidage. Les résultats obtenus montrent aussi que le procédé de dépôt présente une certaine inhomogénéité puisqu'entre deux parties différentes du dépôt, il existe un gradient de l'ordre de 0,03 en indice et de $0,4\mu\text{m}$ en épaisseur.

Caractérisation de CH3VD dans l'infrarouge proche Une mesure similaire à celles présentées précédemment a été réalisée dans l'infrarouge proche avec l'échantillon CH3VD afin d'observer l'effet de la dispersion de l'indice avec la longueur d'onde (cf. Tab. 6.8 et Tab. 6.9)

Date : 11/09/2003 λ : 1,3028 nm Référence : CH3VD		Guide : Ge₃₃As₁₂Se₅₅ Substrat Silice indice du substrat 1,447		Prisme : TiO₂/I/45 Matériau : TiO₂ Angle : 45,1458° Indice : 2,715	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	+23,16	-	2,18177	2,18147	0,003
1	+12,63	10,53	2,07264	2,07556	0,003
2	-2,54	15,17	1,89316	1,89053	0,003
R ₀ (0)	-0,99998				
R ₀ (1)	-0,999155				
R ₀ (2)	-0,997888				

TAB. 6.8: Mesure des indices de mode dans le proche infrarouge sur l'échantillon CH3VD.

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
CH3VD	$2,21589 \pm 0,007$	$1,49 \pm 0,06$

TAB. 6.9: Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur dans le proche infrarouge sur l'échantillon CH3VD

L'effet de la dispersion est observé grâce à cette mesure à $\lambda=1,3 \mu\text{m}$ à travers la décroissance de l'indice avec la longueur d'onde. Par ailleurs l'écart avec le substrat massif reste toujours conséquent puisque l'indice de l'As₂S₃ à $1,3 \mu\text{m}$ est de 2,45. Dans ces conditions, la technologie pour la réalisation d'un guide plan n'est pas encore mûre.

Etude de l'échantillon CHG-amtir dans le visible Cet échantillon a subi le même processus de dépôt que les échantillons étudiés précédemment mais un processus de recuit lui a été appliqué afin d'induire une densification du matériau et d'augmenter ainsi son indice (cf. Tab. 6.2). Dix lignes de modes ont été observées dans le visible et six dans le proche infrarouge.

Date : 14/10/2003 λ : 0,6328 μm Référence : CHG-amtir		Guide : $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ Substrat Silice indice du substrat 1,457		Prisme : $\text{TiO}_2/\text{I}/45$ Matériau : TiO_2 Angle : $45,1458^\circ$ Indice : 2,864	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	-	-	-	2,44123	-
1	-	-	-	2,43404	-
2	-	-	-	2,42199	-
3	-	-	-	2,40504	-
4	+34,19	-	2,38717	2,38307	0,003
5	+31,19	+ 3,0	2,36209	2,35597	0,003
6	+27,40	+ 3,79	2,3285	2,32355	0,003
7	+23,59	+ 3,81	2,29264	2,28562	0,003
8	+19,20	+ 4,39	2,24982	2,24191	0,003
9	+14,79	+ 4,41	2,20227	2,1921	0,003
10	+9,99	+ 4,8	2,14893	2,1358	0,003
11	+4,59	+ 5,4	2,08595	2,07253	0,003
12	-0,81	+ 5,4	2,0203	2,00169	0,003
13	-7,01	+ 6,2	1,94238	1,92256	0,003
$R_0(3)$	-0,999805				
$R_0(4)$	-0,999978				
$R_0(5)$	-0,999944				
$R_0(6)$	-0,999799				

TAB. 6.10: Mesure des indices de mode dans le visible sur l'échantillon CHG-amtir.

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
CHG-amtir	$2,44636 \pm 0,001$	$2,82856 \pm 0,01$

TAB. 6.11: Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur dans le visible sur l'échantillon CHG-amtir

Les résultats de mesures de m -lines permettent de mettre clairement en évidence l'effet du recuit. Les indices de réfraction mesurés sont cette fois-ci plus élevés que dans le cas où aucun recuit n'est adopté. Cependant, en les comparant aux valeurs du matériau massif As_2S_3 , on s'aperçoit que le recuit n'est pas suffisant pour obtenir la condition de guidage recherchée.

Etude de l'échantillon CHG-amtir dans le proche infrarouge La même étude a été menée à deux longueurs d'onde différentes de l'infrarouge proche, l'idée étant toujours d'obtenir une estimation du profil d'indice en fonction de la longueur d'onde. Le nombre de lignes de mode observées est réduit par rapport au cas du visible. Les tableaux 6.12 et 6.13 correspondent à une longueur d'onde de travail de $1,13 \mu\text{m}$.

Date : 14/10/2003 λ : $1,1238 \mu\text{m}$ Référence : CHG-amtir		Guide : $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ Substrat Silice indice du substrat 1,449		Prisme : $\text{TiO}_2/\text{I}/45$ Matériau : TiO_2 Angle : $45,1458^\circ$ Indice : 2,735	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	+34,59	-	2,29703	2,29814	0,003
1	+32,39	+2,2	2,27912	2,27492	0,003
2	+27,39	+5,0	2,2357	2,23575	0,003
3	+21,39	+6,0	2,17877	2,17989	0,003
4	+13,99	+7,4	2,10177	2,1062	0,003
5	+6,39	+7,6	2,01574	2,01304	0,003
$R_0(0)$	-0,999564				
$R_0(1)$	-0,998928				
$R_0(2)$	-0,997455				

TAB. 6.12: Mesure des indices de mode à $\lambda=1,1238\mu\text{m}$ l'échantillon CHG-amtir.

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
CHG-amtir	$2,30583 \pm 0,007$	$2,79936 \pm 0,06$

TAB. 6.13: Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=1,1238\mu\text{m}$ sur l'échantillon CHG-amtir

Les résultats équivalents sont présentés dans les tableaux 6.14 et 6.15 pour une longueur d'onde de travail de $1,3238 \mu\text{m}$.

Date : 14/10/2003 λ : $1,3238 \mu\text{m}$ Référence : CHG-amtir		Guide : $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ Substrat Silice indice du substrat 1,447		Prisme : $\text{TiO}_2/\text{I}/45$ Matériau : TiO_2 Angle : $45,1458^\circ$ Indice : 2,715	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	+33,97	-	2,27557	2,27774	0,003
1	+30,87	+3,1	2,25188	2,24576	0,003
2	+24,48	+6,4	2,19438	2,19158	0,003
3	+16,69	+7,8	2,11643	2,11379	0,003
4	+6,74	+9,95	2,00565	2,01014	0,003
5	-4,26	+11,0	1,87156	1,87731	0,003
$R_0(0)$	-0,999334				
$R_0(1)$	-0,998425				
$R_0(2)$	-0,997213				

TAB. 6.14: Mesure des indices mode à $\lambda=1,3238 \mu\text{m}$ sur l'échantillon CHG-amtir

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
CHG-amtir	$2,28831 \pm 0,001$	$2,79056 \pm 0,01$

TAB. 6.15: Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=1,3238\mu\text{m}$ sur l'échantillon CHG-amtir

Conclusion sur les échantillons à base de Germanium

Par rapport aux résultats obtenus avec les premiers échantillons CH3VG et CH3VD, l'effet du recuit thermique de la couche épaisse est observé aux différentes longueurs d'onde considérées avec une augmentation de l'indice de réfraction de plus de 0,6. Néanmoins, cet effet n'a pas eu l'impact escompté d'une augmentation significative de l'indice permettant de dépasser celui du substrat As_2S_3 . Le graphique de la figure 6.1 illustre cet aspect en donnant une comparaison directe des valeurs expérimentales avec la courbe théorique de l'indice de l' As_2S_3 . C'est pourquoi l'utilisation du matériau tel que le As_2Se_3 , d'indice plus élevé par rapport aux verres à base de Germanium, a été rapidement pris en considération dans la suite de l'étude.

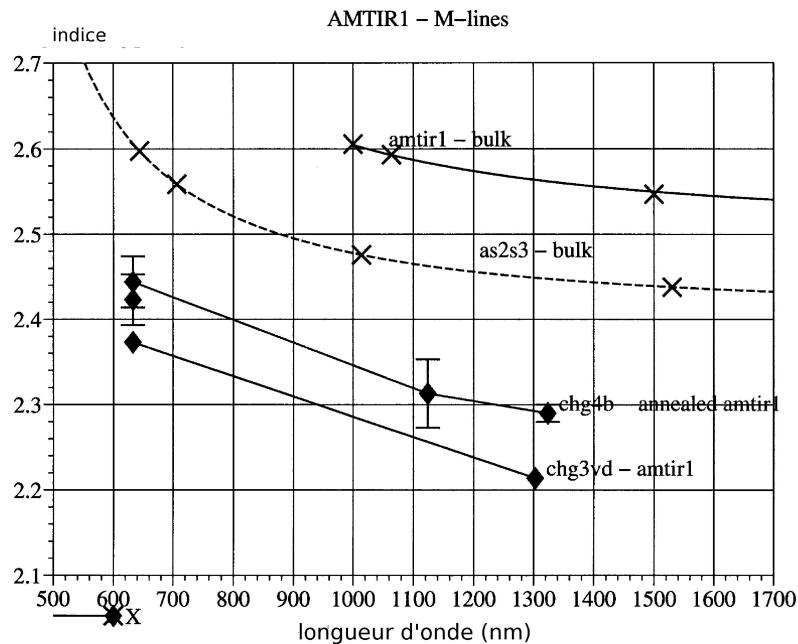


FIG. 6.1: Résultats des mesures de m -lines sur les échantillons à base de Germanium. Ce graphique représente les valeurs d'indice de couche obtenus au cours de la phase de caractérisation par m -lines et permet une comparaison avec la courbe théorique de l'indice du substrat As_2S_3 . Le recuit thermique a en effet permis d'accroître l'indice de couche, mais cela n'a pas été suffisant pour obtenir la condition de guidage avec le substrat considéré.

Echantillons à base de composés Arsenic et Selenium

La caractérisation de verres de chalcogénures à base de Germanium a montré qu'il était difficile de synthétiser une couche suffisamment dense pour obtenir la condition de guidage avec le substrat As_2S_3 , et ce en dépit d'une phase de recuit supplémentaire. Une autre piste a donc été explorée qui concerne le dépôt de couches d' As_2Se_3 sur un substrat d' As_2S_3 . En premier lieu, la composition chimique relativement similaire des deux matériaux est un avantage en termes de contraintes d'adhésion à l'interface. En second lieu, l'indice de réfraction du verre As_2Se_3 étant plus élevé que celui du verre $\text{Ge}_{33}\text{As}_{12}\text{Se}_{55}$ massif, on espère obtenir la condition de guidage recherchée.

Du point de vue de la technologie de dépôt, on passe d'une technique de pulvérisation à une technique d'évaporation. Cette dernière présente l'avantage de limiter les effets lacunaires, ce qui conduit à une meilleure densification de la couche, même sans phase de recuit.

L'étape consistant à déposer la couche sur une lame de microscope est écartée et le dépôt se fait directement sur un substrat As_2S_3 .

Etude de l'échantillon As_2Se_3 -0704 dans le proche infrarouge L'échantillon référencé As_2Se_3 -0704 est une structure tout-chalcogénure obtenue par évaporation thermique. L'indice relativement élevé de l' As_2Se_3 ($n=2,88$ à $0,632 \mu\text{m}$) ne permet plus d'utiliser le prisme en TiO_2 . Il a donc fallu recourir à un prisme d'indice plus élevé tel que le silicium ($n>3$) mais cela est fait aux dépens d'une mesure dans le visible pour lequel le silicium est opaque. C'est pourquoi seules les mesures dans l'infrarouge proche sont reportées dans cette section. Les tableaux 6.16

et 6.17 récapitulent les résultats expérimentaux obtenus à $1,2 \mu\text{m}$.

Date : 08/07/2004 λ : $1,1966 \mu\text{m}$ Référence : As ₂ Se ₃ -0704		Guide : As ₂ Se ₃ Substrat As ₂ S ₃ indice du substrat 2,47		Prisme : Si/45/I Matériau : Silicium Angle : $44,8416^\circ$ Indice : 3,5193	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	-	-	-	2,77312	-
1	-	-	-	2,77211	-
2	+25,65	-	2,76972	2,77043	0,003
3	+25,50	+0,15	2,76825	2,76807	0,003
4	+25,21	+0,29	2,7654	2,76503	0,003
5	+24,81	+0,4	2,76146	2,76132	0,003
6	+24,39	+0,42	2,75729	2,75692	0,003
7	+23,79	+0,6	2,7513	2,75184	0,003
8	+23,25	+0,54	2,74587	2,74607	0,003
9	+22,67	+0,58	2,73999	2,73961	0,003
R ₀ (0)	-0,998743				
R ₀ (1)	-0,999718				
R ₀ (2)	-0,99986				
R ₀ (3)	-0,999592				

TAB. 6.16: Mesure des indices de mode à $\lambda=1,2 \mu\text{m}$ sur l'échantillon As₂Se₃-0704.

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
As ₂ Se ₃ -0704	$2,77346 \pm 0,001$	$13,3215 \pm 0,01$

TAB. 6.17: Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=1,2 \mu\text{m}$ sur l'échantillon As₂Se₃-0704.

La couche déposée est cette fois-ci plus épaisse. Les valeurs d'indices effectifs obtenues sont bien supérieures à l'indice du substrat, ce qui confirme l'observation de modes guidés. Les tableaux 6.18 et 6.19 et rapportent la mesure équivalente réalisée cette fois-ci à $1,55 \mu\text{m}$.

Date : 08/07/2004 λ : $1,5503 \mu\text{m}$ Référence : As ₂ Se ₃ -0704		Guide : As ₂ Se ₃ Substrat As ₂ S ₃ indice du substrat 2,438		Prisme : Si/45/I Matériau : Silicium Angle : $44,8416^\circ$ Indice : 3,48	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	-	-	-	2,73973	-
1	+25,31	-	2,73846	2,73795	0,003
2	+24,96	+0,35	2,73502	2,73498	0,003
3	+24,54	+0,42	2,73087	2,73081	0,003
4	+23,99	+0,55	2,7254	2,72545	0,003
5	+23,35	+0,64	2,71898	2,71898	0,003
6	+22,55	+0,8	2,71089	2,71111	0,003
7	+21,64	+0,86	2,70158	2,70211	0,003
8	+20,67	+0,97	2,69155	2,69188	0,003
9	+19,57	+1,1	2,68003	2,6804	0,003
R ₀ (0)	-0,999084				
R ₀ (1)	-0,999921				
R ₀ (2)	-0,999883				

TAB. 6.18: Mesure des indices mode à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ sur l'échantillon As₂Se₃-0704.

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
As ₂ Se ₃ -0704	$2,74032 \pm 0,001$	$13,299 \pm 0,01$

TAB. 6.19: Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=1,55 \mu\text{m}$ sur l'échantillon As₂Se₃-0704.

L'effet de la décroissance de l'indice de réfraction de la couche avec la longueur d'onde est observé et on retrouve une épaisseur de couche sensiblement identique au cas précédent. L'obtention de lignes de mode montre que la condition de guidage à cette fois-ci été remplie et qu'un premier guide plan à été synthétisé.

Cette étape montre aussi que le processus de dépôt de couches plus épaisses ($\sim 13 \mu\text{m}$) est assez bien contrôlé. A partir de l'épaisseur mesurée, il est déjà possible d'anticiper le caractère multimode du guide plan dans l'infrarouge moyen. L'avantage de la structure multimode à $10 \mu\text{m}$ est de pouvoir réaliser une mesure du couple (*indice, épaisseur*) indépendante des résultats obtenus dans le proche infrarouge, ce qui n'aurait pas été le cas si l'on ne disposait que d'un guide plan monomode.

Etude de l'échantillon As₂Se₃-0704 dans l'infrarouge moyen L'étape successive consiste à confirmer les résultats obtenus en proche infrarouge dans le domaine d'intérêt de l'étude, à savoir l'infrarouge moyen. L'échantillon As₂Se₃-0704 a donc fait l'objet d'une mesure de m -lines à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ grâce au banc développé au *Laboratoire d'Astrophysique*. Dans cette gamme de longueur d'onde, j'ai utilisé le prisme en germanium décrit au chapitre 4. Plusieurs lignes de modes sont observées à cette longueur d'onde, confirmant le caractère multimode de la structure (cf. Tab. 6.20).

Date : 12/07/2004 λ : 10,6 μm Référence : As ₂ Se ₃ -0704		Guide : As ₂ Se ₃ Substrat As ₂ S ₃ indice du substrat 2,38		Prisme : Ge/30/I Matériau : Germanium Angle : 30,0° Indice : 4,00	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	+55,04	-	2,6677	2,66698	0,003
1	+46,89	+8,15	2,59864	2,5998	0,003
2	+36,09	+10,8	2,48833	2,48785	0,003
R ₀ (0)	-0,999786				
R ₀ (1)	-0,999643				
R ₀ (2)	-0,99872				

TAB. 6.20: Mesure des indices de mode à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ sur l'échantillon As₂Se₃-0704.

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
As ₂ Se ₃ -0704	2,68926 \pm 0,001	13,2991 \pm 0,03

TAB. 6.21: Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ sur l'échantillon As₂Se₃-0704.

La méthode de m -lines développée 10 μm m'a permis de montrer que des lignes de mode pouvaient être observées avec la structure tout-chalcogénures As₂Se₃-0704 et que la structure guidante déjà caractérisée dans le proche infrarouge fonctionne également aux plus grandes longueurs d'onde.

Echantillon As₂Se₃-0904 dans l'infrarouge moyen Dans la continuité des résultats obtenus avec le premier guide plan en verre de chalcogénures, un deuxième échantillon As₂Se₃ sur substrat de As₂S₃, référencé As₂Se₃-0904, a été synthétisé. Sa caractérisation a cette fois été effectuée directement dans l'infrarouge moyen et a permis de vérifier la répétabilité du procédé de fabrication.

Date : 07/09/2004 λ : 10,6 μm Référence : As2Se3-0904		Guide : As ₂ Se ₃ Substrat As ₂ S ₃ indice du substrat 2,38		Prisme : Ge/30/I Matériau : Germanium Angle : 30,0° Indice : 4,00	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	+48,58	-	2,61395	2,61455	0,007
1	+42,61	+5,97	2,55745	2,5565	0,007
2	+33,61	+9,00	2,46013	2,46048	0,007
R ₀ (0)	-0,99999				
R ₀ (1)	-0,998841				
R ₀ (2)	-0,997407				

TAB. 6.22: Mesure des indices de mode à $\lambda=10,6\mu\text{m}$ sur l'échantillon As2Se3-0904

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
As2Se3-0904	$2,63386 \pm 0,007$	$14,4399 \pm 0,06$

TAB. 6.23: Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ sur l'échantillon As2Se3-0904

L'observation du comportement modal de la structure a pu être répété avec la mesure des paramètres opto-géométriques de la couche équivalente à l'échantillon As2Se3-0704. Les résultats expérimentaux sur ce deuxième échantillon utilisant la composition Arsenic-Selenium montrent que la technique de fabrication est assez reproductible. Néanmoins l'épaisseur de couche entre les deux échantillons varie d'environ 1 μm . Il s'agira donc de déterminer dans l'avenir si cela constitue une limitation de la méthode ou si le contrôle d'épaisseur n'a simplement pas été considéré comme un aspect prioritaire au cours de cette phase.

Conclusion sur les échantillon As2Se3-0704 et As2Se3-0904 dans l'infrarouge moyen

Afin de valider une technologie de dépôt de verre de chalcogénure, deux échantillons As2Se3-0704 et As2Se3-0904 ont été testés à $\lambda=10\mu\text{m}$. La phase de caractérisation a démontré la faisabilité de guides plans diélectriques à ces longueurs d'onde avec l'observation de lignes de modes et la mesure des indices effectifs correspondant.

Dans un premier temps, les épaisseurs déposées ont été relativement importantes ($\sim 13\mu\text{m}$) par rapport aux couches minces classiques et ont provoqué un comportement multimode. Le dimensionnement de la couche en vue de réaliser une structure monomode devra à présent être pris en compte de manière plus ciblée.

Vers une solution "bande large" : les verres tellurés

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que les solutions prometteuses en chalcogénures se basent sur une couche en As_2Se_3 transmissive jusqu'à $\sim 16 \mu\text{m}$ déposée sur un substrat de As_2S_3 avec une bonne transmission jusqu'à $\sim 11 \mu\text{m}$. Cela montre que, bien que l'infrarouge moyen puisse être en partie couvert par cette solution, cette dernière ne permettra pas de couvrir l'ensemble de la bande 4 - $20\mu\text{m}$.

Puisque la technique de dépôt est à présent mieux maîtrisée, nous nous sommes penchés sur la possibilité de réaliser des couches épaisses en verres tellurés qui présentent une transmission élevée jusqu'à $20 \mu\text{m}$. C'est une approche plutôt novatrice car nous avons vu que les verres de tellures sont difficiles à manipuler d'un point de vue technologique.

L'approche adoptée jusqu'ici est conservée et de premières structures planes ont été synthétisées en déposant des couches de $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ et de TeAs_4Se_5 sur un substrat de As_2S_3 . Encore une fois, le choix du substrat est motivé par la nécessité d'atteindre la condition de guidage, ce qui peut être plus facilement garanti si la différence d'indice entre la couche et le substrat est importante. Le tableau 6.24 donne les références techniques associées aux composants testés.

Référence	Technologie
TAS-1	TeAs_4Se_5 sur As_2Se_3 par évaporation thermique
TAS-2	$\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ sur As_2Se_3 par évaporation thermique

TAB. 6.24: Référence des échantillons de couches épaisses en verre tellurés pour une technologies associées.

Etude de l'échantillons TAS-1 dans l'infrarouge moyen L'échantillon TAS-1 a été caractérisé directement dans l'infrarouge moyen par la méthode des m -lines. Les deux polarisations "TE" et "TM" ont été testées sur cet échantillon afin d'évaluer une biréfringence potentielle de la couche. Jusqu'à présent, seuls les indices de mode en polarisation "TE" ont été mesurés. C'est seulement à une étape avancée du procédé de réalisation de couches épaisses que je me suis intéressé à l'effet de la polarisation.

Le tableau 6.25 présente les valeurs des indices de mode mesurées sur l'échantillon TAS-1 en polarisation TM. Le tableau 6.26 présente le même type de mesure mais en polarisation TE. Le mode fondamental n'est pas clairement observé dans cette configuration et n'a pu être mesuré. Je n'ai donc pas utilisé de méthode de régression linéaire pour déterminer l'ordonnancement des modes TE mais la connaissance de leur équivalent pour la polarisation orthogonale permet de les ordonner dans l'ordre donné dans le tableau 6.26 car les propriétés modales ne dépendent pas de la polarisation.

Dans le tableau 6.27 sont reportés l'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche pour les deux polarisations possibles.

La réalisation de guides plans utilisant des composants tellurés pour la couche épaisse s'est révélée fructueuse. Une nouvelle structure guidante utilisable à $10 \mu\text{m}$ a été synthétisée et caractérisée, mais celle-ci ne peut être encore définie comme "couvrant la bande [4 - $20 \mu\text{m}$]" du fait de la

Date : 01/02/2005 λ : 10,6 μm Référence : TAS-1		Guide : TeAs_4Se_5 Substrat As_2S_3 indice du substrat 2,38		Prisme : Ge/30/I Matériau : Germanium Angle : 30,0° Indice : 4,00	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	+55,83	-	2,67327	2,67368	-
1	+43,56	+12,27	2,56688	2,56259	0,003
2	+28,13	+15,43	2,39436	2,39567	0,003
$R_0(0)$	-0,99975				
$R_0(1)$	-0,99967				
$R_0(2)$	-0,99878				

TAB. 6.25: Mesure des indices de mode à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ sur l'échantillon TAS-1 en polarisation TM.

Date : 01/02/2005 λ : 10,6 μm Référence : TAS-1		Guide : TeAs_4Se_5 Substrat As_2S_3 indice du substrat 2,38		Prisme : Ge/30/I Matériau : Germanium Angle : 30,0° Indice : 4,00	
Mode	Angle mesuré (deg)	Séparation angulaire	n_{eff} expérimental	n_{eff} théorique	Erreur sur n_{eff}
0	-	-	-	2,68624	-
1	+45,26	-	2,58336	2,58875	0,003
2	+30,13	+15,13	2,4189	2,42986	0,003

TAB. 6.26: Mesure des indices de mode à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ sur l'échantillon TAS-1 en polarisation TE.

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
TAS-1 (TM)	$2,71094 \pm 0,001$	$10,72 \pm 0,01$
TAS-1 (TE)	$2,71858 \pm 0,001$	$10,69 \pm 0,01$

TAB. 6.27: Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ sur l'échantillon TAS-1 pour les polarisations TM et TE.

fenêtre de transmission réduite du substrat utilisé. Une biréfringence sur l'indice de réfraction d'environ 0,08 est observée.

Etude de l'échantillons TAS-2 dans l'infrarouge moyen Un deuxième échantillon de structure plane utilisant les verres tellurés a été réalisé, mais cette fois-ci avec une structure différente puisque le composant TeAs_4Se_5 sur As_2S_3 est remplacé par du $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ sur As_2S_3 . Trois modes guidés ont été observés mais uniquement en polarisation TE. Je donne directement le résultat de l'analyse des indices de mode dans le tableau 6.28.

L'utilisation du composé $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ pour réaliser la couche guidante permet d'obtenir un indice

Référence	Indice de réfraction	épaisseur (μm)
TAS-2 (TE)	$2,8215 \pm 0,001$	$8,79 \pm 0,01$

TAB. 6.28: Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=10,6 \mu\text{m}$ sur l'échantillon TAS-2 pour les polarisation TE.

de réfraction plus élevé d'environ 0,1 pour la polarisation TE. Ce résultat est particulièrement intéressant car il permet à présent d'envisager une solution "tout-tellures" qui puisse transmettre sur toute la bande $[4 - 20 \mu\text{m}]$.

Vers une solution "tout-tellures"

La réalisation de premières structures de verres tellurés sur substrat de As_2S_3 a ouvert la voie à la fabrication d'un guide plan "tout-tellures". L'impact d'une telle solution est relativement important dans le cadre du développement d'une solution d'optique intégrée qui puisse être transmissif sur toute la bande du moyen infrarouge visée par les missions *Darwin/TPF*.

Une première tentative de fabrication de guide $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ sur un substrat de TeAs_4Se_5 a produit un échantillon que j'ai testé par la méthode des *m*-lines. À l'heure actuelle, ces essais ne se sont pas révélés concluants. Deux raisons peuvent être invoquées à cet échec momentané : soit la condition d'inversion des indices n'est pas atteinte, soit l'épaisseur du guide plan asymétrique est inférieure à l'épaisseur de coupure du guide à $10 \mu\text{m}$. Cette aspect continue d'être exploré dans le cadre de notre collaboration avec le *LPMC*.

6.3.2 Conclusion sur les solutions à base de verres de chalcogénures

Depuis le début de cette étude en Janvier 2003, la solution des guides diélectriques basés sur l'utilisation de verres de chalcogénures a fortement évolué et a abouti à l'obtention de plusieurs échantillons de guides plans fonctionnant dans l'infrarouge moyen. Leur limitation actuelle porte sur la plage de longueur d'onde qu'ils sont capables de couvrir. Le défi à atteindre à présent se concentre sur l'obtention d'une solution de guides plans "tout-tellure" afin d'étendre le domaine de transmission jusqu'à $20 \mu\text{m}$.

Les résultats obtenus à partir des verres de chalcogénures ont fait l'objet d'une publication acceptée dans la revue *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials* et présentée à la fin de ce chapitre. Une seconde publication sur la méthode des *m*-lines dans l'infrarouge moyen est actuellement en cours de préparation (Labadie et al. 2005a).

6.3.3 Cas des couches épaisses en ZnSe sur substrat ZnS

Je présenterai dans cette section le travail qui a été réalisé sur le deuxième type de matériaux sélectionnés que sont le ZnSe et le ZnS. La même problématique que pour les verres de chalcogénures s'est posée lors la fabrication des premiers échantillons ce qui a nécessité une première caractérisation dans le visible et proche infrarouge avant de passer dans l'infrarouge moyen.

Fabrication des échantillons

Les matériaux tels que le ZnSe et le ZnS ont été sélectionnés au vu de leur propriété de transmission du visible jusqu'à $20\mu\text{m}$. La technique de dépôt utilisé est la **PVD** (de l'anglais "Physical Vapour Deposition"). Lors de l'utilisation de ce procédé, la génération de la phase vapeur se fait par bombardement électronique du substrat massif. La couche est ensuite synthétisée par concaténation des éléments chimiques Zinc et Selenium. Cette procédure a lieu sous un vide poussé à 10^{-5} Pa.

Cette technique est particulièrement adaptée au dépôt de couche épaisses car la faible énergie des espèces évaporées conduit à une aussi faible contrainte mécanique sur la couche déposée. L'épaisseur déposée peut alors être relativement importante (de l'ordre de $10\mu\text{m}$) tout en minimisant les risques de décollement.

Le substrat de ZnS est synthétisé à partir d'un cristal massif pur à 99,99%, tandis que le cristal massif de ZnSe présente une pureté de 99,999%. Tous les dépôts ont été réalisés à une vitesse de $0,4\text{ nm}\cdot\text{s}^{-1}$. Le substrat sur lequel est déposée la couche se présente comme un disque de 50mm de diamètre par 5mm d'épaisseur et de rugosité inférieure à 1 nm rms. Le substrat subit trois étapes de nettoyage avant de subir un processus de dépôt. Les simulations préliminaires sur l'épaisseur de coupure du guide plan à $\lambda=10\mu\text{m}$ montrent que celle-ci est de l'ordre de $5\mu\text{m}$. Bien que le processus de dépôt tende à minimiser les contraintes mécaniques à l'interface couche - substrat, l'épaisseur déposée n'écarte pas totalement les risques de décollement. C'est pourquoi une couche d'adhérence intermédiaire de Fluorure d'Yttrium (YF_3) de 100nm d'épaisseur est déposée préalablement sans que cela n'affecte les propriétés de guidage de la structure.

Pour les guides asymétriques ZnSe/ZnS, deux échantillons ont été réalisés avec des épaisseurs visées de $4,5\mu\text{m}$ et de $6\mu\text{m}$ référencés respectivement par ZnSe-1 et ZnSe-2. La figure 6.2 montre l'aspect d'un échantillon ZnSe/ZnS avant sa caractérisation.



FIG. 6.2: Photographie d'un échantillon de couche épaisse de ZnSe sur un substrat de ZnS. Le substrat présente une épaisseur de 5 mm et un diamètre de 50 mm.

Caractérisation dans le visible et le proche infrarouge

Je ne présenterai pas ici la totalité de l'analyse de mode tel que cela a été fait pour les verres de chalcogénures pour la raison suivante : la technique de dépôt de couche de ZnSe, réalisée au *CEA-Leti* par Bernard André, est très bien contrôlée aussi bien au niveau de l'épaisseur pouvant être déposée que de la qualité technologique du composant. Le but n'était pas dans ce cas de mettre au point une technique de dépôt pour des matériaux peu connus, mais au contraire de bénéficier rapidement d'un guide plan fonctionnant dans l'infrarouge moyen et aboutissant à la deuxième phase de l'étude logique, à savoir la réalisation de masques servant à fabriquer des guides droits limités.

J'ai réalisé une caractérisation par *m*-lines sur le composant ZnSe-1 dans le visible ($0,632 \mu\text{m}$) et dans l'infrarouge ($1,31 \mu\text{m}$) qui a permis de mettre en évidence le comportement guidant de la structure. Les résultats des mesures sont présentés dans le tableau 6.29.

	$\lambda=0,632 \mu\text{m}$	$\lambda=1,31 \mu\text{m}$
Indice de réfraction	$2,653 \pm 0,001$	$2,497 \pm 0,001$
Épaisseur (μm)	$4,67 \pm 0,01$	$4,28 \pm 0,01$

TAB. 6.29: Mesure de l'indice de réfraction et de l'épaisseur à $\lambda=0,632 \mu\text{m}$ et $\lambda=1,31 \mu\text{m}$ sur l'échantillon ZnSe-1.

Caractérisation dans le visible et le proche infrarouge

Parmi les deux échantillons ZnSe-1 et ZnSe-2 disponibles, seul le second a fait l'objet d'une caractérisation dans l'infrarouge moyen. En effet, lors de l'obtention des résultats présentés sur le premier échantillon, il avait été décidé que celui-ci ferait directement l'objet de tests de gravure chimique, le rendant ainsi indisponible pour des tests ultérieurs. Le deuxième échantillon ZnSe-2 n'a quant à lui fait l'objet que d'une caractérisation dans l'infrarouge thermique. Restait la question de son épaisseur. Comme l'épaisseur visée sur le premier échantillon était en accord avec les résultats expérimentaux, on pouvait raisonnablement penser que cela serait le cas pour le second échantillon également. Nous avons malgré tout procédé à la mesure de l'épaisseur par *Microscopie Electronique à Balayage* qui a confirmé une valeur d'épaisseur d'environ $6 \mu\text{m}$.

Au vu de ces paramètres, nous pouvions nous attendre à un comportement monomode du guide plan. En effet, en considérant un indice du ZnSe massif $n=2,403$ à $10 \mu\text{m}$ et un indice du ZnS massif $n=2,21$ à la même longueur d'onde (Kloeck 1991), j'ai calculé une épaisseur de coupure du mode fondamental (cf. § 3.2.6) de $1,9 \mu\text{m}$ et une épaisseur de coupure du premier mode de $7,2 \mu\text{m}$. L'encadrement de l'épaisseur du guide concluait donc à une caractéristique monomode.

Lors de la caractérisation de l'échantillon ZnSe-2 par *m*-lines, je n'ai en effet pu observer qu'une seule ligne de mode sur tout le spectre angulaire observable. L'image 4.18 montrée au chapitre 4 est le résultat de cette caractérisation.

Le guide étant monomode à $10 \mu\text{m}$, la résolution de son équation de dispersion nécessite la valeur de son épaisseur, connue par ailleurs. La mesure de l'indice effectif du mode fondamental a permis de dériver la valeur de l'indice de couche (cf. Tab. 6.30).

mode	0
angle (deg)	+21,89
indice de mode n_{eff}	2,31
erreur sur n_{eff}	0,03
indice de couche n_c	2,342
erreur sur n_c	0,001
épaisseur e (μm)	5,5

TAB. 6.30: Résultats expérimentaux sur les paramètres de l'échantillon ZnSe/ZnS.

La caractérisation dans l'infrarouge moyen de la solution ZnSe/ZnS a mis en évidence d'une part le caractère guidant de la structure mais d'autre part son caractère monomode. Cela signifie que la technique de dépôt de couche épaisse de ZnSe est suffisamment bien contrôlée pour réussir à déposer l'épaisseur nécessaire à un comportement multimode.

6.3.4 Conclusion sur le cas des couches épaisses ZnSe/ZnS

Ce résultat fut considéré à ce moment très satisfaisant car la technologie avait montré plus de maturité que dans le cas des guides en verres de chalcogénures. L'aspect lié à la réalisation de guides canaux put dès lors être pris en considération.

6.4 Perspectives pour la réalisation de guides droits

Bien qu'encore en cours, cette étape a déjà donné un certain nombre d'indications concernant la réalisations de guides droits à partir des technologies développées

Verres de chalcogénures Cette solution a montré qu'il était possible de réaliser des guides plans par évaporation thermique. Le contrôle de l'épaisseur de couche, fondamental dans le processus de réalisation d'un guide monomode, n'est pas encore parfaitement maîtrisé, mais il s'agit essentiellement d'une question de procédure. Un avantage important des verres de chalcogénures est son potentiel pour réaliser des guides qui puissent couvrir la bande de l'infrarouge moyen jusqu'à 20 μm avec la solution des verres tellurés, si cette dernière est confirmée. La technique de gravure de couche mince a déjà été testée sur des verres à base de Germanium. La figure 6.3 montre le résultat obtenu avec une couche mince de type Ge-As-Se.

Il est important de souligner que ces tests doivent avant tout mettre en évidence la capacité à dimensionner des guides par gravure. C'est pourquoi le fait de réaliser les premiers tests sur des structures non guidantes (Ge-As-Se) ne constitue pas une limitation. Le transfert du procédé de gravure peut ensuite être plus facilement envisagé.

Couches de ZnSe sur substrat ZnS Pour ce type de structure, la technique de dépôt est bien contrôlée en particulier en ce qui concerne l'épaisseur déposée. Néanmoins, la transmission reste limitée par le substrat en ZnS dont les pertes deviennent importantes après 11 μm . Comme

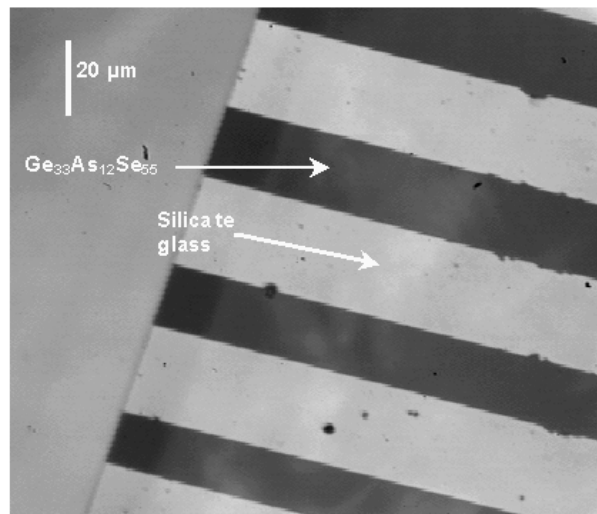


FIG. 6.3: Gravure de guides droits sur un échantillon GeAsSe sur silice. (*Image LPMC*)

pour la solution précédente, des tests de gravure chimique ont été réalisés mais ceux-ci n'ont pas été concluants (Labeye 2005)

6.5 Conclusion sur la solution des guides diélectriques

En termes de guides plans, deux solutions technologiques fonctionnant dans l'infrarouge thermique ont été obtenues : les solutions basées sur le dépôt d'une couche de ZnSe sur un substrat de ZnS d'une part, les solutions à base de verres de chalcogénures d'autre part. La maturité atteinte en termes de contrôle des contraintes technologiques diffère légèrement d'une solution à l'autre. Dans le cas des guides plans ZnSe/ZnS, l'épaisseur déposée a été contrôlée sur toute la surface de l'échantillon à $0,5 \mu\text{m}$ près par rapport aux épaisseurs ciblées de $4,5 \mu\text{m}$ et de $6 \mu\text{m}$. En revanche, l'homogénéité en épaisseur – i.e. la planéité de la couche – reste bornée par cette incertitude lorsque la mesure est effectuée en différents points de la couche guidante. Ces conditions ont néanmoins permis de fabriquer deux échantillons monomodes à $10 \mu\text{m}$. Dans le cas des verres de chalcogénures, la maturité technologique permettant de réaliser des guides planaires a rejoint le même niveau que la solution précédente. La différence porte en revanche sur le contrôle en épaisseur puisque nous avons mesuré expérimentalement des écarts proches de $5 \mu\text{m}$ entre les différents échantillons synthétisés. Du fait de l'existence d'une épaisseur de coupure pour le guide asymétrique, cet aspect implique qu'une difficulté subsiste encore dans la réalisation d'une structure planaire monomode en verre de chalcogénure. Cependant, une amélioration du contrôle en épaisseur est tout à fait envisageable dans un futur proche car cela relève plutôt d'un savoir-faire expérimental que d'un réel développement technologique.

La réalisation de guides droits limités constitue une étape technologique supplémentaire qui a initialement donné des résultats plus probants avec la solution des verres de chalcogénures (cf. § 6.4). Les essais de gravure chimique sur un composant ZnSe/ZnS ont en revanche provoqué la dégradation de la couche guidante.

Enfin, les verres de chalcogénures présentent un avantage avec la solution des verres tellurés permettant d'étendre la transmission jusqu'à $20 \mu\text{m}$.

Ces différents éléments pris en considération ont donc favorisé la poursuite du développement de la solution en verre de chalcogénures, avec un effort plus particulier mené sur la répétabilité du procédé et le contrôle de l'épaisseur.

6.6 Publication dans *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*

Selenide and telluride thick films for mid and thermal infrared applications

C. Vigreux-Bercovici ^{a*}, L. Labadie ^b, J.E. Broquin^c, P. Kern ^b and A. Pradel ^a

^a Laboratoire de Physico-chimie de la Matière Condensée, Institut Gehhardt, UMR 5617, Université Montpellier II, Place Eugène Bataillon, 34095 Montpellier cedex 5, France

^b Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, Observatoire de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble cedex 9, France

^c Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique, ENSERG, 23 av. des Martyrs, BP 257, 38016 Grenoble cedex 1, France

* Corresponding author. Tel. : +33 4 67 14 33 23; fax : +33 4 67 14 42 90; e-mail : cvigreux@lpmc.univ-montp2.fr

Abstract : Planar waveguides based on selenide (As_2Se_3) or telluride (TeAs_4Se_5 or $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$) glasses were elaborated and shown to work at 10.6 μm . The waveguides were obtained by deposition of thick films (up to 15 μm) on polished As_2S_3 glass substrate by thermal evaporation. The films were proved to be homogeneous, dense, adhesive to the chalcogenide substrate and transparent up to 18 microns. M-lines measurements at 10.6 μm highlighted the presence of several guided mode lines, proving that the manufactured structures behaved as waveguides and allowed us to measure the refractive index of the layers, i.e. 2.689 ± 0.077 , 2.719 ± 0.003 and 2.821 ± 0.005 were measured for the As_2Se_3 , TeAs_4Se_5 , and $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ films, respectively.

PACS : 81.15.Ef 78.66.Jg 42.70.Km

Keywords : Selenide and telluride thick films ; RF-Sputtering ; Thermal evaporation ; Optical characterisation ; m-lines measurements, Thermal infrared waveguides

1. Introduction

Due to their transparency in the infrared, up to 20 microns for few telluride compositions, their high refractive index, their photosensitivity and their ease of preparation in thin film form, chalcogenide glasses appear as good potential candidates for integrated optics and technological applications related to detection in the mid-infrared spectral domain. The papers dealing with these materials in bulk or thin film form have been growing for the past few years [1-4]. In particular some concern environmental metrology [5-7] and others spatial interferometry [8-9] for example. Since a recent date, astronomical interferometry has indeed tackled the question of the direct detection of exo-planetary systems with the ESA *Darwin* mission [10] as a major planned project. The very faint angular separation between an earth-like planet and its parent star

as well as the very high contrast between the two bodies has plead in favour of a nulling interferometry mission in the mid-infrared range [4 – 20 microns] [10]. In a recent time, the use of single-mode integrated optics (IO) in the near-infrared [11] has shown that this solution was an excellent alternative to bulk optics systems, both for the reduced complexity in the beam combination system and for its features of modal filtering, which is mandatory for nulling interferometry [12]. The opportunity to implement this kind of solution for the *Darwin* mission has then a great interest. To date, single-mode integrated optics is limited to the near infrared windows H and K due to the silica transmission window. It is thus directly incompatible with the will of the *Darwin* mission. Therefore, the development of single-mode integrated optics components working in the whole range [4 μm – 20 μm] is required. One of the promising possibilities to extend the IO concept to the mid-infrared is to use chalcogenide glasses.

The objective of the present work is to validate chalcogenide technology at 10 microns. The possibility of depositing some 10 μm -guiding thick layers of different chalcogenide glasses was thus investigated. Three compositions were selected : As_2Se_3 , $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and TeAs_4Se_5 . Their transmission domain is known to extend up to 16 microns for the first one, and to 18 microns for the other two [13-14].

2. Experimental

2.1. Thick film manufacturing process

The $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and TeAs_4Se_5 glasses were elaborated using the well-known melt-quenching method, from commercial elemental precursors (Te, As, Se). The chemicals were not further purified in-house before being batched into quartz ampoules in a glove box under a dry argon atmosphere. The ampoules containing the glass batch were evacuated to approximately 10^{-3} Pa, sealed using an oxygen-methane flame and then placed in a furnace. The batches were melted at 600°C , annealed at 145°C for $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and 170°C for TeAs_4Se_5 (approximately 10°C above the glass transition temperature T_g of the glasses), and cooled slowly down to room temperature. The whole process took approximately 3 days.

Some $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and TeAs_4Se_5 films were deposited by RF-sputtering from bulk glass targets. These targets were obtained from the previously elaborated glasses. The latter were cut in rods of 0.5 cm in length and 2.5 cm in diameter. Before the deposition, the chamber was evacuated down to approximately 10^{-4} Pa to avoid ambient contamination. An operating argon pressure of 5 Pa was used. A low RF power of 20 W was imposed because of the dielectric character of the chalcogenide glasses. The deposition rate was comprised between 0.05 and 0.1 $\mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$ depending on the composition. Substrates were microscope slides. Before being introduced in the vacuum chamber, they were cleaned with a commercial DECON detergent in an ultrasonic bath, rinsed in alcohol and dried with dry air. The films were annealed at 10°C below their glass transition temperatures T_g . The RF-sputtered films will be noted RF-TAS1 and RF-TAS2 for TeAs_4Se_5 and $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$, respectively.

Some As_2Se_3 , $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and TeAs_4Se_5 films were deposited by thermal evaporation from ALDRICH commercial As_2Se_3 and home made $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and TeAs_4Se_5 powders. The powder weight was chosen in order to obtain films of about 10 microns in thickness. Before the deposition, the chamber was evacuated down to approximately 10^{-4} Pa to avoid ambient contamination. A growing intensity was then applied. Three types of substrates were used : (i) microscope slides ; (ii) pieces ($1\times 1\text{ cm}^2$) of polished As_2S_3 bulk glass rinsed in alcohol and dried with dry air and (iii) commercial targets (5 cm in diameter and 5 mm in thickness) of polished As_2S_3 bulk glass also rinsed

in alcohol and dried with dry air. The thermal evaporated films will be noted EV-AS, EV-TAS1 and EV-TAS2 for As_2Se_3 , TeAs_4Se_5 and $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$, respectively.

2.2. Characterisation of the thick films : physical and optical parameters

The glass transition temperature of the TeAs_4Se_5 and $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ bulk glasses was measured thanks to a SETARAM DSC 121. The transparency of the bulk glasses was checked using a PERKIN ELMER Spectrum One in the range $5000\text{-}400\text{ cm}^{-1}$. The adhesion of the films on the substrates was checked by the classical adhesive tape test. The film thickness was estimated by profilometry (using a DEKTAK 3 VEECO). The aspect and roughness of the film surface were inspected using a DIGITAL INSTRUMENTS D3100 Atomic Force Microscopy. The film cross-sections were investigated thanks to an HITACHI Scanning Electron Microscopy. The composition of the TeAs_4Se_5 and $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ bulk glasses and the composition of the RF-sputtered or thermal evaporated films were analysed thanks to an OXFORD EDS ISIS300 installed on a CAMBRIDGE SEM S360. The film refractive index at $1.5\text{ }\mu\text{m}$ and optical band gap were estimated from the optical transmittance spectra recorded with an UV-vis-NIR spectrophotometer (CARY 50 VARIAN) in the range $400\text{ nm} - 3000\text{ nm}$.

2.3. Characterisation of the thick films : modal behaviour in the near and mid-infrared

To assess that the manufactured films can behave as slab waveguides, the m -lines method [15-17] was implemented at the wavelength $\lambda = 10.6\text{ }\mu\text{m}$. The m -lines experiment is routinely used to characterise thin films in the visible and near-infrared [17] but it represents a novel and useful instrumental tool for mid-infrared characterisation of 1-dimensional slab waveguides.

The m -lines method is based on prism coupling theory: a prism is placed on the surface of the planar waveguides and brought in close contact with the slab through a pushing screw, creating a small air gap (or optical contact) between the slab and the prism surface. If the prism refractive index is higher than the film one and if the conditions of total reflection at the base of the prism are fulfilled, an evanescent field exists in the air gap and light could be coupled onto the existing propagation modes of the waveguide similarly to a tunnelling effect. When a beam is focalised on the optical contact, only specific angular directions of the incoming rays may correspond to the excitement of potential propagation modes. This situation is called "phase matching conditions". The rays matching this case will thus not be reflected at the base of the prism. This will result in missing black lines (" m -lines") in the reflected beam. Figure 1 provides a schematic diagram of the prism coupling principle. The observation of black lines first ensures that propagation modes exist in the slab waveguide and that they can be excited, providing a proof of the modal behaviour of the sample. In addition, the m -lines experiment allows measuring the refractive index of the thin layer and its thickness through a methodology detailed in [16]. The m -lines experiment provides a local measurement of the optical parameters of the layer over an area which is of the size of the optical contact (typically 0.25 mm^2) with accuracies of 0.001 on the refractive index and $0.5\text{ }\mu\text{m}$ on the thickness. A complete description of the m -lines procedure and measurements on selenide and telluride thick films will be presented in a forthcoming paper (Labadie et al., 2005). M -lines measurements were first performed at $1.196\text{ }\mu\text{m}$ and $1.55\text{ }\mu\text{m}$ using a silicon prism in order to benefit from the comparison with data obtained by spectrophotometry. Then, the measurements were pursued in the mid-infrared at $10.6\text{ }\mu\text{m}$ using a germanium prism.

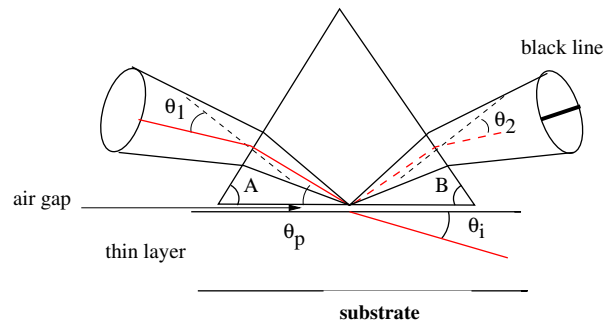


FIGURE 1 : Schematic of m-lines experiment principle. The incident focalized beam contains a ray with angular position θ_1 that fills the phase matching conditions with a propagation mode of the slab waveguide. The coupling process into the waveguide results in a black line in the output beam that coincides with missing energy. The measurement of the black line angular position provides the value of the corresponding mode index.

3. Results and discussion

3.1. Bulk glass characterisation

The $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and TeAs_4Se_5 bulk glasses were amorphous and characterised by glass transition temperatures T_g of 143°C and 170°C , respectively. These values are to be compared with the literature ones which are 137°C [18] and 157°C [19], respectively. The transparency domain for $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and TeAs_4Se_5 glasses was checked by transmission measurements in the infrared region (Figure 2).

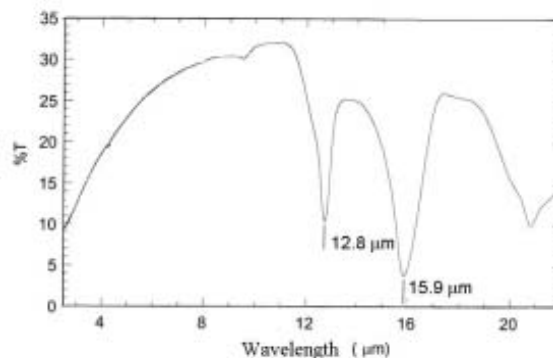


FIGURE 2 : Transmission spectrum of the TAS1 bulk glass

If transmission until 18 microns was obtained, as predicted by literature [13-14], it can be noted that transmission percentage does not exceed 35%. This result can be explain taking into account the high TAS glass refractive index, which involves some

important losses by reflection at the interfaces of the air. In addition, some important absorption bands were observed around 12.8 and 15.9 microns, which were expected taking into account the absence of purification of the elemental precursors and attributed to As-O bonds in As_2O_3 and As-O-As bonds, respectively [20-23]. The presence of oxygen was indeed detected during the EDS measurements. However owing to the very small quantity it has not been taken into account in the calculation of the composition of the two bulk glasses given in TABLE 1.

Glass	$\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$	TeAs_4Se_5
At. % in Te	20.6	10.0
At. % in As	30.7	41.1
At. % in Se	48.7	48.9

TABLE 1 : Composition of the $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and TeAs_4Se_5 glasses as calculated from EDS experiments.

3.2. Thick film characterisation

The adhesion of the films on the substrates was checked by the classical adhesive tape test. All the RF sputtered thin films were shown to be adhesive to the microscope slides, which was not the case for the thermal evaporated thick films. This result can be understood by the high thickness of the evaporated films which probably induced high stress at the interface. On the other hand, the thermal evaporated thick films were very adhesive on the As_2S_3 bulk glass substrates.

The films deposited on microscope slides were striped down to the substrate and the profile of the stripe was analysed by profilometry. The RF-TAS1 and RF-TAS2 sputtered films were characterised by a thickness of about 0.37 μm and 0.45 μm , respectively. These thicknesses were obtained after 6 hours of deposition. RF-sputtering is thus limited for an application such as spatial interferometry since layers of about 10 microns are required. The EV-AS, EV-TAS1 and EV-TAS2 film thicknesses were comprised between 8 and 15 microns. The deposition process took 10 minutes approximately.

Whatever the deposition method, thickness was shown to be not homogeneous all over the sample : it is maximum in the centre and decreases as the measured point moves far from it. This result was expected taking into account the fact that the deposition was performed without any rotation of the substrate. The experimental points and the calculated profiles obtained for a 9 micron thick EV-TAS2 film are given in Figure 3.

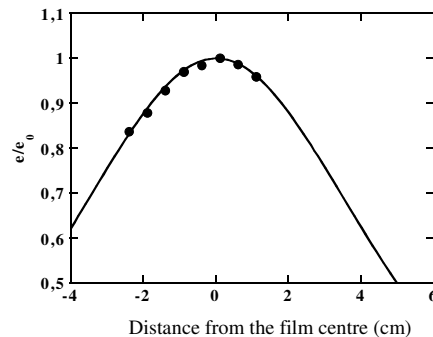


FIGURE 3 : Thickness measured at different points of a EV-TAS2 film compared to the thickness in the film centre (e_0), versus the distance between the measured points and the centre. The calculated curve was obtained applying a cosinusoidal law.

The RF sputtered films were shown to have a column-like structure. This structure can be explained taking into account the Thornton Zone Diagram [24], the rather high glass transition temperature of the selected telluride materials and the deposition conditions (pressure between 1 and 10 Pa, not-heated substrates). Indeed, three-dimensional nucleation is expected to be the dominant mechanism of film formation in the absence of substrate heating. Therefore, the film growth on the glass substrate most likely forms by the coalescence of islands from nucleation. In order to make the column-like structure disappear, and to get denser films, they were annealed at $T_g + 10$ °C. But the opposite result was obtained : the column-like structure persisted and the gathering of the columns in clusters of bigger size was responsible for an increase in the porosity, as illustrated in Figure 4.

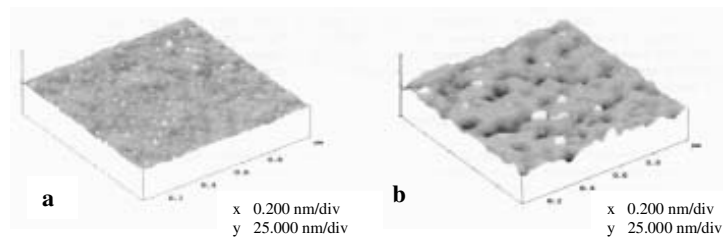


FIGURE 4 : Three-dimensional AFM pictures of a 0.45 micron thick RF-TAS2 film : a) before annealing ; b) after annealing.

This result was already observed in previous work [25]. Furthermore it was shown that the increase in porosity was responsible for a decrease in the refractive index of the films.

No column-like structure was observed in the case of the thermal evaporated films, as shown in the SEM pictures of the EV-TAS1 and EV-TAS2 film cross-sections given in Figure 5. The layers seem to be dense, at the opposite of the layers obtained by RF sputtering.

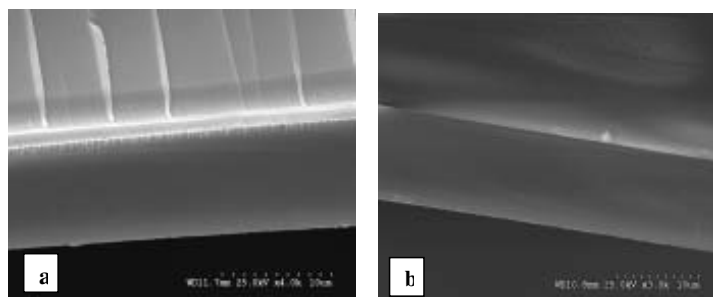


FIGURE 5 : SEM pictures of the a) 9.2 µm thick $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and b) 10.1 µm thick TeAs_4Se_5 film cross-sections.

The roughness of the EV-TAS1 and EV-TAS2 films was comprised between 10 and 17 nanometers according to an AFM study. It is to be noted that these layers present a mirror aspect, as shown in Figure 6.



FIGURE 6 : Photos of a 10.1 micron thick EV-TAS1 film deposited on a As_2S_3 commercial target of 5 cm in diameter and further polished down to 0.2 micron.

The compositions of the telluride films are given in Table 2. It can be noted that the film compositions are not so far from the ones of the bulk glasses, whatever the deposition method. In the case of RF-sputtering, this result is not so unexpected since it is a characteristics of the method to allow the elaboration of layers with composition close to the one of the target. In the case of thermal evaporation, which is usually not advised to obtain multi-components films, such a result could be obtained thanks to the relatively close vapour pressures of the three elements Te, As and Se, i.e. 23,1 Pa at 449 °C, 15,8 Pa at 300 °C and 31,6 Pa at 300°C, respectively [26-27].

Glass	RF-TAS2	RF-TAS1	EV-TAS2	EV-TAS1
At. % in Te	21.0	11.2	23.1	11.1
At. % in As	29.8	39.4	30.9	40.9
At. % in Se	49.2	49.4	46.0	48.0

TABLE 2 : Composition of the telluride films.

Only the thermal evaporated films were studied in term of optical characterisation. Indeed it was already shown that the columnar structure of the RF-sputtered chalcogenide films, persisting after annealing, was responsible for a high porosity in the films and a decrease in the effective refractive index compared to the one of the corresponding bulk [25]. The RF-sputtering was thus discarded for the concerned application. On the contrary, the absence of column-like structure justified an optical study of the thermal evaporated films. The refractive index at 1.5 μm and the optical band gap of the evaporated films deposited on microscope slides were estimated from the optical transmission spectra in the 400-3000 nm range. A typical optical transmission spectrum is shown in Figure 7.

The optical band gaps were estimated to be 671 nm, 838 nm and 924 nm for the EV-AS, EV-TAS1 and EV-TAS2 films, respectively. The refractive index at 1.5 microns was estimated considering successive maxima in the curve around 1500 nm. This method is not very precise, since the thickness of the film has to be known with precision whereas it is not homogeneous all over the sample. Values comprised between 2.7 and 2.8 at 1.5

microns were obtained for the three compositions. It can be noted that the estimated values are quite close to the ones of the bulk glasses (around 2.8 at 1.55 microns [28] and 2.8014 at 3 μm [value given by VITRON, which provides some As_2Se_3 targets] for the AS and 2.8 at 1.55 microns for TAS2 bulk glass [29]).

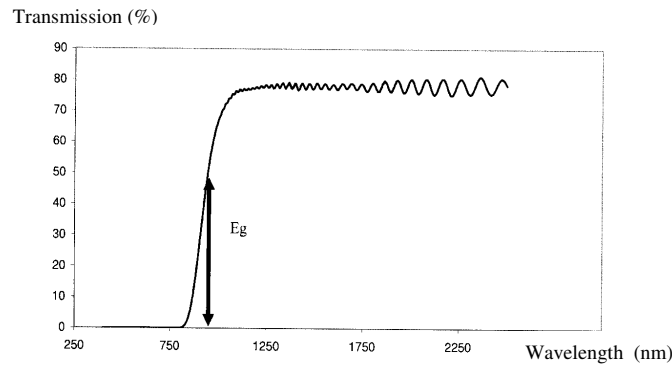


FIGURE 7 : UV-vis-NIR optical transmission spectrum recorded for a 9.2 micron thick EV-TAS2 film.

This can be related to the poor porosity revealed by the SEM pictures (Figure 4). Indeed according to Kinoshita and Nishibori relationship (Eq.1) the effective refractive index of the film n is close to the refractive index of the bulk glass n_s , when the porosity p is low [30].

$$n = (1-p)n_s + pn_v \quad (\text{Eq.1})$$

where n is the effective refractive index, n_v the refractive index of the empty areas, n_s the one of the material, and p the porosity.

To end, the thermal evaporated films deposited on As_2S_3 bulk glass substrates were characterised by the m -lines method. The EV-AS films were characterised in the near-infrared (1.196 μm and 1.55 μm) and the mid-infrared (10.6 μm). The EV-TAS1 and EV-TAS2 films were only characterised in the mid-infrared. In all cases, the simple observation of mode lines proved that the manufactured structures behaved as waveguides with the fulfilled condition $n_{\text{film}} > n_{\text{substrate}}$. The observation of several mode lines clearly revealed a multi-mode behaviour of those samples. In Table 3 are reported the extracted values of refractive index and thickness of the different films. The reported results are made for TE polarisation. This information is of major importance since it will now allow us to calculate the guide dimensions of the further structures in order to achieve 1-dimension single-mode waveguides.

Sample	EV-AS			EV-TAS1	EV-TAS2
λ (μm)	1.196	1.55	10.6	10.6	10.6
Index n	$2.776 \pm .007$	$2.740 \pm .0077$	$2.689 \pm .0077$	$2.719 \pm .003$	$2.821 \pm .005$
e (μm)	13.2 ± 0.6	13.3 ± 0.6	13.3 ± 0.5	10.0 ± 0.2	8.8 ± 0.2

TABLE 3 : Refractive index and thickness measured by the m -lines method for different thermal evaporated films deposited on As_2S_3 bulk glass substrates. Note that the refractive

index of these substrates is 2.47 at 1.1966 μm , 2.438 at 1.55 μm and 2.38 at 10.6 μm . For sample EV-AS, the same thickness is measured with 0.5 μm accuracy since the *m*-lines measurement was performed on the same part of the film.

The value of 2.689 ± 0.0077 at 10.6 microns for the EV-AS film is to be compared to that for the bulk glass, which is 2.7775 at 10 μm [value given by VITRON]. According to Eq.1, it would correspond to a porosity of 5 %, approximately.

4. Conclusion

Three selenide or telluride glasses being potential candidates for the realisation of waveguides working at 10 microns were studied : As_2Se_3 , $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and TeAs_4Se_5 . The bulk $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and TeAs_4Se_5 glasses were elaborated by the classical melt-quenching method. The $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ and TeAs_4Se_5 glasses were shown to be characterised by a glass transition temperature of about 143 °C and 170 °C, respectively. The absence of purification of the elemental precursors was responsible for some absorption bands around 13 and 15 microns, due to As-O bonds.

The films were deposited by two different methods : RF sputtering and thermal evaporation. RF sputtering was rapidly discarded since the deposition rate is very low and the sputtered dielectric films have a columnar structure, resulting in a high porosity and low refractive index. Thermal evaporation allowed to obtain layers with thicknesses comprised between 8 and 15 microns. These layers are dense and adhesive to polished As_2S_3 glass substrates. The vapour pressures of the three elements Te, As and Se being similar, the composition of the films was very close to the one of the bulk glasses. Thanks to transmission spectra recorded in the [400-3000nm] range, the refractive index was estimated to be comprised between 2.7 and 2.8 at 1.5 microns, whatever the composition. In the case of the As_2Se_3 thick films, *m*-lines experiments confirmed such a value, since a refractive index of 2.740 ± 0.077 at 1.55 μm was obtained. The *m*-lines measurements at 10.6 μm gave very encouraging results, since the observation of several mode lines proved the waveguide behaviour of the structures. Refractive indexes of 2.689 ± 0.077 , 2.719 ± 0.003 and 2.821 ± 0.005 were measured for the As_2Se_3 , TeAs_4Se_5 , and $\text{Te}_2\text{As}_3\text{Se}_5$ films, respectively.

Our objective was to prove the feasibility of waveguides based on selenide or telluride glasses and able to work in the mid-infrared. The first results are very encouraging, since they prove that it is possible to deposit thick (up to 15 μm) adhesive waveguiding films of good optical quality by thermal evaporation. The observation of several mode lines highlighted a multi-mode behaviour and the knowledge of the refractive index at 10.6 μm will allow the optimisation of the guide geometry in order to observe a single-mode one.

Acknowledgments

The authors are grateful to V. Ranieri, V. Boulenc, S. Monclar and F. Vial for their contribution to the work and to Dr. Amal Chabli for her precious help in the *m*-lines measurements. The authors thanks the IMEP-INPG and the European Space Agency for financial support and interest in the work.

References

1. D. A. Turnbull, J. S. Sanghera, V.Q. Nguyen, I.D. Aggarwal, *Mater. Lett.*, **58(1-2)** (2004) 51
2. S. Ramachandran, S.G. Bishop, *Appl. Phys. Lett.* **74** (1999) 13
3. M. Martino, A.P. Caricato, M. Fernandez, G. Leggieri, A. Jha, M. Ferrari and M. Mattarelli, *Thin Solid Films* **433** (2003) 39
4. P. Nagels, E. Sleenckx, R. Callaerts, E. Marquez, J.M. Gonzales-Leal, A.M. Bernal-Oliva, *Solid States Ionics* **102(7)** (1997) 539
5. J. Keirsse, C. Boussard-Plédel, O. Loreal, O. Sire, B. Bureau, B. Turlin, P. Leroyer, J. Lucas, *J. of Non-Cryst. Solids* **326/327** (2003) 430
6. V. Balan, C. Vigreux, A. Pradel, A. Llobera, C. Dominguez, M.I. Alonso, and M. Garriga, *J. of Non-Cryst. Solids* **326/327** (2003) 455
7. D. Le Coq, C. Boussard-Plédel, G. Fonteneau, T. Pain, B. Bureau and J. L. Adam, *Materials Research Bulletin* **38(13)** (2003) 174
8. E. Laurent, I. Schanen, F. Malbet, G. Taillades, *Astronomical Telescopes and Instrumentation, Interferometry in Optical Astronomy*, Munich, Germany, March 27-31, 2000, *Proc. SPIE Vol.* **4006** (2000) 1090
9. E. Laurent, P. Kern, I. Schanen, V. Balan, C. Vigreux, A. Pradel, R. Romestain, S. Setzu, P. Labeye, K. Perraut, and P. Benech, *Astronomical Telescopes and Instrumentation, Interferometry in Optical Astronomy*, Hawaii, U.S.A., August 22-28, 2003, *Proc. SPIE* **4838** (2003) 1344
10. M. Fridlund, in ASP Conf. Ser. 213, *Bioastronomy* **99** (2000) 167
11. J.-P. Berger et al., *Astronomy and Astrophysics*, **376** (2001) L31
12. M. Ollivier et al., *Applied Optics*, **36** (1997) 5340
13. V.S. Shiryayev, J.-L. Adam, X.H. Zhang, C. Boussard-Plédel, J.Lucas, M.F. Churbanov, *J. of Non-Crystalline Solids* **336** (2004) 113
14. S. Hocde, "Fibres optiques en verre infrarouge, application en chimie et biologie", Thèse, Université de Rennes I (2000)
15. P.K. Tien, R. Ulrich and R.J. Martin, *Applied Physics Letters*, **14** (1969) 291
16. R. Ulrich and R. Torge, *Applied Optics*, **12** (1973) 2901
17. J.M. White and P.F. Heidrich, *Applied Optics*, **15** (1976) 151
18. K. Michel, B. Bureau, C. Pouvreau, J. C. Sangleboeuf, C. Boussard-Plédel, T. Jouan, T. Rouxel, J. -L. Adam, K. Staubmann, H. Steinner et al., *J. of Non-Cryst. Solids*, **326-327** (2003) 434
19. D.D. Thornburg, *J. of Electr. Mater.* **2(4)** (1973)
20. T. Kanamori, Y. Terunuma, S. Takahashi, T. Miyashita, *J. of Non-Cryst. Solids* **69** (1985) 231
21. C.T. Moynihan, P.B. Macedo, M.S. Maklad, R.K. Mohr and R.E. Howard, *J. of Non-Cryst. Solids* **17** (1975) 369
22. D.S. Ma, P.S. Danielson and C.T. Moynihan, *J. of Non-Cryst. Solids* **37** (1980) 181
23. J. Nishii, T. Yamashita and T. Yamagishi, *J. Mater. Sci.* **24** (1989) 4293
24. J.A. Thornton, *J. Vac. Sci. Technol.* **11** (1974) 666
25. V. Balan, C. Vigreux, and A. Pradel, *J. of Optoelectr. and Adv. Mat.* **6(3)** (2004) 875
26. A.B. Seddon, *Proc. 9th International Symposium on non-oxide glasses*, Hangzhou, China (1994) 14
27. D. Lezal, B. Petrovska, G. Kuncova, M. Pospisilova and J. Gotz, *Proc. SPIE* **799** (1987) 44
28. J.M. Laniel, J.M. Ménard, K. Turcotte, A. Villeneuve, R. Vallée, C. Lopez and K.A. Richardson, *J. of Non-Cryst. Solids* **328** (2003) 183
29. A.R. Hilton, *Proc. SPIE Infrared Fiber Optics III*, **1591** (1991) 34
30. K. Kinoshita and M. Nishibori in : A. Richardt, A.-M. Durand, *Les interactions ions énergétiques-solides*, In Fine, Paris, (1997) 357

Chapitre 7

Qualification du filtrage modal : approche interférométrique

Sommaire

7.1	Introduction	229
7.2	Etude du comportement modal entre $7\mu\text{m}$ et $15\mu\text{m}$	230
7.2.1	But de l'expérience	230
7.2.2	Principe de l'observation des coupures de mode	230
7.2.3	Étalonnage par le spectre du corps noir	231
7.2.4	Rapport Signal-à-Bruit en faible flux	231
7.2.5	Résultats expérimentaux sur des guides creux métalliques	233
7.2.6	Conclusion	242
7.3	La mesure de contraste en bande étroite	244
7.3.1	Méthodologie de mesure	244
7.3.2	Mesure de contraste sans erreur de phase induite	245
7.3.3	Mesure de contraste avec une erreur de phase induite	248
7.3.4	Comparaison des résultats	249
7.4	Commentaires et conclusions	250

7.1 Introduction

Jusqu'à présent, je me suis attaché à quantifier, à partir de l'analyse de la polarisation et du flux transmis, les performances des différents type de guides synthétisés. Dans le présent chapitre, j'ai cherché à explorer de manière plus approfondie le comportement modal en fonction de la longueur d'onde d'une part et à évaluer les propriétés de filtrage des guides d'onde d'autre part. Le titre de ce chapitre est justifié par le fait que cette démarche a fait appel au développement et à l'utilisation de bancs interférométriques. Dans le premier cas, l'outil expérimental utilisé est le *Spectromètre à Transformée de Fourier* présenté au chapitre 3 et permettant d'extraire le spectre de transmission du composant à partir de l'interférogramme en bande large. Dans le deuxième cas, j'ai exploré les performances de filtrage modal à partir des contrastes interférométriques obtenus à l'aide d'un banc de type Michelson opérant en bande étroite et utilisant des optiques

à forte ouverture numérique.

La première partie du chapitre est consacrée à l'étude spectrale des composants, la deuxième partie présente les résultats qualifiant le filtrage modal.

Cette partie de l'étude ne concerne que les guides creux métalliques car il s'agit de la seule technologie ayant permis à l'heure actuelle de réaliser des guides canaux à deux dimensions.

7.2 Etude du comportement modal entre $7\mu\text{m}$ et $15\mu\text{m}$

7.2.1 But de l'expérience

Les résultats prometteurs obtenus dans la section précédente ont montré l'existence nette d'un comportement modal différent suivant la géométrie du guide d'onde caractérisé. Ces résultats ont été obtenus en lumière monochromatique à l'aide d'un laser CO_2 . Une information supplémentaire peut être fournie en mesurant le spectre en transmission d'un composant par la méthode présentée à la section 4.5. Le banc de Spectrométrie à Transformée de Fourier développé doit permettre d'observer les coupures de modes du guide d'onde suivant le principe simple suivant : nous avons vu au chapitre 3 que la répartition spectrale des longueurs d'onde de coupure était fonction de l'ordre du mode associé (i.e. la longueur d'onde de coupure est d'autant plus grande que l'ordre du mode est bas) ; ainsi, le spectre du flux infrarouge transmis à travers un composant guide creux doit théoriquement permettre d'observer les chutes de puissance consécutives à la perte d'un mode guidé.

7.2.2 Principe de l'observation des coupures de mode

Prenons le cas simple d'un guide métallique de dimensions $a=10\ \mu\text{m}$ et $b=7\ \mu\text{m}$. Le calcul des longueurs d'onde de coupure par l'équation 3.59 donne une coupure du mode fondamental TE_{10} à $\lambda=20\ \mu\text{m}$, une coupure du premier mode d'ordre supérieur TE_{01} à $\lambda=14\ \mu\text{m}$, et une coupure du second mode d'ordre supérieur TE_{20} à $\lambda=10\ \mu\text{m}$. La coupure monomode-bimode se trouve à $\lambda=14\ \mu\text{m}$. A partir de la formule permettant de calculer le coefficient de couplage sur un mode et en négligeant l'effet de l'adaptation d'impédance, j'ai calculé la transmission du guide sur la bande $[10 - 20\ \mu\text{m}]$.

La figure 7.1 montre le résultat obtenu pour trois ouverture numérique différentes ($f/1$, $f/0.5$, $f/0.3$). On peut observer à la longueur d'onde de $14\ \mu\text{m}$ la coupure de mode entre le mode fondamental TE_{10} et le premier mode d'ordre supérieur TE_{01} . La discontinuité à cet endroit de la courbe de transmission s'explique très bien si l'on considère l'exemple simple d'une source en entrée ayant une densité spectrale de puissance uniforme sur la bande considérée. Pour le mode fondamental, j'ai calculé le coefficient de couplage pour chaque longueur d'onde de la bande relativement à une puissance incidente égale à l'unité. Le même raisonnement est applicable pour le mode d'ordre supérieur mais uniquement sur la bande $[10 - 14\ \mu\text{m}]$, ce mode n'étant plus propagé au-delà de $14\ \mu\text{m}$. Dans cette bande, la somme des efficacités de couplage n'est plus relative à une puissance incidente égale à l'unité mais à deux fois l'unité. Il faut donc simplement renormaliser la courbe entre $10\ \mu\text{m}$ et $14\ \mu\text{m}$, ce qui crée une discontinuité dans la courbe de couplage du mode fondamental. D'un point de vue physique, la puissance incidente doit se répartir entre deux modes ayant leur propre efficacité de couplage tandis qu'elle n'est plus couplée que sur un seul mode après $14\ \mu\text{m}$.

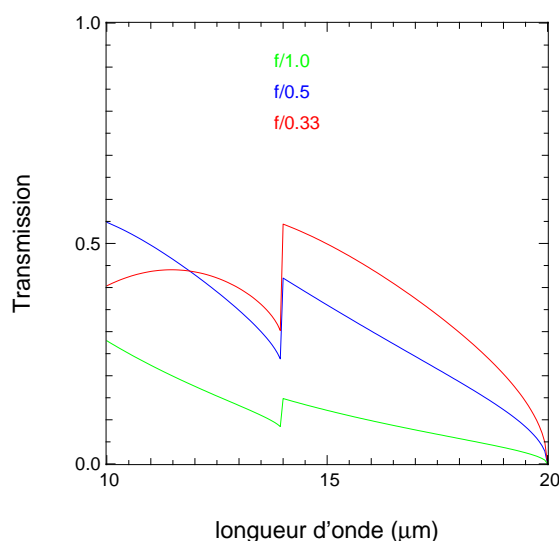


FIG. 7.1: Courbe de transmission simulée d'un guide d'onde métallique de dimensions $a=10\ \mu\text{m}$ et $b=7\ \mu\text{m}$. Trois cas d'ouvertures numériques sont représentés : $f/1$, $f/0,5$, $f/0,33$. On observe une coupure de mode à $\lambda=14\ \mu\text{m}$ dont l'amplitude dépend du choix de l'ouverture numérique.

La même courbe montre aussi que suivant l'ouverture numérique du faisceau en entrée, l'amplitude de la coupure varie significativement. Pour une ouverture de $f/0,33$, l'amplitude de la coupure est de l'ordre de 25% alors qu'elle n'est plus que de 6% à $f/1$.

7.2.3 Étalonnage par le spectre du corps noir

Dans l'exemple de la courbe simulée précédemment, j'ai parlé du cas d'une source à densité spectrale de puissance uniforme sur la bande explorée. Dans la pratique j'ai utilisé sur le banc FTS une résistance chauffante qui puisse simuler un corps noir à une température donnée. Les mesures de transmission du guide d'onde doivent donc être obligatoirement étalonnées (ou normalisées) par la courbe en émission du corps noir. Cette opération permet en particulier de s'affranchir des effets des bandes d'absorption qui pourraient être interprétées comme des coupures. Un autre effet de la calibration concerne la détection du signal elle-même : les détecteurs photoniques de type HgCdTe tels que celui utilisé sur notre banc présentent une courbe de détectivité qui dépend de la longueur d'onde (Henini & Razeghi 1999). La calibration de la chaîne complète sans composant permet de prendre en compte la réponse du détecteur dans l'obtention du résultat final.

7.2.4 Rapport Signal-à-Bruit en faible flux

La détectivité d'un détecteur refroidi de type HgCdTe peut être insuffisante lorsque qu'il s'agit de détecter le flux provenant d'un corps noir et transmis par un guide creux métallique car la transmission globale de ce dernier est assez faible ($\sim 5\%$). Lors de l'utilisation du module de détection synchrone, le calibre choisi pour la sensibilité conditionne le niveau de signal pouvant être détecté tandis que le temps d'intégration a un effet sur le rapport signal-à-bruit, exactement comme lors de l'observation d'une étoile où domine le bruit de photons. Les interférogrammes de la figure 7.2 montrent l'effet du temps d'intégration sur le bruit du signal. La courbe en vert est

obtenue avec un temps d'intégration de $\tau=10$ ms tandis que la courbe bleue correspond à $\tau=300$ ms. Le bruit du signal est réduit d'un facteur 2,5 ($\sigma_{10ms}=173$ U.A. rms et $\sigma_{300ms}=69$ U.A. rms).

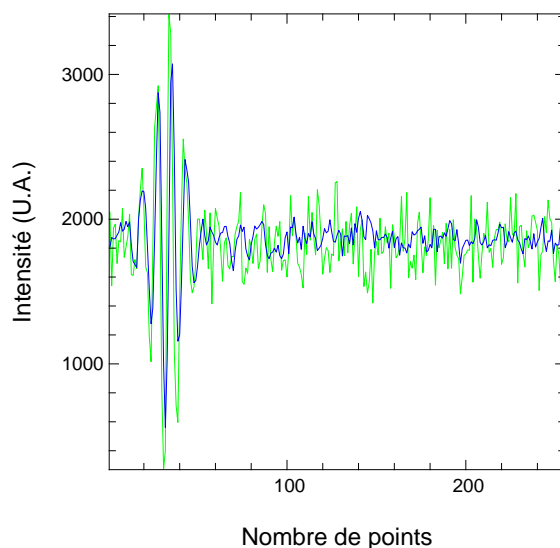


FIG. 7.2: Interférogrammes en bande large pour différentes valeurs du temps d'intégration de la détection synchrone $\tau=10$ ms (courbe en vert) et $\tau=300$ ms (courbe en bleu).

Il est possible de réduire numériquement le bruit de la mesure en réalisant un nombre important d'acquisitions et en calculant la moyenne arithmétique résultante. Pour un grand nombre N de réalisations, l'estimateur "moyenne arithmétique" tend vers la moyenne théorique et sa variance vaut σ^2/N , où σ^2 est la variance théorique. Classiquement, la variance théorique est estimée par la moyenne quadratique des valeurs aléatoires centrées (Protassov 1999).

Les courbes de la figure 7.3 correspondent aux spectres obtenus sur la source de corps noir. On observe que la résolution en longueur d'onde décroît lorsque celle-ci croît. En particulier, les courbes de la figure 7.3(b) montrent les estimations de la moyenne théorique (courbe rouge) et de l'écart type théorique (courbe bleue) pour chaque point du spectre. L'écart-type estimé reste pratiquement constant sur toute la bande (bruit du FTS). Le quotient entre l'écart-type et la moyenne estimée définit les barres d'erreurs de la mesure.

La courbe de la figure 7.4 illustre le calcul des barres d'erreurs dans le cas des données présentées. Au vu du résultat obtenu, trois régimes de fonctionnement peuvent être identifiés dans cette mesure :

- Le régime allant du visible jusqu'à $6 \mu\text{m}$ dans lequel l'erreur relative varie entre 20% et 50% et où la détectivité du détecteur est faible.
- Le régime allant de $6 \mu\text{m}$ à $12 \mu\text{m}$ où l'erreur est d'environ 10%.
- Le régime des grandes longueurs d'onde où l'émission du corps noir devient faible. Le rapport signal-à-bruit est alors dégradé avec à nouveau une erreur de 50%.

C'est pourquoi j'essaierai de rechercher au cours de la phase de caractérisation en priorité les coupures de modes observables dans le second régime.

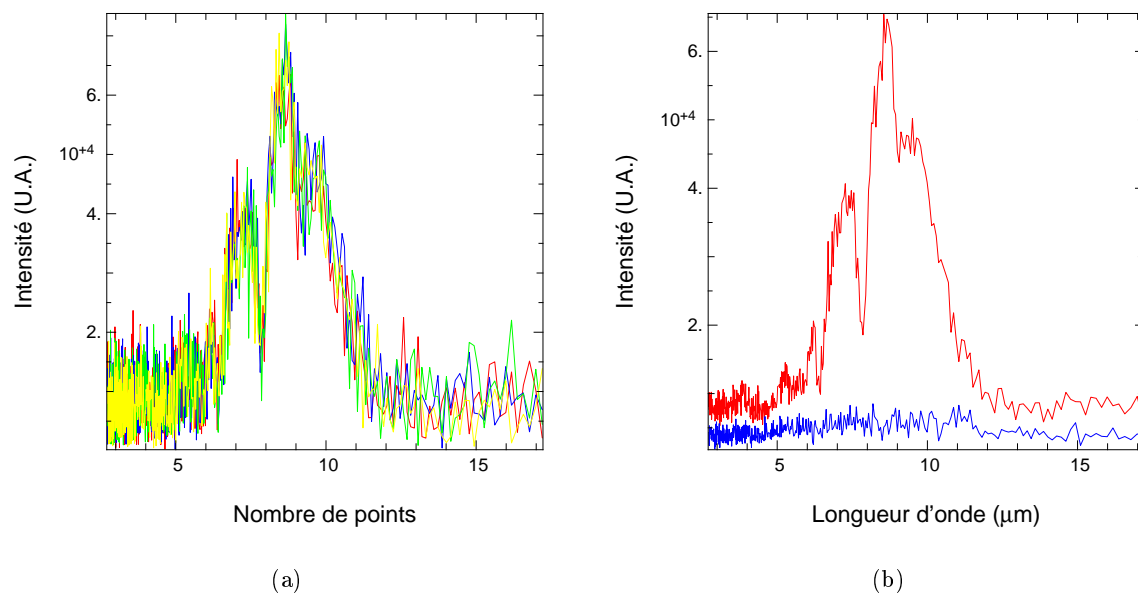


FIG. 7.3: Amélioration du rapport signal-à-bruit par moyenne arithmétique des signaux. Le graphique 7.3(a) représente la superposition de cinq spectres. La courbe en rouge du graphique 7.3(b) donne le résultat de la co-addition de 14 spectres acquis successivement. La courbe rouge dans cette même image donne l'écart-type estimée en fonction de la longueur d'onde.

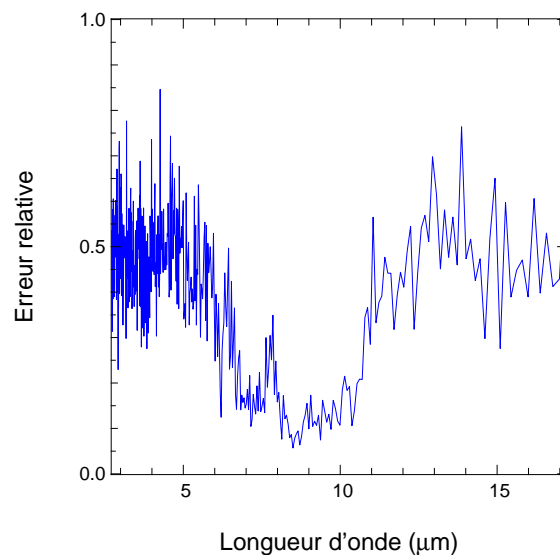


FIG. 7.4: Estimation des barres d'erreurs en fonction de la longueur d'onde.

7.2.5 Résultats expérimentaux sur des guides creux métalliques

Erreur attendue sur la position de la coupure La longueur d'onde de coupure d'un mode est uniquement dépendante de la géométrie du guide (cf. Eq. 3.59). À partir de cette équation, on tire l'erreur sur la valeur de la longueur d'onde de coupure en fonction des erreurs sur les dimensions a et b suivant

$$d\lambda_c = \left(2 \cdot \frac{m^2}{a^3} \cdot \left(\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{b} \right)^2 \right)^{-\frac{3}{2}} \right) da + \left(2 \cdot \frac{n^2}{b^3} \cdot \left(\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{b} \right)^2 \right)^{-\frac{3}{2}} \right) db \quad (7.1)$$

où m et n sont les ordres du mode considéré.

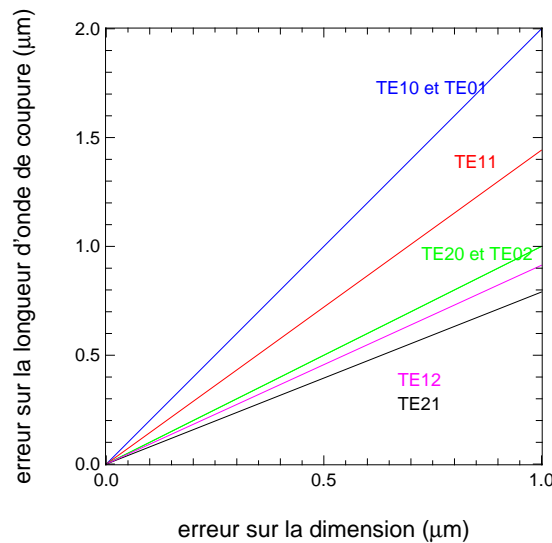


FIG. 7.5: Erreur absolue sur λ_c en fonction des erreurs sur les dimensions du guide dans le cas $a=2b=10 \mu\text{m}$. L'erreur est considérée identique pour a et b dans ce calcul.

La figure 7.5 montre que l'erreur sur les longueurs d'onde de coupure est d'autant plus sensible aux erreurs sur les dimensions que l'on considère un mode de bas ordre. Dans le cas de cette estimation, l'erreur sur la dimension est la même pour les deux directions. Dans la pratique de la réalisation technologique, la largeur du guide b est donnée par le masque de gravure qui est contrôlé à $0,1 \mu\text{m}$ près. La profondeur du guide a est dépendante de la gravure chimique dont la précision est de l'ordre de $0,3 \mu\text{m}$. Pour le mode fondamental TE_{10} , la longueur d'onde de coupure ne dépend que de a , ce qui résulte en une erreur $d\lambda_c=0,6 \mu\text{m}$.

Échantillon guide droit avec $a=10 \mu\text{m}$ et $b=7,4 \mu\text{m}$ J'ai étudié, à l'aide du banc FTS, la transmission spectrale d'un guide d'onde de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=7,4 \mu\text{m}$ pour lequel les différentes longueurs d'onde de coupures attendues théoriquement sont données dans la table 7.1.

Ces coupures ne seront malheureusement pas toutes observables dans les conditions expérimentales qui sont les nôtres : une première raison est que la courbe de détectivité du récepteur, qui présente une coupure à $14,3 \mu\text{m}$, ne permet pas de caractériser la transmission au-delà de cette valeur. D'autre part, le rapport signal-à-bruit du signal transmis par le guide d'onde se dégrade rapidement après $10 \mu\text{m}$ car les pertes du mode fondamental sont croissantes avec la longueur d'onde. Il ne faut pas oublier que les échantillons qualifiés dans cette phase possèdent une lon-

Mode	Longueur d'onde théorique de coupure λ_c (μm)	Erreur expérimentale attendue (μm)
TE ₁₀	20	0,2
TE ₀₁	14,8	0,1
TE ₁₁	11,9	0,06
TE ₂₀	10	0,1
TE ₂₁	8,3	0,06
TE ₀₂	7,4	0,05
TE ₁₂	6,9	0,04
TE ₂₂	5,9	0,03

TAB. 7.1: Valeurs théoriques des longueurs d'onde de coupure et erreur associée pour un guide d'onde de dimensions $a=10\ \mu\text{m}$ et $b=7,4\ \mu\text{m}$.

gueur de 1mm, ce qui est préjudiciable en terme de pertes globales (cf. § 3.4.2). Les courbes ci-après illustrant les spectres mesurés ont été obtenues par co-addition de 14 spectres.

La figure 7.6(a) illustre le cas de la transmission du corps noir corrigé du bruit de fond (courbe rouge) et donne l'écart-type du flux moyen en fonction de la longueur d'onde. On observe par ailleurs l'effet de certaines bandes d'absorption de l'atmosphère autour de $6\ \mu\text{m}$. Comme attendu, la courbe de transmission se dégrade fortement à partir de $14\ \mu\text{m}$. La figure 7.6(b) montre l'erreur relative sur la mesure de flux en fonction de la longueur d'onde. Sur la plage spectrale [$7\ \mu\text{m}$ - $13\ \mu\text{m}$], l'erreur est inférieure à 5%. Le rapport signal-à-bruit décroît ensuite rapidement lorsque la longueur d'onde augmente. J'ai donc considéré qu'au-delà de $14\ \mu\text{m}$, la mesure n'était plus pertinente dans les conditions de détection actuelles.

J'ai réalisé une évaluation équivalente avec les données obtenues lors de l'injection de flux dans le guide d'onde et illustrée par les figures 7.6(c) et 7.6(d). Du fait de sa transmission, le rapport signal-à-bruit ne demeure acceptable que jusqu'à $11\ \mu\text{m}$ où l'erreur relative s'élève à 10%.

Pour obtenir le spectre calibré de la transmission du guide d'onde, j'ai calculé le rapport entre les spectres de la figure 7.6(a) et de la figure 7.6(c). Le résultat est donnée dans la figure 7.7 pour laquelle quelques remarques s'imposent.

La courbe en bleu – identifiée par des croix – donne la transmission normalisée du guide obtenue comme décrit précédemment. La courbe en rouge – identifiée par des carrés – correspond aux valeurs des barres d'erreurs pour chaque point du graphique. J'ai souhaité représenter les erreurs sous cette forme plutôt que de les insérer sous forme de barre afin de ne pas encombrer le graphique. Cette dernière courbe montre que l'erreur reste inférieure à 3% entre $7\ \mu\text{m}$ et $12\ \mu\text{m}$. Au delà de $12\ \mu\text{m}$, les erreurs deviennent quasiment égales aux valeurs correspondantes.

Une variation importante de flux est observée vers $7,9\ \mu\text{m}$ puis on observe une décroissance lente du signal. Vers $10,5\ \mu\text{m}$, on peut observer un léger changement de pente. On n'observe pas d'effet de coupure net sauf pour ce qui est de la dégradation du flux vers $8\ \mu\text{m}$. Cet effet ne semble pas venir du corps noir car il présente plutôt un pic d'émission à cette même longueur d'onde. Sans pouvoir réellement conclure sur la signification de cette variation brusque, on peut

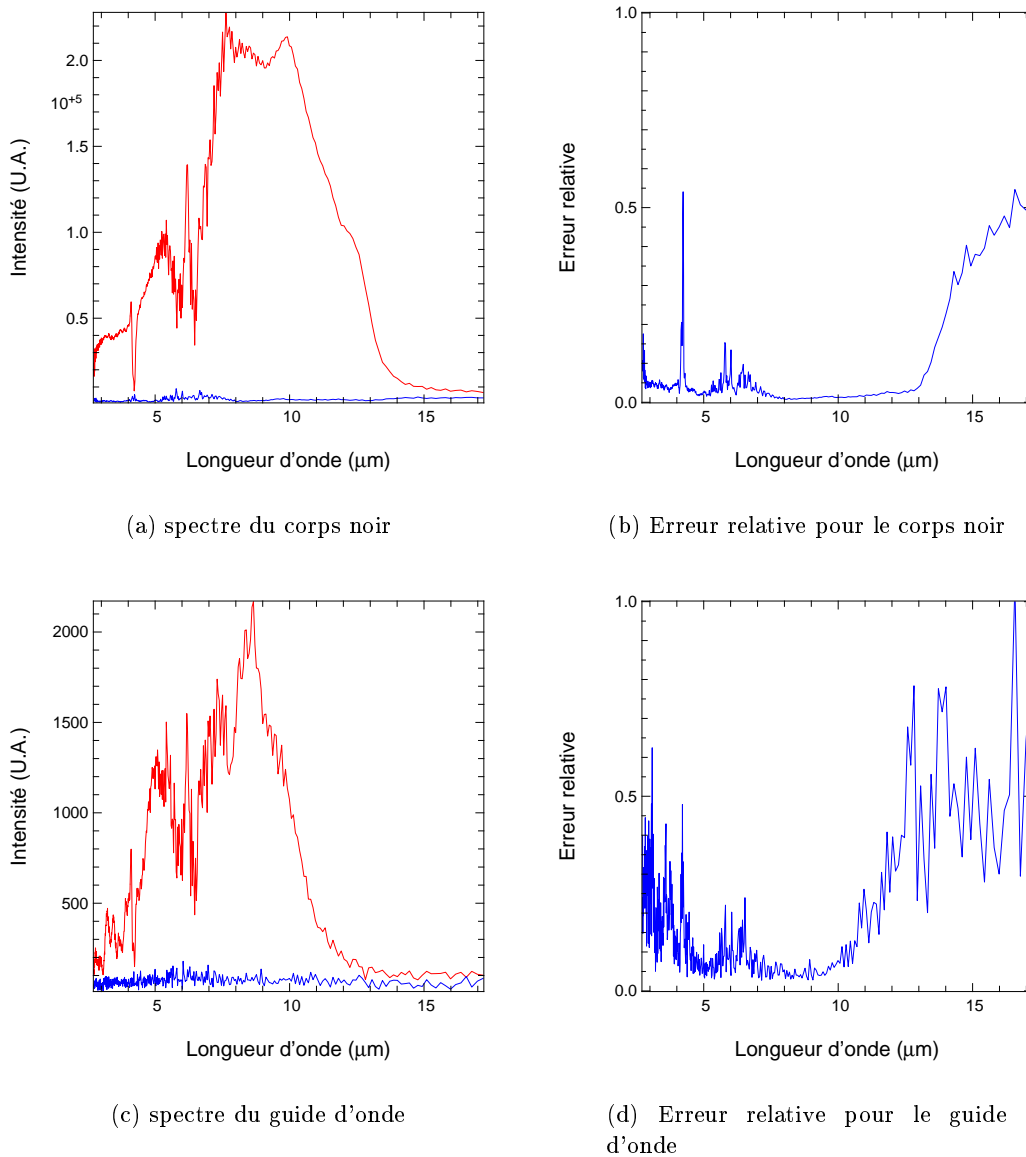


FIG. 7.6: Courbes de transmission en rouge du corps noir (Fig. 7.6(a)) et du guide d'onde (Fig. 7.6(c)) de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=7.4 \mu\text{m}$. Les courbes bleues de ces mêmes figures correspondent à l'écart-type du signal. Estimation du rapport signal-à-bruit pour les deux cas précédents avec les figures 7.6(b) et 7.6(d). Les intensités sur l'axe des ordonnées sont données en unités arbitraires (U.A.).

raisonnablement penser que l'effet est dû au guide d'onde.

Afin d'observer un comportement plus prononcé, j'ai effectué des mesures de transmission équivalentes en imposant une polarisation en entrée du guide. L'effet recherché est d'empêcher l'excitation des modes TE_{m0} ou des modes TE_{0n} suivant l'orientation du polariseur. Le traitement des données et l'estimation des erreurs suit la même procédure que celle exposée précédemment. La seule différence porte sur le nombre de spectres qui ont été acquis : la présence du polariseur

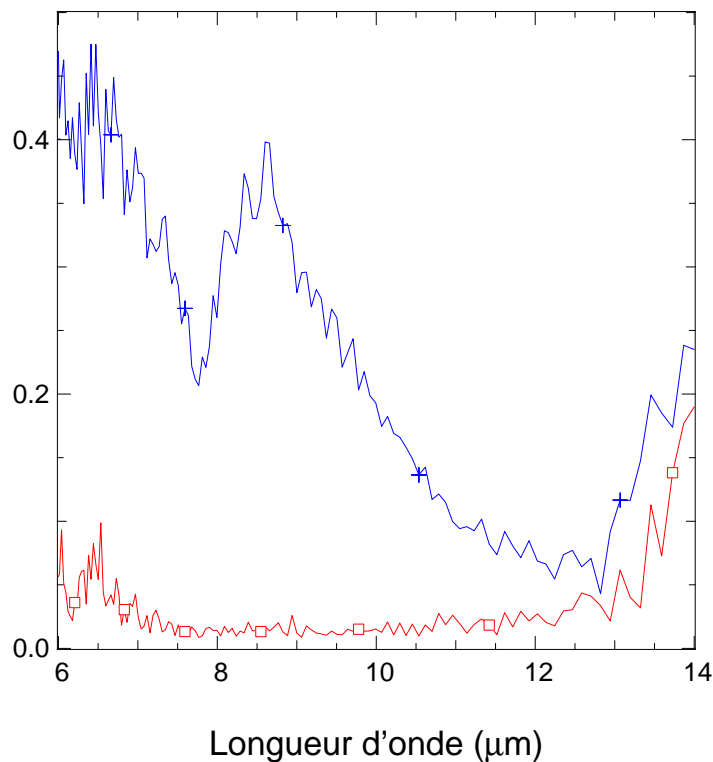


FIG. 7.7: Transmission normalisée (courbe bleue) et écart-type (courbe rouge) de la mesure pour un guide d'onde de dimensions $a=10\ \mu\text{m}$ et $b=7.4\ \mu\text{m}$.

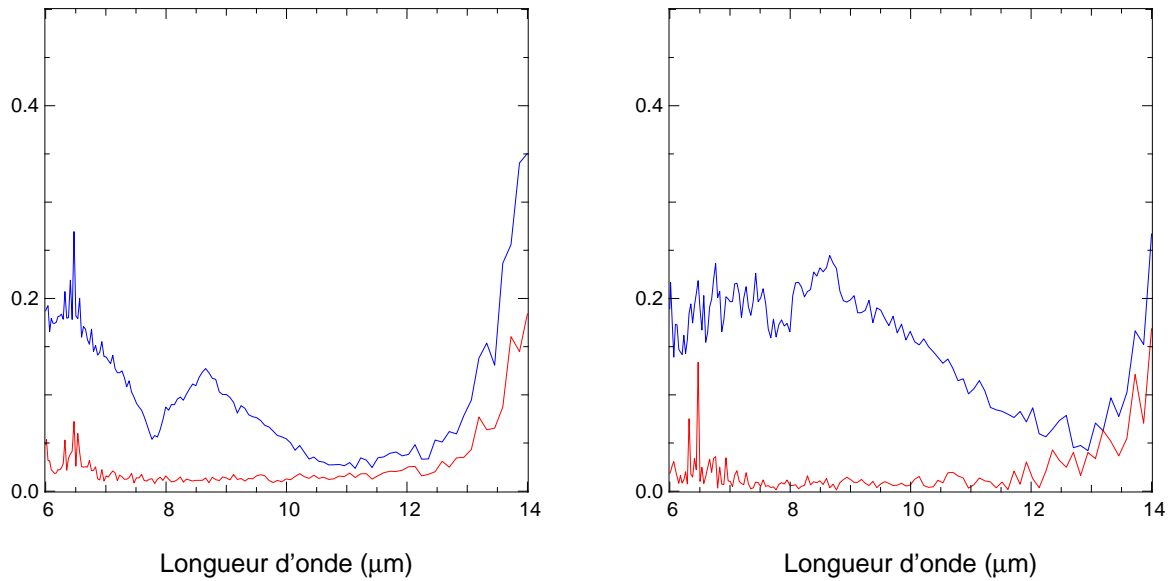
réduisant encore un peu plus la transmission globale, le nombre d'acquisitions a été porté à 20 spectres. Les courbes résultantes sont données avec les figures 7.8(a) et 7.8(b).

La chute de flux à $8\ \mu\text{m}$ est encore observée pour les deux polarisations. L'existence des deux modes TE_{10} et TE_{01} entre $10\ \mu\text{m}$ et $14\ \mu\text{m}$ ne permet pas de séparer efficacement les deux polarisations.

Échantillon guide droit avec $a=10\ \mu\text{m}$ et $b=4,7\ \mu\text{m}$ Le paragraphe précédent a montré que l'observation des coupures de modes n'est pas chose aisée et que l'interprétation des courbes de transmission doit être faite prudemment. Afin de bénéficier d'éléments de comparaison, j'ai cherché à mettre en évidence le comportement modal d'un guide d'onde de largeur moindre pour lequel la bande de monomodécité démarre dès $\lambda=10\ \mu\text{m}$. C'est théoriquement le cas pour un guide d'onde de dimensions $a=10\ \mu\text{m}$ et $b=4,7\ \mu\text{m}$. Les caractéristiques modales d'un tel guide sont résumées dans le tableau 7.2.

Dans ce cas, un unique mode se propage entre $10\ \mu\text{m}$ et $20\ \mu\text{m}$. Le spectre en transmission de ce guide est donné dans la figure 7.9.

Dans le cas de ce deuxième guide, une coupure est toujours observable à $7,9\ \mu\text{m}$. La position est très similaire à celle qui a été obtenue précédemment. Théoriquement, on observe une coupure vers $8,5\ \mu\text{m}$ (contre $8,3\ \mu\text{m}$ dans le premier cas). Or d'après les erreurs expérimentales attendues, un décalage en longueur d'onde devrait pouvoir être observé. En revanche, on observe une claire



(a) La polarisation est sélectionnée de manière à ce que soient transmis les modes TE_{m0}

(b) La polarisation est sélectionnée de manière à ce que soient transmis les modes TE_{0n}

FIG. 7.8: Effet de la polarisation sur la transmission d'un guide de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=7.4 \mu\text{m}$. Transmission normalisée (courbe bleue) et écart-type de la mesure (courbe rouge)

Mode	Longueur d'onde théorique de coupure λ_c (μm)	Erreur expérimentale attendue (μm)
TE_{10}	20	0,2
TE_{20}	10	0,1
TE_{01}	9,4	0,1
TE_{11}	8,5	0,07
TE_{21}	6,8	0,05
TE_{02}	4,7	0,05

TAB. 7.2: Valeurs théoriques des longueurs d'onde de coupure et erreur associée pour un guide d'onde de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=4,7 \mu\text{m}$.

rupture de pente vers $9 \mu\text{m}$ qui pourrait correspondre au mode TE_{01} . J'ai ensuite essayé d'obtenir des spectres polarisés pour mettre mieux en évidence cet effet.

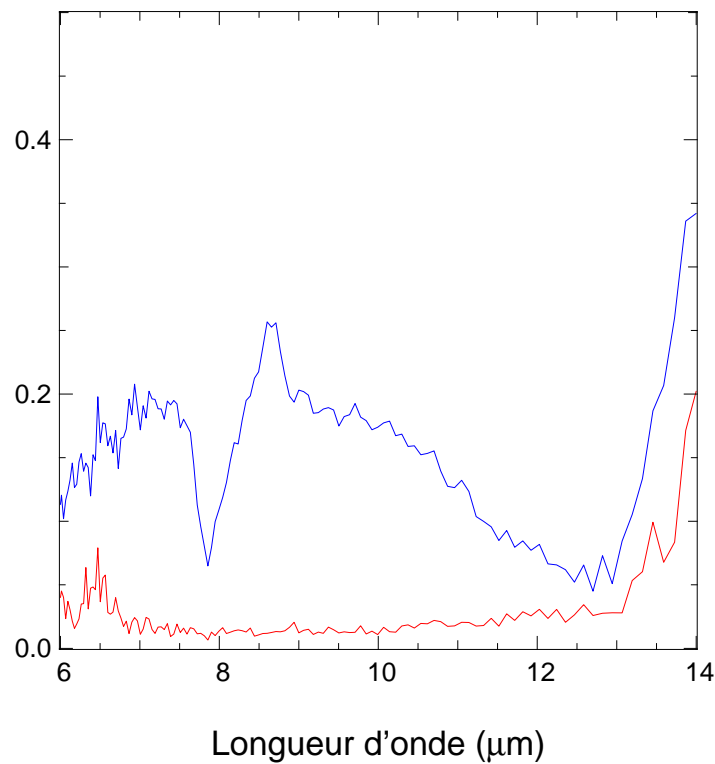
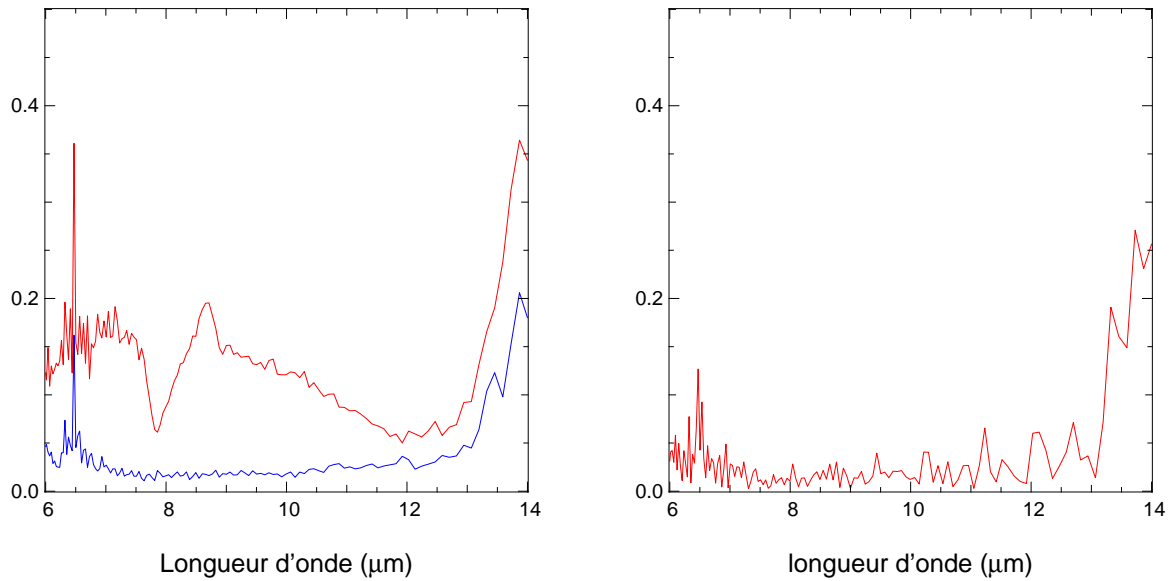


FIG. 7.9: Transmission normalisée (courbe bleue) et écart-type de la mesure (courbe rouge) pour un guide d'onde de dimensions $a=10\ \mu\text{m}$ et $b=4,7\ \mu\text{m}$.

La figure 7.10(b) montre une extinction quasi-totale du flux transmis. Dans cette configuration, tous les modes TE_{m0} sont coupés. Autrement dit, aucun flux n'est censé passer à partir de $10\ \mu\text{m}$. L'effet attendu est bien obtenu mais en-deçà de $10\ \mu\text{m}$ nous n'observons pas de flux non plus. Par ailleurs l'effet du mode TE_{01} n'est pas non plus retrouvé.



(a) La polarisation est sélectionnée de manière à ce que soient transmis les modes TE_{m0}

(b) La polarisation est sélectionnée de manière à ce que soient transmis les modes TE_{0n}

FIG. 7.10: Effet de la polarisation sur la transmission d'un guide de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=4,7 \mu\text{m}$. Les courbes en rouge donnent la transmission normalisée. La courbe bleue donne l'écart-type de la mesure.

Un dernier essai a été réalisé avec un guide de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=6,2 \mu\text{m}$.

Échantillon guide droit avec $a=10 \mu\text{m}$ et $b=6,2 \mu\text{m}$ Le guide testé présente les coupures de mode théoriques données dans le tableau 7.3.

Mode	Longueur d'onde théorique de coupure λ_c (μm)	Erreur expérimentale attendue (μm)
TE_{10}	20	0,2
TE_{01}	12,4	0,1
TE_{11}	10,5	0,1
TE_{20}	10	0,07
TE_{21}	7,8	0,05
TE_{02}	6,2	0,05
TE_{12}	5,9	0,05
TE_{22}	5,2	0,05

TAB. 7.3: Valeurs théoriques des longueurs d'onde de coupure et erreur associée pour un guide d'onde de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=6,2 \mu\text{m}$.

Le guide d'onde caractérisé présente deux coupures théoriques proches à $10,5 \mu\text{m}$ et $10 \mu\text{m}$. En revanche, aucune coupure ne semble devoir exister vers $9 \mu\text{m}$. Le spectre en transmission du

guide d'onde est donné avec la figure 7.11.

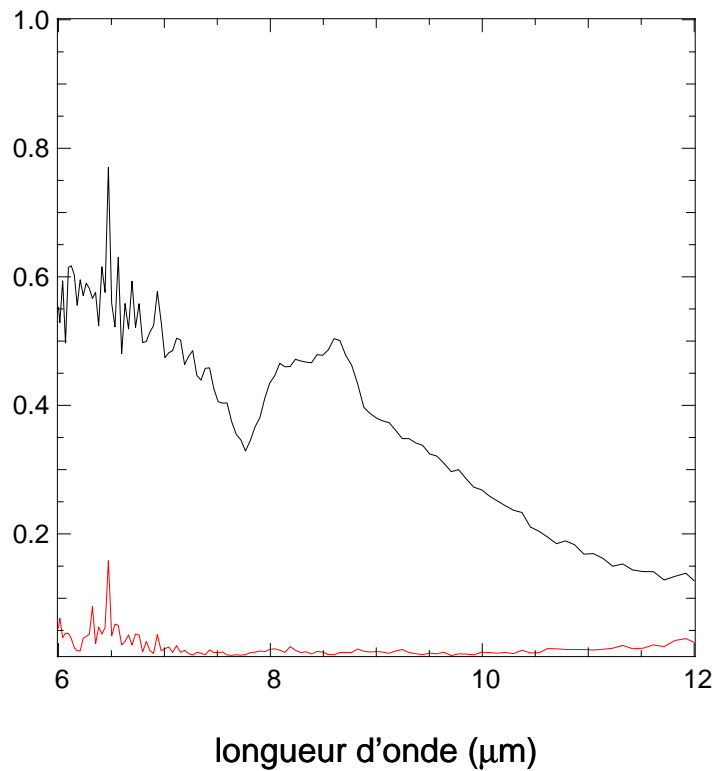
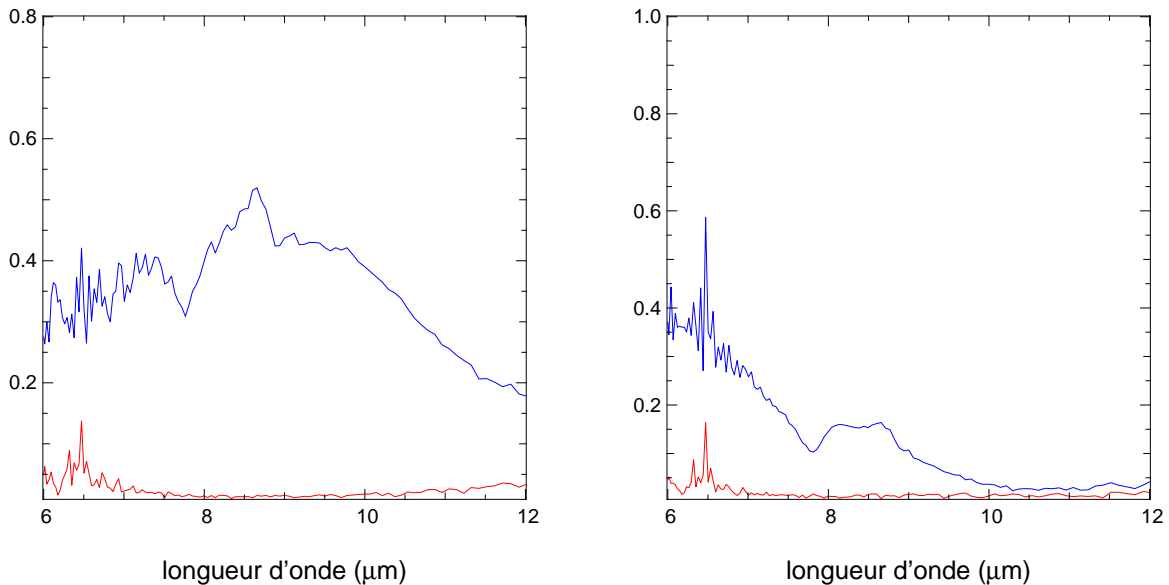


FIG. 7.11: Transmission normalisée d'un guide d'onde de dimensions $a=10\ \mu\text{m}$ et $b=6,2\ \mu\text{m}$.

Malheureusement, ce résultat ne conforte pas nos vues sur cette question précise : la même variation de pente, inattendue théoriquement, est observée vers $9\ \mu\text{m}$, tandis que vers $8\ \mu\text{m}$ ne semble pas varier en position. Comme précédemment, les tests en polarisation ont été réalisés pour obtenir une information supplémentaire.



(a) La polarisation est sélectionnée de manière à ce que soient transmis les modes TE_{m0}

(b) La polarisation est sélectionnée de manière à ce que soient transmis les modes TE_{0n}

FIG. 7.12: Effet de la polarisation sur la transmission d'un guide de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=6,2 \mu\text{m}$. Les courbes en bleu donnent la transmission normalisée. Les courbes en rouge donnent l'écart-type de la mesure.

Cette fois-ci les résultats en polarisation permettent peut-être de tirer quelques conclusions positives. Pour le graphique 7.12(a), les modes transmis entre $8 \mu\text{m}$ et $12 \mu\text{m}$ sont le mode TE_{10} , le mode TE_{11} et le mode TE_{20} . Les mêmes effets que précédemment sont encore observés à $8 \mu\text{m}$ et $9 \mu\text{m}$ mais il y a en revanche une nette différence de flux transmis par rapport au cas du graphique de la figure 7.12(b) pour lequel seul mode TE_{01} est théoriquement propagé. Les rapports de transmission entre ces deux courbes semblent être en accord avec le nombre de modes transmis.

7.2.6 Conclusion

L'observation des coupures de modes sur les premiers guides creux disponibles a mis en évidence les difficultés liées aux contraintes de la mesure. Excepté pour le dernier cas, il a été difficile jusqu'à présent de tirer un résultat général à partir de ces données obtenues.

Le principe de la mesure n'est pas en cause. En revanche, j'ai identifié deux points précis qui n'ont pas encore permis d'observer indiscutablement des coupures de modes. Le premier point concerne l'ouverture numérique de la parabole hors-axe utilisée pour réaliser l'injection. Cette parabole est ouverte à $f/2,0$ alors que la simulation de la figure 7.1 pousserait plutôt à augmenter cette ouverture au moins jusqu'à $f/1,0$.

Mais la raison principale des difficultés rencontrées est très probablement la non-prise en compte d'un modèle de perte du guide. En effet, la simulation numérique citée précédemment ne tient compte que de l'effet de l'ouverture numérique en fonction de la longueur d'onde sans tenir

compte des pertes de propagation de chaque mode qui, au fur et à mesure qu'ils se rapprochent de leur longueur d'onde de coupure, augmentent très fortement.

Cette méthode peut être utilisée pour atteindre le but que nous nous étions fixé à condition de "calibrer" précisément la transmission des guides creux par le modèle de pertes par propagation présenté au chapitre 3.

7.3 La mesure de contraste en bande étroite

Je rapporte dans cette section les résultats de mesure de contrastes obtenus avec le banc interférométrique en bande étroite. Cette partie de mon travail de thèse a été motivée par le besoin d'aller au-delà de la caractérisation de la monomodécité des composants et donnant une première estimation des capacités de filtrage modal des solutions technologiques testées et validées expérimentalement en vue de ses applications pour l'interférométrie en frange noire.

C'est pourquoi je me suis intéressé aux performances de ces structures guidantes en mode "nulling" au travers de mesures de contraste interférométrique. Le banc utilisé pour cette mesure a été présenté au chapitre 4 comme une évolution du banc d'injection monochromatique utilisé pour la caractérisation modale et en transmission des guides creux métalliques. Utilisé actuellement pour ces derniers composants, il servira par la suite à mesurer les contrastes interférométriques obtenus avec les premiers guides droits diélectriques.

7.3.1 Méthodologie de mesure

Le banc interférométrique utilise un schéma de recombinaison co-axial où cette opération est réalisée par une lame séparatrice en ZnSe. Les franges d'interférences sont donc codées temporellement par une modulation de la différence de marche. Le signal interférométrique recueilli sur le détecteur suit la relation 2.4 donnée au chapitre 2.

Le visibilité brute C des franges est donné par la relation

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (7.2)$$

$$(7.3)$$

Le déséquilibre des voies photométriques dégradant ce contraste, il faut en corriger l'effet pour obtenir une mesure de la visibilité corrigée V , c'est-à-dire le module du facteur de cohérence (cf. Chap. 2) suivant

$$C = V \times \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \quad (7.4)$$

$$(7.5)$$

où I_1 et I_2 est le signal sur chacune des voies photométriques. Ces deux signaux sont mesurés *après* recombinaison en masquant successivement l'une puis l'autre voie. Idéalement, il aurait été souhaitable de mesurer simultanément le signal interférométrique et les voies interférométriques. Cela est par exemple effectué lors d'une mesure "sur le ciel" lorsqu'on souhaite s'affranchir des effets photométriques statistiques instrumentaux et dus à la turbulence atmosphérique. J'ai considéré qu'en laboratoire les conditions étaient suffisamment stables – en termes de vibrations et de variations du fond thermique¹ – pour ne pas recourir à ce procédé. Par ailleurs, l'utilisation d'une détection synchrone associée à un modulateur tournant à 100 Hz rend la mesure insensible

¹Lors des mesures de transmissions présentées au chapitre 5, l'acquisition successive des signaux de la source et du fond thermique sur des durées inférieures à 5 secondes a montré que le fond était stable à cette échelle de temps.

aux dérives lentes de la source laser.

La visibilité V est estimée par les équations 7.2 et 7.4 plutôt que par l'intégrale du pic des franges dans la densité spectrale de puissance de l'interférogramme (Coudé du Foresto et al. 1997; Perrin 1997). La raison est que l'on dispose d'un échantillonnage des franges suffisamment précis pour mesurer les valeurs réelles de I_{max} et I_{min} .

Pour mettre en évidence l'effet du filtrage modal, j'ai effectué une mesure de la visibilité des franges d'interférences avec et sans composant dans le chemin optique. Le but est de mettre en évidence que les effets de phase et d'intensité dégradant le contraste interférométrique sont filtrés par le composant. Dans un deuxième temps, j'ai introduit artificiellement un effet de bas ordre sur la phase du front d'onde en simulant une erreur de pointage par une légère inclinaison d'un des miroirs de l'interféromètre. Comme précédemment, j'ai mesuré les visibilités corrigées pour en déduire une correction éventuelle par le guide d'onde.

Pour évaluer la barre d'erreur sur la visibilité, j'ai déterminé à partir d'une acquisition suffisamment longue, la valeur des différents signaux intervenant dans la mesure à savoir I_1 , I_2 , I_{max} , et I_{min} . Les barres d'erreur obtenus de cette manière sont donc des valeurs pessimistes car, ne disposant pas d'un moyen de mesurer simultanément les voies photométriques et le signal interférométriques, les variations de puissance du laser supérieures à 100 Hz sont intégrées dans le calcul de la barre d'erreur. Une amélioration de la mesure est discutée dans la section 7.4. Les valeurs expérimentales mesurées sont corrigées du biais continu du détecteur. Enfin, l'effet du filtrage modal est évalué en utilisant un guide creux monomode à $10,6 \mu\text{m}$ de dimensions $a=10 \mu\text{m}$ et $b=4,7 \mu\text{m}$.

7.3.2 Mesure de contraste sans erreur de phase induite

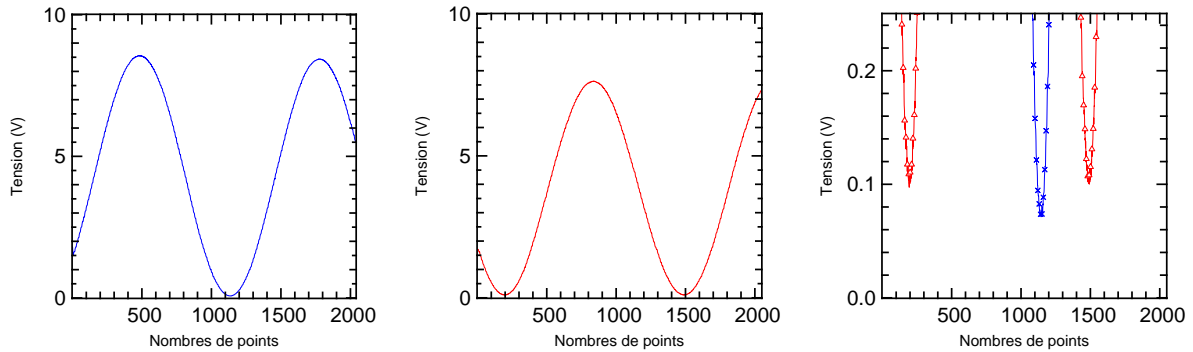
Dans un premier temps, j'ai donc mesuré les contrastes interférométriques obtenus avec et sans utilisation de filtre modal. L'alignement relatif des faisceaux est contrôlé en début d'expérience grâce à la caméra infrarouge. Après quoi, le miroir mobile est abaissé afin de récupérer le signal infrarouge sur le détecteur monopixel. La modulation du moteur piézo-électrique est alors activée et le signal est enregistré grâce au convertisseur analogique-numérique. L'interférogramme à travers le guide est acquis avec une sensibilité de la détection synchrone de 1 mV tandis que l'interférogramme hors du guide est acquis avec une sensibilité de 10 mV pour éviter de saturer le détecteur. Il existe donc un facteur 10 entre les tensions présentées dans les graphiques ci-dessous. L'échantillonnage comporte environ 1500 points par frange.

Les graphiques 7.13(a) et 7.13(b) illustrent les interférogrammes à $\lambda=10 \mu\text{m}$ à partir desquels est obtenue la comparaison des visibilités.

Mesure d'extinction sans filtrage modal

Dans les tableaux 7.4 et 7.5 sont reportés les résultats des mesures expérimentales dans le cas où aucun filtre modal n'est utilisé.

Le taux d'extinction ρ obtenu peut être tiré de la mesure de visibilité corrigée V suivant



(a) Interférogramme à travers le guide d'onde avec une sensibilité de 1 mV de la détection synchrone.

(b) Interférogramme à travers le guide d'onde avec une sensibilité de 10 mV de la détection synchrone.

(c) Niveau de la frange destructive dans le cas d'un passage dans le guide (courbe bleue à croix) et hors du guide (courbe rouge à triangles). La sensibilité est de 1 mV dans le premier cas, de 10 mV dans le second cas

FIG. 7.13: Interférogrammes obtenus à travers le guide d'onde et hors du guide d'onde sans erreur de phase induite.

	Intensité (volts)	Erreur (volts rms)
I_{max} (volts)	7,6394	0,0075
I_{min} (volts)	0,0973	0,0043
Voie photométrique I_1	2,0926	0,00407
Voie photométrique I_2	1,7659	0,00444
biais du détecteur	-0,00269	0,0034

TAB. 7.4: Paramètres pour la mesure du contraste interférométrique pour un signal hors du guide.

Visibilité brute	0,9741	
Visibilité corrigée	0,9776	$\pm 0,0083$

TAB. 7.5: Valeur de la visibilité corrigée pour le cas hors guide.

$$\rho = \frac{1 + V}{1 - V} \quad (7.6)$$

On obtient dans le cas de la mesure précédente une extinction d'environ $\rho=88$, soit $\rho^{-1}=1,1 \times 10^{-2}$.

Mesure d'extinction avec filtrage modal

Dans les tableaux 7.6 et 7.7 sont reportés les résultats des mesures expérimentales lorsqu'on utilise un filtre modal.

	Intensité (volts)	Erreur (volts rms)
I_{max} (volts)	8,56049	0,03497
I_{min} (volts)	0,07141	0,01531
Voie photométrique I_1	2,52715	0,00919
Voie photométrique I_2	1,8139	0,007212
Biais du détecteur	-0,00269	0,0034

TAB. 7.6: Paramètres pour la mesure du contraste interférométrique pour un signal dans le guide.

Visibilité brute	0,9828	
Visibilité corrigée	0,9963	$\pm 0,0147$

TAB. 7.7: Valeur de la visibilité corrigée pour le cas hors guide.

On obtient dans ce cas un taux de réjection d'environ $\rho=547$, soit $\rho^{-1}=1,8\times 10^{-3}$. Le graphique de la figure 7.14 représente les points de visibilité mesurés dans les deux cas présentés précédemment. La barre d'erreur de la mesure de visibilité avec filtrage recouvre la limite de 1. Ceci indique que l'extinction mesurée, limitée actuellement par les variations de puissance du laser, est susceptible d'être meilleure que la valeur de $1,8\times 10^{-3}$ mesurée. On observe par ailleurs un léger recouvrement entre les barres d'erreur des deux points, mais nous verrons ci-après que l'effet du filtrage modal peut être mis en évidence sans ambiguïté.

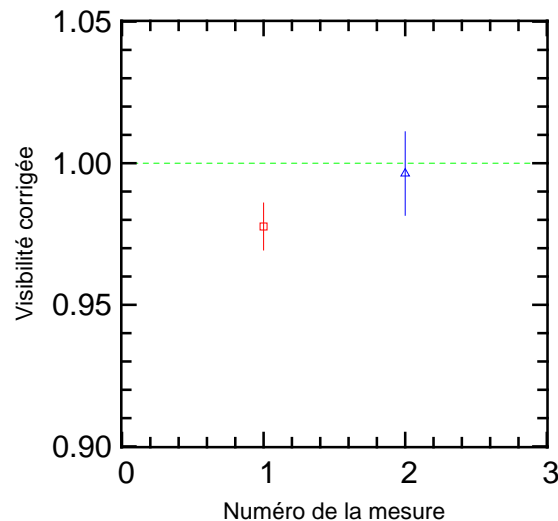


FIG. 7.14: Visibilités comparées entre le cas d'une extinction par utilisation de filtrage modal (point bleu+triangle) et sans utilisation de filtre (point rouge+plus carré). La droite verte en pointillé correspond à une visibilité de 1.

7.3.3 Mesure de contraste avec une erreur de phase induite

Dans un deuxième temps, j'ai évalué l'effet du filtrage modal lors d'une erreur de pointage induite en inclinant légèrement l'un des miroirs de l'interféromètre. Les supports de miroirs ne permettent pas pour l'instant de quantifier l'écart angulaire induit mais l'effet de cette erreur peut néanmoins être évalué par comparaison relative entre les visibilités mesurées. Les conditions expérimentales d'acquisition du signal restent inchangées par rapport au cas précédent.

Mesure d'extinction sans filtrage modal

Dans les tableaux 7.8 et 7.9 sont reportés les résultats des mesures expérimentales dans le cas où aucun filtre modal n'est utilisé.

	Intensité (volts)	Erreur (volts rms)
I_{max} (volts)	7,14783	0,0134812
I_{min} (volts)	0,28595	0,00468405
Voie photométrique I_1	2,07018	0,0042532
Voie photométrique I_2	1,66755	0,00429828
Biais du détecteur	-0,00269	0,0034

TAB. 7.8: Paramètres pour la mesure de visibilité pour un signal hors du guide dans le cas d'une erreur de phase induite.

Visibilité brute	0,9223	
Visibilité corrigée	0,92771	$\pm 0,00919$

TAB. 7.9: Valeur de la visibilité corrigée pour le cas hors guide avec une erreur de phase induite.

L'erreur de pointage a un effet immédiat sur la visibilité corrigée qui passe de 0,9776 à 0,92771, ce qui correspond à une extinction de $3,7 \times 10^{-2}$ d'après l'équation 7.6.

Mesure d'extinction avec filtrage modal

Une mesure équivalente est réalisée avec l'utilisation d'un filtre modal. Les résultats expérimentaux correspondants sont reportés dans les tableaux 7.10 et 7.11.

L'utilisation du filtre modal permet d'améliorer la visibilité corrigée qui passe de 0,9223 à 0,9705. L'extinction dans le cas d'une erreur de pointage est $\rho^{-1} = 1,4 \times 10^{-2}$ soit un facteur 2 dans le cas où le filtrage modal n'est pas utilisé. Par ailleurs il n'y a cette fois-ci aucun recouvrement entre les barres d'erreur des deux points, ce qui confirme qu'il y a bien un effet de filtrage dû à l'utilisation du guide monomode (cf. Fig 7.15).

	Intensité (volts)	Erreur (volts rms)
I_{max} (volts)	4,29718	0,009098
I_{min} (volts)	0,576782	0,004044
Voie photométrique I_1	0,483059	0,00441779
Voie photométrique I_2	2,06136	0,00462885
Biais du détecteur	-0,002976	0,0035924

TAB. 7.10: Paramètres pour la mesure de visibilité pour un signal à travers le guide dans le cas d'une erreur de phase induite.

Visibilité brute	0,76239	
Visibilité corrigée	0,970569	$\pm 0,017692$

TAB. 7.11: Valeur de la visibilité corrigée pour le cas d'un signal à travers le guide avec une erreur de phase induite.

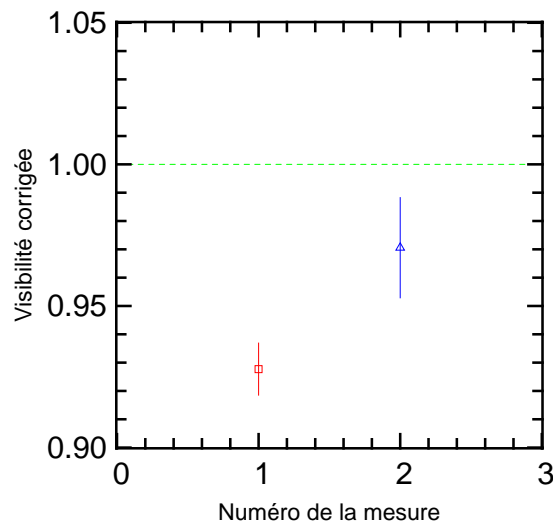


FIG. 7.15: Visibilités comparées entre le cas d'une extinction par utilisation de filtrage modal (point bleu+triangle) et sans utilisation de filtre (point rouge+plus carré) lorsqu'une erreur de phase est induite. La droite verte en pointillé correspond à une visibilité de 1.

7.3.4 Comparaison des résultats

L'amélioration du contraste mesuré entre les cas "avec" et "sans" guide indique une correction des erreurs de phase d'ordre élevé. En revanche, nous nous attendions à trouver des résultats similaires lors de la comparaison des visibilités corrigées lorsqu'une erreur de bas ordre – à savoir l'inclinaison relative des fronts d'onde incidents – est introduite. Ces valeurs sont-elles comparables entre elles ? L'approche statistique des résultats expérimentaux est difficile car nous ne disposons, à l'heure où ce manuscrit est écrit, que d'un faible nombre de mesures.

Considérons les deux mesures de contraste à travers le guide d'onde dans les deux cas "avec" et "sans" erreur de phase induite. Le premier niveau d'analyse – qui est aussi le plus simple – consiste à comparer directement les barres d'erreur de chaque mesure et à constater qu'il y a effectivement recouvrement des valeurs ($V_1=99,63\pm 1,47$ dans le premier cas $V_2=97,05\pm 1,77$ dans

le second cas). Nous pourrions donc conclure que ces deux valeurs sont compatibles, néanmoins ce niveau d'analyse ne permet en aucune mesure de donner une "probabilité" réaliste sur le degré de compatibilité. Renforcer l'analyse peut être réaliser en faisant appel à la distribution de Student et à la variable

$$\chi_p^2 = \frac{(V_1 - V_2)^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \quad (7.7)$$

Les valeurs expérimentales à notre disposition donnent $\chi_p^2=6,45$. En nous référant à une table donnant les valeurs de χ_p^2 et les probabilité P pour que $\chi^2 \geq \chi_p^2$ pour 2 degrés de liberté (Protassov 1999), nous trouvons que l'inégalité précédente a une probabilité P inférieure à 0,1 d'être vérifiée, ce qui peut nous amener à considérer les deux valeurs comme non compatibles.

Les deux conclusions précédentes semblent donc contradictoires. Est-il donc possible de conclure sur les propriétés de filtrage des guides d'onde fabriqués? Cette question est discutée dans le paragraphe suivant.

7.4 Commentaires et conclusions

Au cours de ce chapitre, j'ai cherché à caractériser par interférométrie le comportement modal des guides creux métalliques en bande large comme complément des mesures par polarisation présentées au chapitre 5. J'ai de plus qualifié en bande étroite ($\lambda=10,6 \mu\text{m}$) l'effet des guides monomodes fabriqués en tant que filtres modaux pour améliorer le taux d'extinction au cours d'une expérience d'interférométrie en frange noire. Ces expériences seront transposables au cas des guides droits diélectriques lorsque ces derniers seront disponibles.

Dans le premier cas, la méthode utilisée, bien que permettant d'atteindre le but escompté, s'est révélée difficile dans son interprétation dans deux cas sur trois. Les raisons identifiées sont l'ouverture numérique du faisceau d'injection qui vérifie une ouverture d'au moins $f/1$ ainsi que la nécessité d'étalonner la courbe obtenue par le modèle de pertes théoriques que nous avons développé.

Dans le second cas, les mesures de visibilité corrigée obtenues à l'aide du banc interférométrique développé en bande étroite (cf. Chap. 4) a mis en évidence l'effet correcteur des guides creux monomodes utilisés comme filtres modaux, tout du moins pour les erreurs de phase d'ordre élevé. Pour les effets de bas ordre, la conclusion est plus délicate. La raison est que nous ne disposons actuellement que d'un faible échantillon statistique (à savoir, deux mesures expérimentales), ce qui rend l'analyse difficile. De plus, les barres d'erreur des visibilités corrigées ont été déterminées à partir des erreurs sur les quantités I_{min} , I_{max} , I_1 et I_2 qui ont été acquises séparément à des instants différents. Ceci a pour conséquence une dégradation du rapport signal-à-bruit par l'ajout de toutes les erreurs correspondant à des phénomènes non stationnaires.

Par conséquent, dans une prochaine étape, une mesure plus fine que je réaliserai consistera à acquérir de manière automatisée un grand nombre d'interférogrammes et à en tirer directement l'erreur sur la visibilité à partir de cet échantillon statistique. Je m'attends ainsi à observer une diminution des barres d'erreur et compte surtout disposer d'un échantillon plus représentatif en

vue d'une analyse statistique approfondie sur l'effet du filtrage modal.

Dans un futur proche, une augmentation de l'effet de filtrage modal pourra être mise en évidence en retirant le trou filtrant placé avant le collimateur et en créant artificiellement des défauts de phase d'ordre plus élevés en utilisant par exemple un masque de phase dans un des bras de l'interféromètre. Dans des conditions expérimentales qui ne sont, pour l'instant, pas excessivement poussées, j'ai pu obtenir un taux d'extinction de 10^{-3} mais la barre d'erreur obtenue, qui recouvre la visibilité de 1, montre que cette valeur reste limitée par les variations aléatoires de la puissance de la source laser. Ces premiers résultats sont donc encourageants mais non définitifs. Renforcer notre compréhension du niveau de filtrage modal pouvant être atteint avec ces composants sera donc une priorité des perspectives futures.

Chapitre 8

Quelle vision pour l'avenir ?

Sommaire

8.1	Introduction	253
8.2	Peut-on mieux cerner les potentialités de l'optique guidée dans l'infrarouge ?	253
8.3	Quel taux d'extinction ?	255
8.4	Quelle perspective pour l'optique intégrée à 10 μm ?	255
8.4.1	La recombinaison des faisceaux	255
8.4.2	La question de la polarisation	257
8.5	Concepts potentiels pour l'interférométrie en frange noire	259
8.5.1	Recombinaison par optique de volume	259
8.5.2	Recombinaison multi-axiale monomode par fibre	259
8.5.3	Recombinaison par optique intégrée	260
8.6	Conclusion	260

8.1 Introduction

J'aborde dans ce chapitre le point important de la perspective, à court ou moyen terme, qui donne ainsi le moyen de prendre un certain recul critique sur le travail réalisé. Je souhaiterais donc à présent discuter les potentialités de l'optique intégrée et proposer, au vu des résultats obtenus, une prospective aussi bien technique que scientifique en vue de son évolution future. Je présenterai d'abord des axes d'amélioration à court terme qui puissent permettre de confirmer et d'améliorer certains des résultats déjà obtenus. J'aborderai ensuite certains concepts utilisables en optique intégrée et j'essaierai de fournir des moyens de comparaison avec les solutions déjà existantes. Je conclurai avec une vision un peu plus personnelle de ce que pourrait être le rôle de l'optique intégrée pour l'interférométrie en frange noire

8.2 Peut-on mieux cerner les potentialités de l'optique guidée dans l'infrarouge ?

Les guides creux métalliques représentent indubitablement la solution la plus aboutie (pas forcément la meilleure) parmi les solutions auxquelles j'ai été confronté durant mon travail : c'est

cette technologie qui a permis d'obtenir de premiers guides creux monomodes dans l'infrarouge thermique. Ce résultat est important mais il reste encore à creuser. Nous avons vu, en particulier lors de leur caractérisation spectrale, que ce type de guide est affecté de pertes linéiques importantes au vu des besoins de l'astronomie et une contrainte forte sur le couplage. Mais il ne faut pas oublier que les pertes de ce type de composant doivent être ramenées à leur longueur de filtrage, qui dans le cas des guides métalliques se trouve être inférieure à $100 \mu\text{m}$. Pour une perte théorique moyenne de 1dB/mm , une longueur de guide de $100 \mu\text{m}$ permettrait de transmettre près de 98% du flux si l'on ne prend pas en compte le couplage. Il reste maintenant à s'assurer que cette valeur de pertes théoriques est atteinte expérimentalement. Or une limitation rencontrée au cours de mon travail a été de ne pas pouvoir évaluer directement les pertes de propagation et de devoir me servir d'une estimation des pertes par couplage à soustraire à la transmission globale du composant. C'est pourquoi j'ai proposé de pouvoir disposer, dans un deuxième jeu de composants, de guides de longueurs différentes qui, à conditions de couplage pratiquement équivalentes, permettront de faire une mesure différentielle des pertes de propagation. Les méthodes de caractérisation étant à présent établies au laboratoire, de nouvelles informations précieuses pourront certainement venir de ce côté-là. Confirmer expérimentalement des pertes linéiques de 1dB/mm serait une confirmation des potentialités de cette solution.

D'autre part, le fait que le champ électrique soit totalement confiné à l'intérieur de la structure – c'est-à-dire qu'il n'existe pas une partie du champ se propageant dans la gaine à l'instar des guides diélectriques – implique une contrainte très forte au couplage que nous avons perçue expérimentalement. L'utilisation de cornets a montré son importance, mais les résultats des simulations ont aussi montré que ces derniers devaient être adaptés à l'ouverture numérique du faisceau d'injection pour permettre leur utilisation optimale. Par exemple, pour une ouverture numérique de $f/2$ il faut intégrer au guide un cornet présentant une dimensions de $50 \mu\text{m}$ (cf. chapitre 3).

Reste enfin la question de la qualité optique des faces d'entrée et de sortie des composants dans leur configuration actuelle. Le clivage des puces semble être actuellement le seul moyen identifié pour leur séparation qui se fait aux dépens de la qualité optique. Cet axe d'amélioration, purement technologique, continue d'être explorée.

Les guides diélectriques développés dans le cadre du projet *IODA* affichent, quant à eux, une maturité moins importante, mais qui avait été prévue et soulignée lorsque le projet a démarré. Il faut savoir, par exemple, que la technique d'échanges d'ions (Haguenauer 2001) utilisée en optique intégrée a vu son développement s'étaler sur plusieurs années. Faut-il pour autant se passer des solutions diélectrique ? Je répondrais non tout simplement parce que ce type de solutions présentent généralement de faibles pertes par propagation permettant d'envisager des composants plus longs incluant des schémas de recombinaison plus complexes. Actuellement, nous avons atteint un stade de développement sur les verres de chalcogénures et les verres tellurés qu'il peut être avantageux de faire perdurer. C'est pourquoi une nouvelle thèse de doctorat a été lancée par le *LPMC* en collaboration avec le *CNES* et *Alcatel-Space*. Dans le cas de l'interférométrie en frange noire où toute pollution inutile du signal planétaire doit être évacuée, le vrai inconvénient que je vois à la solution diélectrique est l'existence de modes rayonnés dans la gaine ou le substrat qui, du fait des dimensions finies de ce dernier, continuent d'être propagés. Ces "modes de gaines" deviennent alors des sources de bruits indésirables. Cet effet est actuellement étudié par

différents laboratoires et en particulier par l'équipe de François Reynaud à *l'IRCOM*.

A l'heure où ce manuscrit est écrit, plusieurs actions se préparent dans la continuité du travail réalisé jusqu'à présent. En ce qui concerne les guides métalliques, un deuxième jeu de composants est en cours comportant :

- des guides droits de différentes longueurs pour les mesures expérimentales de pertes par propagation.
- des cornets pour l'adaptation d'impédance de côté $78\mu\text{m}$.
- un guide multimode de référence par puce permettant de simplifier la procédure d'alignements.

En ce qui concerne la solution des guides diélectriques, sachant que le développement des guide ZnSe/ZnS a été pour l'instant suspendu pour les raisons exprimées au chapitre 6, les axes d'amélioration repose dans un avenir proche sur la possibilité de réaliser ou non des guides droits limités à partir de verres de chamcogénures. La solution des verres tellurés serait bien sur idéale en terme de pertes et de couverture spectrale, mais elle ne me paraît pas incontournable dans l'immédiat puisque plusieurs solutions sont déjà offertes par les compositions $\text{As}_2\text{Se}_3/\text{As}_2\text{S}_3$.

Enfin, des actions pour le développement des premières jonctions à deux télescopes sont en cours et seront étudiées lors de la livraison du deuxième jeu de composants (cf. § 8.5 ci-dessous).

8.3 Quel taux d'extinction ?

Sûrement faut-il ne pas perdre de vue le but final de ce travail qui consiste à démontrer les potentialités de l'optique intégrée infrarouge pour l'interférométrie en frange noire. Or un des paramètres les plus importants est de connaître le taux d'extinction pouvant être atteint. Atteindre des taux d'extinction supérieurs à 10^4 (Serabyn 2000) requiert l'utilisation d'un banc interférométrique très bien symétrisé et pour lequel une grande partie des contraintes thermo-mécaniques sont contrôlées. A l'heure actuelle, des mesures préliminaires de contrastes interférométriques corrigés ont été réalisés avec les guides creux métalliques sur un banc pas encore optimisé. Malgré les limites de l'expérience dues essentiellement à la précision pouvant être atteinte sur les voies photométriques, un taux d'extinction de l'ordre de 2×10^{-3} a été mesuré. **Cela ne préjuge en rien sur de meilleures capacités de filtrage modal des guides creux**, mais plutôt sur le fait de prendre la décision de s'engager plus fortement sur des mesures de "nulling" – dont Ollivier (1999) a tout de même mis en lumière les difficultés instrumentales qui en découlent – voire sur des collaborations avec les instituts de recherche tel que l'*Institut d'Astrophysique Spatiale* à Orsay disposant de moyens adéquats.

8.4 Quelle perspective pour l'optique intégrée à $10\ \mu\text{m}$?

8.4.1 La recombinaison des faisceaux

L'utilisation de l'optique intégrée pour l'interférométrie en frange noire a par le passé été étudiée du point de vue des performances (Haguenauer et al. 2003) et expérimentalement (Barillot et al.

2004; Weber et al. 2004) dans le proche infrarouge avec l'expérience *MAII*¹. Bien que n'ayant pas encore un degré de maturité comparable dans l'infrarouge moyen, le développement de premières jonctions recombinaires est pris en compte dans la seconde phase du projet *IODA*. Le concept se base sur les jonctions T, bien connues en micro-onde (Montgomery et al. 1987) et déjà étudié théoriquement pour l'interféométrie en frange noire par Wehmeier et al. (2005).

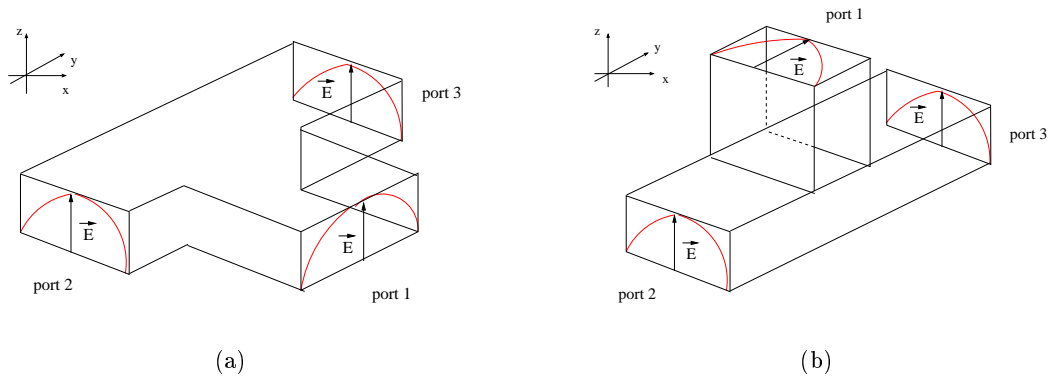


FIG. 8.1: Jonction plan-H (Fig. 8.1(a)) et plan-E (Fig. 8.1(b))

Le principe de fonctionnement de ces composants est illustré par les figures 8.1(a) et 8.1(b). Je ne suppose ici que des guides monomodes et le champ électrique du mode fondamental TE_{10} . Ces structures sont définies comme “jonction plan-H” et “jonction plan-E” respectivement. Dans les deux cas et s’il est correctement dimensionné, le composant se comporte comme un diviseur aux sorties port 2 et port 3 symétriques pour un champ incident au port 1. La différence entre les deux composants porte sur le déphasage entre les sorties : dans le cas de la jonction plan-H, les port 2 et 3 sont en phase, tandis que dans le cas de la jonction plan-E ces mêmes ports sont en opposition de phase.

En retournant la jonction plan-E et en considérant deux ondes incidentes aux port 2 et 3, le signal résultant ne sera pas transmis au port 1 si ces dernières sont en phase – comme c’est le cas pour une étoile sur l’axe – et les ondes incidentes seront totalement réfléchies. Cet effet est de plus achromatique tant que le composant reste monomode. En revanche, si les ondes sont déphasées de π , elles sont recombinaées au port 1 où la puissance résultante peut-être mesurée.

Un composant T-hybride incluant une jonction plan-E et une jonction plan-H permet de séparer physiquement l’intensité des ondes en phase de celui des ondes en opposition de phase (cf. Fig 8.2). Les ondes en phase en entrée des ports 2 et 3 sont recueillies en sortie du port 1 tandis que les ondes en opposition de phase sont recueillies en sortie du port 4. Pour un composant monomode, les ports 2 et 4 sont totalement découplés. Au cours de sa thèse de doctorat, Drouët D’Aubigny (2003) a exploré expérimentalement une solution technologique pour réaliser ce type de composant hybride; Mais aux dernières nouvelles ces travaux ne s’appliquent encore qu’au domaine des longueurs d’onde sub-millimétriques.

¹MAII est l’acronyme du contrat ESA *Multi Aperture Imaging Interferometer*

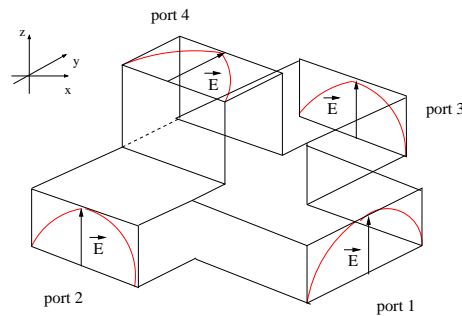


FIG. 8.2: Composant hybride T-magique. Les ports 1 et 4 sont totalement découplés entre eux.

L'optique intégrée offre donc une solution compacte à la question de la recombinaison interférométrique. Les solutions basées sur l'utilisation de T-hybrides ont l'avantage de séparer physiquement les signaux en phase des signaux en opposition de phase. On pourrait même aller jusqu'à imaginer un détecteur dédié à chaque port en vue de réaliser une calibration des variations photométriques dues à l'instrument.

Dans le cadre du projet *IODA*, la fabrication de premières jonctions est en cours. Les figures 8.3(a) et 8.3(b) montrent le type de composants qui sont en cours de réalisations au *CEA-Leti*. Les guides courbes servent à valider la propagation dans des structures à géométrie variable. Les diviseurs sont utilisés pour valider la fonction de séparation des faisceaux, puis leur recombinaison lorsqu'elle sont utilisées en inverse.

8.4.2 La question de la polarisation

Nous avons vu au chapitre 3 que les défauts de polarisation des ondes recombinaison doivent être maintenus à moins de 10^{-3} radians pour permettre un taux de réjection de 10^{-6} . Cet aspect est un point dur des solutions à fibres pour lesquelles un maintien de polarisation sévère est requis. Nous avons vu qu'un guide métallique monomode de section rectangulaire ne transmet qu'une direction de polarisation et agit comme un polariseur intégré. On aurait tendance à penser que cela sacrifie 50% de la puissance incidente (ce qui est juste dans une première approche). Cependant, un équivalent des fibres à maintien de polarisation peut être obtenu avec les guides creux en choisissant une section carrée (cf. Fig. 8.4).

Par rapport au guide à section rectangulaire, la section carrée implique l'existence des deux modes TE_{10} et TE_{01} ayant la même longueur de coupure $\lambda_c=2a$ et dont les polarisations sont croisées. Par ailleurs, les deux modes présentent la même distribution spatiale du champ électrique mais pivotée de 90° l'une par rapport à l'autre. Cette solution permet de conserver les deux polarisations du flux incident. Ceci se fait néanmoins aux dépens de la bande de monomodécité : le guide à section rectangulaire présente une plage de monomodécité comprise entre a et $2a$ tandis que pour le guide à section carré, celle-ci est réduite à $[\sqrt{2}a - 2a]$, soit une diminution d'environ 40% ($\sqrt{2}a$ étant la longueur d'onde de coupure du mode TE_{11}). Il faudra donc opter pour un compromis entre ces deux aspects. Je pense néanmoins que le cas du guide rectangulaire reste néanmoins avantageux car la question à nous poser est de savoir si cette perte de -3dB sur le flux incident est en partie compensée par les pertes que l'on subirait en utilisant un système de

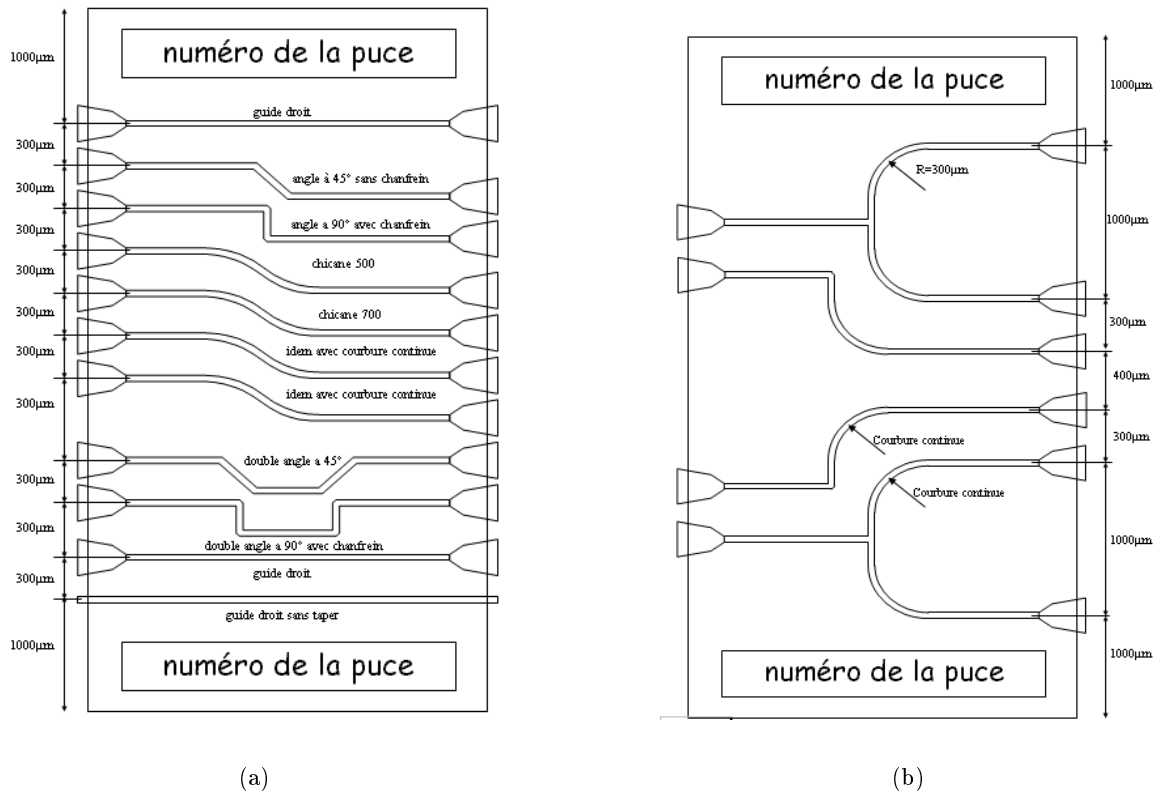


FIG. 8.3: Fonctions réalisées avec les guides métalliques dans le cadre du projet *IODA*. Les guides courbes permettent de valider la propagation dans des structures à géométrie variable tandis que les diviseurs sont utilisés pour la séparation des faisceaux, puis pour la recombinaison

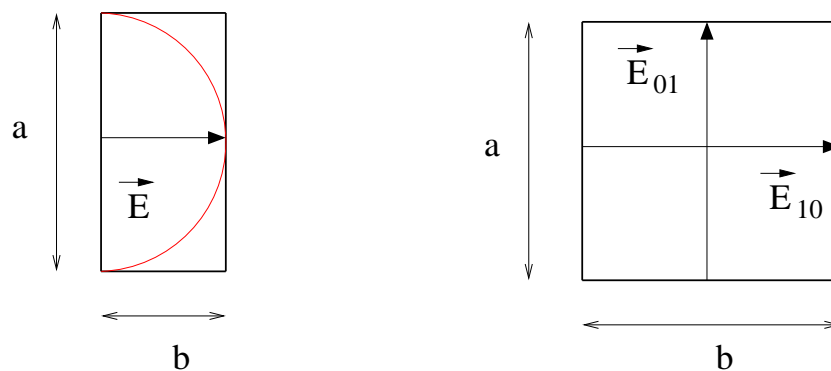


FIG. 8.4: Comparaison en termes de polarisation des guides creux à section carrée et rectangulaire. La guide à section rectangulaire ne peut propager qu'une seule polarisation de l'onde incidente correspondante au mode fondamental. Le guide à section carrée peut en revanche propager deux directions de polarisation qui sont croisées entre elle et qui ne peuvent pas interférer.

recombinaison complexe en optique de volume classique.

8.5 Aperçu des différents concepts utilisables pour l'interférométrie en frange noire

L'utilisation du filtrage modal pour l'interférométrie en frange noire est désormais une nécessité qui est communément admise au vu des contraintes imposées sur la qualité des fronts d'onde incidents. En revanche, le type de schéma de recombinaison des faisceaux à adopter est encore sujet à débat et plusieurs points de vue coexistent.

8.5.1 Recombinaison par optique de volume

C'est la première méthode de recombinaison historiquement testée pour l'interférométrie en frange noire car c'est aussi la plus classique. La recombinaison est faite en schéma coaxial à l'aide d'une séparatrice. Nous avons vu que le taux d'extinction recherché dépend de l'écart photométrique entre les différentes voies. La symétrie de la séparatrice dans un schéma de recombinaison coaxiale est donc fondamentale. Or cette symétrie ne peut généralement pas être garantie aux précisions recherchées. Serabyn & Collavita (2001) ont proposé une méthode pour obtenir un système de recombinaison symétrique en faisant subir aux faisceaux le même nombre de réflexions et de transmissions à l'aide de miroirs périscopiques qui prennent en compte les deux états de polarisation.

8.5.2 Recombinaison multi-axiale monomode par fibre

La recombinaison multi-axiale classique n'est pas adaptée à l'interférométrie en frange noire : même pour une étoile parfaitement ponctuelle, la figure d'interférence obtenue avec ce schéma de recombinaison (cf. Fig. 2.8(b)) ne permet pas d'obtenir une extinction parfaite à cause de la taille finie du détecteur. Le schéma multi-axial reste utilisable dans la mesure où une fibre optique est placée à l'emplacement où a lieu la recombinaison. C'est une méthode au principe astucieux qui consiste à focaliser directement les faisceaux en provenance des télescopes sur la tête d'une fibre optique monomode (Wallner et al. 2004). La recombinaison se fait donc en entrée de la fibre. Lorsque les faisceaux incidents sont en opposition de phase, la répartition spatiale du champ électrique au foyer des télescopes est une fonction impaire de sorte que l'intégrale de recouvrement avec le champ quasi-gaussien du mode fondamental provoque une extinction complète. Cette intégrale ne s'annule pas en revanche lorsque les faisceaux incidents sont en phase. Seule l'intensité couplée sur le mode fondamental de la fibre est détectée à sa sortie. Cette méthode reste néanmoins beaucoup plus sensible aux alignements sur la tête de fibre que la méthode co-axiale ; Ceci est dû au fait que, au lieu de calculer l'intégrale de recouvrement des champs entre le mode fondamental et la tâche d'Airy – à l'instar du schéma de recombinaison co-axiale –, on calcule le recouvrement entre le mode gaussien et la figure d'interférences en amplitude en entrée de la fibre, ce qui conduit à une grande sensibilité aux erreurs de pointage des télescopes. Par ailleurs, les pertes par couplage sont importantes car il n'est pas possible d'optimiser à la fois l'ouverture numérique de la fibre pour les faisceaux convergents individuels et pour l'angle solide dans lequel sont contenus ces mêmes faisceaux.

8.5.3 Recombinaison par optique intégrée

L'optique intégrée présente à son avantage une réduction importante de la complexité du système de recombinaison mais nécessite un développement initial technologique plus long et plus coûteux. La réalisation de guide droits n'est qu'une étape et la réalisation d'un prototype tel que celui présenté au paragraphe 8.5 requiert la maîtrise de nouvelles étapes technologiques. L'optique intégrée permet aussi de bien symétriser le système de recombinaison. A titre d'exemple, une jonction plan-E peut fonctionner comme un diviseur parfait si les plus petits côtés des ports 2 et 3 valent la moitié du plus petit côté du port 1. Or maîtriser ce type de contrainte reste tout à fait abordable.

8.6 Conclusion

Suivant les résultats obtenus lors de tests en cours sur de nouveaux composants plus complexes, la poursuite des développements de l'optique intégrée pour l'infrarouge thermique pourra ou non être confirmée. In fine, la validation d'un tel composant sur un instrument astronomique peut être choisie comme une continuation logique de mon travail.

Chapitre 9

Conclusions

Au cours de ces dix dernières années, c'est-à-dire depuis la découverte d'un compagnon à l'étoile 51 Peg par Mayor & Queloz (1995)¹, le domaine de la recherche des planètes extra-solaires a connu une expansion sans précédents dans l'histoire de l'astronomie moderne. Cette découverte permet de répondre par l'affirmative à la question de l'existence d'autres systèmes planétaires. Aujourd'hui les choses ont beaucoup avancé puisque plus de 150 planètes ont été découvertes par la méthode des vitesses radiales.

En dix ans, des questions se sont précisées en particulier sur notre capacité à détecter non plus des planètes géantes, mais des planètes telluriques en orbite autour d'étoiles de type solaire. Autrement dit, découvrir des systèmes planétaires comparables au nôtre.

Les moyens ayant beaucoup évolué en termes d'instrumentation astronomique, un certain nombre de missions déjà existantes ou en cours d'étude vont dans les prochaines années s'attacher à détecter de manière directe ou indirecte des planètes telluriques. La spectroscopie de ces objets en vue de la détection de traceurs chimiques de vie reste l'objectif avoué. Parmi celles-ci se trouve la mission spatiale *Darwin* de l'Agence Spatiale Européenne basée sur l'interférométrie en frange noire à laquelle ce travail de thèse a souhaité porter une contribution.

La démarche instrumentale de ce travail de thèse a visé l'étude de la viabilité d'une solution de recombinaison des faisceaux basée sur l'optique intégrée fonctionnant dans l'infrarouge moyen ($4\ \mu\text{m} - 20\ \mu\text{m}$). Ce travail s'est inscrit dans le cadre du contrat ESA "Integrated Optics for Darwin" auquel ont participé le *Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble*, l'*Institut de Micro-électronique et Photonique* de Grenoble, le *CEA-Leti* et la société *Alcatel-Space*. Le *Laboratoire de Physico-Chimie des Matériaux* de Montpellier a aussi participé activement à cette étude. Deux volets instrumentaux ont été considérés au cours de mon travail de thèse.

Le premier volet a concerné le développement des guides creux métalliques monomodes et des fonctions interférométriques associées. De premiers guides droits monomodes ont été réalisés et caractérisés à $10\ \mu\text{m}$ par une méthode de polarisation (Labadie et al. 2005b). J'ai montré que les contraintes de couplage peuvent être relâchées par l'ajout de cornets en entrée et sortie des guides. Si ces derniers sont optimisés pour une ouverture numérique de l'optique d'injection, le

¹Une conférence commémorant cette découverte s'est tenue en août 2005 à l'Observatoire de Haute-Provence

taux de couplage pouvant être atteint est de 70%. Les pertes en excès mesurées à l'heure actuelle sont de l'ordre de 3 dB sur une longueur de guide de 3 mm. La longueur de filtrage permettant d'atteindre une extinction des modes d'ordre supérieur de 10^{-6} est inférieure à $100 \mu\text{m}$ pour la gamme spectrale [$10 \mu\text{m} - 20 \mu\text{m}$]. Une amélioration des performances de ces structures peut être obtenue en considérant une longueur de guide de l'ordre de 10λ et en intégrant des cornets de section carrée et de côté $\sim 100 \mu\text{m}$. Parallèlement, de premières fonctions optiques basées sur la solution guide creux telles que les diviseurs symétriques de puissance ou la jonction recombinaison à deux télescopes vont être livrés prochainement par le *CEA-Leti*.

Le second volet de ma thèse a été dédié au développement de guides diélectriques monomodes dans l'infrarouge moyen. Les solutions étudiées ont été d'une part les guides plans de ZnSe sur substrat ZnS et d'autre part les guides plans à base de verres de chalcogénures. La première solution a permis d'obtenir rapidement une structure planaire dont le comportement modal a été caractérisé en laboratoire par la méthode des *m*-lines dans les gammes du visible, du proche-infrarouge et de l'infrarouge moyen. Nous avons pu démontrer le caractère monomode de certaines structures fabriquées pour l'infrarouge moyen. Parallèlement, les techniques testées de réalisation de guides droits limités par gravure n'ont pas permis d'obtenir de résultats concluants.

La solution basée sur les verres de chalcogénures a pareillement abouti à la réalisation de plusieurs structures planaires fonctionnant dans l'infrarouge thermique. Elles présentent un comportement multimode à ces longueurs d'onde du fait d'une épaisseur de couche supérieure à $10 \mu\text{m}$. Suivant les matériaux utilisés, nous disposons à présent des potentialités pour réaliser des guides "tout-chalcogénure" transmettant jusqu'à $16 \mu\text{m}$ pour l' As_2Se_3 et jusqu'à $20 \mu\text{m}$ pour les verres tellurés (Vigreux et al. 2005). La phase de réalisation de guides droits limités a donné de premiers résultats probants et sera poursuivie dans le futur.

A moyen terme, la fabrication d'un composant d'optique intégrée de recombinaison à deux télescopes est le but poursuivi avec une suite logique qui pourrait être l'installation d'un premier instrument sur le ciel.

L'aventure continue...

Bibliographie

- Absil, O., Gondoin, P., Erd, C., et al. 2003a, in ASP Conf. Ser. 294 : Scientific Frontiers in Research on Extrasolar Planets, 557–560
- Absil, O., Karlsson, A., & Kaltenegger, L. 2003b, in Interferometry in Space. Edited by Shao, Michael. Proceedings of the SPIE, Volume 4852, pp. 431-442 (2003)., 431–442
- Alloin, D. M. & Mariotti, J. M., eds. 1994, Adaptive Optics for Astronomy
- Angel, J. R. P., Cheng, A. Y. S., & Woolf, N. J. 1986, Nature, 322, 341
- Angel, J. R. P., Hill, J. M., Strittmatter, P. A., Salinari, P., & Weigelt, G. 1998, in Proc. SPIE Vol. 3350, p. 881-889, Astronomical Interferometry, Robert D. Reasenberg; Ed., 881–889
- Angel, J. R. P. & Woolf, N. J. 1997, ApJ, 475, 373
- Angel, R. 1990, in The Next Generation Space Telescope, 81
- Balan, V. 2003, *Thèse de Doctorat*, Université de Montpellier II
- Barillot, M., Haguenaer, P., Weber, V., et al. 2004, in ESA SP-554 : 5th International Conference on Space Optics, 231–236
- Baudoz, P., Rabbia, Y., Gay, J., et al. 2000, A&AS, 145, 341
- Beichman, C. 2001, Bulletin of the American Astronomical Society, 33, 860
- Berger, J. P., Haguenaer, P., Kern, P., et al. 2001, A&A, 376, L31
- Boccaletti, A., Riand, P., Moutou, C., & Labeyrie, A. 2000, Icarus, 145, 628
- Bordé, P., Perrin, G., Amy-Klein, A., Daussy, C., & Mazé, G. 2003, in ESA SP-539 : Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets, 371–374
- Bordé, P. J., Perrin, G. S., Nguyen, C. T., et al. 2003, in Interferometry for Optical Astronomy II. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 273-279 (2003)., 273–279
- Born, M. & Wolf, E. 1965, Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light (Oxford : Pergamon Press, |c1965, 3rd (revised) ed.)
- Bracewell, R. N. 1978, Nature, 274, 780

- Bracewell, R. N. & McPhie, R. H. 1979, *Icarus*, 38, 136
- Brachet, F., Labeque, A., Leger, A., et al. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.991, 991
- Broquin, J. E. 2003, Review of Materials and Technology Report (ESA Contract n° : 16847/02/NL/SFe), 57
- Bruhat, G. 1965, Cours de physique generale a l'usage de l'enseignement superieur scientifique et technique : Optique (Paris : Masson, 1965, 6ieme ed., rev. et compl., edited by Kastler, A. (6ieme ed.))
- Catala, C., Mangeney, A., Gautier, D., et al. 1995, in *ASP Conf. Ser. 76 : GONG 1994. Helio- and Astro-Seismology from the Earth and Space*, 426
- Charbonneau, D., Allen, L. E., Megeath, S. T., et al. 2005, *ApJ*, 626, 523
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Dumas, C., et al. 2004, *A&A*, 425, L29
- Commandré, M. & Pelletier, E. 1990, *Appl. Opt.*, 29, 4276
- Coudé du Foresto, V. 1994, *Thèse de Doctorat*, Université de Paris VI
- Coudé du Foresto, V., Ridgway, S., & Mariotti, J.-M. 1997, *A&AS*, 121, 379
- Coudé du Foresto, V. C. & Ridgway, S. T. 1992, in *High-Resolution Imaging by Interferometry*, 731
- Delplancke, F., Derie, F., Glindemann, A., et al. 2003, in *IAU Symposium*
- Des Marais, D. J., Harwit, M. O., Jucks, K. W., et al. 2002, *Astrobiology*, 2, 153
- Dijon, J., Duloisy, E., & Lyan, P. 1993, in *Proc. SPIE Vol. 1782*, p. 303-314, *Thin Films for Optical Systems*, Karl H. Guenther ; Ed., 303-314
- Drouët d'Aubigny, C. Y., Walker, C. K., Golish, D., et al. 2003, in *Interferometry in Space*. Edited by Shao, Michael. Proceedings of the SPIE, Volume 4852, pp. 568-580 (2003)., 568-580
- Drouët d'Aubigny, C. Y., Walker, C. K., Groppi, C. E., et al. 2000, in *Proc. SPIE Vol. 4015*, p. 268-277, *Radio Telescopes*, Harvey R. Butcher ; Ed., 268-277
- Drouët D'Aubigny, C. Y. P. 2003, *Thèse de Doctorat*, University of Arizona
- ESO/VLT Interferometry panel. 1992, Coherent combined instrumentation for the vlt interferometer (VLT Report n. 65)
- Fridlund, M. 2000, in *ASP Conf. Ser. 213 : Bioastronomy 99*, 167
- Gay, J. & Rabbia, Y. 1996, *C.R. Acad. Sci. Paris*, 322, 265
- Gay, J. & Rabbia, Y. 1997, *C.R. Acad. Sci. Paris*, 325, 51

- Gondoin, P., Absil, O., Fridlund, C. V. M., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*. Edited by Wesley A. Traub . Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 700-711 (2003)., 700–711
- Griffiths, P. R. & Haseth, J. A. 1986, "Fourier Transform Infrared Spectrometry." (Wiley, New York)
- Groppi, C. E., Walker, C. K., Hungerford, A. L., Narayanan, G., & Lichtenberger, A. W. 2000, in Proc. SPIE Vol. 4015, p. 253-259, Radio Telescopes, Harvey R. Butcher ; Ed., 253–259
- Guessous, A., Papet, P., Saradin, J., & Ribes, M. 1995, *Sensors and Actuators B(Chemical)*, 24, 296
- Haguenaer, P. 2001, *Thèse de Doctorat*, Université de Grenoble I
- Haguenaer, P., Barillot, M., Kern, P. Y., et al. 2003, in *Interferometry for Optical Astronomy II*. Edited by Wesley A. Traub. Proceedings of the SPIE, Volume 4838, pp. 690-699 (2003)., 690–699
- Henini, M. & Razeghi, M. 1999, *Handbook of Infrared Detection Technologies* (Elsevier)
- Herbst, T. M., Ragazzoni, R., Eckart, A., & Weigelt, G. 2004, in *Ground-based Instrumentation for Astronomy*. Edited by Alan F. M. Moorwood and Iye Masanori. Proceedings of the SPIE, Volume 5492, pp. 1045-1052 (2004)., 1045–1052
- IRSI-Darwin. 2000, Darwin, The InfraRed Space Interferometer-Concept and Feasability Study Report (European Space Agency ESA-SCI(2000)12), p.220
- Jeunhomme, L. B. 1983, "Single-mode fiber optics. Principles and applications" (Optical Engineering, New York : Dekker, 1983)
- Jordan, E. C. & Balmain, K. G. 1985, "Electromagnetic Waves and Radiating Systems". Edited by William L. Everitt (Prentice-Hall,Inc.), 636–646
- Karlsson, A. & Mennesson, B. P. 2000, in Proc. SPIE Vol. 4006, p. 871-880, *Interferometry in Optical Astronomy*, Pierre J. Lena ; Andreas Quirrenbach ; Eds., 871–880
- Kasting, J. F., Whitmire, D. P., & Reynolds, R. T. 1993, *Icarus*, 101, 108
- Kloeck, P. 1991, "Handbook of Infrared Optical Materials" (Marcel Dekker, Inc.)
- Kuchner, M. J. & Traub, W. A. 2002, *ApJ*, 570, 900
- Kulkarni, S. R. 1997, *Science*, 276, 1350
- Labadie, L., Kern, L., Vigreux, C., Pradel, A., & Broquin, J. E. 2005a, En préparation
- Labadie, L. & Kern, P. 2003, Characterization setups technical report (ESA Contract n° : 16847/02/NL/SFe), 32
- Labadie, L. & Kern, P. 2004a, IODA test bench design report (ESA Contract n° : 16847/02/NL/SFe), 75

- Labadie, L. & Kern, P. 2004b, IODA tests and procedures report (ESA Contract n° : 16847/02/NL/SFe), 51
- Labadie, L., Kern, P., Schanen, I., et al. 2003, in SF2A-2003 : Semaine de l'Astrophysique Française, 343
- Labadie, L., Labeye, P., Kern, P., et al. 2005b, accepté dans *A&A*
- Labeye, P. 2001, "Cours d'optique guidée" (ENSPG)
- Labeye, P. 2005, Communication personnelle
- Labeyrie, A. 1995, *A&A*, 298, 544
- Labeyrie, A. 1996, *A&AS*, 118, 517
- Laurent, E. 2003, *Thèse de Doctorat*, Institut National Polytechnique de Grenoble
- Lawson, P. R., ed. 2000, Principles of Long Baseline Stellar Interferometry
- Lawson, P. R. 2004, in JPL Publications, 21
- Lee, D. L. 1986, "Electromagnetic Principles of Integrated Optics" (Wiley, New York), x – x
- Leinert, C., van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., et al. 2004, *A&A*, 423, 537
- Léger, A., Mariotti, J. M., Mennesson, B., et al. 1996, *Icarus*, 123, 249
- Léger, A., Puget, J.-L., Mariotti, J. M., Rouan, D., & Schneider, J. 1995, *Space Science Reviews*, 74, 163
- Léna, P. 1996, *Methodes physiques de l'observation* (Collection Savoirs Actuels. EDP Sciences, 1996)
- Malbet, F. 1996, *A&AS*, 115, 161
- Malbet, F., Berger, J., Kern, P. Y., et al. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.439, 439–+
- Malbet, F., Kern, P., Schanen-Duport, I., et al. 1999, *A&AS*, 138, 135
- Marcuse, D. 1973, *IEEE J. Quantum Electron.*, 9, 1000
- Marcuse, D. 1974, "Theory of dielectric optical waveguides" (New York, Academic Press, Inc., 1974. 267 p.)
- Marcy, G. W. & Butler, R. P. 1998, *ARA&A*, 36, 57
- Mariotti, J. M. 1988, in *DIFFRACTION-LIMIT.IMAGING/ VERY LARGE TELESCOPES P.3*, 1988, 3
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355

- Menesson, B. 1999, PhD thesis, Université de Pierre et Marie Curie - Paris VI
- Menesson, B., Léger, A., & Ollivier, M. 2005, *Icarus*, 178, 570
- Menesson, B., Ollivier, M., & Ruilier, C. 2002, *Optical Society of America Journal A*, 19, 596
- Menesson, B. P., Johnston, K. J., & Serabyn, E. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.136, 136
- Monnier, J. D. 2003, *Reports of Progress in Physics*, 66, 789
- Montgomery, C. G., Dicke, R. H., & Purcell, E. M. 1987, "Principles of Microwave Circuits", Vol. 25 (Peter Pregrinus Ltd.), 46-47
- Mouillet, D., Lagrange, A.-M., Beuzit, J.-L., & Renaud, N. 1997, *A&A*, 324, 1083
- Muterspaugh, M. W., Lane, B. F., Konacki, M., et al. 2005, accepté dans *ApJ*
- Mège, P. 2002, *Thèse de Doctorat*, Université de Grenoble I
- Nakajima, T., Oppenheimer, B. R., Kulkarni, S. R., et al. 1995, *Nature*, 378, 463
- Ollivier, M. 1999, *Thèse de Doctorat*, Université de Paris XI
- Ollivier, M. 2004, *J. Phys. IV France*, 119, 73
- Ollivier, M. & Mariotti, J. 1997, *Appl. Opt.*, 36, 5340
- Ordal, M. A., Bell, R. J., Alexander, R. W., Long, L. L., & Query, M. R. 1985, *Appl. Opt.*, 24, 4493
- Ordal, M. A., Long, L. L., Bell, R. J., et al. 1983, *Appl. Opt.*, 22, 1099
- Palik, D. L. 1985, "Optical Constants of Solids" (Academic Press, New York)
- Perrin, G. 1997, *A&AS*, 121, 553
- Perrin, G., Coude Du Foresto, V., Ridgway, S. T., et al. 1998, *A&A*, 331, 619
- Perrin, G. S., Lai, O., Woillez, J. M., et al. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, Proceedings of SPIE Volume 5491. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.391, 391
- Protassov, C. 1999, *Probabilités et incertitudes dans l'analyse des données expérimentales* (Presses Universitaires de Grenoble)
- Quirrenbach, A. 2001, *ARA&A*, 39, 353
- Quéré, Y. 1988, *Physique des matériaux* (Cours de l'Ecole Polytechnique, Ed. Ellipses), 464
- Riaud, P., Boccaletti, A., Rouan, D., Lemarquis, F., & Labeyrie, A. 2001, *PASP*, 113, 1145
- Ridgway, S. T. 1997, in *NATO ASIC Proc. 501 : High angular resolution in astrophysics*, 13

- Rizzi, P. A. 1988, *Microwave Engineering - Passive Circuits*. (Prentice-Hall)
- Roddiar, F. & Lena, P. 1984a, *Journal of Optics*, 15, 171
- Roddiar, F. & Lena, P. 1984b, *Journal of Optics*, 15, 363
- Roddiar, F. & Roddiar, C. 1997, *PASP*, 109, 815
- Rosencher, E. & Vinter, B. 1998, *Optoélectronique*, Vol. 25 (Dunod), 261–271
- Rouan, D., Copet, E., Deleuil, M., et al. 1999, *Phys. & Chem. Of the Earth*, 24, 567
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479
- Rousset, G., Fontanella, J. C., Kern, P., Gigan, P., & Rigaut, F. 1990, *A&A*, 230, L29
- Ryle, M. & Hewish, A. 1960, *MNRAS*, 120, 220
- Schiff, L. I. 1955, "Quantum Mechanics" (McGraw-Hill, New York), 184–193
- Self, S. A. 1983, *Appl. Opt.*, 22, 658
- Serabyn, E. 2000, in *Interferometry in Optical Astronomy*. Edited by P.J. Léna and A. Quirrenbach. *Proceedings of the SPIE*, Volume 4006, pp. 328-339, 328–339
- Serabyn, E. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, *Proceedings of SPIE Volume 5491*. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.1639, 1639
- Serabyn, E. & Collavita, M. M. 2001, *Appl. Opt.*, 40, 1668
- Shaklan, S. B. & Roddiar, F. 1988, *Appl. Opt.*, 27, 2334
- Shao, M., Colavita, M. M., Hines, B. E., Staelin, D. H., & Hutter, D. J. 1988, *A&A*, 193, 357
- Sicardy, B. 1998, in *ASP Conf. Ser. 149 : Solar System Formation and Evolution*, 13
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Snyder, A. W. & Love, J. D. 1986, "Optical waveguide theory", Vol. 3 (*Optical Society of America Journal A*), 378
- Tatian, B. 1984, *Appl. Opt.*, 23, 4477
- Tien, P. K. 1971, *Appl. Opt.*, 10, 2395
- Tien, P. K., Rita-Sanseverino, S., Martin, R. J., Ballman, A., & Brown, H. 1974, *Appl. Phys. Lett.*, 24, 503
- Tien, P. K., Ulrich, R., & Martin, R. J. 1969, *Appl. Phys. Lett.*, 14, 291
- Ulrich, R. & Torge, R. 1973, *Appl. Opt.*, 12, 2901
- Vassallo, C. 1985, "Théorie des guides d'ondes électromagnétiques" (Ed. Eyrolles, 1985. 700 p.)

- Vassallo, C. 1988a, *Journal of Lightwave Technology*, 6, 294
- Vassallo, C. 1988b, *Annales des Telecommunications*, 43, 48
- Vermeulen, F. E. & James, C. R. 1992, *Journal of Lightwave Technology*, 11, 1956
- Vidal-Madjar, A., Désert, J.-M., Lecavelier des Etangs, A., et al. 2004, *ApJL*, 604, L69
- Vigreux, C., Labadie, L., Broquin, J. E., Kern, P., & Pradel, A. 2005, accepté dans *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*
- Wainstein, L. A. & Zubakov, V. D. 1962, "Extraction of Signals from Noise." (Prentice Hall, Englewood Cliffs)
- Wallner, O., Artjuschenko, V., & Flatscher, R. 2005, in *New Frontiers in Stellar Interferometry II*. Edited by Wesley A. Traub. *Proceedings of the SPIE*, Volume 5491, pp. 636-646 (2005), 636-646
- Wallner, O., Leeb, W., & Winzer, P. 2002, *Journal Opt.Soc. Am. A*, 19, 2445
- Wallner, O., Perdignes Armengol, J. M., & Karlsson, A. L. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, *Proceedings of SPIE Volume 5491*. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.798, 798
- Weber, V., Barillot, M., Haguenaer, P., et al. 2004, in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, *Proceedings of SPIE Volume 5491*. Edited by Wesley A. Traub. Bellingham, WA : The International Society for Optical Engineering, 2004., p.842, 842
- Wehmeier, U. J., Swain, M. R., Drouet d'Aubigny, C. Y., Golish, D., & Walker, C. K. 2005, in *New Frontiers in Stellar Interferometry III*. Edited by Wesley A. Traub. *Proceedings of the SPIE*, Volume 5491, pp. 1435-1444 (2005), 1435-1444
- White, J. M. & Heidrich, P. F. 1976, *Appl. Opt.*, 15, 151

Annexe A

Spécifications de la source infrarouge

La source infrarouge principalement utilisée au cours de ce travail de thèse a été un laser à gaz CO_2 dont l'utilisation a été essentiellement justifiée par la nécessité d'avoir une source suffisamment puissante. En effet, le caractère initialement exploratoire du travail mené présentait un certain nombre d'inconnues, en particulier sur la transmission des composants testés.

D'une manière générale, la connaissance des caractéristiques du laser a été nécessaire afin de pouvoir concevoir les bancs optiques adaptés aux besoins requis par les différentes expériences (injection dans les guides, stabilité pour les mesures photométriques...). Je présente ici les principales caractéristiques ayant été prise en compte par la suite dans les budgets d'erreurs.

Le laser utilisé est un *Lasy3S* fabriqué par la société américaine *Access Laser*.

- puissance nominale : 700 mW
- domaine de longueurs d'onde : 15 raies comprises entre $10,3 \mu\text{m}$ et $10,8 \mu\text{m}$ suivant la régulation en température
- mode longitudinal : TEM_{00} avec $M^2 < 1,2$ (cf. annexe C)
- refroidissement à air
- diamètre du col w_0 : 2,7 mm
- divergence 2α : 5,5 mrad

La source laser peut être connectée à un contrôleur externe de température qui permet, en régulant la température de la cavité, de sélectionner une raie d'émission précise du gaz CO_2 . En l'absence de ce contrôleur, la source peut être tout à fait utilisée mais on observe à ce moment des "saut de raies" dont la fréquence dépend des fluctuations externes de température de la salle. La raie d'intérêt peut être sélectionnée à partir d'une table donnant la longueur d'onde en fonction de la température. La raie la plus utilisée est la P_{20} qui émet à $10,591 \mu\text{m}$ pour une température de la cavité comprise entre $31,06 \text{ }^\circ\text{C}$ et $33,11 \text{ }^\circ\text{C}$. Les autres raies utilisées sont la P_{22} ($\lambda = 10,611 \mu\text{m}$) et la P_{24} ($\lambda = 10,632 \mu\text{m}$) pour des températures de contrôle comprises respectivement entre $34,11 \text{ }^\circ\text{C}$ et $34,78 \text{ }^\circ\text{C}$ ainsi qu'entre $33,28 \text{ }^\circ\text{C}$ et $34,0 \text{ }^\circ\text{C}$. Il est préférable de choisir une raie pour

laquelle la plage de température de contrôle est suffisamment large par rapport à la précision que peut maintenir le contrôleur (de l'ordre de 0.5°C).

Lorsqu'il est utilisé en mode continu, le laser présente une stabilisation de sa puissance grâce au contrôleur de température de l'ordre de 2% après une période d'environ 30 minutes suivant la mise en route. La stabilité du laser est un paramètre fondamental pour la précision des mesures photométriques effectuées.

Annexe B

Démonstration des relations donnant l'indice effectif d'un mode

On suppose un prisme isocèle avec des angles A et B identiques. Le schéma de principe du couplage par prisme avec les angles associés est donné dans la figure B.1.

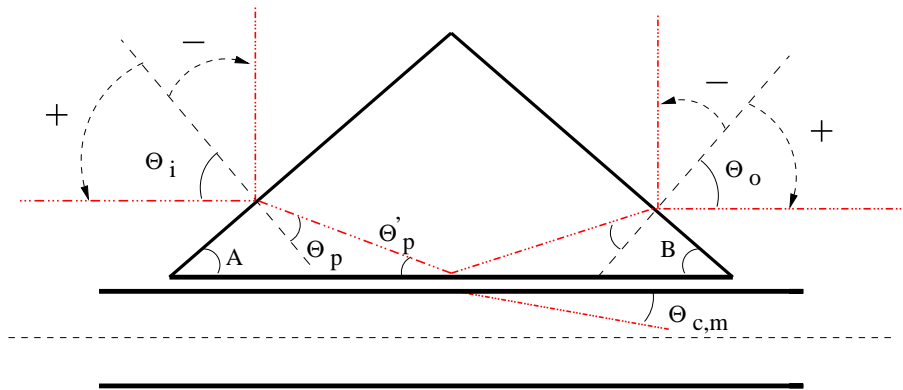


FIG. B.1: Schéma de principe illustrant l'approche géométrique du phénomène de couplage entre le prisme et l'échantillon dans l'expérience de m -lines.

Suivant l'analyse présentée au chapitre 3, l'indice effectif d'un mode m peut être écrit suivant

$$n_{eff,m} = n_c \cos(\theta_{c,m}) \quad (\text{B.1})$$

où n_c est l'indice de couche et $\theta_{c,m}$ l'angle que fait avec l'axe du guide un rayon correspondant au mode propre m .

La condition d'accord de phase entraîne l'égalité

$$n_p \cos(\theta'_p) = n_c \cos(\theta_{c,m}) \quad (\text{B.2})$$

où n_p est l'indice du prisme. Notons que, pour pouvoir exciter les modes de premier ordre de la couche mince, il faut vérifier

$$n_p \cos(\theta'_p) = n_c \quad (\text{B.3})$$

ce qui implique que

$$n_p > n_c \quad (\text{B.4})$$

En choisissant, pour les angles mesurés, les conventions de signe indiquée dans la figure B.1, on a suivant les relations de Descartes-Snell

$$\theta'_p = \frac{\pi}{2} - A - \theta_p \quad (\text{B.5})$$

$$n_p \sin(\theta_p) = \sin(\theta_i) \quad (\text{B.6})$$

$$n_{eff,m} = n_p \cos\left(\frac{\pi}{2} - A - \theta_p\right) \quad (\text{B.7})$$

d'où l'on tire l'expression de l'indice effectif $n_{eff,m}$ en fonction des paramètres opto-géométriques du prisme suivant

$$n_{eff,m} = n_p \sin(A + \theta_p) = n_p \sin\left(A + \arcsin\left(\frac{\sin(\theta_i)}{n_p}\right)\right) \quad (\text{B.8})$$

Par conséquent, la mesure expérimentale des indices de modes n'est dépendante que de l'indice du prisme et de son angle ainsi que de la position angulaire de la ligne noire par rapport à la normale à la face d'entrée (ou de sortie) du prisme.

Si $A \neq B$ on a aussi $\theta_i \neq \theta_o$. Suivant la position angulaire θ_i ou θ_o qui est mesurée, le raisonnement équivalent peut être tenu avec les angles de sortie du prisme B et θ_o . L'expression B.8 devient alors

$$n_{eff,m} = n_p \sin\left(B + \arcsin\left(\frac{\sin(\theta_o)}{n_p}\right)\right) \quad (\text{B.9})$$

C'est cette dernière expression que j'utiliserai dans la pratique.

Annexe C

Elements d'optique gaussienne

On suppose un faisceau laser se propageant dans l'espace libre suivant l'axe z . Le profil d'intensité radiale du mode longitudinal TEM₀₀ d'un faisceau gaussien peut être décrit par l'expression suivante :

$$I(r, z) = I_0 \exp\left(-\frac{2r^2}{w(z)^2}\right) \quad (\text{C.1})$$

où I_0 est l'intensité du laser sur l'axe, $w(z)$ est le rayon du col¹ du laser à la position z . r est la coordonnée polaire dans un plan orthogonal à la direction de propagation.

I_0 peut être exprimée en fonction de la puissance nominale P_0 du laser suivant

$$P_0 = I_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{+\infty} \exp\left(-\frac{2r^2}{w(z)^2}\right) r.dr.d\theta \quad (\text{C.2})$$

L'équation C.2 se simplifie en

$$P_0 = I_0 \frac{\pi w(z)^2}{2} \quad (\text{C.3})$$

La figure C.1 illustre les principaux paramètres intervenant dans la description du faisceau gaussien. Le col $w(z)$ en fonction de la distance de propagation z est décrit par

$$w(z) = w_0 \left(1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{C.4})$$

w_0 correspond à la taille du col à la position où l'on peut considérer que l'onde est parfaitement plane. C'est aussi une donnée fournie par le constructeur. Le rayon de courbure du front d'onde après propagation sur une distance z est donné par

¹Le col du laser, ou "waist" en anglais, représente, par définition, la distance transverse à l'axe optique pour laquelle l'intensité I_0 diminue d'un facteur e^{-2} .

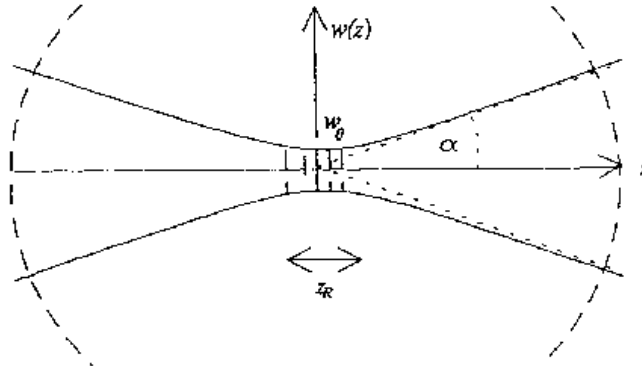


FIG. C.1: Principaux paramètres décrivant le faisceau gaussien. L'origine de l'abscisse z est choisie au centre de la figure. Le col $w(z)$ varie au cours de la propagation du faisceau. L'angle α décrit la divergence du laser. $R(z)$ est la distance de Rayleigh.

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{C.5})$$

A la position $z=0$, le rayon de courbure est infini, ce qui correspond au cas de l'onde plane. L'autre paramètre important est la divergence du laser correspondant à l'angle α dans le schéma de la figure C.1. Pour les grandes valeurs de z , l'équation C.4 est approximée par

$$w(z) \approx \frac{\lambda z}{\pi w_0} \quad (\text{C.6})$$

La divergence α est alors définie suivant

$$\alpha = \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (\text{C.7})$$

A partir des équations précédentes, on définit une distance appelée "distance de Rayleigh" notée z_R sur le schéma de la figure C.1 qui correspond à la distance pour laquelle la dimension du col w_0 augmente d'un facteur $\sqrt{2}$. La distance de Rayleigh est donnée par

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (\text{C.8})$$

Ce paramètre correspond à la distance sur laquelle le front d'onde peut être identifié à un front d'onde plan.

Ce formalisme permet de décrire totalement la propagation d'un faisceau gaussien dans un milieu homogène (l'air dans le cas pratique). Lorsque le faisceau gaussien traverse des éléments optiques tels que des lentilles, il faut pouvoir décrire la modification des paramètres du faisceau gaussien

en fonction des caractéristiques de l'élément optique considéré. Ce formalisme a été démontré par Self (1983) et je rappellerai ici les principaux résultats utiles dans le cadre de ce travail de thèse.

De manière analogue à la "formule de conjugaison" bien connue en optique géométrique, il existe une relation de conjugaison pour les faisceaux gaussiens permettant de connaître la position du col dans le plan image d'une lentille mince de focale f connaissant sa position dans le plan objet. La position relative des cols objet et image est décrite par

$$\frac{1}{s + \frac{z_R^2}{(s-f)}} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f} \quad (\text{C.9})$$

s et s' sont les positions algébriques respectives des cols objet et image et f est la focale algébrique de la lentille mince ($f > 0$ pour une lentille convergente, $f < 0$ pour une lentille divergente).

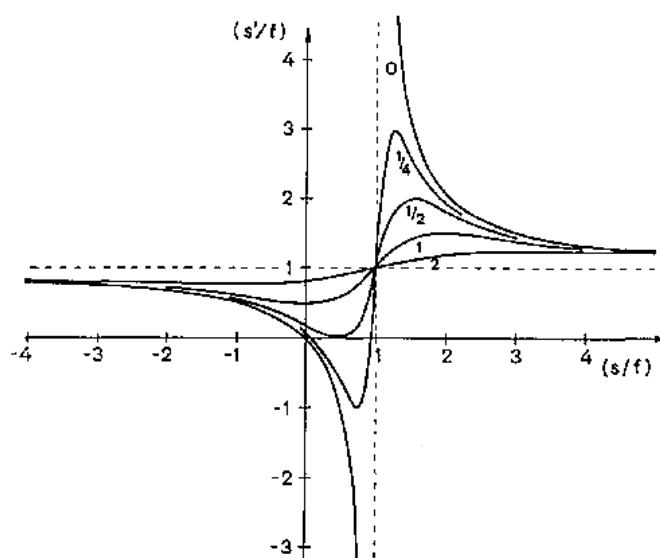


FIG. C.2: Représentation graphique de la relation de conjugaison des lentilles minces pour les faisceaux gaussiens. (Image tirée de Self (1983)).

Le graphique de la figure C.2 illustre graphiquement l'équation C.9 pour différentes valeurs de z_R ($z_R = 0, 1/4, 1/2, 1, 2$). La différence fondamentale avec le cas de l'optique géométrique (c'est-à-dire $z_R=0$) intervient lorsque l'objet est placé au foyer de la lentille. Dans ce premier cas, il est bien connu que l'image se trouve à l'infini. Dans le cas d'un faisceau gaussien, un col se trouvant au foyer objet donne pour image un col se trouvant au foyer image de la lentille, et ce quelque soit la divergence du laser. Notons aussi que la formule de conjugaison pour les faisceaux gaussiens n'est pas symétrique. Pour obtenir la position du col dans le plan objet, on ne peut plus utiliser z_R dans l'équation C.9. Il faut alors calculer z'_R c'est-à-dire la distance de Rayleigh dans le plan image.

Enfin, pour pouvoir relier la divergence du faisceau α ainsi que la distance de Rayleigh z_R dans les plans objet et image, on utilise les relations suivantes

$$z'_R = \gamma^2 z_R \quad (\text{C.10})$$

$$w'(z) = \gamma^2 w(z) \quad (\text{C.11})$$

γ est le facteur de grandissement et est donnée par

$$\gamma = \frac{|f|}{\sqrt{(f-s)^2 + z_R^2}} \quad (\text{C.12})$$

Le formalisme présenté est valable pour un faisceau gaussien “parfaitement” monomode. Dans la pratique, il existe un écart au cas idéal qui est représenté par le facteur M^2 pouvant être mesuré expérimentalement. Son influence sur la divergence du laser intervient comme suit

$$\alpha_M = M \cdot \alpha \quad (\text{C.13})$$

$$W_0 = M \cdot w_0 \quad (\text{C.14})$$

$$W_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi \alpha_M} \quad (\text{C.15})$$

Le formalisme présenté jusqu'à présent peut alors être modifié pour tenir compte du facteur M^2 . Notons que dans la pratique, un facteur $M^2 < 1.1$ caractérise un laser que l'on peut considérer monomode en première approximation. Ce formalisme a été utilisé au cours de ce travail pour le calcul des budgets d'erreur des différents bancs infrarouges développés.

Annexe D

Evaluation des pertes linéiques des guides droits métalliques à l'aide du modèle de Drude

Cette annexe présente le formalisme utilisé pour déterminer un modèle de pertes linéiques du mode fondamental d'un guide creux métallique. Ce modèle tient compte de la conductivité finie du métal dont l'effet résultant est l'existence d'une faible composante tangentielle du champ électrique à l'intérieur du métal.

L'approche classique du modèle de l'effet de peau utilisé en micro-ondes (Rizzi 1988), soit entre 1 et 1000 GHz¹, ne prend en compte que la conductivité statique du métal. En effet, dans ce domaine de longueur d'onde, la fréquence du champ électromagnétique est nettement plus faible que la fréquence de collision des électrons libres du métal qui est de l'ordre de 10^{13} Hz (Quéré 1988). Dans le domaine de l'infrarouge moyen au contraire, la fréquence de l'onde électromagnétique est beaucoup plus élevée (3×10^{13} Hz) et comparable au temps de libre parcours moyen des électrons. La "conductivité optique" varie alors généralement avec la fréquence.

La puissance dissipée lors de la propagation de l'onde dans le guide métallique entre $z=0$ et $z=L$ s'obtient en calculant le flux du vecteur de Poynting \vec{P} à travers la section du guide. \vec{P} est donné par

$$\vec{P} = \frac{1}{2} \text{Re} [\vec{E} \times \vec{H}^*] \quad (\text{D.1})$$

La puissance dissipée W_J sur une longueur de guide L est donc égale à la puissance transmise à travers la section du guide à la position $z=0$ moins la puissance transmise à travers la section à la position $z=L$, ce qui résulte en²

$$W_J = (1 - \exp(-2\alpha_g L)) \int_{\text{section}} (\vec{E} \times \vec{H}^*) \cdot \vec{z} dx dy \quad (\text{D.2})$$

¹c'est-à-dire pour des longueurs d'onde comprises entre 0.3 mm et 300 mm

²Le facteur 2 dans l'exponentielle de l'expression D.2 provient du produit vectoriel des champs \vec{E} et \vec{H} dont l'atténuation est de la forme $\exp(-\alpha_g z)$.

où α_g est le coefficient d'atténuation à déterminer et \vec{z} est le vecteur unitaire de l'axe de propagation de l'onde. En utilisant les expressions des champs électrique et magnétique du mode fondamental TE₁₀ données par le système 3.56 (cf. Chap. 3), on obtient pour l'expression de W_J

$$W_J = (1 - \exp(-2\alpha_g L)) C^2 \frac{2}{\lambda^2} b a^3 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{\lambda_c^2}} \quad (\text{D.3})$$

Il faut à présent calculer la puissance dissipée dans les parois latérales du guide d'onde. Pour un métal parfait de conductivité σ infinie, les composantes tangentielle du champ électrique \vec{E} et normale du champ magnétique \vec{H} sont nulles dans le métal. Dans la pratique, le caractère fini de la conductivité métallique engendre l'existence d'une faible composante du champ électrique tangentiel et du champ magnétique normal dans le métal à l'origine de "fuites" de puissance dans les parois.

Pour calculer le champ électrique dans le métal, on utilise la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique H_z aux abscisses $x=0$ et $x=a$. Le champ magnétique tangentiel aux abscisses précédentes est de la forme

$$H_z = C \exp(-j\omega t) \exp(k_x x + k_z z) \quad (\text{D.4})$$

La composante k_z du vecteur d'onde correspond à la propagation du mode dans le diélectrique que nous retrouvons classiquement pour le guide d'onde idéal et la composante k_x correspond à la propagation, fortement atténuée, du champ dans le métal.

Le champ électrique tangentiel E_y dans le métal s'obtient alors à partir de l'équation de Maxwell

$$\vec{rot} \times \vec{H} = \frac{d}{dt} \vec{D} + \vec{J} \quad (\text{D.5})$$

En utilisant la loi d'Ohm $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ et la relation $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$, l'équation D.5 devient

$$\frac{d}{dz} H_x - \frac{d}{dx} H_z = -j\omega \epsilon E_y + \sigma E_y \quad (\text{D.6})$$

Dans le domaine infrarouge, la fréquence d'oscillation du champ est trop élevée pour pouvoir supposer $\sigma \gg \omega \epsilon$. Il faut donc conserver les deux termes.

L'étude de la réflexion métallique de l'onde permet à présent de calculer k_z et k_x . La figure D.1 expose les paramètres pertinents utilisés.

Les composantes k_x et k_z du vecteur d'onde dans le métal correspondent à

$$k_x = jk \cos(\theta_r) \quad (\text{D.7})$$

$$k_z = jk \sin(\theta_r) \quad (\text{D.8})$$

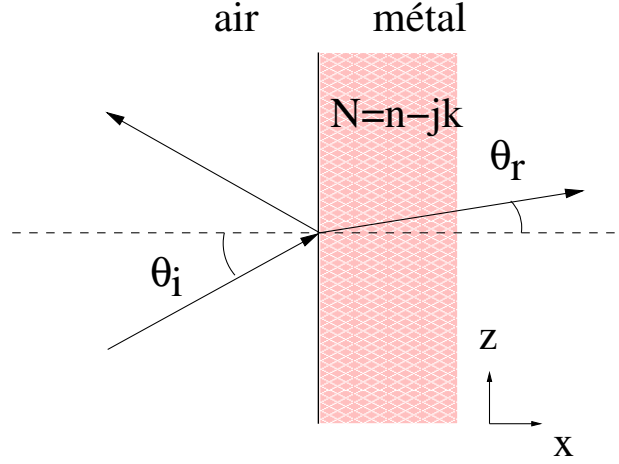


FIG. D.1: Schéma représentatif de la réflexion du champ incident à l'interface air – métal. L'indice de réfraction du métal est complexe dans l'infrarouge thermique. Il faut tenir compte de la partie imaginaire κ , très élevée, de l'indice.

où $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r}$. La permittivité relative ϵ_r est relié à l'indice complexe du métal $N = n - j\kappa$ suivant $\epsilon_r = N^2$. La relation de Descartes-Snell permet d'écrire

$$\frac{\omega}{c} \sin(\theta_i) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_r} \sin(\theta_r) \quad (\text{D.9})$$

L'expression $\frac{\omega}{c} \sin(\theta_i)$ correspond à la constante de propagation du mode fondamental β déjà calculée au chapitre 3 valant $\beta = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - \left(\frac{\pi}{a}\right)^2}$. En réécrivant cette expression en fonction de la longueur d'onde de coupure, on obtient

$$k_z = j \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2} \quad (\text{D.10})$$

De même, en utilisant $\cos(\theta_r) = \sqrt{1 - \sin^2(\theta_r)}$, on obtient k_x suivant

$$k_x = j \frac{\omega}{c} \sqrt{(n - j\kappa)^2 - \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2\right)} \quad (\text{D.11})$$

La propagation du champ dans le métal est donc conditionnée par les propriétés optiques de ce dernier à travers la grandeur complexe $N = n - j\kappa$. Connaissant k_x et k_z , on peut à présent déterminer le champ E_y dans le métal à partir des relations D.4 et D.6.

Pour obtenir la composante H_x du champ magnétique, on utilise la propriété de divergence nul de l'induction magnétique dans le métal suivant $\text{div} \vec{B} = 0$. Cette propriété implique

$$\frac{d}{dx} H_x = -\frac{d}{dz} H_z \quad (\text{D.12})$$

En dérivant D.4 suivant z et en intégrant le résultat suivant x , on obtient

$$H_x = -\frac{k_z}{k_x} C \exp(-j\omega t) \exp(k_x x + k_z z) \quad (\text{D.13})$$

En utilisant la relation D.6, le champ électrique tangentiel E_y est identifié suivant

$$E_y = C \frac{1}{j\omega\epsilon - \sigma} \frac{k_x^2 + k_z^2}{k_x} \exp(-j\omega t) \exp(k_x x + k_z z) \quad (\text{D.14})$$

Il est à présent possible d'obtenir la puissance dissipée dans les parois latérales du guide P_J en calculant le flux du vecteur de Poynting correspondant à travers les parois. Afin de simplifier le calcul, P_J est calculée dans le cas de la paroi métallique à l'abscisse $x=0$ mais reste valable, par symétrie, pour la paroi à l'abscisse $x=a$. En $x=0$, P_J vaut ³

$$P_J = \frac{1}{2} \int_{\text{volume}} \vec{J} \cdot \vec{E}^* dV \quad (\text{D.15})$$

où \vec{J} est la densité de courant dans le métal. Le volume élémentaire dV tient compte de la surface de la paroi métallique et de la profondeur de pénétration du champ électrique tangentiel E_y dans le métal dans la direction des x négatifs.

La conductivité σ et la permittivité ϵ sont dépendantes de la fréquence dans ce domaine de longueur d'onde et sont obtenues à partir du modèle de Drude (Quéré 1988). C'est un modèle simple qui suppose pour un métal l'existence d'un nuage d'électrons de conduction dont les interactions sont caractérisées par le temps de libre parcours moyen τ . Les grandeurs pertinentes sont

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{(1 - j\omega\tau)} \quad (\text{D.16})$$

$$\sigma_0 = \epsilon_0 \epsilon_r \tau (\omega_p)^2 \quad (\text{D.17})$$

où ω_p est appelée "fréquence de plasma", caractéristique du milieu (Ordal et al. 1983). Dans l'équation D.15, j'utilise $\vec{J} = \text{Re}[\sigma] \vec{E}$ où $\text{Re}[\]$ est l'opérateur "partie réelle d'un nombre complexe". A partir de Eq. D.16 et Eq. D.17, on obtient

$$\text{Re}[\sigma] = \frac{\sigma_0}{(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (\text{D.18})$$

$$\sigma - j\omega\epsilon = \sigma_0 \left(\frac{1 - j\omega\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right) \quad (\text{D.19})$$

Ainsi, le calcul de Eq. D.15 revient à calculer

$$P_J = \frac{1}{2} \text{Re}[\sigma] \int_{\text{volume}} \vec{E} \cdot \vec{E}^* dV \quad (\text{D.20})$$

³ P_J est obtenue en notant que $\vec{J} = \vec{H} \times \vec{n}$ et en utilisant la relation $\vec{A} \cdot (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{C} \cdot (\vec{A} \times \vec{B})$.

La grandeur intégrée est indépendante de la variable y , ce qui se traduit par une simple multiplication par la dimension b du guide d'onde. De plus, le produit $\vec{E} \cdot \vec{E}^*$ rend égaux à l'unité les exponentielles comportant des vecteurs d'onde imaginaires purs. En revanche, la composante k_x du vecteur d'onde comporte aussi une partie réelle. Pour k_x , l'intégration suivant x dans Eq. D.21 est de la forme

$$\int_0^{-\infty} \exp 2Kx = \frac{1}{2K} \quad (\text{D.21})$$

où K est un facteur positif⁴ On obtient finalement pour l'équation D.21 l'expression suivante

$$P_J = \frac{1}{2} C^2 \frac{\text{Re}[\sigma]}{\sigma^2 + (\omega\epsilon)^2} \left| \frac{(k_x)^2 + (k_z)^2}{k_x} \right|^2 \cdot b \cdot \frac{1}{2\text{Re}[k_x]} \frac{1 - \exp(-2\alpha_g L)}{2\alpha_g} \quad (\text{D.22})$$

Le terme en exponentielle correspond à l'atténuation du champ électrique tangentiel lors de sa propagation suivant z de manière analogue à ce qui a été obtenu avec l'équation D.3. A partir des expressions D.18 et D.19, le terme $(\text{Re}[\sigma]/(|j\omega\epsilon - \sigma|^2))$ se simplifie en $1/\sigma_0$, où σ_0 est la valeur de la conductivité statique du métal, c'est-à-dire la valeur connue dans le domaine micro-onde. Il reste maintenant à déterminer les termes $\text{Re}[k_x]$ et $|(k_x)^2 + (k_z)^2/k_x|^2$. A partir des tables donnant les indices n et κ de l'or (Ordal et al. 1983), on obtient l'inégalité empirique suivante⁵

$$\kappa^2 - n^2 > 1 > 1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2 \quad (\text{D.23})$$

En tenant compte de cette inégalité, on obtient pour les deux termes recherchés

$$\text{Re}[k_x] = \frac{\omega_c}{c} \kappa \left(1 + \frac{\left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2 \right)}{2(n^2 + \kappa^2)} \right) \quad (\text{D.24})$$

et

$$\left| \frac{(k_x)^2 + (k_z)^2}{k_x} \right|^2 = \frac{\omega_c}{c} \left(n^2 + \kappa^2 + 2 \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2 \right) \frac{(n^2 - \kappa^2)}{(n^2 + \kappa^2)} \right) \quad (\text{D.25})$$

Il est à présent possible d'obtenir l'expression analytique complète de P_J . Le facteur α_g correspond à l'atténuation linéique en Np.m^{-1} . L'équation permettant d'extraire ce facteur est $W_J = 2P_J$. Physiquement, cela revient à dire que la puissance transmise dans le guide et perdue entre $z=0$ et $z=L$ est égale à la puissance perdue par effet Joule dans les parois du guide. Le terme α_g est donné par :

⁴Nous verrons que $\text{Re}[k_x]$ est également positif.

⁵Dans le domaine monomode du guide, on vérifie toujours $\lambda < \lambda_c$ (cf. Chap. 3).

$$\alpha_g = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sigma_0} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \left(\frac{n^2 + k^2 + 2 \left(1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2 \right) \frac{n^2 - k^2}{n^2 + k^2}}{k \left(1 + \frac{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}{2(n^2 + k^2)} \right)} \right) \frac{\lambda}{a^3} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2}} \quad (\text{D.26})$$

Cette expression est donnée en Np.m^{-1} (Nepers/m). Pour convertir l'expression en dB.m^{-1} (décibels/m), il est nécessaire de multiplier α_g par le facteur 8.68 (Jordan & Balmain 1985).

RÉSUMÉ

L'interférométrie en frange noire est une technique coronographique utilisée en astronomie et qui est au cœur de la mission spatiale *Darwin* de l'ESA pour la détection de planètes telluriques dans des systèmes extra-solaires. Cette technique requiert une grande stabilité du système optique pour la recombinaison de plus de deux faisceaux. De plus, les objectifs scientifiques à atteindre nécessitent également l'utilisation d'un filtrage modal des faisceaux incidents. Ce travail de thèse est axé sur le développement de l'optique intégrée (OI) pour la bande 4 - 20 μm pouvant regrouper les fonctions de recombinaison et de filtrage. Le contexte initial est celui de l'extension de l'optique guidée monomode de l'infrarouge proche vers l'infrarouge moyen qui constitue un domaine d'intérêt fondamental pour la recherche de planètes. Après une présentation des enjeux de l'interférométrie en frange noire, j'introduis les notions fondamentales de l'optique guidée utilisées pour l'étude des solutions guides diélectriques et guides creux métalliques. La problématique du couplage du signal dans le guide est également abordée. Le travail de caractérisation en laboratoire à 10 μm a requis le développement de bancs optiques et de méthodes spécifiques qui ont permis la mise en évidence du caractère monomode de premières structures guidantes fabriquées suivant un procédé technologique précis. Les premières mesures de taux d'extinction montrent également l'intérêt de poursuivre ce type de développement en vue du filtrage modal. L'optique intégrée dans l'infrarouge moyen a atteint une nouvelle et importante étape et pourra répondre, à moyen terme, à la problématique posée par l'interférométrie en frange noire.

Mots clés : Interférométrie, optique intégrée, instrumentation infrarouge, planètes extra-solaires.

ABSTRACT

Nulling interferometry, a coronagraphic technique used in astronomy, is the core of the ESA *Darwin* mission dedicated to the direct detection of extrasolar earth-like planets. This technique requires a very stable optical system for the combination of multiple beams. Moreover, the scientific objectives require the use of modal filtering of the incoming beams. This thesis focuses on the development of mid-infrared integrated optics (IO) that can perform both combination and modal filtering functions. The initial context is thus the extension of single-mode IO from the near-infrared to the mid-infrared range, which corresponds to an important spectral domain for planet searches. After a description of nulling interferometry requirements, I present the fundamental guided-optics notions used to study the dielectric waveguides and the hollow metallic waveguides solutions. Moreover, I discuss the issue of coupling light into the waveguide. The lab characterization work at 10 μm has involved the implementation of dedicated methods and breadboards in the mid-infrared, which permitted me to demonstrate the waveguide and the single-mode behavior of the first manufactured structures. The preliminary measurements of the signal extinction have also shown the importance of pursuing this technological research for purposes of modal filtering. Mid-infrared integrated optics has now reached a new and important step and will contribute, on a mid-term basis, to the implementation of nulling interferometry.

Keywords : Interferometry, integrated optics, infrared instrumentation, extrasolar planets