THÈSE
PRÉSENTÉE PAR

Pierre Haguenauer

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

SPÉCIALITÉ ASTROPHYSIQUE

Qualification de IONIC, instrument de recombinaison interférométrique basé sur des composants d'optique planaire dédié à l'astronomie.

DATE DE SOUTENANCE : 19 octobre 2001

COMPOSITION DU JURY :

Pierre Benech	Président
Guy Perrin	Rapporteur
Andreas Quirrenbach	Rapporteur
Michel de Labachelerie	Examinateur
Denis Mourard	Examinateur
Christian Perrier	Directeur de thèse
Pierre Kern	Co-Directeur de thèse

THÈSE PRÉPARÉE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE,
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS, BP 53, F–38 041 Grenoble CEDEX 9

3 Ans DéjÀ ...

Ces quelques lignes, c'est au milieu des montagnes et face à elles que j'ai choisi de commencer à les écrire. En effet, comment ne pas parler de ce cadre indissociable au cours de ma vie et de ma thèse, cet environnement omniprésent à ma vue et dans mon cœur. Si ces trois années restent si chères à mon cœur, c'est grâce à cela mais surtout grâce aux personnes que j'ai côtoyées et à celles qui m'ont permis d'arriver là.

Je dédie donc tout particulièrement et en premier lieu ce travail à mes parents. Je ne vous l'ai peut être pas souvent dit de vive voie, mais je vous remercie beaucoup pour votre soutien sans failles durant toutes mes études et cela quels qu'aient été mes choix. Vous m'avez toujours suivi dans les directions que je prenais dans mes études, et j'ai ainsi pu sans soucis chercher et trouver la voie qui me plaisait. Merci pour toutes ces années. Merci également à Anne et Christophe qui ont accompagné et égayé ma vie durant toutes ces années.

Pierre (K), je te dois également ces trois années formidables. Sans ton idée d'essayer d'associer des éléments si petits à des télescopes qui deviennent de plus en plus grands, je n'aurais pas eu la joie de «chasser» des franges pendant tout ce temps. Mais le plaisir que j'ai eu à te côtoyer ne s'est pas limité au travail et a également pu s'épanouir à travers notre passion commune pour la montagne. J'espère que l'on aura encore l'occasion d'aller user nos skis sur les pentes grenobloises. Je me rappellerais aussi toujours du matin de ces premières franges sur IOTA où l'on a laissé éclater notre joie comme deux gosses dont le rêve vient de se réaliser.

Christian, malgré ton emploi du temps si surchargé, tu as toujours su trouver du temps à me consacrer quand c'était nécessaire au cours de ma thèse, et me soutenir dans les moments difficiles.

Karine, notre chère *Ma Dalton* à tous, mon travail a certainement gagné grâce à ton efficacité. Comment oublier ces nuits d'alignement au GI2T, perchés au-dessus de la manip dans le noir le plus complet. Les yeux de la foi que nous avions dans ces moments là, nous ont certainement bien aidé. Je garde précieusement ta chaussette à rayures, mais je ne sais pas encore vraiment lequel des quatres je préfère être.

Jean-Philippe, si je n'ai pas de souvenirs de manips aussi exotiques que les tiens sur l'optique intégrée, c'est surtout grâce à tout ton travail de défrichage dans ce domaine. Je suis bien content d'avoir partagé avec toi aussi cette délivrance un beau matin au Mont Hopkins, même si je n'ai pas fait résonner le désert de mon cri de joie aussi fort que toi.

Fabien (M), c'est avec toi que j'ai partagé ma première expérience grandeur nature sur un interféromètre, et quelle expérience : soudures en pleine nuit, alignements dehors en plein vent la nuit et par -10 degrés pour ne rien gâcher, mais surtout un Noël passé au sommet du Mont Hopkins en tête à tête à regarder un ciel splendide qui ne nous a laissé aucun répit.

Isabelle, c'est quand même à toi et à toutes tes petites réalisations que je dois d'avoir

écrit une grande partie de ce qui va suivre. Presque néophyte que j'étais en optique intégrée, j'ai beaucoup appris à ton contact. Le petit côté magique des composants (il suffit de voir le regard ébahi des gens lorsqu'on les montre) masque peut-être un peu ce que demande leur réalisation, mais je sais bien tout ce qu'il faut donner pour les mettre au monde.

Pierre (B), tu m'as dit un jour que ces petites puces optiques n'étaient rien que de simples bouts de verre sans le travail que je menais pour en faire les composants d'un instrument. De mon côté, j'ajouterais alors que mes résultats n'auraient rien été non plus sans elles et sans tout le travail caché derrière.

Alain, c'est vraiment toi le roi des poinçonneurs ; j'espère que l'on pourra encore se jeter ensemble du haut de quelques cascades. Mon travail n'aurait également pas été possible sans Yves et Éric et leur bijoux mécaniques, Étienne et ses folles lignes de code, Philippe et ses thermos, Patrick et ses petits tracés de rayons, Pet et ses guides électriques. Merci également à Fanfan, Cécile, Fabienne, Sylvie, Sandrine, Hélène et Stéphanie pour toutes les petites choses qui étaient à faire pour hier, mais qu'elles font toujours avec gentillesse et sans perdre le sourire. Richard, continue à transformer la vie en rose et à diffuser ta bonne humeur sans retenue.
Merci aussi à tous ceux qui ont rendu mon travail de tous les jours possible, et qui contribuent à cette bonne ambiance générale si appréciable dans le labo.
Merci à tous ceux avec qui j'ai eu l'occasion de collaborer et de travailler, à l'IRCOM, au GI2T, à IOTA, à CSO, au LETI, au GeeO, pour m'avoir permis de sortir de ma bulle et de m'ouvrir l'esprit.
Merci aux membres de mon jury qui ont accepté de venir juger mon travail. Guy, merci aussi pour le temps que tu nous as gentiment consacré sur IOTA.

Enfin, cette liste ne serait rien sans un grand merci à tous les petits fous qui, s'ils n'ont pas participé à mon travail, ont grandement participé à rendre ces années si fantastiques.
À Damien, mon co-loc de bureau, le champion de la concentration ; je ne compte plus les soirs où je l'ai retrouvé dans le noir, les yeux rivés à son écran, complètement inconscient du monde qui l'entoure.
À Gaspard, le compagnon des folles randonnées ; je crois que le coup du renard du Vercors, point d'orgue d'un week-end un peu dingue, restera un moment mythique. Promis, je garderai cachée la preuve photographique de ton faux pas montagnard.
À Fabien (C), dont le caractère si entier a rythmé nos journées ; ton bureau résonne encore de pop irlandaise.
À Pierre (M) ; on a commencé notre thèse ensemble comme co-loc de bureau, et après avoir vécu notre vie quelques temps chacun de son côté, nous revoilà dans le même bout de bâtiment. Je te passe la plume pour écrire ta prose à ton tour.
À Emmanuel, *l'ogre volant* ; comment autant de nourriture peut entrer dans un corps aussi maigre restera toujours un mystère pour moi. N'oublie pas de redescendre de tes ballons,

mais garde quand même la tête dans les étoiles et les cheveux au vent.
À Estelle, *la petite étoile* ; ta joie de vivre et ta bonne humeur sont un véritable enchantement. Le souvenir de la plus folle visite guidée du campus, en pleine nuit et un peu impromptue, restera gravé dans ma mémoire. Quel génie de l'organisation pour arriver à une soirée d'observation du ciel étoilé. Merci d'avoir si bien illuminé cette dernière année.
À Ludo, *tagada kid* ; de toutes évidences, on est tous les deux atteints du vice Haribo. Enfin, tant que tu ne te transformes pas en petit garçon avec une salopette rouge, tout va bien. Si je ne devais garder qu'un souvenir de toi, ce serait sans hésitations ta gentillesse et ta disponibilité indéfectible envers tes amis. Merci d'avoir toujours été là.
À Gaël, *el gato* ; le soir, ses miaulements hantent encore parfois les couloirs du labo. J'espère que l'on pourra continuer à tracer des voies dans les parois et rochers grenoblois. Tu verras, c'est facile, je t'assure ... bon, promis, celle-là je ne te la ferais plus.

...Merci À Tous.

" L'inventeur est celui qui ne savait pas
que c'était impossible."

Christophe Colomb

" Comment penser que l'univers n'aurait créé
qu'une seule race intelligente pour peupler toutes les galaxies ?
Quel beau gâchis d'espace ! "

Corinne Guitteaud
Les fils du soleil

Résumé

Qualification de IONIC, instrument de recombinaison interférométrique basé sur des composants d'optique planaire dédié à l'astronomie.

Résumé : L'interférométrie astronomique est une technique instrumentale en plein essor actuellement, développée dans le but d'accroître significativement la résolution angulaire pour les observations astrophysiques.
Cependant, la mise en place de cette technique présente encore quelques points durs, notamment la recombinaison d'un grand nombre de télescopes dans le cas des grands réseaux développés actuellement. Le travail présenté dans cette thèse concerne une nouvelle méthode instrumentale de recombinaison des faisceaux, basée sur l'optique intégrée. Je montre que cette technologie, développée à l'origine dans le domaine des télécommunications, est également adaptée aux besoins instrumentaux astronomiques, notamment en matière de fonctionnement sur de larges bandes de longueurs d'onde. En particulier, l'optique intégrée donne accès facilement au filtrage spatial et à la calibration photométrique dont l'usage pour améliorer la qualité des mesures est maintenant reconnu.
Après un présentation de la technique d'interférométrie astronomique et de ses besoins instrumentaux spécifiques, je décris les principes généraux de l'optique intégrée planaire et les possibilités qu'elle offre. Les résultats des études en laboratoire de différents composants de recombinaison ont permis de comprendre les points clés sur lesquels l'attention doit être portée lors de la réalisation d'un instrument basé sur cette technologie.
Les premiers résultats obtenus sur le ciel avec deux télescopes sur l'interféromètre IOTA (Arizona, USA) sont également présentés, donnant des mesures astrophysiques tout à fait en accord avec des résultats publiés. Grâce à l'expérience acquise, un second instrument permettant cette fois la recombinaison simultanée de trois faisceaux a été développé, et est en cours de tests. Il permettra ainsi d'avoir accès à la phase de l'objet et non plus uniquement au contraste des franges, ouvrant de ce fait la voie à l'imagerie sur les objets observés.
La maturité acquise pour l'utilisation de cette technologie en astronomie a permis de démarrer des projets instrumentaux complexes. Ainsi, l'optique intégrée est utilisée dans des études de validation technologique pour le futur interféromètre spatial IRSI-DARWIN.

Mots-clés : Interférométrie astronomique, optique intégrée planaire, guidage monomode, recombinaison, clôture de phase.

Abstract

Optical and instrumental validation of IONIC, solution for the beam combination of astronomical interferometers based on planar integrated optics.

Abstract : Astronomical interferometry is an instrumental solution that benefit today by great developments in order to increase the angular resolution for astrophysical observations. However, some difficulties remains in the case of large ground based teslescope arrays, in particular the combination of an important number of telescopes. The work presented here is based on the development of the technologies of integrated optics for the interferometric combination of the telescope beams. I will show that this technology, first developed in the telecommunication field, also responds to astronomical requirements, particularly in terms of operation through wide wavelength ranges. Integrated optics give easy acces to spatial filtering and photometric calibration, two functions that have proved their efficiency for increasing the measurements quality.
After the description of astronomical interferometry and its specific instrumental needs, I will present the general concept of planar integrated optics and the available functionalities. The laboratory tests of different beam combiners have led to the identification of key points for the realization of instruments based on this technology. The high contrast levels obtained validate the use of these functions for our astronomical applications.
First on-sky fringes on the IOTA interferometer (Arizona, USA) with two telescopes have led to astronomical measurements compatible with previously published results. Thanks to the acquired experience, we have developed a second instrument combining three telescope beams for closure phase measurements. This instrument, under test nowaday, will give access to imaging thanks to the combination of visibilities and phases informations on the observed astrophysical object.
Our development are now mature enough to emphasize the use of this technology for complex instrumental projects. This way, integrated optics has been chosen in the study of technological solutions for the IRSI-DARWIN spatial interferometer.

Key-words : Astronomical interferometry, planar integrated optics, single mode waveguides, beam combination, closure phase.

Table des matières

1 Introduction **1**

2 Interférométrie optique **7**

2.1 Historique 8

2.2 Qu'est-ce que l'interférométrie astronomique? 11

2.2.1 L'instrument 11

2.2.2 La recombinaison 13

2.2.3 La mesure 16

2.2.4 L'atmosphère 18

2.2.5 Interférométrie multimode et monomode 20

2.2.6 Deux télescopes : visibilité comparée des franges 22

2.2.7 Trois télescopes et plus : clôture de phase et reconstruction d'images . 26

2.3 De l'interférométrie astronomique à l'optique intégrée 29

3 Optique intégrée **31**

3.1 Guidage monomode 32

3.1.1 Description géométrique simple 32

3.1.2 Description modale : approche géométrique 33

3.1.3 Description modale : approche électromagnétique 34

3.1.4 Guide cylindrique 35

3.2 Technologies d'optique intégrée planaire 37

3.2.1 Échange d'ions sur substrat de verre 37

3.2.2 Gravure de silice sur silicium 39

3.2.3 Autres technologies 41

3.3 Fonctions et pertes 42

3.3.1 Fonctions optiques 42

3.3.2 Pertes optiques 52

3.4 Applications possibles 58

3.4.1 Lignes à retard 58

3.4.2 Recombinaison 59
3.4.3 Senseur de franges 60
3.4.4 Suiveur de franges et métrologie : PRIMA 63
3.5 Mesure de position : capteur CSO / CNES 66
3.6 Interférométrie en frange noire : démonstrateur ALCATEL Space / LAOG . . 74

4 Recombinaison optique intégrée : justification des choix technologiques, besoins et solutions 79
4.1 Pourquoi utiliser l'optique intégrée 80
4.2 Filtrage spatial 82
4.3 Calibration photométrique 82
4.4 Gamme de longueur d'onde 83
4.5 Recombinaison 85
4.6 Achromaticité et stabilité des fonctions 87
4.7 Égalité des chemins optiques 88
4.7.1 Dispersion 89
4.7.2 Biréfringence 90
4.8 Contrôle de la polarisation 93
4.9 Stabilité 93
4.10 Conclusion 94

5 Composants OI pour l'astronomie : validation en laboratoire 95
5.1 Bancs de mesure 96
5.1.1 Injection fibrée (IF) 96
5.1.2 Injection directe (ID) 101
5.1.3 Simulateur de réseau interférométrique 103
5.2 Étude optique de recombinateurs 2T réalisés par échange d'ions 106
5.2.1 Premier masque 2T 106
5.2.2 Deuxième masque : 2T optimisé 114
5.2.3 Conclusion des test 2T 120
5.2.4 Article de Applied Optics : "Integrated optics for astronomical interferometry. III. Optical validation of a planar optics two-telescope beam combiner." 122
5.3 Tests de différents concepts instrumentaux 3T 134
5.3.1 Recombinaison co-axiale par paires avec coupleurs directionnels 134
5.3.2 Recombinaison co-axiale par paires avec jonction Y 141
5.3.3 Recombinaison co-axiale «tout en un» 144
5.3.4 Recombinaison multi-axiale 146
5.3.5 Conclusion sur les tests 3T 149

5.4 Premiers résultats MMI (Multi Mode Interferometer) 151
5.5 Article des Comptes Rendus de l'Académie des Sciences : "Planar integrated optics and astronomical interferometry." 153

6 Validation sur le ciel 171
6.1 Tests au GI2T 172
6.1.1 Interface IONIC / GI2T 172
6.1.2 Étude de la magnitude limite théorique 174
6.1.3 Résultats d'injection 176
6.1.4 Magnitude limite expérimentale 178
6.1.5 Conclusion des tests 179
6.2 Premières franges sur le ciel - IONIC2T 181
6.2.1 Contexte et objectifs 181
6.2.2 L'interféromètre IOTA 181
6.2.3 L'instrument IONIC2T 184
6.2.4 Magnitude limite théorique 186
6.2.5 Composants utilisés 188
6.2.6 Premières franges sur le ciel 188
6.2.7 Conclusion des test 190
6.2.8 Article de Astronomy and Astrophysics Letter : "Integrated optics for astronomical interferometry. IV. First measurements of stars." 193
6.3 Premiers tests 3T - IONIC3T 198
6.3.1 Objectifs 198
6.3.2 Interface 3T et réglages 198
6.3.3 Premier résultat : tests d'injection 200
6.3.4 Conclusion des tests 202

7 Conclusions et perspectives 203
7.1 Conclusions 203
7.2 Perspectives 205
7.2.1 Aujourd'hui 205
7.2.2 Demain 206
7.2.3 Après-demain 208

Bibliographie 209

Annexes 218

A Transmission de l'atmosphère terrestre 219

B Conversion de la transmission en pertes en dB 221

Table des figures

Introduction **1**

Interférométrie optique **7**

2.1 Description schématique d'un interféromètre astronomique 12
2.2 Représentation schématique des modes de recombinaison co-axial et multi-axial 13
2.3 Formation du signal interférométrique en recombinaison co-axiale 16
2.4 Exemples de modèles de visibilité à deux télescopes 25
2.5 Clôture de phase. 27

Optique intégrée **31**

3.1 Description géométrique d'un guide d'onde 32
3.2 Description modale d'un guide d'onde. 33
3.3 Étapes de réalisation des guides par échange d'ions dans un substrat de verre. 37
3.4 Gravure de silice sur silicium 40
3.5 Schéma d'une fonction Y inverse symétrique 42
3.6 Modes de propagation dans le cas de deux guides en fonction de leur espacement 44
3.7 Schéma d'un coupleur asymétrique 44
3.8 Taux de transfert d'énergie des coupleurs directionnels 44
3.9 Contribution des courbures à la zone d'interaction dans un coupleur directionnel. L'échange d'énergie débutant avant que les guides soient parallèles, les courbes sont équivalente à une longueur donnée de guide droit. 45
3.10 Schéma d'une recombinaison par transitions adiabatiques 47
3.11 Schéma d'une fonction MMI 48
3.12 Simulations de propagation dans une fonction MMI 48
3.13 Schéma d'un tricoupleur symétrique. 49
3.14 Schéma d'une jonction Y asymétrique. 50
3.15 Taux de transfert de puissance dans une jonction Y asymétrique 50
3.16 Schéma d'un multiplexeur à deux longueurs d'ondes 50
3.17 Couplage direct dans un guide monomode, représentation des champs 54
3.18 Pertes photoniques dans un guide monomode en fonction de la courbure. . . . 55

3.19 Guide courbe à élargissement et courbure continus 57
3.20 Schéma d'un système suiveur de franges utilisant un composant d'optique intégrée 61
3.21 Principe de la mesure de la différence de chemin optique 62
3.22 Principe de fonctionnement de l'instrument PRIMA. 64
3.23 Schéma de principe d'un composant OI pour la métrologie de PRIMA. 65
3.24 Schéma du composant réalisé en optique intégrée pour la mesure relative de déplacements. 67
3.25 Figure d'interférence et champs proches des modes de guides enterrés thermiquement. 69
3.26 Zone interférométrique du capteur CSO/CNES. 69
3.27 Taux de couplage pour les différentes voies en fonction du déphasage 70
3.28 Schéma du banc de test en fonction de la distance 73
3.29 Étude du couplage en retour dans le capteur de déplacement 73
3.30 Mesures des caractéristiques du composant en fonction de la distance 73
3.31 Vue d'artiste d'une étude de concept menée par ALCATEL pour l'interféromètre IRSI - DARWIN 75
3.32 Diagramme fonctionnel du démonstrateur d'interféromètre en frange noire . . 77

Recombinaison optique intégrée **79**
4.1 Diagramme fonctionnel d'un interféromètre monomode. 81
4.2 Fenêtres de transmission de l'atmosphère. 84
4.3 Recombinaison 8T multi-axiale en optique intégrée 86
4.4 Contraste en fonction de la différence de longueur de guide 92

Composants OI pour l'astronomie : validation en laboratoire **95**
5.1 Banc interférométrique fibré 96
5.2 Transmission du banc interférométrique fibré 98
5.3 Banc interférométrique d'injection directe 102
5.4 Principe d'un système optique télécentrique 102
5.5 Simulateur de réseau interférométrique astronomique 104
5.6 Schéma du premier recombinateur 2T par échange d'ions 107
5.7 Transmission globale du composant 2T et localisation des pertes. 109
5.8 Étude en champ proche des guides du composant 2T par échange d'ions . . . 109
5.9 Images des sorties du composant et mise en évidence du flux rayonné par la jonction Y inverse. 109
5.10 Mesures spectrométriques 111
5.11 Vérification des propriétés de maintien de polarisation du composant fibré . . 111
5.12 Interférogramme en lumière polychromatique 113

5.13 Phase des interférogrammes en lumière blanche 113
5.14 Effet d'une différence de longueur de guide d'onde, ici égale à 7 cm. Interférogrammes enregistrés avec sélection de la polarisation verticale (gauche) ou horizontale (droite), et sans contrôle de la polarisation (voir texte pour une description détaillée). 113
5.15 Recombinateur 2T par échange d'ions optimisé 115
5.16 Forme des guides du composant 3T-Y par paires 115
5.17 Étude spectrométrique de la transmission d'un guide droit. 117
5.18 Phase en fonction du type d'injection et de la polarisation 119
5.19 Évolution du contraste sur un composant 2T réalisé par échange d'ions argent en fonction des modifications technologiques. 120
5.20 Recombinateur 3T par paires avec coupleurs directionnels 135
5.21 Transmission des courbures du 3T LETI 137
5.22 Spectrométrie d'un coupleur asymétrique 139
5.23 Interférogrammes en lumière blanche avec un composant 3T LETI 140
5.24 Recombinateur 3T par paires avec jonctions Y 141
5.25 Mesures spectrométriques sur un composant 3T complet 143
5.26 Recombinateur 3T «tout en un» avec jonctions Y 145
5.27 Recombinateur 3T multi-axial par paires 147
5.28 Figures d'interférence en sortie d'un composant 3T multi-axial par paires . . 148
5.29 Franges d'interférences multi-axiales en lumière blanche, normalisées par la gaussienne déterminée sur la figure 5.28. 148
5.30 Interférogrammes obtenus sur un composant MMI recombinant deux voies . . 152

Validation sur le ciel **171**

6.1 L'interféromètre GI2T et l'instrument IONIC 173
6.2 Enregistrement temporel du flux couplé dans une fibre 177
6.3 Effet des correcteurs de tip-tilt 178
6.4 Schéma optique d'IOTA et de l'interface IONIC 182
6.5 L'interféromètre IOTA 183
6.6 L'instrument IONIC utilisé sur IOTA 183
6.7 Magnitude limite pour IONIC2T sur IOTA 187
6.8 Images en bande H des sorties des deux recombinateurs à deux télescopes utilisés sur IOTA 189
6.9 Premières franges et visibilité mesurée 191
6.10 Schéma de l'interface IONIC/IOTA 3T 199
6.11 Flux en sortie d'un composant recombinateur 3T 201

Conclusions et perspectives **203**

7.1 Schéma de recombinateurs 4T, réalisés par échange d'ions et gravure de silice 207

Annexes **218**

A.1 Spectre de transmission de l'atmosphère au sommet du Mauna Kea (d'après *the Gemini Observatory*). 220

B.1 Courbe de correspondance entre transmission et pertes en dB. 222

Liste des tableaux

2.1 Liste des interféromètres en fonctionnement. 10
2.2 Interféromètres et instrumentation. 10
2.3 Mesures possibles par clôture de phase. 28

3.1 Ions utilisables pour l'échange sur substrat de verre et principales caractéristiques. 38
3.2 Déphasages mesurés sur une tête interférométrique seule. 71
3.3 Mesures de transmission pour le composant CSO2. 71
3.4 Meilleures performances obtenues en interférométrie de frange noire au JPL (Jet Propulsion Laboratory, USA). 76

4.1 Besoins de l'interférométrie astronomique et solutions apportées par l'OI. . . 81
4.2 Modes de recombinaison monomodes et solutions en optique intégrée planaire correspondantes. 85

5.1 Transmission du banc d'injection fibrée 98
5.2 Résolution du simulateur de réseau interférométrique 105
5.3 Composant 2T par échange d'ions : sources de pertes et mesures expérimentales. 107
5.4 Transmission du composant 2T optimisé 116
5.5 Contrastes mesurés en fonction de l'état de polarisation 118
5.6 Écart type sur la phase en fonction de l'injection 118
5.7 Sources de pertes et mesures expérimentales du composant 3T LETI 136
5.8 Contrastes obtenus avec un recombinateur 3T par paires réalisé par le LETI. 140
5.9 Mesures de transmission au niveau des sorties d'un recombinateur 3T par paires utilisant des jonctions Y 142
5.10 Récapitulatif des pertes pour le recombinateur 3T par paires avec jonctions Y. 142
5.11 Mesures de transmission au niveau des sorties d'un recombinateur 3T «tout en un» utilisant des jonctions Y 146
5.12 Valeur et variations temporelles du contraste d'un recombinateur multi-axial. 149
5.13 Équilibre des flux et contraste en bande H d'un recombinateur MMI 2 télescopes. Les notations des voies sont celles de la figure 3.11 152

6.1 Transmissions du GI2T et de IONIC 175

6.2 Magnitudes limites théoriques pour les tests d'injection au GI2T, pour un rapport signal à bruit de 3. 175
6.3 Résultats des tests d'injection pour α Lyr 177
6.4 Magnitudes limites expérimentales pour les tests d'injection au GI2T. 179
6.5 Transmissions de IOTA et de IONIC2T. 186
6.6 Mesures photométriques avec le composant LETI en bande H 189
6.7 Mesure du diamètre de U Ori en bande H 190
6.8 Tests d'injection avec un composant 3T sur Mu Cep. 201

A.1 Principaux filtres astronomiques correspondant aux bandes de transmission de l'atmosphère (cf Léna (1996)). 219

B.1 Table de correspondance entre le facteur de transmission et les pertes équivalentes exprimées en dB. On rappelle que la formule est $P(dB) = -10\log(T)$. 221

Acronymes

ALMA	Atacama Large Millimeter Array
AMBER	Astronomical Multi BEam combineR
AT	Auxiliary Telescope
BPM	Beam Propagation Method
CHARA	Center for High Angular Resolution Astronomy Array
COAST	Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope
ddm	différence de marche
FLUOR	Fiber Linked Unit for Optical Recombination
GI2T	Grand Interféromètre à 2 Télescopes
I2T	Interféromètre à 2 Télescopes
IOTA	Infrared-Optical Telescope Array
IR	Infrarouge
IRSI	Infra Red Space Interferometer
ISI	Infrared Spatial Interferometer
KI	Keck Interferometer
MIDI	MID-infrared Interferometric instrument
MMI	Multi Mode Interferometer
NPOI	Navy Prototype Optical Interferometer
n**T**	n Télescopes
OHANA	Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astrometry
OI	Optique Intégrée
PRIMA	Phase-Referenced Imaging and Microarcesond Astrometry
PTI	Palomar Testbed Interferometer
SUSI	Sidney University Stellar Interferometer
TPF	Terrestrial Planet Finder
UT	Unit Telescope
VINCI	VLT INterferometer Commissioning Instrument
VLTI	Very Large Telescope Interferometer

Chapitre 1

Introduction

Aujourd'hui, les développements instrumentaux en astronomie sont poussés en avant par la volonté d'avoir toujours plus d'information. On cherche ainsi à avoir une plus grande surface collectrice (projets de télescopes de 100 m de diamètre), une plus grande couverture spectrale (des rayons X aux ondes millimétriques), une plus grande résolution angulaire (optique adaptative, VLTI : Very Large Telescope Interferometer, ALMA : Atacama Large Millimeter Array, OHANA : Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy). Cette volonté du toujours plus s'accompagne bien sûr de travaux de recherche et développement en instrumentation, nécessaires pour répondre aux défis technologiques que cela entraîne.

Le travail présenté dans cette thèse se place dans le cadre des développements des grands réseaux interférométriques pour l'astronomie. Cette technique instrumentale permet d'obtenir des mesures avec une grande résolution angulaire. En recombinant interférométriquement les faisceaux provenant de plusieurs télescopes individuels éloignés les uns des autres, on va synthétiser un télescope de très grand diamètre (égal à l'écartement entre les télescopes). La surface collectrice n'est bien sûr pas équivalente à celle de ce télescope géant, mais on obtient par contre des mesures avec la même résolution. Mon travail est entièrement lié aux besoins instrumentaux de l'interférométrie astronomique, par un programme de recherche et développement sur de nouvelles technologies permettant entre autre la recombinaison des faisceaux.

Cependant, si le principe de la mesure a été introduit au milieu du $XIX^{\text{ème}}$ siècle, les difficultés instrumentales propres à la recombinaison ont longtemps limité le développement de cette technique (Chapitre 2). La plupart des interféromètres fonctionnant de manière routinière actuellement n'utilise que deux télescopes, limitant ainsi les capacités de mesures en matière d'imagerie et de rapidité d'obtention de l'information. Le développement de l'interférométrie astronomique a longtemps été bridé par :

- la stabilité mécanique des instruments et la précision de leur mouvement,
- la disponibilité de détecteurs performants et ayant un faible bruit de mesure,
- les déformations de front d'onde engendrées par l'atmosphère,

– les difficultés instrumentales directement liées à la recombinaison interférométrique d'un grand nombre de faisceaux.

Les développements instrumentaux en cours à l'heure actuelle tendent vers une amélioration d'une part de la sensibilité des instruments, et d'autre part de la résolution angulaire. Afin de répondre à ces besoins, des technologies novatrices comme l'optique adaptative et bien sûr l'interférométrie ont vu le jour. Dans ce dernier cas, c'est surtout un gain important en résolution spatiale qui est recherché. Les développements de cette technique dans les domaines de longueur d'onde visible et proche infrarouge (IR), que je dénommerais par la suite par domaine optique, suivent ceux faits dans le domaine des ondes radio. Dans ce cas, la possibilité d'enregistrer non seulement l'amplitude du signal interférométrique, mais également sa phase, ce qui reste inaccessible directement en interférométrie optique, a permis de parvenir rapidement à des grands réseaux donnant accès à des capacités d'imagerie à grande résolution. Dans le domaine optique, tous les problèmes instrumentaux sont amplifiés par les longueurs d'ondes plus courtes : qualité et stabilité des éléments optiques et mécaniques, influence de la turbulence atmosphérique. Si les progrès technologiques de la fin du $XX^{\text{ème}}$ siècle ont permis de résoudre les problèmes de stabilité et de contrôle des télescopes, et si l'apparition des optiques actives et adaptatives a permis d'améliorer considérablement leur qualité d'imagerie, la recombinaison interférométrique de plusieurs faisceaux présente encore des difficultés instrumentales. Ainsi, seuls deux télescopes ont à ce jour réalisé la recombinaison simultanée de trois faisceaux à des fins d'imagerie. Avec l'avènement de réseaux interférométriques du type du VLTI (European Southern Observatory, Chili) qui offrira l'accès à 4 télescopes de 8 m de diamètre fixes et à 3 télescopes (ou plus) de 1,8 m repositionnables, les techniques instrumentales doivent être repensées afin d'utiliser complètement les potentialités offertes.

Parallèlement à la recherche de nouvelles solutions de recombinaison, les astronomes ont également commencé à étudier les moyens permettant d'accroître la précision sur ces mesures à haute résolution angulaire. C'est dans ce cadre que sont apparus les instruments monomodes permettant grâce au filtrage spatial de transformer les perturbations du front d'onde en fluctuations d'intensité, qui peuvent alors être enregistrées simultanément avec les signaux interférométriques. L'utilisation de fibres optiques sur l'instrument FLUOR (Fiber Linked Unit for Optical Recombination) sur l'interféromètre IOTA (Infrared-Optical Telescope Array, Arizona, USA) et sur l'interféromètre PTI (Palomar Testbed Interferometer, Californie, USA), et plus récemment avec les premières franges du VLTI avec l'instrument VINCI (VLT INterferometer Commissioning Instrument), ont montré l'intérêt du filtrage spatial associé à une calibration photométrique pour améliorer la précision sur les mesures.

Les développements de l'optique intégrée (OI) pour l'astronomie qui font l'objet de cette thèse sont directement liés à ces besoins de recombinaison et de précision de mesure. Les travaux de recherche sur cette technologie, développée initialement dans le domaine des

télécommunications, afin de l'appliquer en astronomie ont été guidés par deux constatations :

- La possibilité de réaliser des guides monomodes permet d'effectuer le filtrage spatial comme dans le cas de fibres. La physique de la propagation et du filtrage est similaire dans ces deux types de guides d'onde, et l'optique intégrée planaire permet donc de la même façon d'améliorer la précision des mesures.
- Les nombreuses fonctions développées dans le cadre des télécommunications répondent très bien aux besoins de prélèvement de flux pour la calibration photométrique et de recombinaison des faisceaux. La possibilité de réaliser des schémas complexes de guides sur de petites surfaces, à l'image des circuits imprimés en électronique, ouvre la porte à la recombinaison d'un grand nombre de faisceaux.

Ce sont ces propriétés qui ont mené le LAOG (Kern *et al.*, 1996) à développer une filière de recherche et développement, en collaboration avec des laboratoires et des industriels de ce domaine, afin d'utiliser des composants OI pour résoudre les problèmes instrumentaux de l'interférométrie astronomique. Même si l'optique intégrée bénéficie depuis de nombreuses années des développements liés aux télécommunications (Chapitre 3), elle n'était pas immédiatement utilisable en astronomie car les contraintes sont différentes, principalement en terme de plage de longueur d'onde et par le fonctionnement interférométrique en large bande (Chapitre 4).

Prenant la suite des travaux initiés par Jean-Philippe Berger (Berger, 1998), mon travail, développé dans la suite de ce manuscrit, a porté essentiellement sur la caractérisation de ces composants en mettant en oeuvre :

- les tests systématiques en laboratoire en simulant des conditions d'observation afin d'analyser la chaîne de mesure dans son ensemble, chaque étage de fonction dans le composant, l'influence de tous les paramètres sur les mesures (Chapitre 5),
- l'étude de composants de recombinaison 3T (3 télescopes), en vue de la technique de mesure par clôture de phase,
- l'étude système, plus générale, afin de réaliser les premiers tests de cette technologie sur le ciel (Chapitre 6).

Au début de ma thèse, le principe de la recombinaison par optique intégrée avait été validé sur des composants 2T réalisés par échange d'ions potassium dans du verre au LEMO (Laboratoire d'Électromagnétisme, Micro-ondes et Opto-électronique, Grenoble) par Isabelle Schanen. Cela a donné lieu au passage d'une technologie potassium permettant de réaliser rapidement des prototypes à une technologie plus performante utilisant des ions argent lors de l'échange. Parallèlement à cette étude instrumentale, une première génération de composants 3T a été développée par Marco Severi au LETI (Laboratoire d'Électronique et de Techniques Industrielles, Grenoble) et réalisée par gravure de silice sur silicium. Mon travail a débuté par la caractérisation de ces composants.

Les composants 2T ont permis d'une part une diminution des pertes et d'autre part d'obtenir la propriété de maintien de polarisation. Les tests exhaustifs que j'ai menés sur

ces composants ont mis en évidence différents points instrumentaux nécessitant un contrôle rigoureux. Chaque étape franchie a permis un gain en contraste instrumental, passant ainsi de 7% à 97% (Chapitre 5). Un deuxième dessin de composant a ensuite été réalisé sur cette base afin de réduire les plus importantes sources de pertes photoniques identifiées.

Les composants LETI m'ont permis de débuter l'étude de la recombinaison de trois faisceaux. L'utilisation d'une fonction de recombinaison différente a nécessité un important travail d'étude de son comportement chromatique en fonction des paramètres technologiques. Une collaboration étroite avec le LETI pour les simulations, a permis à partir de cette étude systématique sur un grand nombre de composants de comparer les résultats expérimentaux aux analyses théoriques. Cela a permis d'affiner les outils de simulation, les paramètres technologiques de fabrication et le dessin des fonctions, et de parvenir ainsi à la réalisation d'une deuxième génération de composants optimisés.

Les besoins d'analyse des composants m'ont amené à développer différents bancs de mesure. En ce qui concerne les analyses 3T, j'ai été amené à réaliser l'extension du banc existant pour donner accès à une troisième voie, et d'autre part de développer un banc permettant l'analyse de la clôture de phase. Du point de vue des analyses technologiques, certains besoins spécifiques m'ont obligé à ajouter de nouvelles fonctionnalités aux bancs existants, telles que des modulations de chemins optiques linéaires, mais également le montage d'un banc permettant l'analyse des composants seuls.

Les connaissances acquises sur le fonctionnement des composants 2T m'ont ensuite permis de spécifier des composants 3T pour une réalisation par échange d'ions, l'accent ayant été mis ici sur la façon de recombiner tous les faisceaux : deux à deux ou tous ensemble, en mode co-axial ou multi-axial. Les multiples fonctions disponibles en optique intégrée m'ont permis d'obtenir des données instrumentales sur toutes celles-ci. Le but de cette étude était de disposer d'un ensemble de fonctions connues afin de pouvoir à terme définir la meilleure solution de recombinaison lors de la réalisation d'instruments destinés à des mesures sur le ciel.

Parallèlement à ces développements, j'ai effectué différents tests instrumentaux sur deux interféromètres : le GI2T (Grand Interféromètre à 2 Télescopes, France) et sur IOTA. Si les tests en laboratoire m'ont permis de connaître le comportement des composants seuls, ces tests en conditions réelles m'ont donné la possibilité de me focaliser sur le développement d'une interface adaptée aux besoins spécifiques de nos technologies. Les tests au GI2T, utilisant l'interface existante au début de ma thèse, ont surtout concerné les possibilités d'injection du flux stellaire dans les fibres en fonction de la correction des défauts de basculement du front d'onde engendrés par l'atmosphère, en utilisant pour cela les correcteurs nouvellement implémentés par l'IRCOM (Institut de Recherche en Communication Optique et Micro-ondes, Limoges). Profitant de l'expérience acquise sur le GI2T, j'ai ainsi pu définir en collaboration avec Jean-Philippe Berger une interface permettant de réaliser des tests interférométriques sur le ciel grâce à l'interféromètre IOTA, interface pour laquelle j'ai ensuite bénéficié de l'aide

de l'équipe instrumentale du LAOG lors de sa réalisation. Cela nous a permis d'obtenir les premières franges 2T avec des composants d'optique intégrée. Suite à cette première mission fructueuse en informations instrumentales, j'ai mis en oeuvre une deuxième version de notre instrument, gardant le même principe global mais corrigeant les défauts du premier démonstrateur et permettant la recombinaison de trois faisceaux. Les résultats sont pour l'instant préliminaires mais seront complétés dans le futur.

Grâce aux différents tests menés aussi bien en laboratoire que sur le ciel, le comportement d'un instrument basé sur la technologie d'optique intégrée est à ce jour bien connu. Cela nous permet naturellement d'envisager des applications futures (Chapitre 7), aussi bien en terme d'instruments de recombinaison pour les grands réseaux sol qui fleurissent de nos jours (VLTI, Keck Interferometer, CHARA : Center for High Angular Resolution Astronomy Array), que pour des systèmes annexes apportant des fonctionnalités supplémentaires (suivi de franges, métrologie), ou pour les projets ambitieux d'interféromètres spatiaux (IRSI-DARWIN : Infra-Red Space Interferometer, TPF : Terrestrial Planet Finder). J'ai déjà pu aborder ce type de développements au cours de ma thèse, par une participation à différents projets : métrologie et suivi de franges sur l'instrument PRIMA (Phase-Referenced Imaging and Microarcsecond Astrometry) du VLTI, mesure de position métrologique avec le capteurs développé par CSO Mesure (Capteurs et Systèmes Optiques de Mesure, Grenoble) pour le CNES (Centre National d'Études Spatiales), développement d'un banc démonstrateur pour DARWIN avec ALCATEL Space en réponse à un appel d'offre de l'ESA (European Space Agency). C'est sur ce dernier projet que mon travail se poursuivra après ma thèse, dans le but de réaliser un instrument en laboratoire d'interférométrie en franges noires basé sur de l'optique intégrée pour la recombinaison, et en menant en parallèle une étude technologique pour identifier d'autres fonctions réalisables en optique intégrée pour ce type d'instruments.

Chapitre 2

Interférométrie optique

Contents

2.1 Historique **8**
2.2 Qu'est-ce que l'interférométrie astronomique? **11**
2.3 De l'interférométrie astronomique à l'optique intégrée **29**

Afin de situer le cadre de ma thèse, je commencerai par la présentation de l'historique de l'interférométrie astronomique visible et proche infrarouge (IR), domaines de nos recherches, afin de rappeler les grandes étapes qui ont mené aux développements actuels au Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble sur ce type d'instrument. Je donnerai ensuite une description d'un interféromètre astronomique, de ses modes de fonctionnement, et des mesures que l'on peut réaliser qui diffèrent des données classiques de l'astronomie. Je ne me limiterai pas au cas de l'interférométrie par optique guidée mais garderai plutôt une vision générale sur cette technique instrumentale, les concepts s'appliquant aussi bien à l'optique de volume qu'à l'optique guidée.

2.1 Historique

L'histoire[1] de l'interférométrie astronomique débute en France en 1867. Dans un rapport présenté devant l'académie des sciences concernant une proposition d'expérience de W. Jenker visant à déterminer la direction des vibrations de l'éther dans les rayons polarisés, FIZEAU (1868) a été le premier à proposer d'utiliser les interférences entre deux fentes séparées masquant l'ouverture d'un grand télescope pour réaliser des mesures de diamètres d'étoiles.

> «*Il existe en effet pour la plupart des phénomènes d'interférence, tels que les franges d'Young, celles des miroirs de Fresnel et celles qui donnent lieu à la scintillation des étoiles d'après Arago, une relation remarquable et nécessaire entre la dimension des franges et celle de la source lumineuse, en sorte que des franges d'une ténuité extrême ne peuvent prendre naissance que lorsque la source de lumière n'a plus que des dimensions angulaires presque insensibles; d'où, pour le dire en passant, il est peut-être permis d'espérer qu'en s'appuyant sur ce principe et en formant par exemple, au moyen de deux larges fentes très écartées, des franges d'interférence au foyer des grands instruments destinés à observer les étoiles, il deviendra possible d'obtenir quelques données nouvelles sur les diamètres angulaires de ces astres.*»

Si Fizeau ne mit pas en pratique cette nouvelle méthode astronomique ce fut un autre français, STÉPHAN (1873), qui l'essaya pour la première fois sur le ciel. Dans une lettre adressée à Fizeau, il écrivait concernant l'idée de ce dernier :

> « *Vous indiquiez par là une voie toute nouvelle, où personne, à ma connaissance, ne s'est engagé jusqu'ici, et qui cependant peut mener à des résultats qui se dérobent absolument aux procédés ordinaires de l'astronomie.*»

Cette phrase de E. Stéphan garde une part de vérité actuellement et elle résume bien les efforts qui sont menés aujourd'hui en interférométrie à travers le monde. L'interférométrie astronomique n'en est qu'au début de la démonstration de ses possibilités. Lors des premiers tests qu'il mena sur le télescope de 80 cm de diamètre de Marseille avec des ouvertures espacées de 50 cm, il obtint des franges bien contrastées sur de nombreuses étoiles mais pas sur Sirius. Sa première analyse fut que Sirius devait être résolue et donc le contraste trop faible. Cependant l'étoile était alors basse sur l'horizon et il ne lui fut pas possible de déterminer si cette absence d'interférences n'était pas due à l'atmosphère. On commençait donc déjà à pressentir quelle serait une des difficultés majeures de l'interférométrie astronomique : la turbulence atmosphérique. Après une année de mesures supplémentaires avec cette fois un écartement des ouvertures de 65 cm (STÉPHAN, 1874), il a été forcé de reconnaître que cette configuration ne donnait pas une résolution suffisante comme le souligne bien le titre de ce

1. Les articles cités sur l'historique de l'interférométrie ont été réédités dans LAWSON (1997)

deuxième article sur le sujet, «*Sur l'extrême petitesse du diamètre apparent des étoiles fixes*». Il en conclut que les diamètres de toutes les étoiles qu'il avait observées étaient tous inférieurs à 0.158" (1" = 1/3600 de degré). La méthode traversa alors l'Atlantique et MICHELSON (1890) définit clairement le formalisme permettant de remonter des mesures de contrastes aux paramètres de différents objets. Il le vérifia en confrontant ses mesures du diamètre des satellites de Jupiter par cette méthode à des mesures obtenues avec des télescopes classiques. Les premières mesures astrophysiques par interférométrie sont obtenues par SCHWARZSCHILD (1896) sur des binaires et par ANDERSON (1920) qui mesura l'orbite de Capella. Mais c'est en 1921 seulement (MICHELSON & PEASE, 1921) que A. Michelson réalisa pour la première fois avec F. Pease une mesure de diamètre d'étoile avec un interféromètre de 20 pieds (6,1 m) qu'il avait construit à l'observatoire du Mont Wilson (Californie, USA), concrétisant ainsi l'idée avancée par H. Fizeau. Pour ces mesures, l'interféromètre utilisé était constitué de deux miroirs que l'on pouvait déplacer sur une poutre, elle-même montée sur la structure du télescope de 100 pouces (2,54 m) permettant ainsi d'assurer le suivi sur l'objet. PEASE (1931) décrit l'interféromètre de 50 pieds (15,24 m) qui fut construit par la suite utilisant toujours une structure unique pour les deux ouvertures, mais son utilisation fut rendue plus difficile en raison des vibrations du système.

Ce sont donc des limitations technologiques qui ont mis un frein à cette nouvelle technique instrumentale. Il faut alors attendre un demi siècle pour la voir émerger à nouveau en 1974 avec la première recombinaison de deux faisceaux provenant cette fois de télescopes indépendants (LABEYRIE, 1975), réalisé sur l'Interféromètre à 2 Télescopes (I2T) situé alors à l'observatoire de Nice en utilisant deux ouvertures de 25 cm et une base de 12 m. Après l'obtention de ces premières franges, I2T a été déménagé au plateau de Calern. La méthode n'a ensuite été mise en pratique pendant longtemps qu'avec deux ouvertures sur quelques instruments. Les premières mesures de clôture de phase et de synthèse d'ouverture avec plus de deux ouvertures ont été obtenues grâce à des masques appliqués sur les ouvertures de télescopes monolithiques (BALDWIN *et al.*, 1986; HANIFF *et al.*, 1987). L'application de ces mêmes techniques avec trois télescopes indépendants pour permettre des lignes de base plus grandes n'a été réalisée que plus récemment par deux interféromètres seulement : COAST (Cambridge Optical Aperture Synthesis Telescope, BALDWIN *et al.* (1996)) et NPOI (Navy Prototype Optical Interferometer, BENSON *et al.* (1997)). Les tableaux 2.1 et2.1 donnent la liste des interféromètres en fonctionnement actuellement avec leur principales caractéristiques instrumentales.

La recherche de nouvelles solutions instrumentales a été guidée par les difficultés rencontrées en interférométrie. Le principe de l'utilisation d'optique guidée pour la recombinaison des réseaux interférométriques a alors été proposé par FROEHLY (1982), en montrant comment ce concept pouvait réduire certaines des contraintes. Les bases du filtrage spatial apporté par cette technique y sont présentées. L'utilisation de fibres monomodes et multimodes est étudiée en terme de figure d'interférence produite par la recombinaison de deux

TAB. 2.1 – *Liste des interféromètres en fonctionnement.*

	Nbre de télescopes	Φ	B_{max}	ref.
GI2T (FR)	2	1.52 m	12 - 65 m	MOURARD *et al.* (2000)
ISI (USA)	2	1.65 m	4 - 65m	TOWNES *et al.* (1998)
SUSI (AUS)	2	0.14 m	5 - 640 m	DAVIS *et al.* (1999)
PTI (USA)	2	0.40 m	110 m	COLAVITA *et al.* (1999)
IOTA (USA)	3	0.45 m	5 - 38 m	TRAUB *et al.* (2000)
FLUOR/TISIS - IOTA (FR/USA)	2	0.45	5 - 38 m	PERRIN (1996)
COAST (UK)	4	0.40 m	5 - 48 m (100 m)	BALDWIN *et al.* (1998)
NPOI (USA)	3	0.35 m	2 - 437 m	ARMSTRONG *et al.* (1998)
CHARA (USA)	6	1 m	350 m	MCALISTER (1999)
Keck Interferometer, KI (USA)	2 / 4	10 m / 1.8 m	85 m / 25 - 140 m	COLAVITA & WIZINOWICH (2000)
VLTI (Eur)	4 / 3	8 m / 1.8 m	130 m / 8 - 200 m	GLINDEMANN *et al.* (2000)

TAB. 2.2 – *Interféromètres et instrumentation.*

	λ	mode	état
GI2T	0.4 - 2.5 μm		depuis 1985
ISI	9 - 12 μm		depuis 1990
SUSI	0.4 - 0.9 μ m		depuis 1991
PTI	1.5 - 2.4 μm	astrométrie	depuis 1995
IOTA	V,R,I,J,H,K		depuis 1993 (2T)
FLUOR/TISIS - IOTA	K,L		depuis 1995
COAST	0.65 - 1 μm / 1.3 - 2.2 μm	imagerie	depuis 1991
NPOI	0.45 - 0.85 μm	imagerie	depuis 1995
CHARA	0.45 - 2.4 μm		premières franges en 1999
KI, 2 voies	1.5 - 2.4 μm		premières franges en mars 2001
KI, multi voies	1.5 - 5 μm	imagerie	à implémenter
KI	10 μm	”nulling”	à implémenter
VLTI, VINCI	K		premières franges en mars 2001
VLTI, MIDI	10 - 20 μm	2 voies	premières franges printemps 2002
VLTI, AMBER	1 - 2.5 μm	clôture de phase	premières franges fin 2002
VLTI, PRIMA	K,L,M	astrometrie (K), suiveur de frange	

faisceaux et les performances des différents montages possibles sont analysées. SHAKLAN (1988) et SHAKLAN & RODDIER (1987) ont étudié l'utilisation de fibres optiques monomodes dans le cadre de l'interférométrie longue base. L'analyse détaillée de leur utilisation pour ce type d'instrument a montré qu'il n'y avait pas d'impossibilité technologique au transport des faisceaux et à leur recombinaison par cette méthode. Le premier instrument à avoir utilisé des fibres monomodes pour des mesures astrophysiques a été FLUOR (COUDÉ DU FORESTO & RIDGWAY (1992)) développé à l'observatoire de Kitt Peak (Arizona, USA). Une seconde génération de cette instrument (PERRIN, 1996) est maintenant utilisée de façon routinière sur IOTA (TRAUB *et al.* (2000)) pour des observations astrophysiques.

La technique d'interférométrie ayant pris sont essor grâce aux progrès technologiques de la fin du vingtième siècle, de nombreux réseaux de télescopes ont été développés à travers le monde. Le nombre de télescopes accessibles simultanément à ainsi rapidement augmenté : 6 dans le cas de CHARA et du Keck Interferometer, et à terme jusqu'à 8 pour le VLTI. Il est à noter que dans le cas des deux derniers réseaux, ce sont même les télescopes les plus grands (8 à 10 m) et les plus modernes dont les faisceaux pourront être recombinés. Seulement si ces réseaux seront très prochainement opérationnels, la recombinaison d'un si grand nombre de faisceaux pose encore des problèmes instrumentaux importants. KERN *et al.* (1996) proposa alors d'utiliser une technologie provenant du domaine des télécommunications, l'optique intégrée, pour assurer cette fonction. C'est dans ce cadre que se place le travail présenté dans la suite.

2.2 Qu'est-ce que l'interférométrie astronomique?

Une très bonne revue des techniques instrumentales dans le cadre de l'interférométrie stellaire est donnée dans les cours de l'école d'été Michelson de 1999 (LAWSON, 2000). On pourra également se référer à MARIOTTI (1992) pour une classification des concepts instrumentaux de l'interférométrie et la définition de leurs caractéristiques. Dans la suite je me limiterai souvent à une description avec deux télescopes seulement, uniquement pour simplifier certains concepts mais sans que cela ne nuise à la généralité du problème.

2.2.1 L'instrument

RIDGWAY (1997) donne la description de tous les sous-systèmes entrant dans la réalisation d'un interféromètre et des paramètres importants à prendre en compte lors des choix technologiques. La figure 2.1 présente le concept général de ce type d'instruments. L'objet observé a une distribution d'intensité $I(\theta)$ et le front d'onde est plan en arrivant au niveau des télescopes (l'objet est à une distance suffisamment grande de l'observateur), et chacun d'eux va sélectionner une partie du front d'onde. Les réseaux interférométriques astronomiques vont donc tous fonctionner par séparation de front d'onde à l'entrée. Dans la première expérience menée par Michelson deux ouvertures étaient montées sur une même structure de télescope.

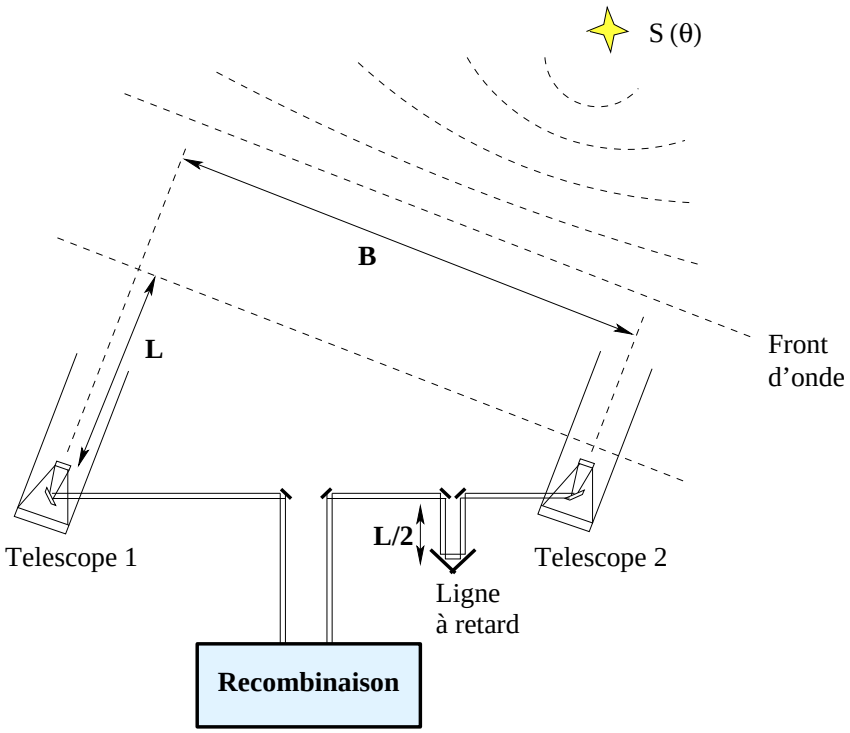

FIG. 2.1 – *Description schématique d'un interféromètre astronomique. B est la ligne de base. Le front d'onde provenant de l'objet est considéré plan au niveau des télescopes. Lorsque l'objet n'est pas au zénith le front d'onde se propage sur une distance L supplémentaire pour l'un des télescopes, distance fonction de la position de l'objet dans le ciel et de B. Une ligne à retard permet de compenser cette différence de chemin optique. Chacun des faisceaux optique est alors amené vers l'instrument de recombinaison.*

Si la distance entre les deux ouvertures devient trop grande, il ne sera plus possible de conserver une monture unique et l'on est alors dans le cas de la plupart des interféromètres actuels où chacune des ouvertures est un télescope indépendant.

Le schéma optique présenté ici est très simplifié. En fait afin de limiter tous les effets instrumentaux différentiels entre les voies, celles-ci sont en général parfaitement symétriques : même nombre de réflexions, mêmes revêtements sur les optiques. A titre d'exemple de ce principe on pourra se reporter à la figure 6.4 décrivant le schéma optique de IOTA pour les deux voies. On y voit que sur le bras qui n'est pas retardé on a quand même installé un système identique à la ligne à retard afin de conserver une symétrie dans la transmission, l'orientation du champ, la polarisation.

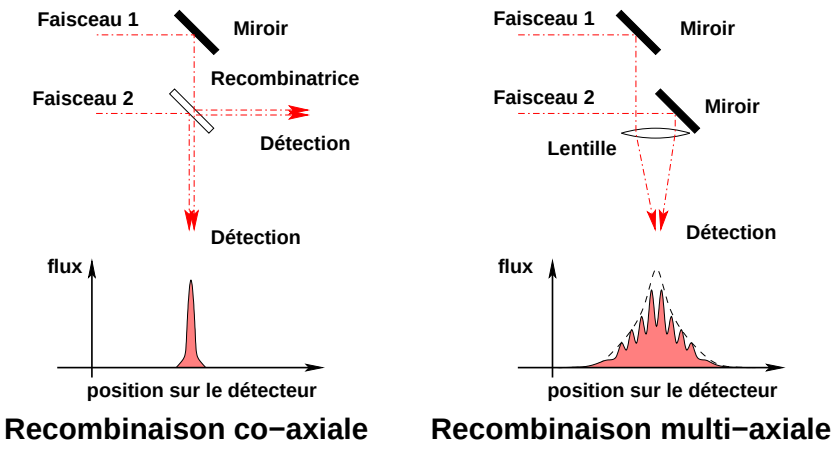

FIG. 2.2 – *Représentation schématique des modes de recombinaison co-axial et multi-axial. Co-axial : les pupilles des deux faisceaux sont superposées à l'aide d'une recombinatrice comme dans un interféromètre de Michelson classique; les franges sont codées temporellement. Multi-axial : on superpose les images provenant des deux voies directement sur le détecteur comme dans une expérience de trous d'Young; le codage des franges est spatial.*

2.2.2 La recombinaison

En ce qui concerne la formation du signal interférométrique, deux modes sont alors possibles : la recombinaison **multi-axiale** dont le principe correspond à celui proposé par FIZEAU (1868) et appliqué par MICHELSON & PEASE (1921), et la recombinaison **co-axiale**. La figure 2.2 présente ces deux modes dans le cas de deux faisceaux avec la forme des figures d'interférence correspondantes.

Recombinaison multi-axiale

Les faisceaux semblent dans ce cas provenir de deux directions différentes. Le codage spatial des franges impose de pouvoir enregistrer l'image de ces franges directement. Le détecteur sera alors une barrette de pixels si l'image n'est codée que dans une direction comme c'est le cas dans nos applications optique intégrée, ou une matrice si le codage est fait en 2 dimensions. d'être une matrice pour Avant d'arriver sur l'optique d'imagerie, les positions et dimensions spatiales relatives des faisceaux peuvent être modifiées et donner une pupille de sortie différente de la pupille d'entrée. On définit donc une ligne de base de sortie de l'interféromètre, $\boldsymbol{B_0}$. On parle de configuration de Fizeau si la relation entre les pupilles d'entrée et de sortie est homothétique (conservation des rapports des bases et des diamètres, mêmes positions relatives des ouvertures) et de configuration de Michelson sinon. La distribution d'intensité dans le plan image est alors pour deux voies :

$$I_{int}(\boldsymbol{\theta}) = I_{tel}(\boldsymbol{\theta})[(\alpha P_1 + \beta P_2) + 2\sqrt{\alpha P_1 \beta P_2} V_{inst} V_{atm} V_{obj} \cos(2\pi \boldsymbol{\theta}.\boldsymbol{B_0}/\lambda + \phi)], \qquad (2.1)$$

où $\boldsymbol{\theta}$ est la position angulaire dans le plan image ($\boldsymbol{\theta}$ et $\boldsymbol{B_0}$ sont des vecteurs, $\boldsymbol{\theta}.\boldsymbol{B_0}$ représente leur produit scalaire), I_{tel} l'enveloppe des franges donnée par la transformée de Fourier de la pupille d'une ouverture seule, V_{inst} le contraste instrumental, V_{atm} le contraste atmosphérique, V_{obj} le contraste des franges dû à la géométrie de l'objet (ou visibilité, voir paragraphe 2.2.6). αP_1 et βP_2 sont les flux provenant des deux voies, où les coefficients α et β tiennent compte des rapports de flux entre les voies photométriques et interférométriques. L'orientation des franges est perpendiculaire à la direction de la ligne de base. Le terme ϕ représente le déphasage entre les deux voies ; il tient compte de la phase intrinsèque de l'objet et du déphasage introduit par l'instrument et l'atmosphère (qualité des optiques, polarisation, effets de la turbulence). La description que nous avons faite ici est pour une longueur d'onde λ donnée mais pour chaque longueur d'onde on va avoir des figures d'interférence du même type qui vont se superposer.

Comme on considère ici une modulation spatiale des franges, l'équation 2.1 est valable à un instant donné. Le déphasage est bien sûr dépendant du temps (les phénomènes instrumentaux et de la turbulence sur la phase n'étant pas stationnaires) et toute variation trop importante mènera à une dégradation du contraste. L'enveloppe des franges va rester à une position fixe, mais les variations de phase au cours du temps vont entraîner un déplacement de la position des franges à l'intérieur de cette enveloppe. Si les franges se déplacent au cours du temps d'intégration, la figure d'interférence sera alors brouillée. De la même façon, si un déphasage constant entre deux voies (piston) apparaît, on pourra ne pas avoir de franges dans l'enveloppe. Cela est lié à la cohérence temporelle de la source décrite plus loin.

Dans ce mode de recombinaison l'interfrange spatial sur le détecteur est donné par $\boldsymbol{B_0}$. L'arrangement des faisceaux dans la pupille de sortie devra donc être fait de façon à pouvoir retrouver dans la figure d'interférence l'information correspondant à chacune des paires de recombinaison, si l'on dispose de plus de deux télescopes. En effet, pour chaque paire on obtiendra une figure d'interférences donnée par l'équation 2.1, et toutes celles-ci vont venir s'additionner sur le détecteur. Si l'arrangement des faisceaux est possible dans les deux dimensions du plan de la pupille de sortie, le codage pourra être fait de deux manières :

- des lignes de base orientées dans la même direction mais de valeurs différentes donneront des interfranges différents,
- des lignes de base de même longueur mais orientées différemment donneront des franges dans des directions différentes sur le détecteur.

Recombinaison co-axiale

Dans ce cas les faisceaux semblent provenir de la même direction. Après recombinaison on va focaliser tout le flux sur un détecteur et l'intensité mesurée est donnée par :

$$I_{int}(t) = (\alpha P_1 + \beta P_2) \pm 2\sqrt{\alpha P_1 \beta P_2} V_{inst} V_{atm} V_{obj} f_{inst}(2\pi\delta(t)/\lambda + \phi). \tag{2.2}$$

Les notations sont les mêmes que dans l'équation 2.1. Le signe $\pm$ représente le fait qu'il y a deux sorties interférométriques en opposition de phase, accessibles ou non. f_{inst} sera suivant

le concept instrumental égal à la fonction cos ou sin ; sin par exemple avec une recombinatrice en optique de volume, et cos avec une recombinaison OI par jonction Y (paragraphe 3.3.1). On retrouvera l'une ou l'autre de ces fonctions suivant les déphasages induits par les différents éléments optiques, et suivant la méthode de recombinaison. Le terme $\delta(t)$ correspond à la modulation temporelle de différence de marche (notée ddm dans la suite) entre les voies. Lorsque l'on utilise par exemple une recombinatrice en optique classique, si le train optique est le même dans les deux voies, la symétrie du système fait qu'à la position de la ddm nulle, les deux sorties de la recombinatrice sont identiques et reçoivent le même flux $(\alpha P_1 + \beta P_2)$; cela donne donc $f_{inst} = \sin$ dans l'équation ci-dessus. Si on utilise maintenant une jonction Y en optique intégrée, à la ddm nulle on est cette fois en condition d'interférence constructive sur la sortie interférométrique ; il faut donc dans ce cas avoir un maximum pour la ddm nulle et cela donne $f_{inst} = \cos$.

Le terme ϕ a les mêmes origines que dans le cas multi-axial. Il est donc également dépendant du temps. Si ce déphasage varie au cours de l'acquisition des signaux, la figure d'interférence sera également brouillée. Pour une valeur fixe de la ddm on a une intensité stable sur le détecteur puisque l'on mesure un état d'interférence donné. On peut donc se contenter d'un détecteur monopixel. Par contre pour pouvoir enregistrer toute la figure d'interférence, il va falloir moduler la ddm dans l'un des bras de l'interféromètre. La modulation des franges est obtenue temporellement en déplaçant une optique dans l'un des bras. A λ donnée, on va donc enregistrer un signal sinusoïdal en fonction de la ddm dont la période est donnée par la longueur d'onde. En large bande, la somme des sinusoïdes de périodes différentes (correspondants aux longueurs d'onde du spectre) ne va donner des franges que dans une zone correspondant à la longueur de cohérence de la source. Si la valeur du piston est supérieure à la longueur de la modulation on n'obtiendra alors plus de franges.

Cohérences spatiale et temporelle

Dans le paragraphe suivant (2.2.3), on va montrer qu'un interféromètre permet de mesurer le degré spatial de cohérence de la source, aussi bien en mode co-axial que multi-axial. De la même façon, tout interféromètre est sensible à la cohérence temporelle de la source (Born & Wolf, 1964). La longueur de cohérence est directement liée à la bande spectrale d'observation :

$$\boldsymbol{l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}}, \tag{2.3}$$

où λ est la longueur d'onde centrale du spectre et $\Delta\lambda$ sa largeur.

Dans le cas de la recombinaison co-axiale, cette cohérence temporelle se traduit directement par l'enveloppe de l'interférogramme qui correspond à la transformée de Fourier du spectre de la source observée. La figure 2.3 montre le principe de formation du signal interférométrique dans ce cas. Le nombre de franges à mi-hauteur est donné par :

$$\boldsymbol{N = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}}. \tag{2.4}$$

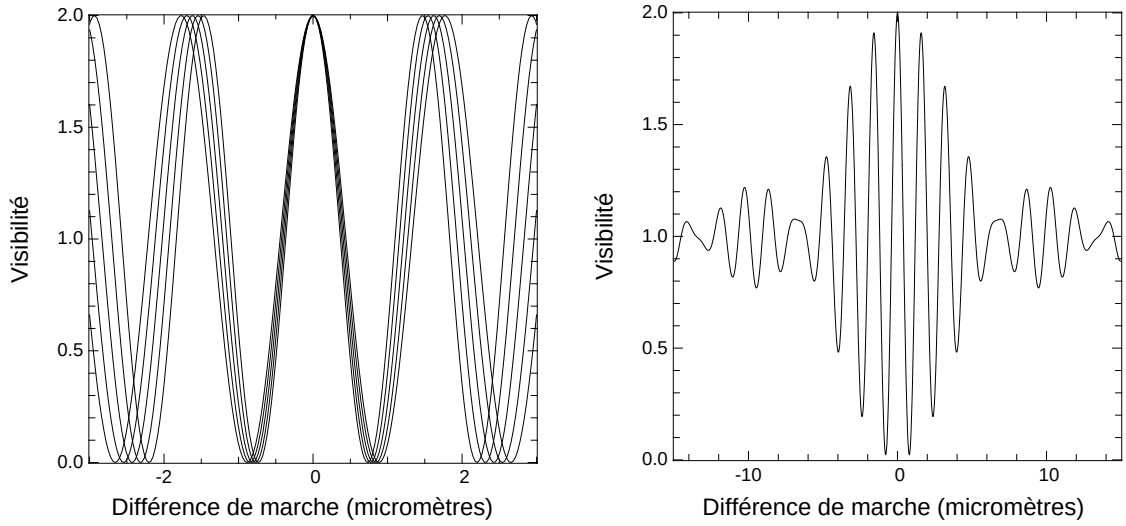

FIG. 2.3 – *Formation du signal interférométrique en recombinaison co-axiale. A chaque longueur d'onde du spectre correspond une sinusoïde de période différente (gauche). La somme de ces sinusoïdes donne des franges sur une zone limitée de ddm (droite). On a pris un filtre de forme carrée et l'enveloppe correspond donc à un sinus cardinal. Les échelles de ddm sont différentes pour les deux graphiques pour avoir une lisibilité maximale sur chacun d'eux.*

La figure d'interférence est centrée sur la position de la ddm nulle. La longueur de cohérence correspond à la longueur du train d'onde pour laquelle les faisceaux resteront cohérents. Cela mène donc à une longueur maximale de ddm dans l'interféromètre.

Cela va se traduire en fenêtres limitées d'acquisition pour chacun des modes de recombinaison. En recombinaison multi-axiale, l'enveloppe est fixe et la position des franges varie à l'intérieur de celle-ci en fonction de la ddm. Si celle-ci est trop importante (déphasage introduit par l'atmosphère ou l'instrument), les franges ne seront plus visibles dans l'enveloppe. La fenêtre d'acquisition dans ce cas est donc la figure de diffraction de la monopupille. En recombinaison co-axiale, comme on module la ddm sur une distance limitée afin de parcourir tout l'interférogramme, c'est la longueur du scan qui va constituer la fenêtre d'acquisition. En effet, une ddm trop grande amènera les franges hors de la zone de modulation.

2.2.3 La mesure

Visibilité et phase

Le signal fourni par les instruments interférométriques n'est pas directement une image complète contenant toutes les fréquences spatiale, comme dans le cas des télescopes classiques, mais une figure d'interférence issue de la recombinaison de plusieurs faisceaux provenant des ouvertures élémentaires. A partir de cet interférogramme on va devoir essayer de remonter aux caractéristiques de l'objet observé. Le théorème de Zernike-van Cittert (BORN & WOLF,

1964) permet de relier le degré complexe de cohérence spatiale γ_{12} à la distribution angulaire d'intensité de la source $S(\boldsymbol{\theta})$ par la relation de transformée de Fourier :

$$\gamma_{12}(\boldsymbol{B}) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\boldsymbol{\theta}) \exp\left(\frac{-2\pi i \boldsymbol{\theta}.\boldsymbol{B}}{\lambda}\right) d\theta, \tag{2.5}$$

où λ est la longueur d'onde d'observation. γ_{12} est lié à la figure d'interférence. En effet on peut représenter cette dernière de manière générale par :

$$I_{int} = \alpha P_1 + \beta P_2 + 2\sqrt{\alpha P_1 \beta P_2} V_{inst} V_{atm} Re[\gamma_{12}] \cos(\phi_{mod} + \phi), \tag{2.6}$$

où αP_1 et βP_2 sont les intensités fournies par chacune des ouvertures prises individuellement, ϕ_{mod} est le déphasage donnant la modulation des franges, ϕ est la somme du déphasage dû à l'objet, à l'instrument et à l'atmosphère. γ_{12} est un nombre complexe qui peut donc être décomposé en :

$$\gamma_{12} = |\gamma_{12}| \exp(i\phi_{12}). \tag{2.7}$$

On voit ainsi que pour connaître $S(\boldsymbol{\theta})$ il va falloir être capable de mesurer deux grandeurs : un module et une phase, la visibilité et la phase des franges. La visibilité est donnée par le contraste des franges et la phase par le déplacement de la frange centrale par rapport à la position correspondant à la différence de marche nulle de l'interféromètre.

Mariotti & Ridgway (1988) ont proposé d'utiliser les techniques d'interférométrie IR pour obtenir une grande résolution spatiale et spectrale avec les interféromètres optiques, en utilisant la transformée de Fourier des interférogrammes. Cette méthode est maintenant couramment employée (Coudé Du Foresto *et al.*, 1997) pour le traitement des données interférométriques. Ces deux quantités sont fonctions de l'orientation et de la longueur de la ligne de base, B, joignant les deux ouvertures. Chaque base donne un point de mesure dans le plan de Fourier.

Le plan (u,v)

Une ligne de base B entre deux ouvertures donne une résolution spatiale égale à λ/B. Dans le plan de Fourier lui correspond la fréquence spatiale B/λ. À B donnée on obtient donc un point de mesure dans le repère de coordonnées du plan de Fourier dont les axes sont notés habituellement u et v. Les coordonnées (u,v) sont une projection sur le ciel de la ligne de base et sont données en unités de fréquence spatiale (cycles/seconde d'angle). Pour obtenir une image complète de la source, il va donc falloir obtenir des mesures pour de nombreuses lignes de base. Plusieurs méthodes sont possibles à ce niveau :

- On ne dispose que de deux télescopes fixes ou difficilement repositionnables. On va alors pouvoir utiliser la rotation de la Terre et donc la modification de la base projetée sur le ciel pour obtenir des mesures à différentes fréquences spatiales. C'est la technique de supersynthèse.

– On dispose de deux télescopes que l'on peut positionner en différents endroits. On peut alors avoir accès successivement à toutes les bases formées par ces différentes stations.
– On dispose maintenant d'un grand nombre de télescopes. On a alors simultanément des mesures sur plusieurs lignes de base. Le nombre de bases est donné par $N(N-1)/2$ où N est le nombre de télescopes.

La couverture du plan (u,v) en utilisant des mesures discrètes obtenues pour différentes lignes de base est appelée synthèse d'ouverture.

2.2.4 L'atmosphère

Le but de ce paragraphe n'est nullement de donner le formalisme complet de la turbulence atmosphérique dans le cas de l'astronomie optique d'autant qu'il a déjà été maintes fois exposé par ailleurs. Pour une description détaillée on pourra se reporter à Roddier (1981). Par contre, on va tout de même en donner ici les éléments nécessaires pour la suite de l'exposé pour expliquer pourquoi la turbulence dégrade les mesures.

L'atmosphère est constituée de masses d'air ayant des tailles et des températures différentes et se déplaçant les unes par rapport aux autres dans des directions et avec des vitesses différentes. L'indice de l'air étant dépendant de la température, il varie donc de l'une à l'autre. Aux interfaces entre ces masses d'air, la pression et la température vont avoir tendance à s'homogénéiser, cránt ainsi des zones instables et perturbées. Ces zones vont se diviser en d'autres de plus petites tailles, auxquelles une partie de l'énergie est transférée, le reste étant dissipé par frottement. Le phénomène de dissipation est plus important, du point de vue énergétique, vers les petites échelles. Le transfert vers des zones d'échelle de plus en plus petite se termine pour une taille définie par l_0 appelée *échelle interne* (quelques millimètres), ou échelle de dissipation. De la même façon on appelle *échelle externe* l'échelle de formation des zones de turbulence, notée L_0 (quelques dizaines ou centaines de mètres). Les valeurs de ces paramètres dépendent grandement du site d'observation. L'atmosphère subissant constamment des cycles de chauffage et de refroidissement, elle est donc en perpétuel mouvement. C'est ce phénomène qui est gênant dans le cas des observations astronomiques au sol. Le diamètre de Fried r_0 de la turbulence permet de quantifier la force de la turbulence et correspond au diamètre d'un télescope qui aurait la même résolution que celle imposée par la turbulence. Ainsi même si un télescope de plusieurs dizaines de mètres de diamètre représente un fantastique collecteur de flux, sa résolution vraie (sans optique adaptative) peut, en fonction de la longueur d'onde, être réduite de plusieurs ordres de grandeur. Les pouvoirs de résolution, pour le critère de Rayleigh, dans les cas où l'on est limité par la diffraction ou limité par la turbulence d'un télescope de diamètre D sont donnés par :

$$R_{tel} \propto \left(\frac{D}{\lambda}\right)^2, \tag{2.8}$$

$$R_{atm} \propto \left(\frac{r_0}{\lambda}\right)^2. \tag{2.9}$$

Pour une image courte pose, ces deux échelles de résolution se traduisent par l'apparition de tavelures de diamètre λ/D situées dans une zone de diamètre λ/r_0. Le nombre de ces tavelures sera donc approximativement égal à $(D/r_0)^2$. Les valeurs typiques de r_0 sur de bons sites astronomiques sont de l'ordre de 10 cm à $\lambda = 0{,}5$ μm et de 40 cm à $\lambda = 1{,}6$ μm. Sa variation en fonction de la longueur d'onde est donnée par :

$$\boldsymbol{r_0 \propto \lambda^{6/5}}. \tag{2.10}$$

Il est donc plus favorable d'observer dans le proche infrarouge (IR) que dans le visible.

On va maintenant s'intéresser à l'évolution temporelle de la turbulence. Pour modéliser celle-ci, on utilise en général l'hypothèse de Taylor qui revient à considérer que les couches atmosphériques sont «gelées». Cette hypothèse est valable car l'échelle de temps des variations de la turbulence est plus grande que le temps mis par les couches pour passer devant l'ouverture du télescope. On définit alors simplement le temps de cohérence de l'atmosphère par :

$$\boldsymbol{\tau_0 = r_0/v}, \tag{2.11}$$

où v est la vitesse du vent dans la couche de turbulence dominante. En se référant aux valeurs de r_0 précédentes et en considérant une vitesse moyenne du vent de 20 m/s, cela nous donne $\tau_0 \simeq 5$ ms à $\lambda = 0{,}5$ μm et $\tau_0 \simeq 20$ ms à $\lambda = 1{,}6$ μm.

L'utilisation au sol de réseaux interférométriques en astronomie optique et proche IR a en partie été induite par les effets de la turbulence atmosphérique, qui réduit considérablement le pouvoir de résolution des télescopes. La mise en oeuvre des techniques d'optique adaptative permet de corriger en partie les déformations induites sur le front d'onde, mais pour des télescopes de grands diamètres ces systèmes deviennent très complexes. Un interféromètre permet quant à lui d'atteindre plus facilement la résolution théorique d'un télescope dont le diamètre serait égal à la ligne de base. Mais les interféromètres ne sont pas à l'abri des effets de la turbulence même si les télescopes individuels gardent des diamètres raisonnables vis-à-vis de r_0. La phase variant de façon aléatoire entre les tavelures et le temps de cohérence de l'atmosphère n'étant que de quelques dizaines de millisecondes, la mesure de la visibilité des franges et le rapport signal à bruit vont être dégradés. Si on veut améliorer la précision des mesures interférométriques, le contrôle de la qualité des faisceaux devient nécessaire. Dans le cas des premières observations à trois télescopes les dimensions des ouvertures ont été réduites de 50 à 14 cm pour COAST, et de 50 à 12,5 cm pour NPOI afin de limiter les effets de la turbulence. L'utilisation de systèmes d'optique adaptative, même avec une correction partielle, s'impose donc rapidement si on veut obtenir de bonnes performances : transmission, stabilité et précision sur le contraste des franges et sur les mesures de phase. L'utilisation de correcteurs du basculement du front d'onde au moins est quasiment généralisée pour les interféromètres en fonctionnement actuellement.

Dans le cas de l'interférométrie on doit également tenir compte d'un phénomène qui n'a pas d'influence dans le cas des télescopes mono-pupille : le «piston» atmosphérique (premier

mode de perturbation) qui correspond au déphasage global constant sur toute l'ouverture. Ce déphasage va être différent pour chacun des télescopes de l'interféromètre et varier d'une mesure à l'autre de façon aléatoire. Cet effet tout à fait anodin pour les télescopes classiques s'avère être une des causes principales de perte d'information dans le cas des interféromètres. L'écart type du piston différentiel entre deux ouvertures espacées d'une base B est donné en terme de phase et de ddm par (Roddier, 1981) :

$$\sigma_\phi = 2{,}62 \left(\frac{B}{r_0}\right)^{5/6} \tag{2.12}$$

$$\sigma_\delta = 2{,}62 \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{B}{r_0}\right)^{5/6} . \tag{2.13}$$

La dépendance de r_0 en fonction de λ (équation 2.10) fait que ce phénomène est achromatique. Cette équation reste valable pour des bases inférieures à l'échelle externe (elle n'est plus forcément valable pour les grands réseaux de télescopes actuels : pour le VLTI sur le site de Paranal, l'échelle externe est de l'ordre de 24 m pour une base maximale de 200 m). Pour une base de 30 m cela donne un écart type des fluctuations de 14 μm environ.

2.2.5 Interférométrie multimode et monomode

En interférométrie, on distingue les cas monomode et multimode par le champ accessible par un télescope individuel de l'interféromètre. Dans le cas monomode, celui-ci est de l'ordre de λ^2, alors que dans le cas multimode il est $\gg \lambda^2$. Cette terminologie est donc liée à la quantité d'information spatiale transportée par chaque ouverture. Cette nomenclature ainsi que celle définissant les différents champs de vue d'un interféromètre est donnée dans Mariotti (1992).

Champ de vue

On peut définir trois champs de vue dans le cas d'un interféromètre stellaire :

- *Le champ non vignetté* est lié au schéma optique de l'interféromètre complet. Il correspond au champ pour lequel les faisceaux sont transmis par tous les éléments (optiques de relais, lignes à retard, compresseur de faisceaux, ...) sans être vignettés. Ce champ est défini pour la position maximale des lignes à retard.
- *Le champ cohérent* permet de conserver un certain degré de cohérence à travers tout l'interféromètre pour tous les objets présents. Il est directement relié à la résolution spectrale $R_\lambda = \lambda/\Delta\lambda$. Dans le cas co-axial, une résolution spectrale grande veut dire une grande longueur de cohérence et donc un large champ.
- *Le champ d'imagerie* est le champ pour lequel on peut mesurer avec précision le degré mutuel de cohérence de l'objet. Il dépend à la fois de la position de l'objet dans le ciel et du mode de recombinaison.

Il faut encore faire la différence entre le champ instantané qui est celui vu par l'instrument lors de la mesure, et le champ reconstructible qui lui ne dépend que de la couverture et de l'échantillonnage des fréquences spatiales dans le plan de Fourier. Dans le cas de l'interférométrie monomode le champ instantané maximum est limité à la tache d'Airy d'une ouverture individuelle. Dans le cas multimode, la détermination de ce champ dépend complètement du mode de recombinaison. Une recombinaison de type Fizeau donne un champ égal à celui d'une ouverture individuelle, alors qu'une recombinaison de type Michelson où les pupilles d'entrée et de sortie ne sont pas homothétiques réduit ce champ. Les recombinaisons de type pupille densifiée qui utilisent une homothétie partielle (pour les bases mais pas pour les diamètres) vont donner un champ intermédiaire entre les deux solutions précédentes.

Filtrage spatial et optique adaptative

La turbulence atmosphérique est certainement le facteur dégradant le plus les mesures interférométriques, d'une part en diminuant le rapport signal à bruit et donc la qualité des mesures, et d'autre part en introduisant des fluctuations de la phase et donc une perte de cohérence diminuant la précision. Il est donc nécessaire d'essayer d'en corriger les effets.

Dans le cas de la recombinaison multimode, l'optique adaptative permet de corriger la forme du front d'onde (mais attention, la correction ne fait pas de distinction entre une déformation de la surface d'onde due à l'atmosphère de celle due à l'éventuelle étendue spatiale de l'objet), et ainsi d'augmenter la part d'énergie cohérente dans l'image. On améliore ainsi la sensibilité puisqu'il y a plus de flux au centre. La précision des mesures va elle dépendre de la précision avec laquelle on est capable de mesurer l'estimateur de visibilité et donc dépendre de la précision de la calibration. On peut également enregistrer simultanément avec le signal interférométrique les informations fournies par l'analyseur de front d'onde. On connaît ainsi la forme de la phase, et cette information peut être utilisée pour traiter les interférogrammes a posteriori. Ces méthodes nécessitent par contre des systèmes d'optique adaptative avec un grand nombre d'actionneurs pour avoir une bonne correction ou une bonne connaissance de la phase. Elles sont donc difficiles à mettre en œuvre et la sensibilité des correcteurs est diminuée par le nombre de sous-pupilles de mesure.

Le filtrage spatial permet de se mettre dans le cas monomode du point de vue de la planéité du front d'onde. Il transforme les variations de la phase sur la pupille de chaque ouverture en fluctuations d'intensité. En mesurant ces variations en temps réel, on peut ainsi corriger les signaux interférométriques enregistrés simultanément. C'est ce que l'on appelle dans la suite la calibration photométrique. Le filtrage peut être obtenu soit par un trou de la taille de la tache de diffraction placé au foyer d'une optique, soit par un guide d'onde (fibre ou optique intégrée).
Un trou est assimilé à un filtre passe-bas qui élimine les hautes fréquences dans la phase pour ne garder que l'énergie cohérente. Le défaut de ce type de filtrage est sa taille fixe : la taille de la tache de diffraction dépendant de la longueur d'onde, le filtrage ne sera pas équivalent pour

toutes les longueurs d'onde lors de mesures en large bande. Si la calibration photométrique est possible dans ce cas, les résidus d'erreur de front d'onde qui ne sont pas filtrés ne peuvent pas être calibrés et diminuent donc la précision des mesures. De plus après le passage par le filtre, la propagation a lieu dans l'air et la phase des faisceaux peut donc à nouveau être perturbée. Il faut réaliser ce filtrage spatial aussi près que possible de la recombinaison.
L'utilisation d'optique guidée pour le filtrage résout ces problèmes. En effet, un guide se comporte comme un filtre parfait pour toutes les longueurs d'ondes supérieures à sa longueur d'onde coupure monomode (cf paragraphe 3.1). La qualité du filtrage spatial ne dépend pas de la longueur d'onde. Les seules variations en fonction de la longueur d'onde vont avoir lieu au couplage dans les guides et lors de la propagation (dispersion, polarisation), mais ils sont calibrables. Après injection dans le guide et donc filtrage du front d'onde, la propagation jusqu'à la recombinaison peut se faire entièrement dans des guides et on évite ainsi toute perturbation ultérieure de la phase. L'utilisation d'optique adaptative reste tout de même importante dans ce cas également, surtout avec des télescopes de grand diamètre. En effet, dans le cas du filtrage spatial, c'est l'injection dans le guide qui va dépendre de façon importante des effets de la turbulence atmosphérique. Si on ne stabilise pas la position du centroïde de l'image, on aura de grandes variations du flux dans les guides. La correction est donc aussi nécessaire pour obtenir une bonne sensibilité instrumentale.

Une comparaison des observations avec et sans filtrage spatial est donnée dans Mège *et al.* (2000). L'efficacité des différentes méthodes y est donnée en terme de rapport signal à bruit (RSB). Dans le cas du filtrage par un trou, ce dernier est toujours moins bon qu'avec un filtrage par optique guidée et même moins bon que le cas sans filtrage. La comparaison du filtrage par guide avec le cas sans filtrage donne un avantage à ce dernier lorsque le rapport de Strehl est important, ≥ 0.8 (donc une correction du front d'onde excellente). En pratique, les rapports de Strehl ne sont jamais aussi élevés que ceux pour lequel le cas sans filtrage devient intéressant (un rapport de Strehl de 0.8 correspond à la correction maximale qui est envisagée dans le cas de l'optique adaptative NAOS au VLT, avec une observation en bande K et une analyse de front d'onde en visible ; source http://www.eso.org/instruments/naos/index.html).

On vient de voir que si l'on veut améliorer la précision des mesures dans le cadre de l'interférométrie, il est nécessaire de s'affranchir des effets de la turbulence. Si on veut utiliser l'optique adaptative pour cela, il faut atteindre un niveau de correction très important des défauts de phase, niveau rarement atteint sur les systèmes actuels. Dans le cas du filtrage modal par optique guidée, les effets de la turbulence sont convertis en fluctuations d'intensité facilement mesurables. L'avantage de cette méthode pour améliorer la précision des mesures est donc sa facilité de mise en œuvre.

2.2.6 Deux télescopes : visibilité comparée des franges

Dans ce paragraphe, ainsi que dans le suivant, je vais aborder les mesures accessibles suivant le nombre de télescopes disponibles et les informations que l'on peut en retirer.

Visibilité

A partir des interférogrammes décrits précédemment pour deux télescopes il est théoriquement très facile de mesurer la visibilité. Elle est tout simplement définie à partir des valeurs maximale et minimale de la figure d'interférence par :

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \tag{2.14}$$

Mais, si on se réfère à l'équation 2.6, ce contraste des franges n'est égal au module du degré complexe de cohérence que si les intensités des deux voies, αP_1 et βP_2, sont parfaitement égales, et si on est dans le cas monochromatique. En réalité, on travaille toujours en mode polychromatique et il est difficile d'obtenir une transmission de l'instrument qui soit rigoureusement la même dans les deux voies, surtout suite aux effets de la turbulence atmosphérique. Il devient nécessaire d'être capable de corriger la visibilité mesurée du déséquilibre photométrique et de ses variations, donc de mesurer également αP_1 et βP_2 (voir l'équation 2.6). Dans ce cas on peut alors définir un interférogramme corrigé par :

$$I_{cor} = \frac{I_{int} - \alpha P_1 - \beta P_2}{2\sqrt{\alpha P_1 \beta P_2}} = Re[\gamma_{12}] \cos(\phi_{mod} + \phi). \tag{2.15}$$

Dans le cas de l'interférométrie monomode, ces deux grandeurs sont facilement accessibles puisque les fluctuations de phase sur la pupille sont transformées en fluctuations d'intensité. Si on prélève une partie du flux dans chaque voie avant recombinaison on aura directement accès à la calibration photométrique. La connaissance de la transmission relative, α et β, entre les sorties interférométriques et photométriques pour chacune des voies de l'interféromètre est également nécessaire si on veut réaliser une bonne correction. Pour cela il suffit d'enregistrer les signaux lorsqu'une seule des voies est illuminée. L'enregistrement simultané des signaux photométriques et interférométriques ainsi que la connaissance de α et β fournit toutes les données nécessaires à la correction de l'interférogramme, qui est alors centré sur 0 et dont les valeurs sont comprises entre -1 et +1. La visibilité se mesure directement par :

$$V = \frac{I_{cor}^{max} - I_{cor}^{min}}{2}. \tag{2.16}$$

Si cette méthode de mesure fonctionne très bien dans le cas des tests en laboratoire où les conditions sont relativement stables, elle donne des résultats moins précis sur le ciel où les fluctuations de couplage dans les guides sont importantes. On peut alors utiliser la transformée de Fourier du signal (Coudé Du Foresto *et al.*, 1997) permettant d'isoler le signal interférométrique qui est à une fréquence donnée par la modulation et la chaîne d'acquisition, de ces fluctuations de couplage qui sont à des fréquences plus faibles.

Les mesures de visibilité obtenues ne donnent pas directement une mesure des paramètres de la source car il faut encore les calibrer (pour une configuration et à un instant donné) sur un objet non résolu ou dont le diamètre est connu (calibrateur). Les observations sur le ciel alternent donc entre mesures sur l'objet et sur le calibrateur.

Phase

Si le filtrage spatial permet de s'affranchir des fluctuations aléatoires de la phase sur la pupille pour chacune des voies, il ne permet pas d'éliminer les variations différentielles de piston entre les deux ouvertures. Ce mode de la turbulence correspond à un retard de phase constant sur toute la pupille. Il va se traduire dans l'interféromètre par une variation aléatoire de ddm entre les deux voies et donc par une modification de la position de la ddm nulle. On comprend donc bien que dans ce cas, si l'on n'est pas capable de mesurer cette ddm, il n'est pas possible de mesurer la phase puisque l'on n'a plus de référence pour cette dernière. On a donc perdu une partie de l'information sur l'objet. Pour y avoir accès avec deux ouvertures uniquement, il faut pouvoir fixer une référence pour la phase et donc asservir la position de la ddm nulle. Cette méthode peut être vue comme l'analogue en interférométrie de l'optique adaptative et ses différentes applications sont décrites dans Colavita (1992). La référence de phase peut avoir deux utilisations différentes : la première est de stabiliser la position des franges et d'augmenter ainsi le temps de cohérence et donc de mesure pour pouvoir ainsi observer des objets faibles, la deuxième utilise la différence de phase mesurée comme une observable. C'est ce dernier cas qui permet d'obtenir la phase sur l'objet et de compléter les observations avec deux télescopes. On utilise un objet servant de référence pour lequel on asservit très précisément la position de la frange centrale. Pour l'objet cible, on va alors mesurer l'écart entre la position de la frange centrale avec celle de la référence, ce qui donne une mesure directe de la phase. Si i est l'interfrange de l'interférogramme de la cible et que la position de sa frange centrale est décalée de Δi par rapport à la position de référence alors :

$$\Delta\phi = 2\pi\frac{\Delta i}{i}. \tag{2.17}$$

Cette mesure de phase à l'aide d'une référence permet soit de connaître la phase absolue sur un objet permettant de reconstruire l'image ou d'affiner le modèle, soit de déterminer la phase relative entre deux objets pour des mesures astrométriques. Pour obtenir une référence de la position de la ddm nulle, on peut soit observer le même objet dans deux bandes différentes de longueur d'onde, soit observer dans la même bande deux objets distincts. Chacune de ces méthodes va avoir ses avantages et ses inconvénients. Dans la première, si l'observation du même objet évite les effets de champ de l'atmosphère et de l'instrument, on est par contre sensible à tous les effets chromatiques. Pour la seconde, si la longueur d'onde n'entre pas en jeu on va être limité dans le choix de l'objet de référence par l'angle d'anisoplanétisme de l'atmosphère.

Modélisation

Même sans être capable de mesurer la phase, il est possible avec deux télescopes de déduire des informations sur la source à partir des mesures de visibilité seules. On va pour cela utiliser un modèle de l'objet et la transformée de Fourier de la distribution d'intensité que

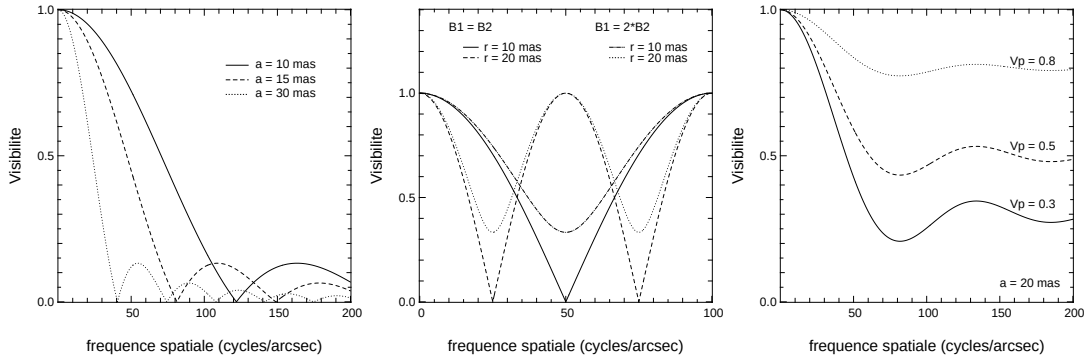

FIG. 2.4 – *Exemples de modèles de visibilité à deux télescopes. Mesure de a, diamètre d'un disque uniforme (gauche); mesure de la séparation r d'une binaire en fonction des luminances respectives des deux composantes, B_i (milieu); mesure du diamètre d'un disque circumstellaire, a, en fonction du rapport de flux émis par l'étoile et par l'ensemble du système, V_p (droite).*

l'on aura ainsi définie donnera la variation théorique de la fonction de visibilité en fonction de la fréquence spatiale. Le modèle utilisé pour exploiter les données interférométriques est basé sur une connaissance a priori de la géométrie de la source. Les mesures effectuées servent alors a affiner les paramètres du modèle. La figure 2.4 présente des modèles de courbes de visibilité pour une direction donnée sur l'objet et donc une direction donnée de la base.

Le graphique de gauche donne la courbe fournie par une étoile simple considérée comme un disque d'éclairement uniforme pour différentes valeurs du diamètre. Plus ce dernier est grand, plus la visibilité sera faible pour une base donnée. La courbe de visibilité est donnée par :

$$V(u) = \left| \frac{2J_1(\pi a u)}{\pi a u} \right|, \tag{2.18}$$

où u est la fréquence spatiale (définie dans le paragraphe 2.2.3), a est le diamètre de l'étoile, J_1 est la fonction de Bessel de première espèce du premier ordre. La valeur du premier zéro est obtenue pour $u = 1{,}22/a$. Le modèle de disque uniforme est très simple mais ne rend pas vraiment compte de la réalité ; l'intensité dans le disque décroit en général du centre vers le bord et il peut exister des structures sur la surface (comme c'est le cas pour les taches solaires). Les modèles doivent alors être adaptés au type d'objet et la courbe de visibilité ne s'exprime plus aussi facilement.

Le graphique du milieu correspond au cas d'une binaire dont on va considérer les deux composantes non résolues. La courbe de visibilité est dans ce cas :

$$V(u) = [P_0 + (1 - P_0)\cos^2(\pi s r)]^{1/2}, \text{ avec } P_0 = \left(\frac{B_1 - B_2}{B_1 + B_2}\right)^2, \tag{2.19}$$

où B_1 et B_2 correspondent aux luminances des deux sources, r est la séparation entre les deux étoiles. On obtient dans ce cas une courbe de visibilité sinusoïdale dont la période dépend de

r. L'influence du rapport entre les flux des deux étoiles est une augmentation du minimum de la courbe qui ne passe par zéro que dans le cas de deux sources de même brillance.

Le graphique de droite présente le cas d'un disque, vu par le dessus, autour d'une étoile qui peut être modélisé par un disque uniforme avec un point plus brillant au centre. La visibilité varie dans ce cas de la façon suivante :

$$V(u) = V_p + (1 - V_p)\left[\frac{2J_1(\pi a u)}{\pi a u}\right], \tag{2.20}$$

avec a le diamètre du disque, et V_p le rapport entre le flux émis par l'étoile et le flux émis par tout le système. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs de ce dernier.

Ces quelques exemples permettent de comprendre comment on peut remonter des mesures de visibilités aux paramètres physiques de la source. Une fois que l'on a défini un modèle de l'objet, il suffit d'en ajuster les paramètres afin que la courbe vienne coïncider avec les points de mesure. La qualité de l'ajustement sera d'autant meilleure que l'on aura plusieurs points à des fréquences différentes et que la précision sur les mesures sera bonne. Les modèles présentés ici sont pour une direction donnée sur l'objet. Si on obtient des mesures pour différentes directions on pourra alors remonter à une information 2D sur l'objet et mettre en évidence d'éventuelles asymétries si la visibilité n'évolue pas de la même façon dans les différentes directions. Si on dispose de mesures à plusieurs fréquences spatiales et pour différentes directions du plan (u,v) on pourra remonter à l'image de la source. Des mesures à différentes longueurs d'onde pourront mener à des paramètres différents pour le modèles permettant ainsi de mieux comprendre la physique de l'objet. En résumé, les besoins sont donc :

- Accès à de nombreuses lignes de base, sur une grande gamme de distances.
- Bonne couverture du plan (u,v).
- Mesures à plusieurs longueurs d'onde.
- Grande précision sur les mesures.

2.2.7 Trois télescopes et plus : clôture de phase et reconstruction d'images

Clôture de phase

La mesure des visibilités pour chacune des bases est réalisée avec la même méthode que celle décrite précédemment pour deux télescopes. Lorsque l'on utilise trois télescopes ou plus, la phase redevient accessible par la méthode de clôture de phase directement par les mesures interférométriques. Cette méthode a été initialement utilisée en radio-astronomie (Jennison, 1958). Son utilisation pour l'interférométrie optique a été proposée pour la première fois par Rogstad (1968). Avec trois télescopes on prélève trois parties différentes du front d'onde perturbé par l'atmosphère (voir figure 2.5). Les phases sur les différentes ouvertures sont égales à la somme de la phase intrinsèque de l'objet, de la phase induite par l'atmosphère

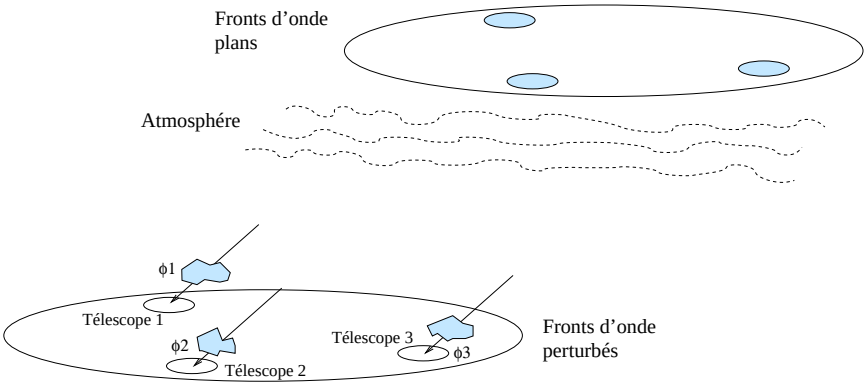

FIG. 2.5 – *Clôture de phase.*

et des erreurs de phase instrumentale. Pour chacune des paires de recombinaison on va donc obtenir la phase suivante :

$$\Phi_{12} = \psi_{12} + (\phi_2 - \phi_1) \tag{2.21}$$

$$\Phi_{23} = \psi_{23} + (\phi_3 - \phi_2) \tag{2.22}$$

$$\Phi_{31} = \psi_{31} + (\phi_1 - \phi_3), \tag{2.23}$$

où ψ est la phase intrinsèque et ϕ la contribution de l'atmosphère. La clôture de phase est obtenue par la somme des termes de phase :

$$\begin{aligned} \Psi_{123} &= \Phi_{12} + \Phi_{23} + \Phi_{31} \\ &= \psi_{12} + \psi_{23} + \psi_{31}. \end{aligned} \tag{2.24}$$

Ainsi les termes de phase aléatoires de l'atmosphère s'éliminent naturellement et il ne reste plus que la somme des phases intrinsèques pour les trois bases. Ce principe est applicable à toute **boucle fermée** de trois télescopes ou plus. On voit bien par contre que l'on n'a pas encore par cette méthode pu déterminer la phase séparément pour chacune des bases. Lorsque l'on dispose de N télescopes, le nombre de paires possibles et donc de phases de Fourier est (choix de 2 parmi N) :

$$N_{ph} = \binom{N}{2} = \frac{N(N-1)}{2}. \tag{2.25}$$

Le nombre de triangle possible est lui donné par (choix de 3 parmi N) :

$$N_{tr} = \binom{N}{3} = \frac{N(N-1)(N-2)}{6}. \tag{2.26}$$

Le nombre de clôtures de phase indépendantes est quand à lui inférieur et est égal à :

$$N_{clot} = \binom{N-1}{2} = \frac{(N-1)(N-2)}{2}. \tag{2.27}$$

TAB. 2.3 – *Mesures possibles par clôture de phase.*

Nombre de télescopes	Phases de Fourier	Clôtures de phase	Clôtures de phase indépendantes	Pourcentage d'information
N	N_{ph}	N_{tr}	N_{clot}	N_{clot}/N_{ph}
3	3	1	1	33%
4	6	4	3	50%
6	15	20	10	67%
8	28	56	21	75%

Le tableau 2.3 donne tous ces paramètres en fonction du nombre de télescopes. L'utilisation de 3 télescopes ne donne accès qu'à un triangle de clôture, mais dès 4 télescopes l'information est déjà plus importante avec 3 termes de clôture. On a également mis dans le tableau les paramètres correspondant aux futurs grands réseaux : 6 pour CHARA, et 8 pour le VLTI.

On a donc toujours moins de clôtures de phases indépendantes que de phases de Fourier. Le pourcentage d'information accessible est égal à $N_{clot}/N_{ph} = (N-2)/N$. Pour pouvoir reconstruire l'image il va donc falloir soit utiliser des configurations redondantes des ouvertures ce qui permet de fixer la valeur de la phase sur certaines des bases et d'en déduire les valeurs pour les autres, soit imposer des contraintes sur l'image. Une description des méthodes de reconstruction à partir de mesures de visibilité et de clôture de phase est donnée dans LANNES (1997).

L'utilisation d'un grand nombre de télescopes permet donc d'obtenir plus d'informations, en donnant accès à la phase dès trois télescopes. On pourra donc reconstruire l'image d'autant plus précisément, voir arriver à des capacités d'imagerie directe. Il est donc important de travailler sur des solutions instrumentales qui permettront d'exploiter au maximum les capacités des grands réseaux de télescopes disponibles ou en développement.

Calibration photométrique

Avec deux télescopes et une recombinaison symétrique, on doit prélever une partie du flux pour les calibrations photométriques, ce qui réduit le flux disponible pour les voies interférométriques et donc la sensibilité de l'instrument. MONNIER (2001) a cependant proposé une méthode permettant de ne pas utiliser de voies photométriques pour la recombinaison de deux télescopes en utilisant un coupleur asymétrique, mais tout en gardant cette fonction de calibration. L'idée avait déjà été proposée en 1996 par Jean Gay (non publié) dans le cadre du projet IVOIRE, voie infrarouge de REGAIN (GI2T, France). L'intérêt de ce type de méthodes est de garder la précision sur les mesures apportée par la calibration photométrique sans utiliser de flux spécifiquement pour cette fonction. Nous allons montrer ici que dans le cas de la recombinaison de trois télescopes par paires avec des coupleurs on peut également se

passer de voies photométriques. Cette configuration donnera accès à deux interférogrammes déphasés de π pour chacune des paires de recombinaison :

$$I_{ij} = \alpha_i P_i + \alpha_j P_j + 2\sqrt{\alpha_i P_i \alpha_j P_j} Re[\gamma_{ij}] \cos(\phi_{ij}) \tag{2.28}$$

$$I_{ji} = \alpha_j P_j + \alpha_i P_i + 2\sqrt{\alpha_j P_j \alpha_i P_i} Re[\gamma_{ij}] \cos(\phi_{ij} + \pi), \tag{2.29}$$

Pour 3 télescopes, on a trois inconnues $\alpha_i P_i$ si l'on veut connaître la photométrie sur chacune des voies. Si on somme pour chaque paire les deux interférogrammes en opposition de phase (à condition que les fonctions de transfert dans les deux voies soient identiques), les signaux interférométriques vont s'annuler et il ne restera que la partie due à la photométrie. On aura donc :

$$\begin{aligned} P_{12}(t) &= \alpha_1 P_1(t) + \alpha_2 P_2(t) \\ P_{23}(t) &= \alpha_2 P_2(t) + \alpha_3 P_3(t) \\ P_{31}(t) &= \alpha_3 P_3(t) + \alpha_1 P_1(t), \end{aligned} \tag{2.30}$$

ce qui donne trois équations pour trois inconnues. Par cette méthode on a donc accès aux variations temporelles de la photométrie pour chacune des voies à partir des enregistrements interférométriques.

La calibration photométrique est importante pour améliorer la précision des mesures, mais suivant les concepts instrumentaux (nombre de télescopes, type de recombinaison) elle nécessitera où non l'utilisation de voies spécifiquement dédiée à cette mesure.

2.3 De l'interférométrie astronomique à l'optique intégrée

L'interférométrie astronomique est une technique de mesure regroupant de nombreux concepts instrumentaux. Les différences apparaissent aussi bien au niveau des télescopes utilisés que des modes de recombinaison. Mais quel que soit le choix, on se heurte à de nombreuses difficultés technologiques du fait de la grande précision nécessaire dans le contrôle de tous les sous-systèmes. L'optique intégrée décrite dans le chapitre suivant apporte d'une part de nombreuses solutions au problème de la recombinaison des faisceaux, et permet d'autre part de diminuer l'influence de l'atmosphère grâce au filtrage spatial.

Chapitre 3

Optique intégrée

Contents

3.1 Guidage monomode **32**
3.2 Technologies d'optique intégrée planaire **37**
3.3 Fonctions et pertes **42**
3.4 Applications possibles **58**
3.5 Mesure de position : capteur CSO / CNES **66**
3.6 Interférométrie en frange noire : démonstrateur ALCATEL Space / LAOG **74**

Après avoir donné une description générale de l'interférométrie, je vais maintenant présenter les principes de l'optique intégrée sur lesquels reposent nos développements instrumentaux. Après la description modale du guidage, je présenterai les technologies qui nous permettent de réaliser des guides monomodes. Les fonctions optiques réalisables sont ensuite présentées par types d'applications, avec leurs caractéristiques générales. La description des différentes pertes optiques rencontrées avec ces technologies permet d'identifier les points sur lesquels les efforts doivent être portés lors de la réalisation des composants si on veut augmenter la sensibilité de nos instruments. Je terminerai ce chapitre en décrivant des applications instrumentales de l'optique intégrée en astronomie, applications dont j'ai suivi le développement où auxquelles j'ai directement participé.

3.1 Guidage monomode

Pour une description exhaustive de la propagation dans des guides d'ondes monomodes ou multimodes, le lecteur pourra se reporter aux références suivantes : MARCUSE (1974), JEUNHOMME (1983), LABEYE (2001). On ne rappellera ici que les principaux résultats utiles pour une bonne compréhension de l'optique intégrée planaire.

3.1.1 Description géométrique simple

Un guide planaire symétrique est constitué d'une zone appelée cœur d'indice $n_c(x)$ entourée par une gaine d'indice n_g (figure 3.1). On distingue deux types de guides : les guides à saut d'indice où l'indice du coeur est constant suivant x, et les guides à gradient d'indice où l'indice du coeur varie en fonction de la distance au centre de celui-ci. Au niveau des interfaces coeur/gaine situées en $x = \pm a$ le profil d'indice pourra donc être continu ou «discontinu» (pas de réelle discontinuité physique mais une variation très brutale). On va ici se concentrer sur les guides à saut d'indice dont on peut obtenir une description analytique plus facilement, mais les résultats sont extrapolables au cas des guides à gradient d'indice. Dans le cas de l'optique intégrée planaire, les deux types de guides peuvent être rencontrés (voir paragraphe 3.2) : gradient d'indice pour les guides par échange d'ions et saut d'indice dans le cas de la gravure de silice. Une description géométrique simple permet de comprendre le principe du guidage de la lumière. A partir des lois de Descartes au passage d'une interface, on définit la

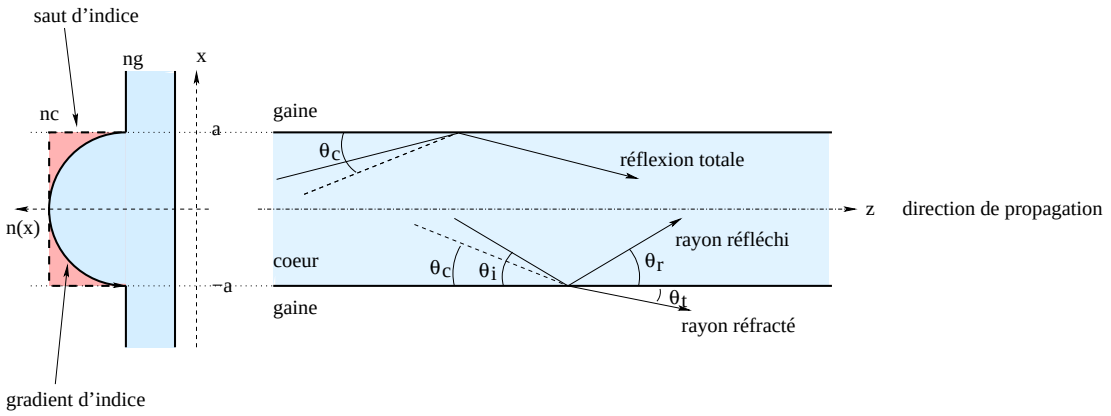

FIG. 3.1 – *Description géométrique d'un guide d'onde. Le coeur n'est limité que dans la direction x et d'extension infinie dans les autres directions. La gaine est également considérée comme infinie. La taille du coeur est égale à $2a$. On a également représenté les profils d'indice correspondants au saut d'indice et au gradient d'indice.*

valeur de l'**angle critique** par :

$$\boldsymbol{\theta_c} = \mathbf{arccos}\left(\frac{\mathbf{n_g}}{\mathbf{n_c}}\right) = \mathbf{arcsin}\left(\sqrt{\frac{\mathbf{n_c^2} - \mathbf{n_g^2}}{\mathbf{n_c^2}}}\right). \tag{3.1}$$

On voit que cet angle critique n'existe que si $\mathbf{n_c} > \mathbf{n_g}$. Deux cas peuvent alors se présenter pour les rayons se propageant dans le coeur : si $\theta_i > \theta_c$, une partie de l'énergie est réfléchie avec un angle $\theta_r = \theta_i$ et il existe également un rayon réfracté dans la gaine avec un angle θ_t (on perd donc une partie du flux à chaque passage à une interface); si $\theta_i \leq \theta_c$ la réflexion est totale et toute l'énergie est renvoyée dans le coeur. Tous les rayons dont l'angle d'incidence satisfait à la condition $0 \leq \theta_i \leq \theta_c$ seront donc susceptibles d'être guidés.

Dans le cas des guides à gradient d'indice, la description est plus compliquée. Pour essayer de comprendre intuitivement le processus de guidage, on peut décomposer le profil d'indice en une suite de couche d'indice constant et de valeur décroissante du centre vers le bord du guide. La réflexion sur chacune des interfaces va donner un rayon de moins en moins incliné par rapport à l'axe du guide. Suivant la valeur initiale de l'angle entre le rayon et l'axe du guide, on pourra parvenir à une solution où la réflexion est totale pour une distance donnée par rapport à l'axe. La condition de guidage est respectée. Si la réflexion totale n'a pas lieu avant l'interface coeur/gaine le rayon ne revient pas dans le coeur. On peut donc dans ce cas également définir un angle critique. Au delà de cet angle les rayons ne sont plus guidés et l'énergie est rayonnée dans la gaine.

Cette description géométrique simple permet très intuitivement de comprendre comment la lumière peut être piégée dans un guide planaire. Cela ne fait par contre pas apparaître la notion de mode. Pour cela il va falloir rajouter la notion de phase de l'onde.

3.1.2 Description modale : approche géométrique

La description précédente permet de comprendre simplement la notion de guidage mais n'est valable que pour des dimensions de guide grandes devant la longueur d'onde. Cela n'est pas le cas avec les guides monomodes et il faut donc passer à une description de la propagation

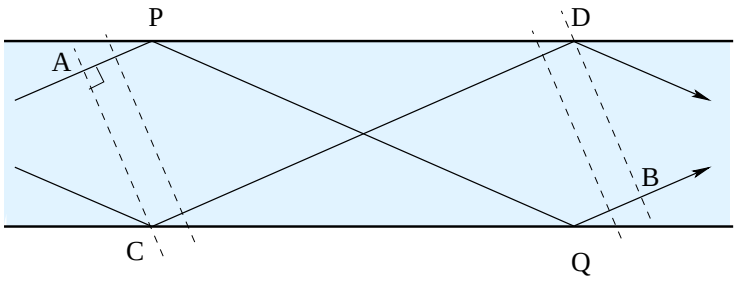

FIG. 3.2 – *Description modale d'un guide d'onde.*

par les équations de Maxwell.
Avant de passer à cette description électromagnétique on peut encore utiliser une méthode géométrique pour comprendre la notion de mode de propagation. Dans la partie précédente, on avait considéré que tous les rayons arrivant avec une incidence inférieure à l'angle critique pouvaient être guidés. Ici on va inclure la notion de phase à cette description purement géométrique. Sur la figure 3.2 on a représenté deux chemins possibles (traits pleins) pour l'onde se propageant dans un guide à saut d'indice. Les traits en pointillés représentent les plans de phase associés, perpendiculaires aux trajectoires suivies. La notion de phase implique l'existence d'interférences constructives entre ces plans de phase. La différence entre les phases associées à chacun des chemins doit donc être un multiple de 2π :

$$\left(\frac{2\pi APQB}{\lambda} + 2\phi_r\right) - \frac{2\pi CD}{\lambda} = n \times 2\pi \text{ avec } n \text{ entier.} \tag{3.2}$$

ϕ_r représente le déphasage subit par l'onde lors de la réflexion totale sur l'interface. Cette nécessité d'interférences constructives et donc l'introduction d'un nombre entier dans l'équation précédente entraîne une discrètisation des angles possibles (pour des valeurs données des autres paramètres : a, n_c, n_g, λ).

3.1.3 Description modale : approche électromagnétique

L'invariance du guide considéré suivant les directions y et z perpendiculaires à x permet de définir un champ se propageant dans la direction z de la façon suivante :

$$\mathbf{A}(x,y,z) = \mathbf{A}(x)\exp[i(\omega t - \beta z)], \tag{3.3}$$

où $\mathbf{A}$ est un vecteur représentant aussi bien le champ électrique $\mathbf{E}$ que le champ magnétique $\mathbf{H}$, ω est la pulsation de l'onde, β est la constante de propagation associée au champ. Les équations de Maxwell appliquées à ces champs en l'absence de charges permettent d'aboutir à deux groupes de solutions de l'équation de propagation. La première est appelée transverse électrique (TE) et seules les composantes des champs E_y, H_x et H_z sont non nulles. La seconde est appelée transverse magnétique (TM) et n'implique que les composantes H_y, E_x et E_z. Les équations de Maxwell se réduisent alors pour chacune des deux solutions à :

$$\text{TE}: \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = -(k^2 n_j^2 - \beta^2)E_y, \tag{3.4}$$

$$\text{TM}: \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = -(k^2 n_j^2 - \beta^2)H_y, \tag{3.5}$$

où $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ est la constante de propagation d'une onde plane dans le vide, n_j est l'indice de réfraction de la couche considérée. Les solutions de ces équations donnent des champs électromagnétiques oscillants lorsque $\beta^2 < k^2 n_j^2$, et évanescents lorsque $\beta^2 > k^2 n_j^2$. Dans le cas d'un guide planaire, la **condition de guidage de mode** va donc s'exprimer à partir de la constante de propagation de la façon suivante :

$$\mathbf{kn_g} \leq \boldsymbol{\beta} \leq \mathbf{kn_c}. \tag{3.6}$$

3.1.4 Guide cylindrique

Dans le cas d'un guide à saut d'indice, le profil d'indice est constant sur une section circulaire. On considère une gaine d'extension infinie. Comme le coeur n'est plus infini dans le direction y, la forme du champ va maintenant dépendre de ce paramètre. Dans le cas des fibres comme dans celui de l'optique intégrée, la différence d'indice entre le coeur et la gaine est très faible. Cela permet d'utiliser l'approximation de l'onde scalaire et de réduire les équations de Maxwell à l'équation d'onde scalaire qui s'applique aux composantes longitudinales des champs. Compte tenu de la géométrie circulaire du problème on va plutôt exprimer cette équation en coordonnées cylindriques ici :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + (k^2 n_j^2 - \beta^2)\right)\begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0. \tag{3.7}$$

La description mathématique complète des solutions de cette équation est donnée dans Marcuse (1974). Les solutions obtenues sont basées sur les fonctions de Bessel de première espèce J_ν dans le coeur, et sur des fonctions de Hankel de première espèce $H_\nu^{(1)}$ dans la gaine. Les modes qui vont pouvoir se propager ont des constantes de propagation solutions de l'équation de continuité des composantes tangentielles des champs au niveau de l'interface. Ces modes sont appelés $HE_{\nu\mu}$ et $EH_{\nu\mu}$ suivant que le champ magnétique ou électrique est prépondérant. Comme on a considéré ici un guide parfaitement circulaire et isotrope, ces modes sont complètement dégénérés, c'est-à-dire qu'ils ont la même constante de propagation. On va définir maintenant la **fréquence normalisée** (car elle est proportionnelle à la fréquence de la lumière dans le guide) par :

$$\mathbf{V = ka\sqrt{n_c^2 - n_g^2} = \frac{2\pi a}{\lambda}\sqrt{n_c^2 - n_g^2}}, \tag{3.8}$$

qui ne dépend que de la longueur d'onde et des caractéristiques du guide. La longueur de coupure monomode va être obtenue pour $V = 2.405$ qui correspond au premier 0 de la fonction de Bessel J_0. On en déduit donc la **longueur d'onde de coupure monomode** :

$$\boldsymbol{\lambda_c = \frac{2\pi a\sqrt{n_c^2 - n_g^2}}{2{,}405}}. \tag{3.9}$$

Seul le mode fondamental EH_{11} pourra se propager lorsque :

$$\mathbf{0 \leq V < 2{,}405}, \tag{3.10}$$

donc on conservera un guidage monomode pour toutes les longueurs d'onde satisfaisant à $\boldsymbol{\lambda > \lambda_c}$.

On définit la différence relative d'indice par :

$$\Delta = \frac{\Delta n}{n_g} = \frac{n_c - n_g}{n_g}. \tag{3.11}$$

On a en général $\Delta < 1\%$ et on peut alors négliger les composantes longitudinales des champs et considérer que les modes sont quasiment transverses et polarisés linéairement (JEUNHOMME, 1983). On définit ainsi dans le cas monomode le mode LP_{01} (LP pour *Linearly Polarized*). La forme de ce mode fondamental est proche d'une gaussienne et pour le décrire on fera en général cette approximation simple au niveau des calculs. Afin de déterminer la largeur à 1/e de la gaussienne, w, donnant la meilleure approximation, on va chercher la valeur w_0 qui permet d'obtenir le couplage maximum avec la forme réelle du mode (voir le paragraphe 3.3.2 pour les formules de couplage). On définit alors le **rayon du mode fondamental dans l'approximation gaussienne**, w_0, avec une précision de l'ordre du pourcent par la formule suivante :

$$\mathbf{w_0 = a(0{,}65 + 1{,}619V^{-1{,}5} + 2{,}879V^{-6})}. \tag{3.12}$$

La connaissance de ce paramètre est importante pour les calculs de pertes de couplage avec des fibres ou des optiques, et la définition des systèmes d'injection.

3.2 Technologies d'optique intégrée planaire

De nombreuses technologies existent dans ce domaine, mais elles appartiennent toutes à deux grandes familles : les techniques par diffusion et celles par gravure. Je ne ferai pas un revue exhaustive des technologies disponibles qui n'est pas notre sujet ici. À travers les collaborations existantes entre le LAOG et des laboratoires spécialistes de l'optique planaire j'ai eu le loisir de disposer de composants réalisés grâce à deux technologies différentes : l'échange d'ions dans des substrats de verre, et la gravure de couches de silice dopée déposées sur substrat de silicium. Tous les composants décrits dans les chapitres suivant et testés en laboratoire ou sur le ciel viennent de l'une ou l'autre de celles-ci. La mise en œuvre des techniques de fabrication nécessitant un matériel souvent important et complexe, et surtout une grande expérience, l'étude et la réalisation ont toujours été confiées au LEMO/GeeO ou au LETI, avec nos propres spécifications. Je détaillerais donc ces deux technologies que j'ai été amené à tester, puis je présenterais rapidement quelques autres solutions possibles.

3.2.1 Échange d'ions sur substrat de verre

Cette méthode est basée sur l'échange d'ions d'un substrat de verre avec ceux dissous dans un bain dans lequel il est plongé. La première démonstration de cette technique pour réaliser des guides d'onde a été faite par Izawa & Nakagome (1972) par l'échange d'ions sodium du verre par des ions argent. Cette technique est développée à Grenoble par le LEMO depuis 20 ans (Laboratoire d'Électromagnétisme, Micro-ondes et Optoélectronique), et a été transférée plus récemment à deux industries grenobloises, GeeO et Teem Photonics. Une description de la technologie utilisée est donnée dans Benech (1996) et Broquin (2001).

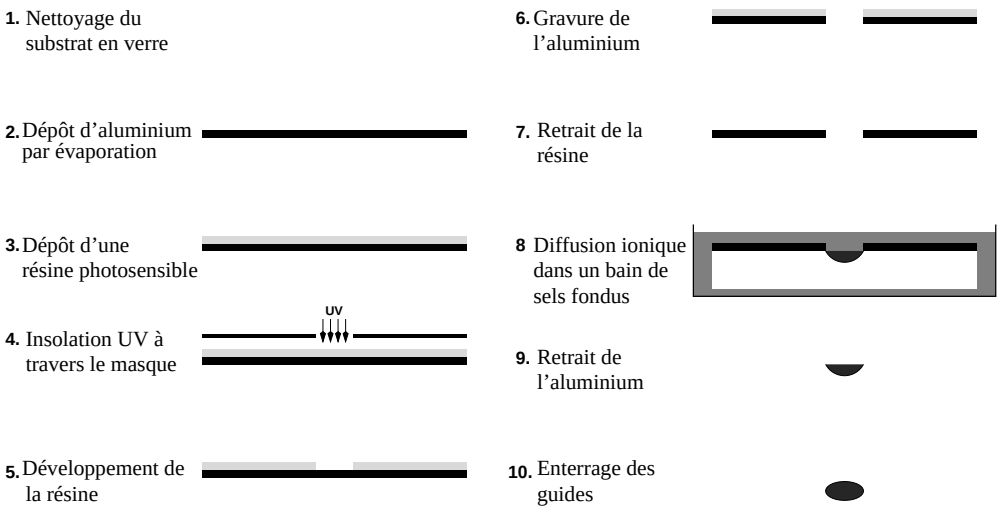

Fig. 3.3 – *Étapes de réalisation des guides par échange d'ions dans un substrat de verre.*

TAB. 3.1 – *Ions utilisables pour l'échange sur substrat de verre et principales caractéristiques.*

Ions dopant	Ions échangés	Δn_{max}	Pertes linéïques (dB/cm)	Enterrage des guides
$\mathbf{K}^+$	Na^+	0,009	$< 0{,}5$	difficile
$\mathbf{Ag}^+$	Na^+/K^+	0,1	$< 0{,}2$	possible
$\mathbf{Tl}^+$	Na^+/K^+	0,1	$< 0{,}2$	possible
Li^+	Na^+	0,01	> 1	difficile
Rb^+	Na^+/K^+	0,015	> 1	possible
Cs^+	K^+	0,04	< 1	possible

Le procédé de réalisation est illustré par la figure 3.3.

- Sur le substrat de verre nettoyé (1) est déposé une fine couche (environ 200 nm) d'aluminium (2), à son tour recouverte d'une couche de résine photosensible (3).
- L'exposition de la plaque à un rayonnement ultra-violet (UV) à travers un masque permet de reproduire le dessin des guides sur celle-ci (4). Le masque est transparent uniquement aux emplacements des guides. La largeur des fenêtres d'échange est de 1 à 2 μm.
- La résine est développée (5) et la couche d'aluminium est ensuite gravée chimiquement (6) aux emplacements des guides laissés non protégés par l'étape précédente.
- La résine restante est alors retirée (7) et la plaque plongée dans un bain chauffé dans lequel sont dissouts des sels amenant les ions à échanger (8). Le procédé d'échange entre le substrat et le bain a lieu grâce à la différence de concentrations en ions entre les deux milieux. L'ajustement des paramètres d'échange (température et durée) détermine la taille des guides et la différence d'indice.
- L'échange terminé, l'aluminium est retiré (9).
- On obtient alors un guide en surface en forme de demi-ellipse.
- Suivant les ions échangés et si on veut isoler les guides par rapport au milieu extérieur, on peut alors «enterrer» les guides, soit en appliquant un champ électrique, soit en chauffant. La profondeur d'enterrage est d'une dizaine de microns.

Le tableau 3.1 présente les différents ions utilisables pour le procédé d'échange avec les ions d'un substrat de verre. L'échange pourra avoir lieu suivant les ions utilisés dans le bain soit avec les ions Na^+ soit avec les ions K^+ du substrat en verre, ou avec les deux dans certains cas. La variation d'indice obtenue par l'échange dépend fortement du type d'ions utilisés et la valeur maximale atteinte va de 0.009 à 0.1. Les pertes linéïques des guides réalisés sont également très dépendantes du type d'ions et seuls les trois premiers du tableau sont utilisés par le LEMO.

L'échange d'ions K^+ avec les ions Na^+ du verre est très facile à mettre en oeuvre. On

peut ainsi facilement tester le comportement de nouvelles fonctions. Mais l'utilisation des ions potassium introduit des contraintes mécaniques importantes dans les guides qui ne permet pas d'enterrer ceux-ci. Le guide possède alors une interface avec l'air. Ils sont alors sensibles aux conditions extérieures. Par ailleurs les pertes lors du couplage avec des fibres optiques sont importantes en raison de la différence de forme des modes fondamentaux des guides. L'utilisation d'ions argent n'engendre pas de contraintes importantes dans le verre et les guides peuvent donc être facilement enterrés. Dans ce cas, il est même nécessaire de réaliser cette étape sinon les ions proches de la surface peuvent réagir avec des impuretés en surface et former des atomes d'argent qui deviennent alors absorbants. L'utilisation comme substrat d'un verre réalisé spécifiquement pour cet échange permet d'obtenir des guides de grande qualité. L'échange d'ions thallium permet la réalisation de guides enterrés ou non, et est utilisé lorsque l'on veut obtenir des différences d'indice importantes. Cependant la toxicité de cet élément rend son emploi délicat.

3.2.2 Gravure de silice sur silicium

La micro-électronique a été à l'origine du développement de la technologie de gravure de couches de silice dopée déposées sur un substrat de silicium. L'idée d'utiliser cette technologie pour des applications optiques est arrivée rapidement et a conduit dans un premier temps à la réalisation de fonctions similaires à celles de l'optique classique comme des lentilles et des miroirs (Mottier & Valette, 1981). Les progrès technologiques ainsi que l'amélioration de la qualité optique des guides a permis le développement de nouvelles fonctions basées sur les guides d'onde.

La première voie technologique explorée (nitrure de silicium (Si_3N_4) déposé sur de la silice (SiO_2)) entraînait une forte différence d'indice (Δ n = 0,5) entre le cœur et les couches de recouvrement, ce qui permettait la fabrication d'éléments de très petites dimensions mais défavorisait le couplage avec des fibres optiques. Ces guides présentaient une biréfringence élevée donc un comportement très différent entre les modes de propagation polarisés TE et TM. Pour résoudre le problème du couplage avec les fibres optiques, une deuxième méthode a été mise au point. Elle est basée sur la gravure d'une couche de silice dopée au phosphore formant le cœur entourée d'autres couches de silice également dopées au phosphore mais plus faiblement. On atteint ainsi des différences d'indice allant de 0,015 à 0,003, similaires à celles rencontrées dans le cas des fibres. Les tailles des cœurs sont alors du même ordre que pour les fibres optiques et on obtient de très bons taux de couplage.

La figure 3.4 présente le processus de réalisation de ces guides :

- Sur un substrat de silicium sont déposées successivement deux couches de silice dopée au phosphore (1). La première couche dopée à 3% a un indice voisin de 1,465 et son épaisseur varie entre 12 et 15 μm. La couche supérieur présente elle un dopage à 6% et une épaisseur de 4,5 à 5 μm. Son indice est voisin de 1,475. C'est cette couche qui va

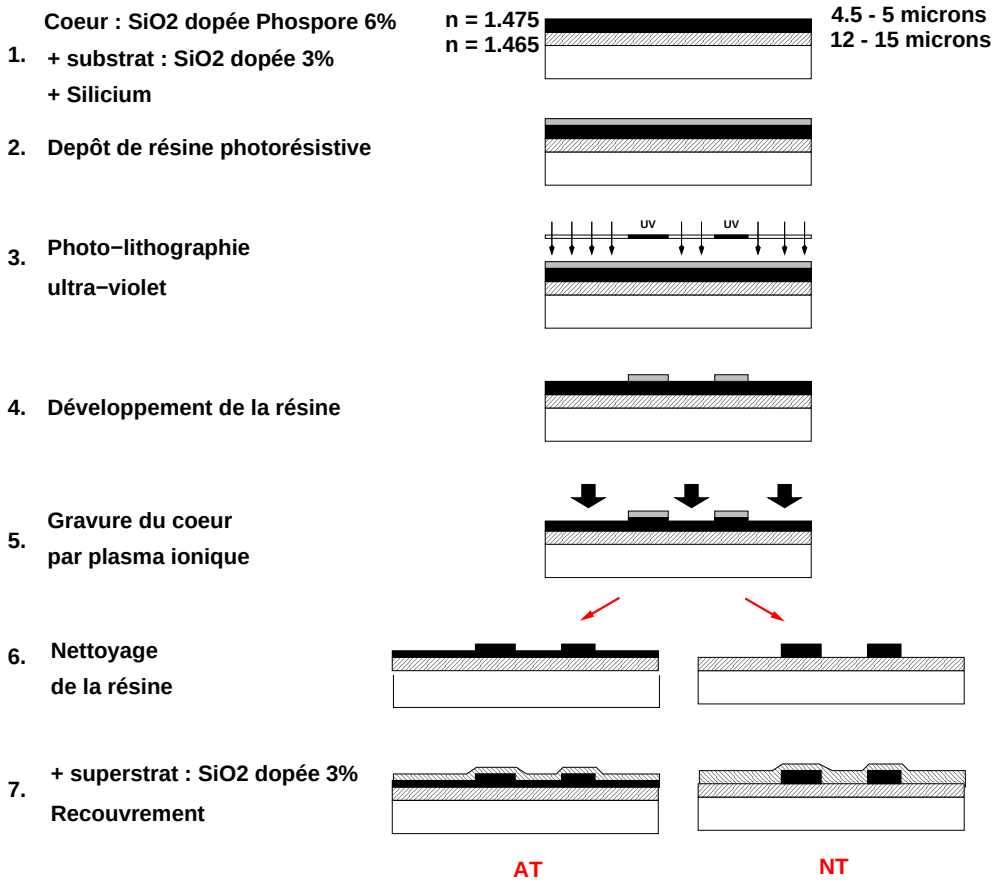

FIG. 3.4 – *Étapes de réalisation des guides par gravure de silice dopée déposée sur un substrat de silicium. Gauche: gravure partielle de la couche dopée formant le coeur (AT, ancienne technologie). Droite: gravure complète de la couche (NT, nouvelle technologie).*

constituer le cœur guidant.

- Après ce premier dépôt les plaques subissent un recuit permettant une homogénéisation des deux couches et l'élimination partielle des molécules OH responsables de pics d'absorption dans l'infra-rouge. Le recuit permet également de réduire la rugosité des flancs des guides.
- Un film mince (1 à 3 μm) de résine photosensible est ensuite déposé sur toute la plaque (2) et exposé à un rayonnement UV (3) à travers le masque représentant le schéma des guides à réaliser. Le masque est ici opaque au niveau des emplacements des guides.
- La résine est ensuite développée (4) et ne subsiste qu'aux endroits où elle n'a pas été exposée aux UV, reproduisant ainsi fidèlement le dessin du masque.
- Toute la plaque est alors soumise à l'action d'un plasma ionique (5) qui va graver la couche supérieure de silice dopée aux endroits où il n'y a pas de résine. Ici deux variantes de la technologie ont été mises en œuvre suivant la génération de composants décrits

dans les chapitres suivants. La première utilisée menait à une gravure partielle de la couche supérieure sur environ 3 μm laissant ainsi une couche identique au coeur de 2 μm d'épaisseur sur toute la surface de la plaque. La dernière version des composants réalisés utilisait elle une gravure complète de la zone de cœur.

- Une fois la gravure achevée, la résine est retirée (6) et une nouvelle couche de silice faiblement dopée (3%) déposée sur la plaque (7), donnant la partie supérieure de la gaine.
- Une nouvelle phase de recuit permet d'homogénéiser la dernière couche déposée.
- Les phases de dépôt et de gravure déterminent l'épaisseur des guides. Leur largeur est donnée par le masque reproduit sur la plaque.

3.2.3 Autres technologies

Je ne présenterai ici que deux autres technologies possibles sans détailler les processus de mise en œuvre. La première a déjà été utilisée pour une application optique intégrée décrite plus loin, et la deuxième est intéressante par sa simplicité de mise en œuvre. Il est bien évident que de nombreuses autres solutions technologiques sont possibles, mais celles développées ici sont accessibles facilement grâce aux moyens de nos partenaires grenoblois.

Les polymères représentent également une voie pour la réalisation de guides d'onde monomodes. Les guides sont formés en éclairant directement le polymère avec de la lumière UV. Une autre utilisation possible de ce type de technologie est son hybridation possible avec d'autres technologies. Un exemple de réalisation est donné dans MORAND *et al.* (1998) dans le cas d'un polariseur combinant la technologie des polymères avec celle d'échange sur verre. Nous reviendrons plus en détail sur ce composant dans le paragraphe 3.3.1.

L'échange d'ions dans des films minces est également possible. Le dépôt de couches minces est un procédé bien connu et maîtrisé mais la réalisation de guides dans ces couches nécessite souvent des étapes de gravures qui doivent être alors très précises pour éviter les phénomènes de diffusion et de pertes photoniques engendrées par toute imperfection. L'utilisation de la technologie de diffusion d'ions est une alternative intéressante pour intégrer des guides d'onde dans ces couches. Sa faisabilité a été démontrée par FICK *et al.* (2000). Cette technique peut être appliquée aux films minces contenant des ions alcalins.

3.3 Fonctions et pertes

3.3.1 Fonctions optiques

Recombinaison

La fonction de recombinaison est bien sûr celle sur laquelle portent la majorité de nos efforts puisqu'elle constitue le coeur de nos composants. Je vais ici décrire le mode de fonctionnement des différentes fonctions que j'ai abordées durant ma thèse. La *jonction Y symétrique* et le *coupleur directionnel* ont été l'objet de tests poussés en laboratoire (chapitre 5). Les recombinaisons par *transitions adiabatiques* et par *jonction MMI (Multi Mode Interferometer)* ont également été abordées, mais nécessitent un approfondissement des tests interférométriques pour nos applications. Les transitions adiabatiques ont fait l'objet d'une thèse au LEMO (Schanen-Duport, 1992) et leur comportement a été pleinement testé en monochromatique. Les jonctions MMI sont elles en développement actuellement au LEMO et font l'objet de deux thèses : El-Sabban (2001) et Rooms (2003). Nous allons ici donner le principe de fonctionnement en terme d'optique guidée de ces différentes fonctions.

– **La jonction Y inverse symétrique**, dont le fonctionnement est décrit dans Masayuki *et al.* (1982), permet de recombiner deux faisceaux de la même façon qu'une lame recombinatrice en optique classique (figure 3.5). Les modes gaussiens incidents sont partagés également entre les modes pair et impair de la zone de recombinaison bimode. Le guidage redevenant monomode à la sortie de la jonction, le mode impair

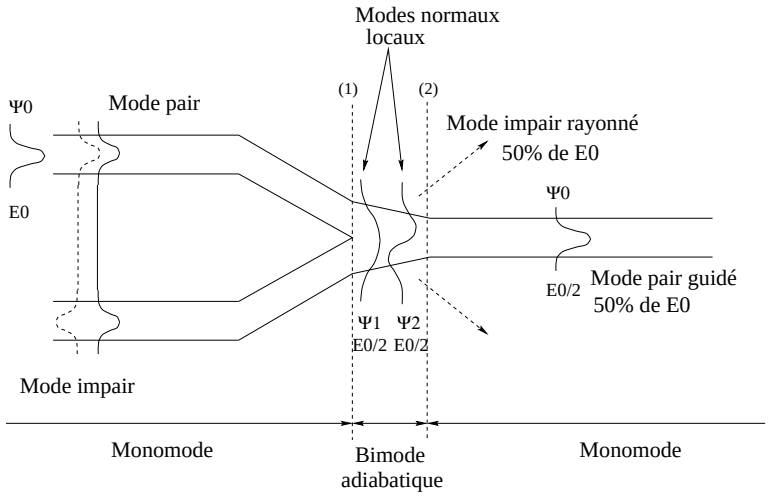

Fig. 3.5 – *Schéma d'une fonction Y inverse symétrique. Les deux guides d'entrée sont progressivement rapprochés afin de parvenir à la zone de recombinaison, plus large et bimode. Le mode gaussien incident provenant de chacune des voies est décomposé suivant les deux modes orthogonaux de la structure, et l'énergie est partagée également entre les deux.*

atteint la limite de coupure et n'est plus guidé. L'énergie qu'il transportait est alors rayonnée dans le substrat. Le mode pair reste par contre guidé. On retrouve donc à la sortie la moitié du flux qui avait été initialement injecté dans chacune des voies. Lorsque les deux faisceaux d'entrée sont en phase, tout le flux se retrouve dans le guide de sortie de la jonction. Par contre lorsqu'ils sont en opposition de phase, le flux est alors totalement rayonné dans le substrat. On est donc bien dans la même configuration qu'avec une recombinatrice en optique de volume donnant aussi deux sorties en opposition de phase, mais dans notre cas une seule est accessible.

Si la perte de la moitié du flux peut sembler être un handicap, cette fonction présente par contre la particularité d'être parfaitement symétrique de l'une ou l'autre des entrées vers la sortie : quelle que soit la voie dans laquelle on injecte du flux, la propagation jusqu'à la sortie se fait dans des structures parfaitement identiques. Elle est de ce fait totalement achromatique, la séparation 50/50 ne dépendant pas de la longueur d'onde tant que l'on est dans le régime monomode (voir figure 5.25 dans le paragraphe 5.3). Cette fonction a surtout été utilisée dans les composants réalisés par le LEMO car la technologie d'échange d'ions se prête très bien à ce type de fonction. Le point difficile dans la fabrication et la limitation des pertes est la pointe du Y au niveau de la jonction des deux guides. L'échange d'ions permet de rendre cette partie relativement "douce" et donc d'éviter pertes importantes par rugosité.

– **Le coupleur directionnel** a une importance historique toute particulière puisqu'il a été utilisé dans l'expérience FLUOR pour la première recombinaison interférométrique par optique guidée de deux faisceaux de télescopes. Dans ce cas il s'agissait de coupleurs à fibres.

Le coupleur permet d'échanger de l'énergie entre deux guides en rapprochant ceux-ci (figure 3.6). La technologie de gravure utilisée par le LETI s'adapte très bien à la réalisation de cette structure (figure 3.7), la taille des guides et leur espacement pouvant être contrôlés très précisément. L'échange d'énergie est fonction des paramètres de la fonction. Si l'on injecte du flux dans la voie A uniquement, la quantité d'énergie qui sera transférée dans la voie B en fonction de la longueur d'interaction z est donnée par (Labeye, 2001) :

$$\frac{P_B(z)}{P_A(0)} = F sin^2 \beta_c z \quad \text{avec} \quad \begin{cases} F = \frac{1}{1+(\Delta/\kappa)^2}, \\ \text{et} \quad \beta_c = \sqrt{\kappa^2 + \Delta^2}. \end{cases} \tag{3.13}$$

κ et Δ s'expriment en fonction des constantes de propagation dans les différentes zones, et sont donc fonction de la longueur d'onde et de la géométrie des guides :

$$\kappa = \frac{1}{2}\sqrt{(\beta_e - \beta_o)^2 - (\beta_a - \beta_b)^2} \qquad \Delta = \frac{\beta_b - \beta_a}{2}.$$

κ est dénommé coefficient de couplage et Δ représente la dissymétrie des guides avant couplage. F représente la puissance maximale qui peut être transférée d'un guide à

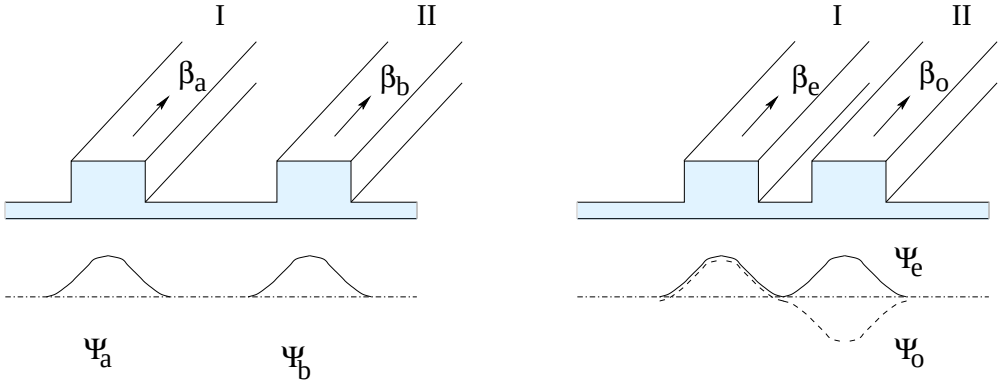

FIG. 3.6 – *Modes de propagation dans le cas de deux guides en fonction de leur espacement. Lorsque les guides sont éloignés, les modes qui s'y propagent sont indépendants avec des constantes de propagation β_a et β_b ($\beta_a < \beta_b$). Lorsque l'on rapproche les deux voies, les ondes évanescentes des modes propagés dans chaque guide vont pouvoir interagir avec l'autre guide et un transfert d'énergie a alors lieu. Deux nouveaux modes de propagation apparaissent, de constantes de propagation β_e et β_o, telles que $\beta_e > \beta_b$ et $\beta_o < \beta_a$. Ces deux modes sont appelés pair et impair en raison de la forme du champ.*

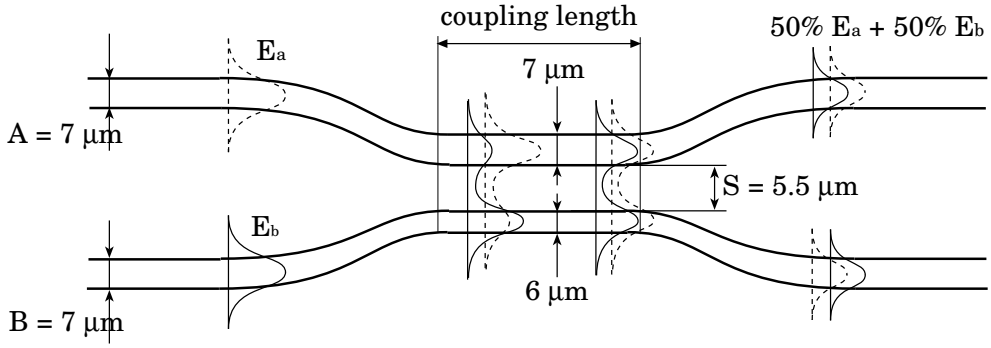

FIG. 3.7 – *Schéma d'un coupleur asymétrique. Les deux guides d'entrée sont progressivement rapprochés afin d'atteindre une distance de séparation où l'interaction devient possible.*

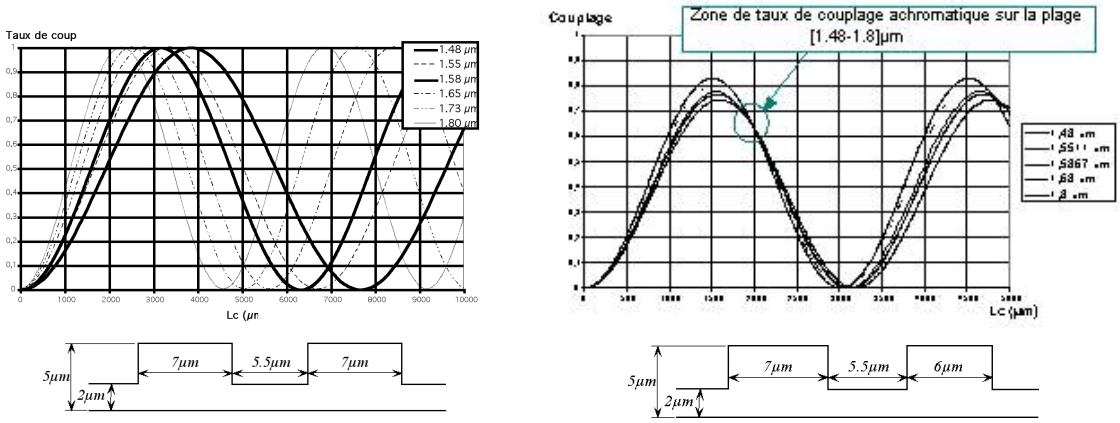

FIG. 3.8 – *Taux de couplage théorique en fonction de la longueur de couplage pour différentes longueurs d'onde, et dimensions pour un coupleur directionnel symétrique (colonne de gauche) et un coupleur asymétrique (colonne de droite). Coupleur symétrique : les dimensions des guides sont identiques dans la zone de couplage; coupleur asymétrique : l'un des guides est moins large que l'autre. Les dimensions géométriques sont données en bas de la figure.*

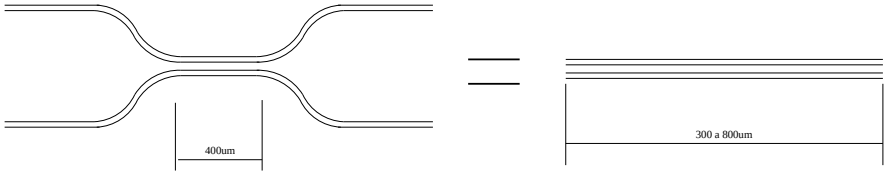

FIG. 3.9 – *Contribution des courbures à la zone d'interaction dans un coupleur directionnel. L'échange d'énergie débutant avant que les guides soient parallèles, les courbes sont équivalente à une longueur donnée de guide droit.*

l'autre, et β_c a la dimension d'une constante de propagation. Les constantes de propagation découlent de la détermination des indices effectifs pour les différentes zones calculés par la méthode des indices effectifs (MARCUSE, 1974). Les deux paramètres précédents tiennent compte de celles liées à chacun des modes entrant en jeu (cf figure 3.6). Le procédé de fabrication permet de réaliser des guides quasiment identiques (même couche dopée, faible distance entre les guides sur le substrat, réalisation simultanée) et les modes arrivent donc en phase au niveau du coupleur permettant donc un transfert total de l'énergie d'un guide vers l'autre. L'équation 3.13 montre que la quantité de flux transférée varie sinusoïdalement en fonction de la distance d'interaction (figure 3.8). On atteint un taux de 100% pour la longueur de couplage $L_c = \pi/2\beta_c$.

Les courbes de couplage de la figure 3.8 correspondent à des simulations numériques. Elles sont tracées pour différentes longueurs d'onde couvrant la bande H (voir annexe A). Dans le cas du coupleur symétrique, on voit que si l'on veut le taux de couplage idéal de 50% la distance d'interaction varie de 3500 à 5800 μm environ. Lors de la réalisation d'un composant cette distance a bien évidemment une valeur fixe et le comportement de la fonction est alors chromatique. Le coupleur asymétrique présente une solution à ce problème. En prenant pour l'un des guides une largeur inférieure à celle de l'autre, on modifie la quantité d'énergie transférée ainsi que la périodicité en fonction de la longueur d'onde. On voit que dans ce cas on ne peut jamais transférer la totalité du flux, mais il existe un point, pour une longueur d'interaction proche dans ce cas de 2000 μm, où toutes les courbes pour les différentes longueurs d'onde se croisent, permettant ainsi de réduire la chromaticité sur la plage voulue.

La difficulté dans le choix de la longueur d'interaction (partie droite du coupleur) réside dans le fait que les parties courbes servant à rapprocher les guides contribuent aussi en partie au couplage (voir figure 3.9). L'échange d'énergie commence en effet avant que les guides soient complètement parallèles. Dans TAKAGI *et al.* (1989), la contribution des parties courbes est estimée à 64%, et les simulations menées sur des coupleurs précédents au LETI donnent une participation comprise entre 60 et 80% (DUCHÊNE, 1999). En fait, dans cette première étude de composant, la contribution des courbes a été surestimée et des simulations menées sur une nouvelle génération de

composants donne plutôt une contribution de 20%, en prenant en compte les courbes d'entrée et de sortie. Cette valeur est en fait difficile à estimer car elle dépend du type de technologie, du matériau, de la forme et du rayon des courbures, et les simulations ne sont pas parfaitement fiables pour la déterminer précisément. La pente importante des courbes au niveau du point achromatique ne laisse pas beaucoup de marge d'erreur. Un travail important sur les outils de simulation numérique a donc été fait au LETI pour pouvoir prédire aussi précisément que possible le fonctionnement du coupleur.

Pour nos composants, le choix a toujours été fait de réaliser plusieurs composants sur le même schéma mais avec des longueurs de couplage différentes encadrant la valeur donnée par les simulations. La petite taille des composants en optique intégrée permet d'en dessiner un grand nombre sur le même masque (une trentaine) et ainsi de tester l'influence de plusieurs paramètres. Cette méthode permet ainsi de tester la qualité des simulations en vérifiant que les variations de couplage évoluent bien comme prévu en fonction des caractéristiques. Les résultats de ces tests menés conjointement par le LAOG et le LETI permettent d'améliorer les connaissances sur la technologie de gravure employée ici.

Le coupleur directionnel est le pendant direct de la lame recombinatrice en optique de volume. Lorsque du flux est injecté dans les deux entrées on obtient deux sorties interférométriques. Ces deux voies sont en opposition de phase. L'achromaticité qui est obtenue en optique de volume par le dépôt d'une couche mince spécifique sur la lame recombinatrice est réalisé dans ce cas par le dessin spécifique de la fonction. Des exemples de dessins de fonctions ainsi que les résultats obtenus au niveau de la chromaticité sont présentés dans le paragraphe 5.3.1.

– **La transition adiabatique** permet d'élargir un guide d'onde monomode tout en gardant l'énergie dans le mode fondamental (figure 3.10). Les deux guides d'entrée sont des guides monomodes de dimension standard et la largeur du mode gaussien à ce niveau est de l'ordre d'une dizaine de microns. En recombinant les deux voies, on veut obtenir des franges spatiales comme dans un montage de fentes d'Young. On va donc élargir les modes afin d'obtenir une zone de recouvrement suffisante, en utilisant des jonctions adiabatiques. La distance parcourue depuis le guide d'entrée monomode jusqu'à la face de sortie où a lieu la recombinaison n'est pas la même partout entraînant donc une variation de phase pour chacun des faisceaux le long de cette face. On obtient ainsi une figure d'interférence codée spatialement. L'interfrange est donné par :

$$i = \lambda/(2n \sin\theta), \tag{3.14}$$

où n est l'indice effectif du guide plan. Avec les valeurs données ci-dessus on obtient un interfrange de 30 μm environ. L'amplitude des franges est modulée par la forme du mode gaussien, dont la largeur est d'une centaine de micromètres en bout de structure.

– **La fonction MMI (Multi Mode Interferometer)** est aussi basée sur l'utilisation

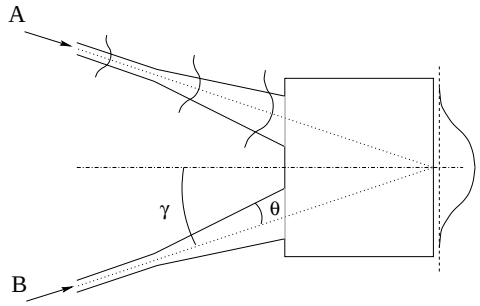

FIG. 3.10 – *Schéma d'une recombinaison par transitions adiabatiques. Les guides d'entrée sont élargis progressivement dans la direction parallèle à la surface du substrat avec un angle θ. Les largeurs obtenues permettent théoriquement à des modes d'ordre supérieur de se propager. En imposant des angles faibles ($\theta \leq 0{,}4°$), la majorité de l'énergie ($\geq 99\%$) reste dans le mode fondamental, d'où le nom de transition adiabatique. On arrive ensuite dans une zone de guide plan où le mode gaussien continue à diverger naturellement pour arriver au point de recouvrement avec le mode venant de l'autre voie. L'angle γ représenté sur la figure est de l'ordre du degré. La largeur du mode en sortie est d'une centaine de microns.*

d'une zone guidante multimode, mais ici on ne va pas chercher à conserver l'énergie dans le mode fondamental. On vise dans cette application un mode de recombinaison co-axial, et on va donc chercher à faire interférer deux faisceaux sans perte de flux comme dans le cas de la jonction Y inverse (figure 3.11). Pour la fonction présentée sur la figure, la répartition du champ obtenue permet de créer trois images du champ d'entrée F_0 : une dite directe au centre (C), et deux dites inverse de part et d'autre de la précédente et en opposition de phase avec C (B_1 et B_2). La répartition du flux initial dans ces trois images est de 1/2 pour la voie centrale et de 1/4 pour chacune des voies latérales. Afin de pouvoir exploiter les signaux obtenus, on place en sortie de la zone multimode trois guides monomodes pour récupérer le flux correspondant à chacune de ces trois images.

La figure 3.12 présente les simulations de propagation dans cette structure. La propagation est bien multimode dans la partie plane. Pour des faisceaux arrivant en phase, toute l'énergie se retrouve dans la voie de sortie centrale (en haut à gauche). Lorsqu'ils sont en opposition de phase, elle est alors répartie de façon égale entre les deux sorties latérales (en haut à droite). Pour tout déphasage intermédiaire, on retrouve de l'énergie dans les trois sorties (en bas à gauche).

– **Le tricoupleur** utilise le même principe d'échange d'énergie que le coupleur, mais il met en présence trois guides. Un exemple de tricoupleur symétrique est donné par la figure 3.13. Les taux de couplage vers les différentes voies vont dépendre des paramètres géométriques e, B, et L_c. La symétrie de cette fonction permet d'avoir les mêmes courbes de transmission spectrale vers la voie de sortie centrale pour les deux entrées. Elles

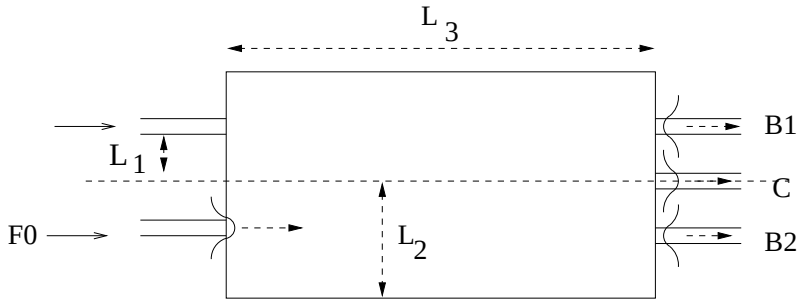

FIG. 3.11 – *Schéma d'une fonction MMI. Les deux voies d'entrée monomodes arrivent sur une zone plus large et donc multimode. La propagation libre de l'énergie va permettre l'excitation de modes d'ordre supérieur. L'ajustement des paramètres géométriques: L_1, L_2 et L_3, et de réalisation : Δn de la zone multimode par rapport au substrat, va permettre de choisir la forme du champ à l'extrémité de cette zone. Les dimensions de la section multimode réalisées pour nos applications interférométriques sont $L_1 \simeq 15\mu m$, $L_2 \simeq 25\mu m$ et $L_3 \simeq 1500\mu m$.*

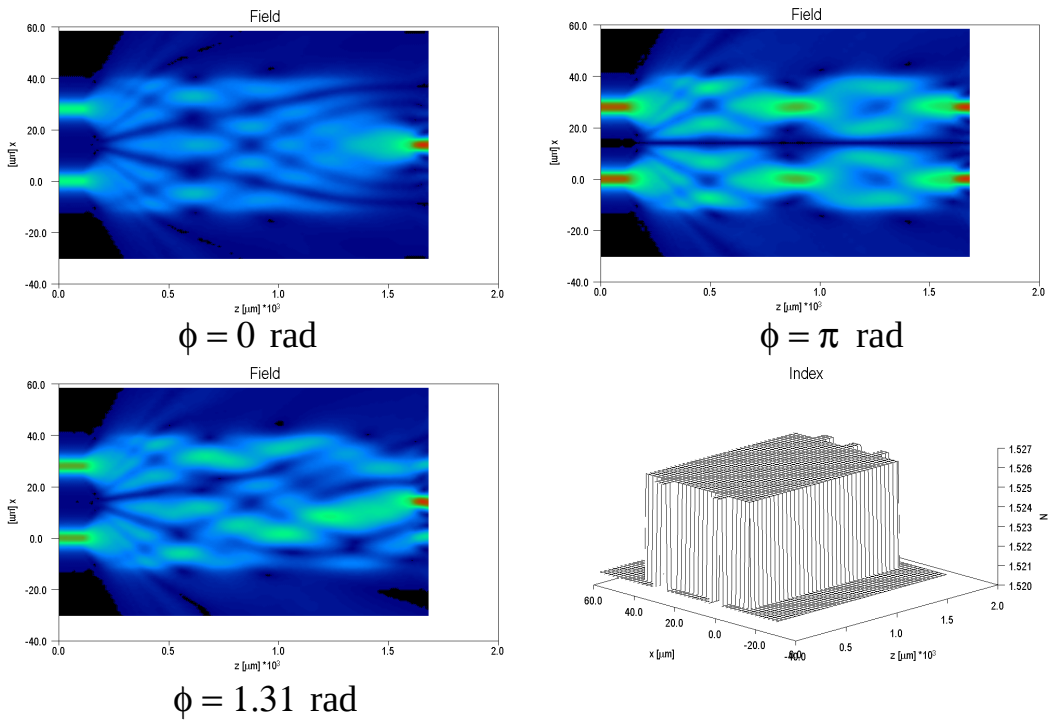

FIG. 3.12 – *Simulations de propagation dans une fonction MMI. La structure simulée est représentée en bas à droite avec ses dimensions géométriques. Les cartes de champs dans la structure en 2D sont données pour différents déphasages entre les deux voies d'entrée : $\phi = 0$ rad (en haut à gauche), $\phi = \pi$ rad (en haut à droite), $\phi = 1{,}31$ rad (en bas à gauche). Ces cartes représentent la répartition de l'énergie dans la structure plane. On voit bien qu'en dehors des guides monomodes d'entrée et de sortie, la propagation est multimode.*

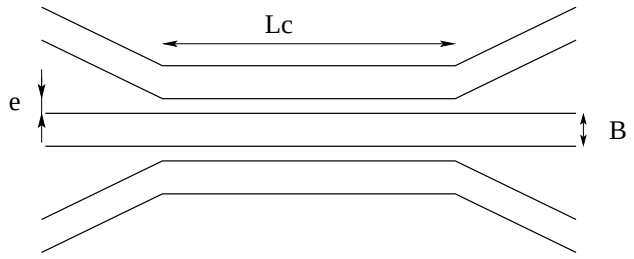

FIG. 3.13 – *Schéma d'un tricoupleur symétrique.*

ne sont par contre pas identiques pour les voies latérales. Les déphasages entre les différentes sorties sont également dépendants de la longueur de couplage L_c.

Séparation de flux

- **La jonction Y directe symétrique** est identique dans sa forme à la jonction Y inverse mais est utilisée dans l'autre sens : à partir d'une voie d'entrée, on obtient deux guides de sortie. Dans ce cas il n'y a pas de perte d'énergie au passage de la jonction. La transition est adiabatique dans ce sens et toute l'énergie reste dans le mode pair. Le flux incident est divisé en deux parties égales vers les deux voies de sortie. Pour les mêmes raisons de symétrie, cette séparation est parfaitement achromatique.
- **La jonction Y directe asymétrique** (figure 3.14) permet d'obtenir des taux de séparation variable en fonction de l'angle imposé entre les voies directe et indirecte (SCHANEN-DUPORT *et al.*, 2000). Des séparations allant de 50/50 à 90/10 sont accessibles. Ainsi pour une jonction avec α =1,6 degré, sur toute la bande H, le taux varie de 38,6% à 38% (écart type de 0,19) pour la voie directe, et de 60,8% à 60,1% (écart type de 0,08) pour la voie indirecte (figure 3.15). Ce type de séparation est donc quasiment achromatique.
- **Le coupleur directionnel** peut également être utilisé en tant que séparateur de flux. Dans ce cas on n'utilise qu'une seule des voies d'entrée, et le taux de séparation sera défini par la longueur de la zone de couplage. Les mêmes besoins d'asymétrisation que pour la recombinaison sont rencontrés dans ce cas si on veut obtenir une séparation achromatique.

Séparation chromatique

- **Séparateur dichroïque.**
  La figure 3.16 présente un composant réalisé à l'aide de coupleurs directionnels permettant de séparer deux longueurs d'onde (MAGERAND *et al.*, 1994). Ce composant est constitué de trois coupleurs identiques (même longueur d'interaction L). L'utilisation de deux étages de coupleurs au lieu d'un seul pour effectuer la séparation permet d'obtenir

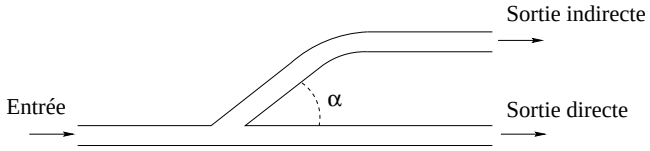

FIG. 3.14 – *Schéma d'une jonction Y asymétrique. Le taux de transfert vers la voie indirecte dépend de l'angle α.*

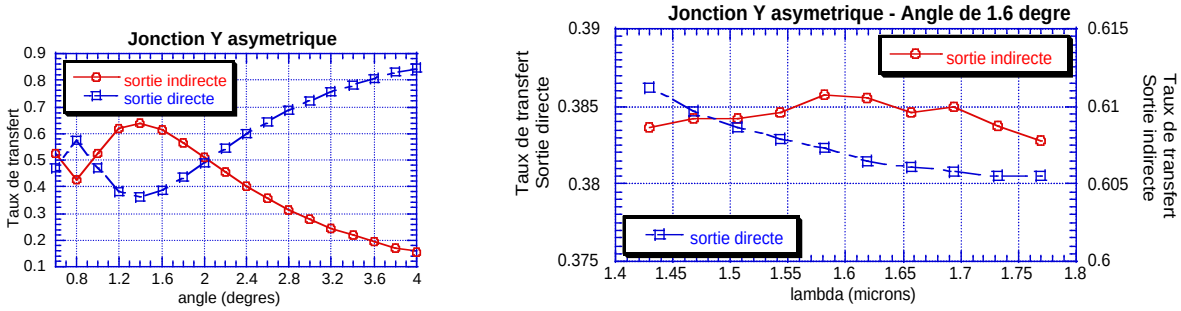

FIG. 3.15 – *Taux de transfert de puissance dans une jonction Y asymétrique en fonction de l'angle (gauche), et de la longueur d'onde pour une jonction avec un angle de 1,6 degré. (droite).*

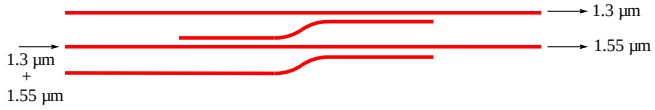

FIG. 3.16 – *Schéma d'un multiplexeur à deux longueurs d'ondes. Les deux longueurs d'onde sont injectées dans l'une des voies d'un premier coupleur dont les deux voies de sortie sont chacune connectées à une des entrée d'un coupleur identique au premier. Le taux de couplage dépendant de la longueur d'interaction, il est possible de définir un coupleur ayant un taux de transfert proche de 100% pour une longueur d'onde et de 0% pour l'autre.*

une largeur de bande supérieure à un taux de réjection donné. Le taux de réjection est supérieur à 40 dB (1×10^{-4}), voir annexe B pour la conversion dB / % de transmission) pour les longueurs d'onde centrales, et une largeur de bande de 100 nm est atteinte à -20 dB (1%). La réponse de la fonction est indépendante de la polarisation et de la température. Les pertes d'insertion (de la fibre d'entrée à la fibre de sortie) sont de 2 dB (63% de transmission).

- **Le phasar** a été développé pour des applications de multiplexage en longueur d'onde pour les télécommunications. On trouvera une description détaillée de ce système dans Delisle *et al.* (1997). Le composant présenté possède 16 sorties spectrales de 1,6 nm de large comprises entre 1520 et 1545 μm. De tels composants pourraient être utilisés après une recombinaison interférométrique large bande afin de mesurer le contraste en fonction de la longueur d'onde.
- **L'extracteur de longueur d'onde** permet de séparer une longueur d'onde du reste du spectre d'un faisceau large bande. Une première solution est l'utilisation d'un coupleur à réseau de Bragg (Campany *et al.*, 1999). Dans ce cas, le couplage étant dépendant de la longueur d'onde, le spectre large bande transmis sera donc affecté par la longueur d'interaction. Une deuxième solution est d'utiliser cette fois la réflexion sous incidence oblique sur un réseau de Bragg intégré dans une zone guidante (Ghibaudo, 2000). Le faisceau large bande provenant d'un guide monomode est élargi adiabatiquement avant d'arriver dans la zone où est inscrit le réseau. La longueur d'onde à extraire est alors réfléchie par le réseau et recouplée dans un guide monomode. Le reste du spectre est transmis et peut-être à son tour recouplé dans un guide monomode à l'aide d'une transition adiabatique utilisée en inverse. Dans ce dernier cas, les premiers résultats ont permis d'extraire une raie spectrale de 0,6 $\pm$ 0,1 nm centrée autour de 1,534 nm. Le pas du réseau, l'indice de la zone où il est inscrit et la position des guides de sortie permettent de sélectionner la longueur d'onde extraite. Ce composant peut à la fois être utilisé en multiplexage et en démultiplexage. On peut ainsi envisager leur utilisation en astronomie pour des applications de métrologie. Un signal laser pourrait ainsi être injecté dans l'instrument en utilisant les mêmes voies que les faisceaux scientifiques donnant une mesure métrologique des chemins optiques dans les différents bras par aller-retour et extraction de ce signal de la même façon au retour.

Polariseur

Le composant décrit dans Morand *et al.* (1998) permet de ne conserver que le mode de propagation TE. Il est basé sur l'utilisation conjointe de la technologie des polymères et de l'optique intégrée par échange d'ions. Le polymère est déposé sur le substrat le long d'un guide d'onde en surface, sur une longueur de 2 mm. En arrivant dans cette zone, les modes restent guidés si l'indice du matériau déposé est plus petit que celui du guide, ce qui est le cas pour le mode TE et pas pour le mode TM. Le matériau déposé doit donc être très biréfringent. Les taux d'extinction atteints sont de l'ordre de 39 dB ($1{,}3 \times 10^{-4}$), et des pertes de 4 dB (40% de transmission) sont mesurées dans la zone de filtrage pour le mode transmis TE.

3.3.2 Pertes optiques

Dans un souci d'optimisation de la sensibilité, on va bien sûr chercher à minimiser autant que possible les pertes dans les composants en optique intégrée. Sur ce point, nos préoccupations rejoignent celles du domaine des télécommunications et on bénéficie donc en partie des développements visant à diminuer les pertes photoniques, aussi bien dans les fibres que dans les composants planaires. Ces pertes ont deux origines : des pertes intrinsèques au matériau (absorption, diffusion, défauts locaux) et des pertes dues au guide d'onde lui-même (couplage, modifications de géométrie, rugosité). On pourra se reporter à JEUNHOMME (1983) et à LABEYE (2001) pour une description détaillée.

Pertes par propagation

La réalisation des fibres optiques entièrement en silice ayant une bonne transmission en proche IR permet d'obtenir de très faibles pertes de propagation. Pour les fibres monomodes, elles sont de l'ordre de 0,2 à 0,4 dB/km. La structure de la silice pure en elle-même est déjà responsable de la présence de bandes d'absorption dans le proche infrarouge, dues à la vibration de la structure tétrahédrique de la silice. Ces bandes d'absorption laissent heureusement libres certaines fenêtres de transmission. Mais la cause principale d'absorption est due à la présence d'eau sous forme de liaisons OH dans le matériau. Si l'on veut par exemple obtenir des pertes très faibles entre 1200 et 1600 nm, il s'avère nécessaire de limiter la concentration en OH à une valeur inférieure à 0,1 ppm (partie par million). Pour cela il est nécessaire de mettre en oeuvre des procédés de séchage lors de la réalisation des fibres.
La présence d'impuretés microscopiques dans la silice induit des pertes par diffusion Rayleigh, qui sont dépendantes de la longueur d'onde. Dans le cas de la silice, les pertes dues à ce phénomène sont données par:

$$\alpha = \frac{0{,}75}{\lambda^4} \text{ (dB/km)},$$

avec λ en microns. L'ajout de dopants dans la silice va également augmenter ces pertes photoniques en faisant apparaître d'autres inhomogénéités dans le matériau. Le principal dopant utilisé pour le coeur des fibres est le Germanium. Si l'écart d'indice avec la gaine est Δn_{Ge}, les pertes deviennent alors:

$$\alpha = \frac{0{,}75 + 66 \times \Delta n_{Ge}}{\lambda^4} \text{ (dB/km)}.$$

Les pertes par propagation sont donc très faibles à l'échelle des longueurs que l'on utilise dans nos applications.

Dans le cas de l'optique planaire les pertes par propagation sont plus élevées. C'est principalement la technologie qui va déterminer la valeur des pertes de propagations intrinsèques. Dans le cas de l'échange d'ions argent dans du verre c'est l'absorption par ces atomes qui augmente la valeur des pertes. Plus la concentration est élevée, plus l'absorption sera importante. Elles sont typiquement, dans le proche infrarouge, de l'ordre de 0,02 dB/cm pour les

technologies silice au LETI dans le cadre d'un procédé semi-industriel. Pour les technologies verre, dans le cadre des recherches menées en laboratoire au LEMO elles sont typiquement de 0,05 dB/cm, mais seulement de 0,007 dB/cm pour les guides réalisés industriellement par Teem Photonics. Elles sont donc de 4 à 5 ordres de grandeur supérieures à celles des fibres, mais la propagation limitée en général à quelques centimètres réduit l'influence de cet écart. Ainsi en prenant une longueur moyenne de 4 cm pour les composants et en se prenant le cas le plus «défavorable» (0,05 dB/cm), on arrive à des pertes totales par propagation de 0,2 dB, donc une transmission de 95,5% du flux, ce qui reste très satisfaisant.

Pertes par couplage

Le couplage de la lumière dans un guide monomode (fibre ou guide planaire) va se faire avec un certain coefficient d'efficacité ρ défini de la façon suivante (Jeunhomme, 1983):

$$\rho = \frac{\left|\int E_g(r) E_i^*(r)\, dr\right|^2}{\int |E_g(r)|^2\, dr \int |E_i(r)|^2\, dr}, \tag{3.15}$$

où E_g et E_i correspondent respectivement aux champs électriques du guide et de l'onde couplée. L'étoile indique que l'on prend le complexe conjugué du champ. L'intégration est faite sur la surface à l'entrée du guide, incluant à la fois la région du coeur et celle de la gaine. Le calcul du coefficient de couplage revient en fait à calculer le recouvrement entre le champ incident et le mode fondamental du guide monomode, les puissances transportées par les deux champs étant normalisées à 1. Deux cas de couplage vont nous intéresser dans le cadre de l'utilisation de guides en optique intégrée: le couplage du flux d'une fibre dans un guide planaire, et le couplage de flux dans un guide directement par un système d'optique classique.
Dans le cas du couplage de lumière dans un guide planaire par une fibre, les deux champs à prendre en compte sont des gaussiennes de la forme:

$$E(r) = E_0 \exp\left(-\frac{(r-r_0)^2}{\omega_0^2}\right),$$

où ω_0 est le rayon du mode fondamental défini dans le paragraphe 3.1. Ce paramètre dépend de la longueur d'onde et des caractéristiques géométriques des guides (ouverture numérique, rayon du coeur). La réalisation de guides dans les composants en optique intégrée planaire aussi similaires que possible à ceux des fibres est donc nécessaire si l'on veut éviter de perdre du flux à ce niveau. Si on ne prend pas en compte les pertes par réflexion de Fresnel aux changements de milieu, on peut théoriquement atteindre des taux de couplage de 100% dans ce cas. En réalité le couplage entre une fibre et un guide planaire est de l'ordre de 95% car les modes ne sont jamais parfaitement similaires en raison des différences des procédés de fabrication.

Dans le cas du couplage de flux directement dans un guide avec une optique classique, la forme du champ que l'on va chercher à coupler dans le guide est cette fois différente de celle

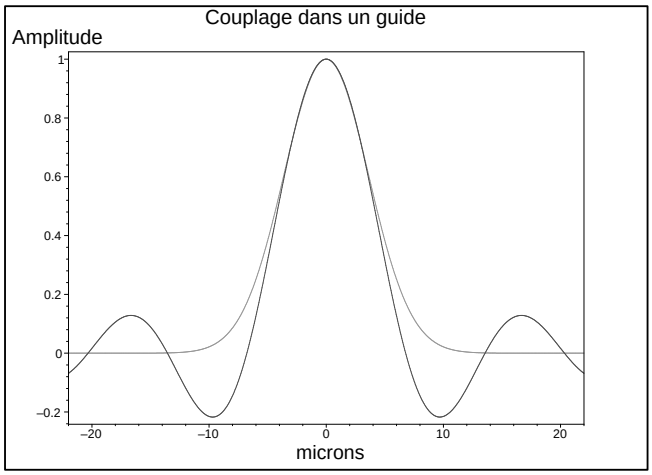

FIG. 3.17 – *Couplage direct dans un guide monomode, représentation des champs. Les valeurs utilisées pour la représentation des champs sont celles correspondant à l'interface définie pour les tests à trois télescopes sur IOTA (voir paragraphe 6.3).*

du mode gaussien. Le front d'onde incident est modulé par la transmission de la pupille (en général égale à 1 à l'intérieur de la pupille et à 0 en dehors). On peut appliquer l'équation 3.15 en se plaçant dans le plan pupille cette fois. Les champs à prendre en compte sont alors d'une part l'onde incidente simplement multipliée par la fonction pupille, et d'autre part la transformée de Fourier du mode fondamental du guide. Si on considère que le mode fondamental est gaussien, alors sa transformée de Fourier est également une gaussienne. Le calcul de ρ est donc plus facile dans ce plan. Le couplage dans des guides d'un front d'onde déformé par la turbulence atmosphérique sans correction (WINZER & LEEB, 1998) et avec correction de plus ou moins d'ordres par optique adaptative (SHAKLAN & RODDIER, 1988; RUILIER & CASSAING, 2001) a déjà été amplement étudié car c'est un des points les plus critiques dans le cas de l'utilisation d'optique guidée monomode. La valeur maximale du couplage que l'on peut obtenir dans ce cas, c'est-à-dire en considérant un front d'onde incident parfaitement plan modulé en transmission par une ouverture circulaire sans obturation centrale, est environ égal à 81% (si on ne tient pas compte des pertes de Fresnel). Dans le cas d'un instrument interférométrique fibré, cela représente donc une perte de flux relativement importante qui ne peut malheureusement pas être évitée. Cette perte au couplage se comprend très bien si on se représente simultanément la transformée de Fourier de la fonction pupille (front d'onde plan), et la gaussienne du mode de guide (figure 3.17), où l'on voit bien que le recouvrement des deux champs n'est pas optimum. Pour la TF de la pupille, on a une alternance de déphasage de 0 (parties positives) ou π (parties négatives). L'action d'un masque de phase placé au foyer, ajusté aux paramètres de la pupille, et permettant de remettre la phase sur toutes les parties à 0 est présentée dans SHAKLAN & RODDIER (1988). Le gain théorique dans ce cas n'est que de 4% au niveau du taux de couplage maximal possible. Ce gain est très faible

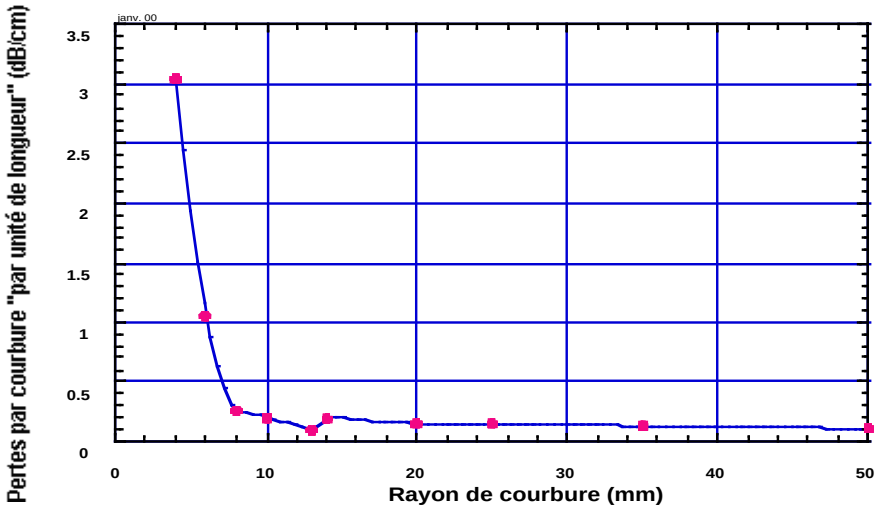

FIG. 3.18 – *Pertes photoniques dans un guide monomode en fonction de la courbure.*

comparé à la difficulté pratique de mise en oeuvre d'un tel système.

Courbures

La taille limitée des substrats en optique intégrée planaire nécessite de courber les dispositifs dans le cas de schémas complexes. Dans nos composants les courbures permettent surtout de déporter des voies ou au contraire de les rapprocher. Cette fonction qui peut paraître très simple comparée à celles présentées précédemment ne doit pas être prise à la légère lors de la limitation des pertes. Un moyen simple de se représenter l'effet d'une courbure des guides sur la propagation de l'onde est de considérer que le front d'onde plan (perpendiculaire à la propagation) va être incliné vers le centre de la courbure. A l'extérieur de la courbe, la distance à parcourir par l'onde est plus grande qu'au centre, et donc la vitesse de phase plus élevée. La vitesse de phase pour un guide étant donnée par $v = c/n_{eff}$, elle est plus faible dans le coeur que dans la gaine (on appelle ici gaine le milieu entourant la partie guidante, aussi bien dans le cas d'une fibre que d'un guide planaire). Si maintenant la vitesse augmente en bord de coeur, à une distance donnée du centre de courbure on aurait une vitesse de phase de l'onde supérieure à la vitesse de phase d'une onde plane dans la gaine, ce qui est impossible. Le résultat est alors une déformation du front d'onde et une partie de l'énergie va fuir dans la gaine. Les pertes induites dans la courbure sont données par GAMBLING *et al.* (1979) :

$$\alpha_c = A_c R^{-\frac{1}{2}} \exp(-UR),$$

où les termes A_c et U dépendent de la différence d'indice entre le coeur et la gaine Δ_n, de la longueur d'onde de travail λ, et de la longueur d'onde de coupure monomode λ_c. La partie exponentielle de α_c va créer une augmentation très rapide des pertes pour une valeur donnée

du rayon de courbure R. On peut ainsi définir une valeur de R limite si on ne veut pas avoir des pertes trop importantes (quelques fractions de dB) :

$$R_c \simeq 20\frac{\lambda}{\Delta n^{3/2}}\left(2{,}748 - 0{,}996\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^{-3}.$$

On voit donc que si l'on veut pouvoir réaliser des guides monomodes avec des courbures petites, à longueurs d'onde de travail et de coupure données, il faudrait augmenter la variation d'indice. Or cela impliquerait des guides de petit diamètre et serait donc défavorable vis-à-vis du couplage. En réalité, tous les paramètres définissant R_c sont imposés par ailleurs par les conditions de travail et ce sont alors eux qui fixent la valeur de la courbure minimale. La figure 3.18 donne un exemple de mesure des pertes en fonction du rayon de courbure pour des guides réalisés sur verre. L'augmentation très importante des pertes pour des courbures inférieures au rayon critique, ici de l'ordre de 8 mm, est bien visible. Les mesures ont été faites sur des guides juxtaposés, donc réalisés dans les mêmes conditions, et présentant des courbures différentes. Cette étude a été menée par GeeO dans le cadre de la réalisation du capteur de déplacement par CSO mesure (voir paragraphe 3.5). La détermination expérimentale précise de la valeur de R_c était importante ici afin de réduire au maximum la taille du composant. On a donc cherché à avoir le rayon de courbure le plus petit possible dans la grande partie courbe de la voie de référence afin de limiter son encombrement, sans pour autant induire de pertes importantes. Au-delà du rayon critique les pertes passent rapidement de 0,1 dB environ à plusieurs dB.

Transition entre fonctions

Lorsque l'on considère un composant en optique intégrée complexe, on peut toujours le considérer comme une succession de plusieurs fonctions de base mises bout à bout, chacunes avec ses caractéristiques propres. Et justement du fait de ces différences, des pertes peuvent apparaître lors des transitions. Si l'on prend par exemple le cas du passage d'un guide droit à une partie courbe, on va avoir des pertes dues au recouvrement imparfait des modes dans les deux structures. En effet, si le mode fondamental est parfaitement centré sur le milieu d'un guide droit, dans le cas d'une partie courbe l'axe du mode est décalé vers l'extérieur de la courbure. Pour des guides de même largeur, on va avoir au niveau de la transition un décalage entre les centres des gaussiennes donné par:

$$\delta = \frac{V^2 w_0^4}{4\Delta a^2}\frac{1}{R},$$

les notations étant celles du paragraphe 3.1. Connaissant δ il est alors facile de déterminer les pertes en calculant l'intégrale de recouvrement entre les deux gaussiennes décalées correspondantes.

Il est possible de réduire ces pertes par transition soit en décalant latéralement la partie courbe de la valeur de δ calculée afin de faire coïncider les axes des deux parties à la transition, soit en

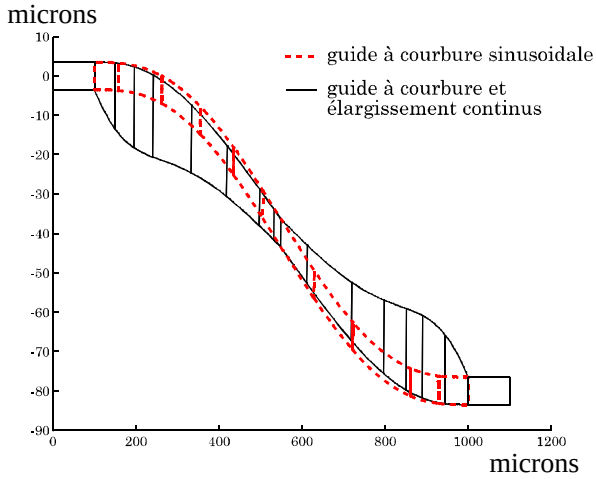

FIG. 3.19 – *Guide courbe à élargissement et courbure continus. Cette réalisation permet de limiter les pertes dues d'une part à la courbure du guide et d'autre part à la transition entre les parties droite et courbe. La partie pointillée montre une courbure sinusoïdale diminuant les pertes dans les courbures; la partie en trait plein donne l'exemple d'une structure développée par le LETI pour diminuer à la fois les pertes par courbure et celles aux transitions entre guides droits et parties courbes.*

utilisant des guides «à courbure continuement variable» (LADOUCEUR & LABEYE, 1995) afin de passer progressivement d'une structure droite à une structure ayant la courbure voulue. Un exemple de ce type de transition réalisé dans le cadre des composants recombinateurs à trois télescope développés par le LETI est donné par la figure 3.19. Dans ce cas, a été ajouté, en plus de la courbure continuement variable, un élargissement continu du guide qui améliore le centrage du mode au milieu du guide et limite la partie évanescente.

3.4 Applications possibles

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser à des instruments ou sous-systèmes complets bénéficiant des fonctionnalités et des avantages de l'optique guidée présentés précédemment, et dédiés directement aux interféromètres astronomiques. Je commencerai par une application basée sur les fibres optiques et non pas sur l'optique planaire mais dont les développements sont intéressants dans l'optique d'instruments tout optique guidée. Les applications suivantes concernent essentiellement l'optique planaire et le travail réalisé à Grenoble pour son application en astronomie.

3.4.1 Lignes à retard

Lors des expériences sur I2T, la recherche de la position de la différence de marche nulle était faite dans un premier temps en dispersant les franges afin d'augmenter la longueur de cohérence, puis la mesure était faite en spectre large. Cela illustre bien une des difficultés de l'interférométrie : la recherche de la zone de cohérence temporelle entre des faisceaux provenant de télescopes différents qui est de l'ordre de quelques dizaines de microns. Une fois cette position trouvée, il faut alors encore compenser en temps réel la variation de chemin optique engendrée par la rotation de la Terre. Le déplacement fin et stable ainsi que le contrôle précis de lignes à retard est donc nécessaire. Ces lignes à retard peuvent être réalisées en optique classique, mais également à l'aide de fibres optiques (Zhao *et al.*, 1995; Simohamed & Reynaud, 1997). Dans le premier cas fibré cité, une variation de chemin optique de 405 μm a été obtenue avec 3,8 m de fibre en verre fluoré optimisée pour la bande K (annexe A), enroulés sur un tube piézo-électrique. Dans le deuxième cas, 100 m de fibre monomode en silice ont été enroulés sur un cylindre en caoutchouc extensible radialement, et une variation de chemin optique de 2,04 m a été atteinte. Les longueurs obtenues dans le cas de ces lignes à retard fibrées ne permettent pas la compensation de la différence de chemin optique due à l'espacement des télescopes qui peut atteindre plusieurs centaines de mètres, mais leur utilisation est envisageable dans le cas du suivi de l'objet dans le ciel ou de la modulation de chemin optique pour une recombinaison de type co-axial. L'utilisation de ces techniques est par contre limitée par les phénomènes de dispersion chromatique et de biréfringence engendrés par l'étirement d'une fibre. Zhao *et al.* (1995) et Mariotti *et al.* (1996) ont proposé, dans la perspective d'une égalisation des chemins optiques par fibres uniquement, l'utilisation combinée d'une fibre étirée pour des courses courtes et continues, et de jeux de fibres de longueurs différentes, de quelques mètres à plusieurs centaines de mètres, ajoutées dans l'un des bras de l'interféromètre afin de compenser globalement la différence de chemin optique.

3.4.2 Recombinaison

Notre premier axe de recherche pour l'utilisation de l'optique intégrée en astronomie a été la recombinaison interférométrique des faisceaux de plusieurs télescopes. Les composants réalisés dans ce but sont largement décrits dans d'autres paragraphes et nous nous contenterons donc ici d'une brève description des avantages de l'optique intégrée pour ce type d'instruments. Les différentes fonctions utilisables sont décrites en détail dans le paragraphe 3.3.1. Recombiner des faisceaux est une technique délicate et les causes de diminution des performances des instruments sont nombreuses. Les caractéristiques de l'optique intégrée en font un bon candidat pour résoudre certaines des difficultés : faible encombrement, stabilité, égalité des chemins optiques et maintien de la polarisation pour le contrôle de la phase, réduction des contraintes d'alignement, modularité. L'interfaçage de ce type d'instrument avec un interféromètre se réduit à l'injection du signal dans des fibres qui vont à leur tour alimenter les entrées du composant. L'augmentation du nombre de télescopes à recombiner simultanément n'entraine alors pas une augmentation de la complexité de l'interface, mais conduit juste à une duplication du système d'injection. Les instruments utilisés lors des premières franges sur IOTA avec deux télescopes (cf paragraphe 6.2) ainsi que les premiers tests menés ensuite avec trois télescopes (cf paragraphe 6.3) en sont une démonstration. Même si entre ces deux expériences l'interface a été modifiée, le principe est resté le même. Les changements apportés n'avaient pour but qu'une amélioration des performances de l'instrument, principalement en matière de transmission. Cette modularité induit un avantage financier : on peut facilement envisager d'avoir une interface unique et de venir brancher successivement un recombinateur ou un autre, qu'il soit d'ailleurs en optique planaire ou fibrée puisque les caractéristiques des guides sont les mêmes. Les systèmes d'injection utilisés lors de nos tests d'optique planaire sur IOTA par exemple sont très similaires à ceux de FLUOR sur le même interféromètre, ou de VINCI sur le VLTI.

La compacité de nos dispositifs nous a également amené à étudier la possibilité d'installer le composant directement dans un cryostat (Rousselet-Perraut *et al.*, 2000). La seule connexion avec l'extérieur reste alors des connecteurs à fibres étanches. Il n'y a plus de hublot ce qui permet de réduire le fond thermique. Ce système peut s'avérer très utile pour les longueurs d'onde où le fond thermique devient important. Le domaine des télécommunications impose une norme de résistance au froid jusqu'à $-40°$ C. Nos composants peuvent donc fonctionner à ces températures. Pour des températures plus basses des tests doivent être menés, mais cela permet déjà de réduire sensiblement l'influence du fond. On peut également dans ce cas mettre plusieurs composants dans un même cryostat en prévoyant des connecteurs fibrés pour chacun de ceux-ci.

Si on veut obtenir une bonne précision sur les mesures interférométriques, on a vu qu'il faut également avoir accès à la mesure de la photométrie, directement ou indirectement. Grâce à l'optique intégrée, la séparation du flux provenant de chaque télescope entre les différentes voies photométriques et interférométriques, ainsi que la recombinaison sont réalisées sur le

même composant. Ces étages difficiles à mettre en oeuvre en optique de volume lorsque le nombre de télescopes augmente s'en trouvent grandement simplifiés, car ne nécessitant plus ni alignements, ni réglages.

Je ne passerai pas plus de temps ici sur la présentation de cette application puisque les tests de différentes fonctions de recombinaison aussi bien en laboratoire que sur le ciel constituent la partie centrale de mon travail et sont présentés en détails dans les chapitres 5 et 6.

3.4.3 Senseur de franges

La longueur de cohérence dans les bandes astronomiques utilisées (15 μm en bande H, 24 microns en K) ainsi que les longueurs d'ondes de l'ordre de quelques microns rendent tout instrument interférométrique très sensible à tous les effets instrumentaux ou extérieurs pouvant engendrer des modifications de chemin optique (ddm) dans l'une ou l'autre des voies.

Une erreur dans le pointage des télescopes peut rapidement mener à l'apparition d'une ddm différentielle entre les voies vu les grandes distances de propagation des faisceaux dans un interféromètre. De la même façon, une erreur dans le suivi du déplacement de l'objet dans le ciel par la ligne à retard aura le même effet. Cela entraîne une dérive de la position de la ddm nulle qu'il va donc falloir compenser au fur et à mesure. La vitesse de la dérive sera fonction de la position de l'objet dans le ciel.

Les déformations de l'un ou l'autre des éléments optiques ou mécaniques de l'interféromètre en général (télescope, lignes à retard, recombinateur, ...) dues par exemple à des variations de température vont également engendrer des ddm. Pour en limiter l'influence le transport des faisceaux est le plus souvent fait sous vide (IOTA) ou en atmosphère contrôlée (VLTI).

Le piston atmosphérique amène une ddm aléatoire autour d'une position moyenne avec un écart type de 10 à 20 μm (voir paragraphe 2.2.4). Ces variations se font avec des temps caractéristiques donnés par le temps de cohérence de l'atmosphère (quelques dizaines de ms). La variation de ddm est beaucoup plus rapide dans ce cas que dans les précédents. Le résultat de variations trop rapides de la différence de chemin optique entre les voies sera un brouillage des franges. Il faut alors enregistrer la totalité de l'interférogramme pendant le temps de cohérence de l'atmosphère. Dans le cas d'une recombinaison co-axiale, il devient alors également nécessaire de moduler la différence de marche sur une distance supérieure à la longueur de cohérence dans la bande d'observation afin de pouvoir toujours enregistrer tout le paquet de franges même si la position de l'enveloppe varie. Cela se traduit par une augmentation du temps nécessaire à l'enregistrement de chaque interférogramme.

Ces phénomènes vont bien sûr se traduire par une diminution de la sensibilité de l'instrument. Si on cherche à asservir la position des franges, on va donc pouvoir limiter l'influence des variations de chemin optique. On distingue deux cas d'asservissement : les systèmes cohérenceurs et les cophaseurs. Les premiers vont chercher à stabiliser la position de l'enveloppe des franges en gardant la différence de marche dans la zone de cohérence. Ils sont donc

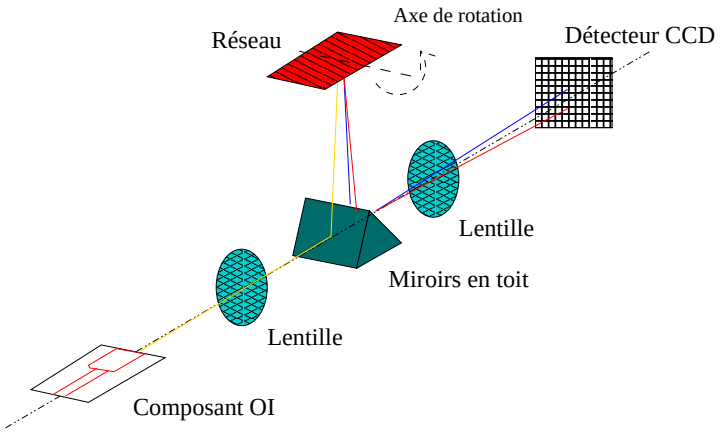

FIG. 3.20 – *Schéma d'un système suiveur de franges utilisant un composant d'optique intégrée. Le composant utilisé est celui décrit dans le paragraphe 5.3.4. La figure donne le schéma de principe de l'instrument de test réalisé. Les sorties du composant sont placées au foyer d'un premier doublet, et le faisceau collimaté ainsi créé est réfléchi vers un réseau. Le faisceau dispersé, après une seconde réflexion le ramenant sur l'axe du système, est alors imagé sur un détecteur CCD.*

destinés surtout à corriger les dérives temporelles de l'instrument et à augmenter le temps de cohérence de l'atmosphère. Les seconds vont réaliser un asservissement sur la frange centrale du paquet d'onde afin de stabiliser celle-ci précisément à la différence de marche nulle. Le but ici est d'obtenir une référence de phase grâce à la position de cette frange. Les fréquences de travail de ces deux types de systèmes vont être différentes puisque liées à des phénomènes présentant des temps d'évolution différents. Dans le cas des cohérenceurs, on corrige plutôt des dérives lentes, alors que dans le cas des cophaseurs il faut corriger l'effet de la turbulence en temps réel et donc travailler dans le temps de cohérence de l'atmosphère.

La réalisation de tels systèmes basés sur l'optique intégrée est possible. Une première étude a été menée en laboratoire en utilisant un composant recombinant trois voies dans un mode multi-axial par paires (BERGER *et al.* (2000b) et figure 3.20). Tous les éléments de ce système ont été étudiés pour fonctionner dans la bande [0,7 - 0,9 μm]. Pour des questions d'efficacité, il est préférable d'effectuer l'analyse de la différence de marche dans une bande de longueur d'onde différente de celle destinée à la science (CASSAING *et al.*, 2000), d'où le choix ici de travailler dans une bande proche de la bande H. L'utilisation d'une recombinaison multi-axiale par des transitions adiabatiques donne des franges codées spatialement dans la direction parallèle à la surface du substrat. Dans la direction perpendiculaire la zone guidante garde une largeur d'une dizaine de microns ce qui nous donne l'équivalent de la fente d'entrée d'un spectromètre et évite d'avoir recours à des optiques cylindriques pour réduire l'image dans une direction. Les franges sont dispersées perpendiculairement à la fente formée par la

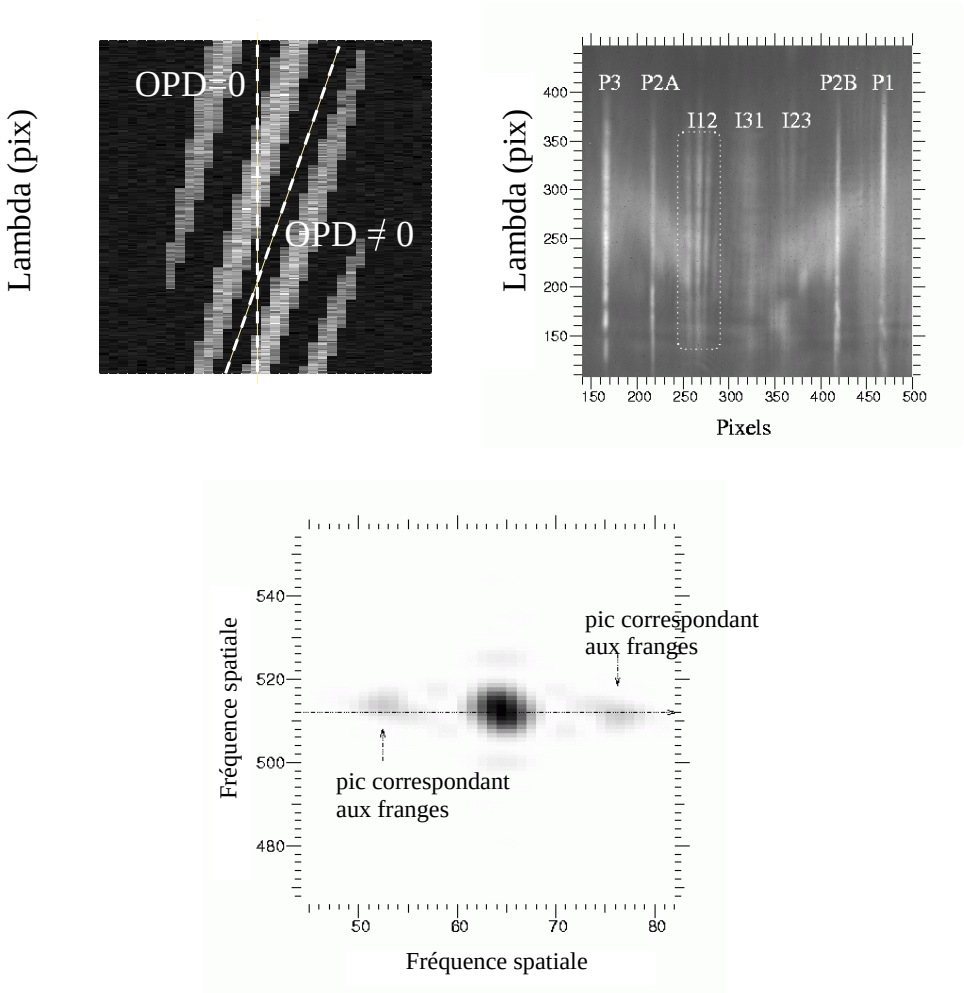

FIG. 3.21 – *Principe de la mesure de la différence de chemin optique. Gauche : simulation de franges dispersées; lorsque l'OPD est nulle la frange centrale dispersée doit être verticale, et une différence de marche non nulle se traduit par une inclinaison globale du système de franges dispersées. Droite : franges dispersées enregistrées en sortie d'un recombinateur trois télescopes multi-axial. Deux voies photométriques sont visibles de chaque côté de l'image. Les franges spatiales pour la paire I_{12} sont bien visibles. Les franges verticales ici indiquent une absence de différence de marche. Bas : transformée de Fourier des franges enregistrées; le pic central correspond à la photométrie, les deux pics latéraux à la fréquence des franges.*

sortie du composant. Si les chemins optiques sont parfaitement égaux entre deux des voies, on doit alors obtenir sur le détecteur une frange centrale parfaitement verticale. Les franges latérales sont inclinées du fait de l'augmentation de l'interfrange avec la longueur d'onde mais sont parfaitement symétriques par rapport à la frange centrale. Si maintenant la différence de marche entre ces voies est non nulle, les franges vont s'incliner (voir figure 3.21, gauche). Une transformée de Fourier 2D des franges permet de retrouver la valeur de la différence de marche en mesurant la position du barycentre des pics de fréquence correspondant aux franges (Koechlin *et al.*, 1996).

Ces premiers tests réalisés en laboratoire sont préliminaires mais ont clairement démontré les capacités de ce type de composant dans le cadre d'une application de stabilisation de la position de l'enveloppe des franges. L'utilisation d'un système disperseur tel que celui-ci nécessite un temps de calcul incompatible avec la stabilisation de la position de la frange centrale, car la méthode nécessite d'acquérir toute la zone de la cible correspondant à l'image dispersée des franges. D'autres composants en optique intégrée peuvent par contre être utilisés en s'adaptant à d'autres méthodes de mesure et de calcul. Les algorithmes utilisés sur les interféromètres MARK III et PTI (Shao *et al.*, 1988) utilisent la méthode appelée ABCD car elle nécessite la mesure de l'intensité en quatre points échantillonnant une période de frange. Les voies nécessaires à ce type de mesure pourraient être fournies par une structure MMI étudiée cette fois pour fournir quatre sorties, chacune déphasée de $\pi/2$ par rapport à ses voisines. De la même façon, si on utilise la méthode AC (Cassaing *et al.*, 2000), similaire mais ne nécessitant que deux points de mesure avec un déphasage de π, les coupleurs directionnels ou encore une structure MMI pourraient fournir les signaux utiles.

3.4.4 Suiveur de franges et métrologie : PRIMA

L'instrument PRIMA de l'ESO a jalonné mon travail de thèse à deux reprises. La première fois dans le cadre d'une réponse à appel d'offre avec *CSO mesure* pour la partie métrologie de cet instrument, et une deuxième fois lors de contacts avec l'ESO pour une pré-étude sur un composant OI assurant le passage des flux scientifique et métrologique dans le même recombinateur.

PRIMA (Phase Referenced Imaging and Micro-arcsecond Astrometry) est un instrument destiné au VLTI qui devrait être opérationnel à la fin 2003, et qui est prévu pour fonctionner dans un premier temps avec deux télescopes (UT, Unit Telescopes ou AT, Auxiliary Telescopes). L'ensemble du système est décrit dans Delplancke *et al.* (2000). En fait, PRIMA est à la fois un instrument de mesure astrométrique de grande précision, et un suiveur de franges pour les autres instruments du VLTI (AMBER et MIDI). PRIMA est en fait constitué de quatre sous-systèmes (figure 3.22) :

- Un séparateur d'étoiles permettant d'utiliser deux objets simultanément, l'un servant de référence et l'autre étant l'objet étudié.
- Deux systèmes suiveurs de franges pour chacun des deux objets. L'un des deux sert de

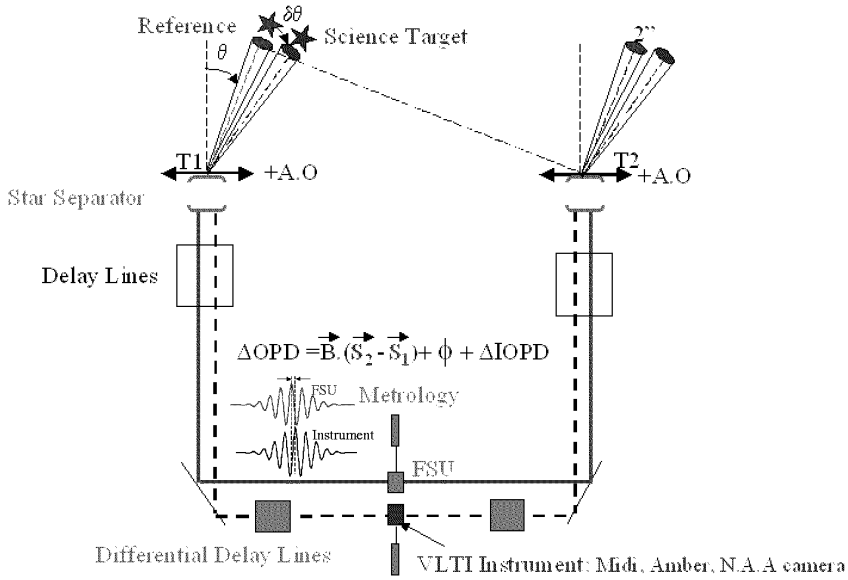

FIG. 3.22 – *Principe de fonctionnement de l'instrument PRIMA (schéma réalisé par F. Delplancke).*

caméra scientifique dans le mode de mesure astrométrique.

- Des lignes à retard différentielles commandées par les mesures des suiveurs de franges et servant à compenser les variations différentielles de chemin optique entre les voies.
- Un système de métrologie permettant de mesurer avec une grande précision la différence de chemin optique entre les voies de l'interféromètre, et cela depuis l'instrument jusqu'aux télescopes.

Trois modes de fonctionnement sont prévus utilisant alors les sous-systèmes différemment :

- Dans le premier mode, PRIMA est utilisé comme un simple cohérenceur. Une étoile brillante située dans le champ d'anisoplanétisme de l'objet scientifique est utilisée pour stabiliser les franges. Les mesures scientifiques sont alors fournies par les instruments AMBER ou MIDI. Ce mode permettra d'augmenter la sensibilité de ces derniers (jusqu'à K=20 par exemple pour AMBER).
- Le deuxième mode est un mode cophaseur cette fois, mais toujours dans le cas des observations avec AMBER et MIDI. La position des franges pour l'objet brillant sert de référence de phase pour l'objet scientifique. La différence de chemin optique correspondant aux positions décalées des deux systèmes de franges sera mesurée à l'aide d'une métrologie. Ce mode ajoutera donc une mesure de phase à la mesure de visibilité permettant, en combinant les mesures à différentes lignes de base, de reconstruire l'image de l'objet observé. La précision atteignable dans ce mode sera de 1 milliarcsec à $\lambda =$

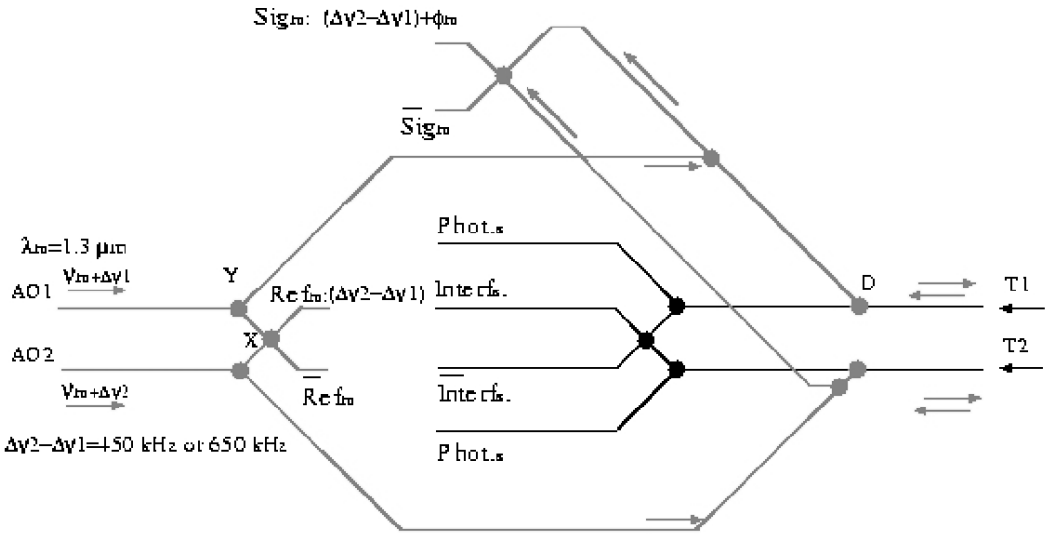

FIG. 3.23 – *Schéma de principe d'un composant OI pour la métrologie de PRIMA (schéma réalisé par S. Lévêque). Deux longueurs d'ondes centrées autour de 1,3 μm mais légèrement décalées sont injectées par les entrées AO1 et AO2. Une partie du flux est extraite de chaque voie. Leur recombinaison donne une référence pour la mesure métrologique. Le reste du flux est inséré dans chaque voie par des fonctions dichroïques. On est alors dans une partie du composant commune au flux scientifique et à la métrologie. Après un aller-retour jusqu'aux télescopes, la partie du flux à 1,3 μm est extraite par les mêmes dichroïques que précédemment et la recombinaison des deux voies donne un signal qui, après comparaison avec le signal de référence généré précédemment, permet de déterminer la différence de chemin optique entre les deux voies. Le flux scientifique est lui guidé vers une fonction de recombinaison qui fournira deux signaux en opposition de phase, permettant ainsi d'assurer le suivi des franges ou de réaliser la mesure de la phase de l'objet scientifique.*

2,2 μm.

– Le troisième mode est de loin le plus difficile à réaliser technologiquement. Il permettra des mesures astrométriques avec une précision de l'ordre d'une dizaine de microarcsecondes. PRIMA sera alors un instrument à part entière. La précision astrométrique voulue impose ici la mesure métrologique de la différence de chemin optique entre les voies de l'interféromètre avec une précision de 5 nm.

PRIMA est donc un ensemble complexe de plusieurs systèmes et l'optique intégrée peut présenter une solution attractive par la petite taille des composants qui réduira l'encombrement global de l'instrument et par la stabilité instrumentale qu'ils apportent. Les possibilités de l'optique intégrée pour le suivi de franges ont déjà été discutées dans le paragraphe précédent et elles s'appliquent bien évidemment dans le cas présent. L'optique intégrée peut aussi être utilisée pour la métrologie. LÉVÊQUE (2000) décrit le principe de la métrologie

nécessaire dans le cadre de PRIMA, et SALVADÉ *et al.* (2000a) présente une extension du concept afin de réaliser cette fois une métrologie absolue des voies de l'interféromètre. Des discussions entre l'ESO et le LAOG ont mené à la définition d'un composant d'optique intégrée assurant les fonctionnalités de suivi de franges et de métrologie à travers le même composant. L'avantage est ici d'utiliser des voies communes pour les flux stellaires et métrologique quasiment jusqu'à la recombinaison (figure 3.23). Ce système répond aux besoins de la métrologie basée sur le concept de mesure défini par l'Institut de Micro-Technologie (IMT) de Neuchâtel (SALVADÉ *et al.*, 2000b).

3.5 Mesure de position : capteur CSO / CNES

Les besoins de métrologie dans le cas de l'astronomie ne concernent pas uniquement la mesure du chemin optique dans les voies d'un interféromètre. Il peut également être utile pour certains systèmes de contrôler et d'asservir les positions de certains éléments et notamment celles des miroirs des télescopes.

Dans le cadre d'une étude demandée par le CNES, CSO mesure (Grenoble) a développé un capteur interférométrique destiné au contrôle de la position relative de deux miroirs sur un télescope (par exemple un primaire et un secondaire). Afin de pouvoir déterminer tout déplacement de l'un des miroirs par rapport à l'autre, il faut avoir accès à des mesures en trois points différents du miroir dont on veut asservir la position. L'idée a donc été d'utiliser trois capteurs séparés permettant une métrologie relative suivant la direction de visée par chacun d'eux. Cette méthode pouvant être utilisés pour des télescopes spatiaux, il est nécessaire de réduire au maximum le poids et les dimensions des capteurs. Une solution utilisant une recombinaison interférométrique par optique intégrée a donc été utilisée (figure 3.24).

La description du capteur est donnée dans POUPINET *et al.* (2000). Le principe de cette mesure avec des composants réalisés par échange d'ions dans du verre avait déjà été validé par LANG *et al.* (1995). Les performances demandées à ces capteurs par le CNES sont :

- une distance entre les deux miroirs allant de 0 à 3 m,
- une résolution de 0,1 μm,
- une précision de 0,2 μm,
- et la possibilité de faire la mesure pour des vibrations ou des déplacements avec une vitesse pouvant aller jusqu'à 150 mm/s.

Mon travail dans ce projet a porté sur l'étude photométrique (transmission, analyse des pertes, et adéquation entre mesure et théorie sur ces points) des composants, ainsi que sur la réalisation et l'exploitation d'un banc de test en laboratoire des performances de mesure en fonction de la distance. Les mesures de résistance aux radiations ainsi que les mesures des tailles des modes ont été réalisés par GeeO (Grenoble). Les études théoriques de photométrie ainsi que les mesures expérimentales présentées ensuite découlent de mon travail sur ce capteur.

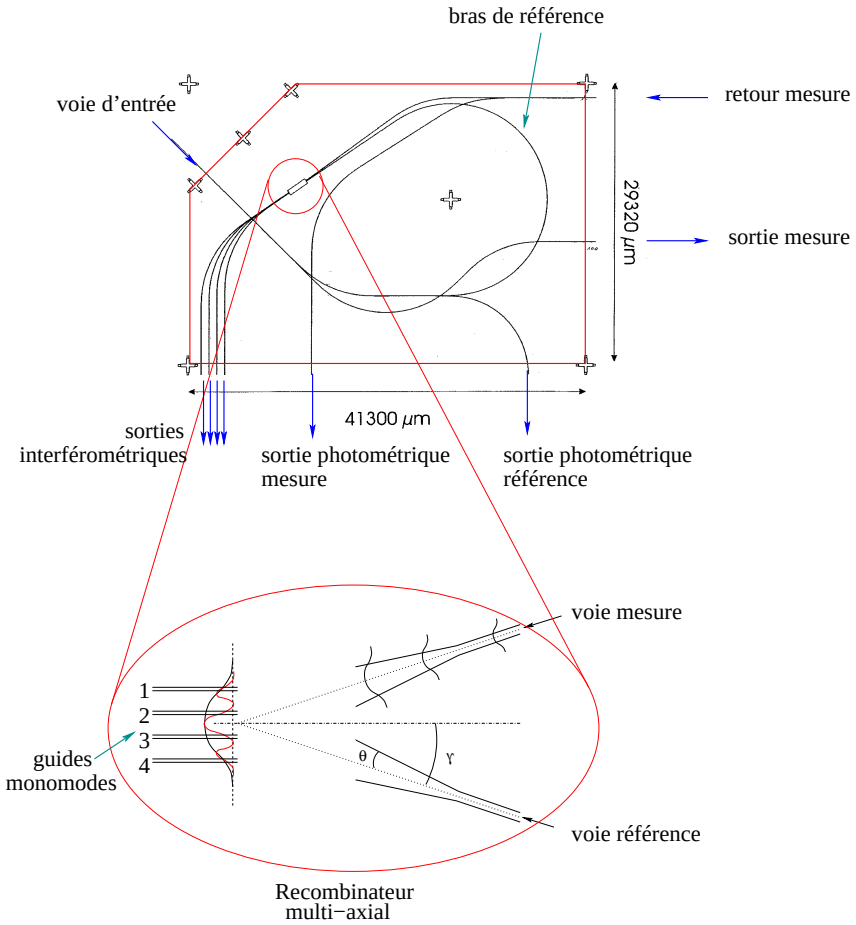

FIG. 3.24 – *Schéma du composant réalisé en optique intégrée pour la mesure relative de déplacements. La source est un laser à 1,55 µm stabilisé en fréquence sur une raie d'absorption moléculaire (*PUJOL*, 1997). Le flux incident est séparé en deux par un coupleur très déséquilibré afin d'envoyer la majorité du flux dans la voie de mesure. La voie de référence est courbée pour être amenée vers la fonction interférométrique : une zone adiabatique avec deux entrées. Le flux de la voie de mesure est collimaté par une lentille en sortie du composant, rétro-réfléchi par un coin de cube, puis injecté à nouveau dans le composant par une deuxième lentille. Le flux couplé va alimenter la deuxième entrée de la partie interférométrique. Sur chacune des voies référence et mesure, une partie du flux est prélevée à des fins de contrôle photométrique.*

Résistance aux radiations

La possible utilisation de tels capteurs en environnement spatial a imposé une étude de tenue aux radiations des guides réalisés. Les pertes par transmission ont donc été mesurées sur deux échantillons avant et après exposition à des rayonnements de diverses intensités. Aucune variation de la transmission n'a été mise en évidence. Ce résultat est très intéressant vis-à-vis des développement d'interféromètres destinés à l'espace (DARWIN, TPF).

Zone interférométrique

A l'extrémité de la zone adiabatique sont formées des franges codées spatialement avec une enveloppe gaussienne donnée par la taille du mode fondamental (voir paragraphe 3.3.1). Ici la sortie de la zone plane n'est pas dans l'air mais à l'intérieur de la plaque. On va donc venir prélever le flux en quatre points de la figure d'interférence avec des guides monomodes placés de façon à avoir un déphasage de $3\pi/2$ entre deux guides voisins. La méthode de mesure nécessite quatre voies en quadrature, mais le déphasage a été fixé à $3\pi/2$ au lieu de $\pi/2$ afin d'éviter le couplage entre guides s'ils étaient trop proches (phénomène décrit dans le cas du coupleur directionnel). Les quatre guides sont alors amenés vers l'une des faces de sortie du composant. La mesure des flux est effectuée à l'aide d'une barrette de quatre photodiodes. Deux autres photodiodes permettent de mesurer le flux sur les voies photométriques. Les paramètres géométriques de la zone adiabatique mènent à un interfrange théorique de 28 μm. L'interfrange mesuré de cette façon est de $28{,}1 \pm 0{,}8\mu m$ (figure 3.25, haut). Les quatre guides sont donc espacés de 21 μm pour obtenir le déphasage voulu. Les guides sont placés symétriquement de part et d'autre du centre de la gaussienne du mode fondamental, qui est également la position de la frange centrale, à 10,5 et 31,5 μm. Les composants ont été réalisés par échange d'ions argent dans du verre et enterrés thermiquement. Les guides ont été élargis au niveau des entrées et sorties des composants afin de les rendre plus circulaires et ainsi de favoriser les couplages. Les diamètres des modes à $1/e^2$ du maximum sont, pour les directions verticales (y) et horizontales (x) par rapport aux images, de $5{,}1\mu m \times 7{,}2\mu m$ pour les guides standards et de $8{,}3\mu m \times 9{,}7\mu m$ pour les guides élargis (figure 3.25, bas). Les dimensions du mode de la zone adiabatique au niveau du couplage ont également été mesurées par imagerie sur une puce test découpée à ce niveau. En injectant du flux dans une voie uniquement on obtient la forme de l'enveloppe gaussienne qui a ici pour dimension $70\mu m \times 10\mu m$.

Couplage dans la zone interférométrique

La figure 3.26 (gauche) présente les dimensions et positions relatives des différents modes gaussiens présents : zone adiabatique et guides de repiquage. La figure de droite présente cette fois la figure d'interférence obtenue en bout de zone adiabatique superposée avec le mode gaussien d'un guide de repiquage. On a ajouté à la figure d'interférence le déphasage faisant coïncider une frange brillante avec le mode du guide. Pour les voies centrales le couplage

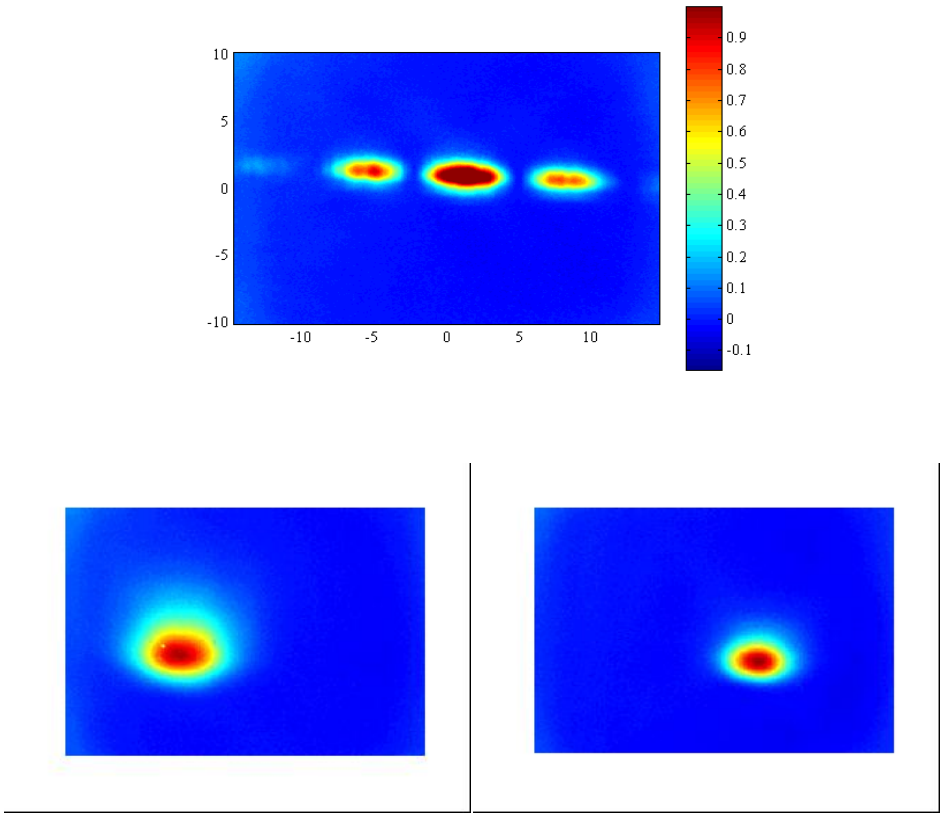

FIG. 3.25 – *Haut : figure d'interférence obtenue au bout de la zone de guide plan; on peut ainsi déterminer la valeur de l'interfrange. Bas : champ proche des modes de guides enterrés thermiquement, guide élargi à gauche et guide standard à droite.*

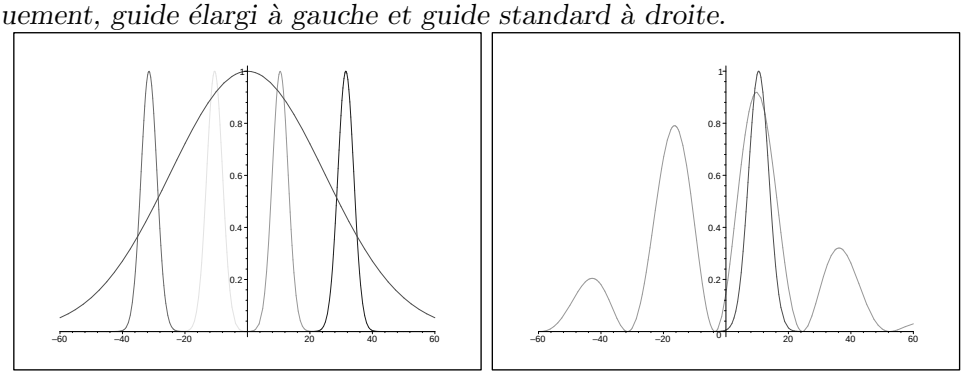

FIG. 3.26 – *Gauche : positions relatives des gaussiennes des modes fondamentaux de la zone adiabatique et des guides de repiquage. Les modes sont représentés suivant la direction nommée x dans le texte; l'axe des abscisse représente la distance en microns par rapport au centre de la zone adiabatique. Droite: dimensions relatives de la figure d'interférence et du mode d'un guide; le recouvrement des deux permet de calculer le taux de couplage en mode interférométrique.*

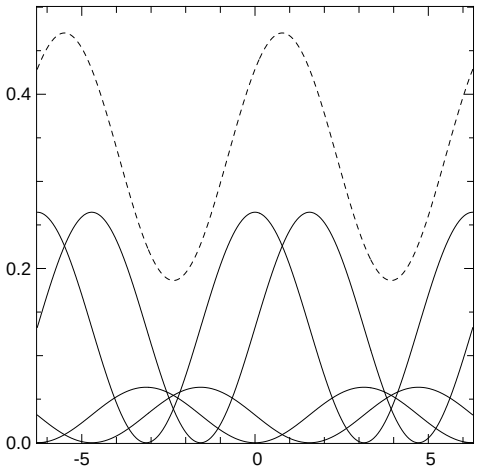

FIG. 3.27 – *Taux de couplage pour les différentes voies en fonction du déphasage. Les courbes en trait plein correspondent aux sorties des quatres guides de repiquage, et le trait pointillé à la somme des quatres flux.*

maximal est 26% et pour les voies latérales de 6%, par rapport au flux total de la figure d'interférence. Ces valeurs tiennent également compte de la différence des tailles des modes dans la direction y perpendiculaire à celle de la figure. Pour chacune des voies, si on considère un contraste instrumental égal à 1, on aura une variation sinusoïdale en fonction du déphasage entre 0 et cette valeur maximale. L'efficacité totale de la tête interférométrique varie entre 20% et 46% suivant le déphasage entre les voies (figure 3.27).

Mesures de déphasage

Afin de vérifier que le déphasage obtenu entre les différentes voies était bien celui prévu, la partie interférométrique seule a été ajoutée sur le masque afin de pouvoir la tester indépendamment du reste des fonctions du composant. Le banc décrit dans le paragraphe 5.1.2 a été utilisé afin de réaliser ces tests. Les deux voies ont ainsi été injectées simultanément, l'une d'elles étant modulée autour de la différence de marche nulle à l'aide d'un actionneur piézo-électrique linéarisé. Le positionnement à la différence de marche nulle est obtenu en cherchant la position des franges en lumière blanche avec un filtre H, et l'enregistrement des franges a ensuite été réalisé avec une diode laser à 1,55 μm. La phase entre les interférogrammes obtenus sur les différentes sorties est alors déterminée en comparant leurs phases données par le calcul de la transformée de Fourier de chacun d'eux. Les phases obtenues sont données par le tableau 3.2 (les numéros des voies se rapportent à ceux donnés sur la figure 3.24). Le calcul donne les phases à π près car des déphasages de $\pi/2$ ou de $3\pi/2$ donnent les mêmes positions relatives des interférogrammes. C'est d'ailleurs grâce à cela que la méthode de mesure fonctionne avec l'une ou l'autre de ces valeurs de déphasage. On voit que les déphasages mesurés sont légèrement supérieurs à la valeur cherchée. Cela peut-être dû à une inadéquation entre la

TAB. 3.2 – *Déphasages mesurés sur une tête interférométrique seule.*

$n°$ des voies	déphasage (degrés)
entre 1 et 2	95,0 ± 0,1
entre 2 et 3	95,4 ± 0,1
entre 3 et 4	96,9 ± 0,1

TAB. 3.3 – *Mesures de transmission pour le composant CSO2.*

sortie mesure	392 ± 2 μW
photométrique mesure	17,05 ± 0,05 μW
photométrique référence	295 ± 2 nW
sorties interférométriques	
injection par la voie référence	
V1	5,35 ± 0,02 μW
V2	18,8 ± 0,1 μW
V3	19,8 ± 0,1 μW
V4	7,12 ± 0,02 μW
injection par la voie mesure	
V1	23,9 ± 0,2 μW
V2	75,3 ± 0,2 μW
V3	67,7 ± 0,2 μW
V4	20,2 ± 0,1 μW

distance réelle entre les guides et la largeur de la gaussienne en sortie du guide plan. L'écart des valeurs des déphasages par rapport à $\pi/2$ ne gêne pas la mesure à partir du moment où il est connu et calibrable.

Transmission

Lorsque l'on n'injecte que dans l'une des voies d'entrée et que l'on mesure le flux sur chacune des voies de sortie, on ne trouve pas l'égalité attendue entre d'une part les deux voies centrales et d'autre part les deux voies latérales : 5 à 10% d'écart suivant les voies (tableau 3.3). Un mauvais filtrage spatial avant d'arriver dans la zone adiabatique aurait pu être la cause de ce phénomène, mais les tests menés en décentrant l'injection (ce qui aurait pour conséquence de modifier le filtrage si celui-ci n'était pas bon) ne modifient pas le déséquilibre, excluant donc cette hypothèse. Un couplage de modes en sortie des deux zones adiabatiques, à l'arrivée dans la zone de guide plan, peut également être responsable d'une déformation du plan de phase. Les bords des deux zones ne sont espacées que de 15 μm à cet endroit et un phénomène de couplage similaire à celui du coupleur directionnel peut se produire, la propagation n'étant alors plus parfaitement monomode. Une dernière cause

possible est tout simplement un mauvais positionnement du plan d'entrée dans les guides de repiquage. Ils ne seraient alors pas positionnés symétriquement par rapport au centre de la gaussienne, ce qui déséquilibrerait les taux de couplage dans les guides.

Banc de test pour la mesure en fonction de la distance

La figure 3.28 présente le schéma du banc de la voie de mesure. La propagation du faisceau gaussien a été étudiée afin de déterminer les pertes lors du recouplage dans le composant en fonction de la distance du coin de cube. Les positions où la taille du faisceau gaussien a été calculée sont représentées sur la figure (w_i). Les données de départ, w_{0x} et w_{0y}, sont celles données précédemment pour les guides élargis : 4,85 μm en x (plan de la figure 3.28) et 4,15 μm en y (perpendiculaire à la direction précédente).

La figure 3.29 donne la variation du taux de couplage en fonction de la distance de propagation. Les spécifications du capteur donnant une position maximale du coin de cube à 3 m, la propagation totale est donc de 6m puisque l'on fait un aller-retour. Le couplage varie de façon importante dans le cas de ce banc de test. Par contre pour le capteur lui-même, le couple de lentilles choisi a été optimisé afin d'avoir un couplage important sur toute la plage de mesure : la lentille L_2 reste la même et on prend pour L_1 une lentille de focale 13,86 mm. Les simulations donnent dans ce cas un couplage toujours compris entre 92,5% et 99,5% quelle que soit la distance.

Mesures du flux et du déphasage en fonction de la distance

Les mesures données ici ont été faites pour une longueur du bras de mesure (d/2 = distance entre la sortie du composant et le coin de cube) égale au maximum à 1,5 m, limite imposée par la longueur du banc de mesure. Pour les mesures de 1,5 m à 3 m, un bras secondaire a été ajouté, mais la modification du banc que cela entraînait ne permettait pas d'avoir une continuité entre les deux séries de mesures. Le graphique de gauche de la figure 3.30 donne les flux mesurés en sortie des quatre voies interférométriques en fonction de la distance. La forme en cloche est similaire à celle du graphique de couplage de la figure 3.29. Le fait que l'on n'obtienne pas exactement la même courbe et les variations d'un point de mesure à l'autre sont dues au banc expérimental. L'optimisation de l'injection en retour dans le composant était rendue difficile par l'absence de réglages angulaires sur les deux lentilles, et l'on ne pouvait pas être vraiment sûr du parallélisme entre le rail de déplacement du coin de cube et l'axe du composant. Cela demandait donc une optimisation du réglage de l'injection à chaque point de mesure responsable de cette incertitude de mesure. Le graphique de gauche de la figure présente quant à lui les déphasages calculés à partir des enregistrements des quatre interférogrammes. Les valeurs mesurées sont proches de $\pi/2$. Comme on le voit, les barres d'incertitudes sont importantes pour les mêmes raisons instrumentales que précédemment. Il est difficile dans ce cas de dire si la décroissance de la phase en fonction de la distance est due à la méthode de mesure ou à un défaut de réglage du banc.

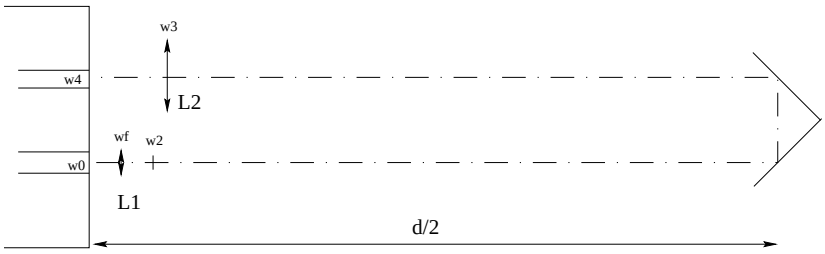

FIG. 3.28 – *Schéma du banc de test en fonction de la distance. On n'a représenté que les deux guides d'entrée et de sortie du composant. Une première lentille permet de collimater les faisceau et une deuxième de le refocaliser dans le guide de retour mesure. Un coin de cube mobile assure le retour du faisceau parallèlement à lui-même avec le bon écartement entre l'aller et le retour. La focale de la lentille L_1 est ici de 4,51 mm, et celle de L_2 de 18,4 mm. La longueur d'onde considérée est 1,55 μm.*

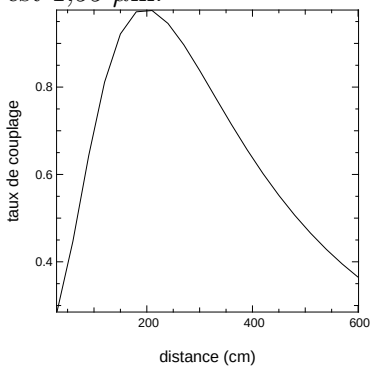

FIG. 3.29 – *Étude du couplage en retour dans le capteur de déplacement*

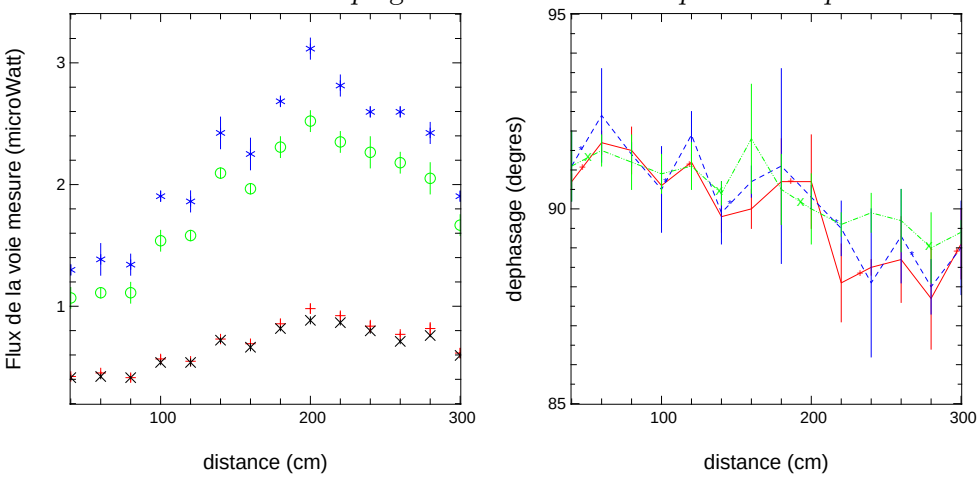

FIG. 3.30 – *Mesures des caractéristiques du composant en fonction de la distance. Gauche : flux sur les sorties interférométriques (x : voie1, ∘ : voie2, * : voie3, + : voie 4). Droite : déphasage entre les voies (tiret-point : ϕ_{12}, tiret : ϕ_{23}, plein : ϕ_{34}). Les barres verticales représentent les erreurs rms.*

Malgré les problèmes rencontrés lors de ces premières mesures sur le composant nu, les résultat sont très encourageants et valident l'utilisation de cette technologie dans le cadre de ces capteurs. La réalisation du capteur complet apportera une stabilité plus importante au système et les défauts résiduels pourront être compensés par l'électronique de traitement associée.

3.6 Interférométrie en frange noire : démonstrateur ALCATEL Space / LAOG

La mission IRSI - DARWIN (Infra-Red Space Interferometer) fait partie des grands projets de l'ESA (Agence Spatiale Européenne), avec un lancement prévu après 2015. DARWIN est un interféromètre spatial destiné à la détection optique et à l'analyse spectrale de planètes extra-solaires (exo-planètes), dans le but de découvrir des conditions similaires à celles de la Terre et donc peut-être une signature de vie. La détection de nombreuses exo-planètes par des méthodes indirectes à l'heure actuelle fournira une base d'objets observables pour cet interféromètre. DARWIN utilisera une méthode particulière appelée interférométrie en frange noire («nulling»), permettant de réaliser des interférences destructives pour l'étoile brillante placée sur l'axe de l'instrument, tout en gardant des interférences constructives pour la planète décalée angulairement et qui est typiquement un million de fois moins brillante que son étoile entre 5 et 18 μm. La figure 3.31 présente un projet de réalisation de DARWIN.

C'est dans ce cadre que j'ai participé avec ALCATEL Space (Cannes, France) à la réponse à un appel d'offre de l'ESA pour l'étude, la réalisation et les tests d'un démonstrateur en laboratoire d'interféromètre en frange noire. Dans cette première phase, le banc de test ne comportera que deux voies et dans une bande de longueur d'onde égale à environ 10% de la longueur d'onde centrale. Cette réponse à appel d'offre a donné lieu à un contrat entre l'ESA et ALCATEL Space pour la réalisation d'un démonstrateur. La solution de recombinaison proposée est basée sur un composant en optique intégrée. Cela a donc donné lieu à une collaboration entre ALCATEL Space et le LAOG et ses partenaires dans ce domaine pour l'étude et la réalisation de ce dernier.

Le rapport de flux entre une planète et son étoile impose de parvenir à un taux d'extinction en interférences destructives de 10^{-6}. Les résultats les plus poussés à l'heure actuelle sont rapportés dans Serabyn *et al.* (1999b,a) (tableau 3.4). Le taux recherché impose donc un contraste de **99,9998 %**. De telles performances nécessitent un contrôle rigoureux des points suivants (les spécifications seront bien sûr dépendantes de la longueur d'onde) :

Différence de chemin optique (OPD) : elle doit être inférieure au manomètre entre les deux bras. L'égalisation sera obtenue par une ligne à retard, elle-même contrôlée par une métrologie laser.

Chromatisme : ce sont cette fois les différences de variations d'OPD en fonction de la longueur d'onde que l'on va vouloir corriger. La variation chromatique de l'OPD devra

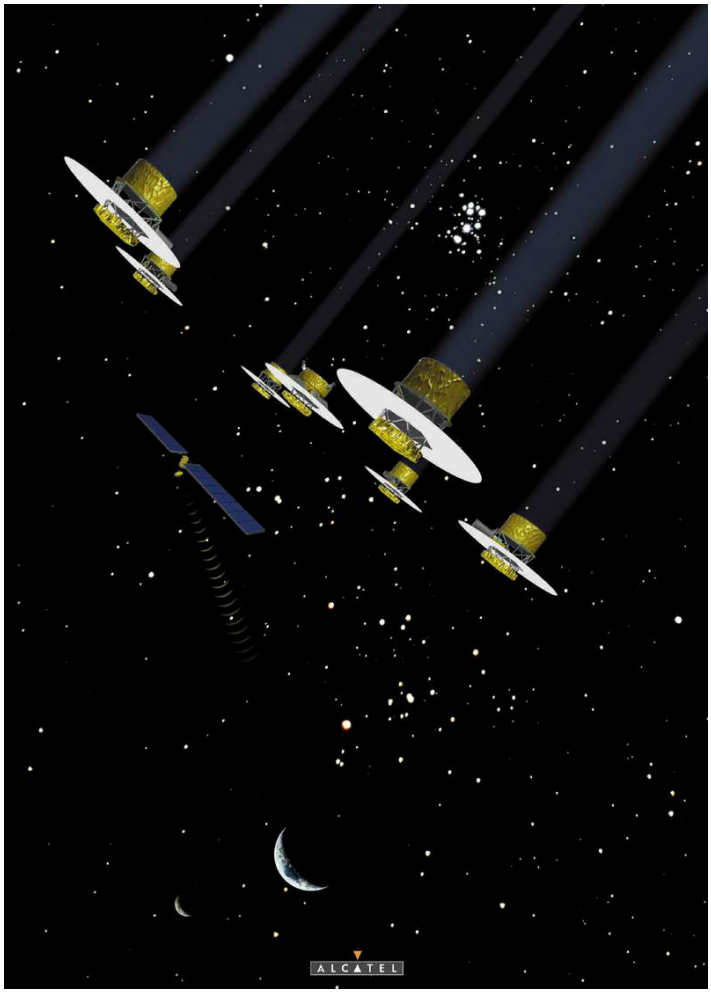

FIG. 3.31 – *Vue d'artiste d'une étude de concept menée par ALCATEL pour l'interféromètre IRSI - DARWIN. Il est constitué de 6 télescopes individuels de 1,5 m de diamètre, et un sixième satellite contient l'instrument de recombinaison. L'ensemble est basé sur un concept de «vol-libre», et les positions de chaque satellite individuel sont contrôlées très précisément par des systèmes de métrologie laser.*

être sub-nanométrique. La plage de longueurs d'onde envisagée est de 10% pour une longueur d'onde centrale dans la bande H.

Erreurs de front d'onde : il va falloir ici utiliser un filtrage du front d'onde. En effet, le contraste recherché impose une différence sur les fronts d'onde des deux voies sub-nanométrique. Cela implique des optiques avec une qualité de surface égale à $\lambda/3000$, ce qui n'est pas réaliste. C'est pour cette raison qu'un filtrage spatial sera utilisé.

Intensité : les flux dans chaque voie devront être égaux à 0,1% près.

Polarisation : toute modification différentielle de la polarisation entre les deux voies devra être évitée. La rotation différentielle de la polarisation devra rester inférieure à une

TAB. 3.4 – *Meilleures performances obtenues en interférométrie de frange noire au JPL (Jet Propulsion Laboratory, USA).*

	Monochromatique	Polychromatique
λ	635 nm	635 nm
$\Delta\lambda$	0,5 %	10 %
Extinction		
- maximale	$1{,}08 \times 10^{-5}$	10^{-4}
- stable	9×10^{-5}	2×10^{-4}

fraction de degré.

Le banc de test développé par ALCATEL comprendra les éléments suivants (figure 3.32) :

- Simulateur d'étoile et de planète, représentatif en termes de flux et de séparation.
- Ligne à retard, stabilisant le banc à la différence de marche nulle.
- Contrôle des flux.
- Contrôle de la polarisation.
- Compensateur de chromatisme.
- Déphaseur de π achromatique pour se placer en conditions d'interférences destructives.
- Filtrage spatial.
- Recombinateur, le composant est simulé, réalisé et pré-testé par le LAOG et ses collaborateurs en optique intégrée planaire sur Grenoble.
- Détection, à la fois du signal interférométrique et de signaux photométriques pour le contrôle de l'égalité des flux.

Le développement de ce démonstrateur est en cours actuellement, et c'est sur son exploitation avec ALCATEL que mon travail se poursuivra après ma thèse. Le banc et les tests seront réalisés en laboratoire.

Un accord signé entre l'ESA et l'ESO (Observatoire Européen Austral) envisage l'installation d'un instrument au sol sur le VLTI qui fera l'objet d'un appel d'offre. Les longueurs d'ondes de fonctionnement pourront être différentes et s'approcher alors de celles de DARWIN, c'est-à-dire 10 μm. Un fonctionnement dans une bande IR inférieure serait peut-être aussi possible.

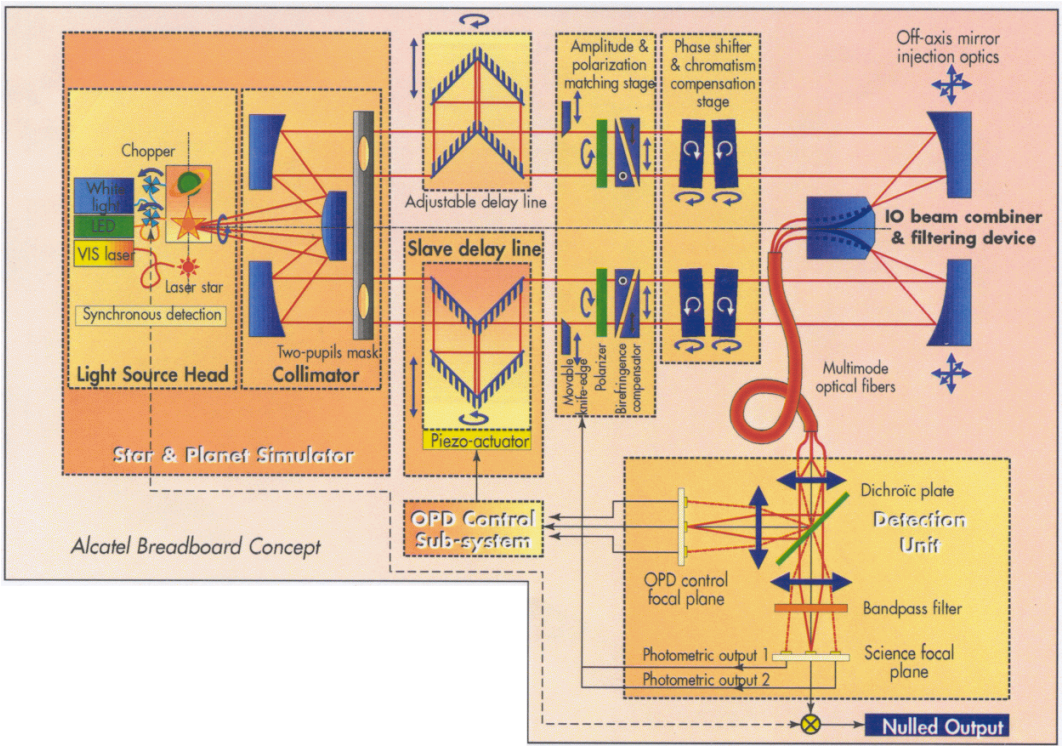

FIG. 3.32 – *Diagramme fonctionnel du démonstrateur d'interféromètre en frange noire. Le schéma présenté ici donne uniquement le principe du banc et ne représente pas les solutions optomécaniques effectivement choisies.*

Chapitre 4

Recombinaison optique intégrée : justification des choix technologiques, besoins et solutions

Contents

4.1 Pourquoi utiliser l'optique intégrée 80
4.2 Filtrage spatial 82
4.3 Calibration photométrique 82
4.4 Gamme de longueur d'onde 83
4.5 Recombinaison 85
4.6 Achromaticité et stabilité des fonctions 87
4.7 Égalité des chemins optiques 88
4.8 Contrôle de la polarisation 93
4.9 Stabilité 93
4.10 Conclusion 94

Malbet *et al.* (1999) donne une analyse des besoins de l'interférométrie astronomique et présente les concepts instrumentaux en optique intégrée répondant à ceux-ci. Dans ce chapitre, après une rapide description du cahier des charges des tests de l'optique intégrée dans le cadre de l'interférométrie astronomique, je vais détailler ces points et ainsi faire le lien entre les deux chapitres précédents et introduire le chapitre suivant concernant les test optiques. Je reprendrai donc les différents aspects de la recombinaison interférométrique optique et proche IR et je montrerai que l'optique intégrée planaire apporte des solutions intéressantes. Cette technologie possède ses spécificités propres et impose certains contrôles instrumentaux différents de l'optique de volume.

4.1 Pourquoi utiliser l'optique intégrée

La figure 4.1 présente les différentes fonctions requises dans un interféromètre monomode, créneau instrumental dans lequel se place l'optique intégrée (OI). Les fonctions entourées en pointillés sont celles susceptibles d'être réalisées par des composants en OI, comme le montre le tableau 4.1. C'est cette constatation qui a mené à l'étude de cette technologie comme solution instrumentale en astronomie. Cependant, si l'OI présente une solution attractive à de nombreux points clés instrumentaux, il faut encore s'assurer que cette technologie est bien adaptée à une utilisation en astronomie, les besoins étant alors différents par rapport à son utilisation première que représente les télécommunications.

A cette fin, cet axe de recherche et développement au sein du LAOG a donc pris deux grandes directions :

Tests optiques exhaustifs en laboratoire ; ils ont pour but de vérifier l'adéquation des technologies à nos besoins du point de vue de :

- transmission sur de larges plages de longueurs d'onde (plusieurs bandes astronomiques si possible),
- comportement monomode sur au moins une bande complète,
- achromaticité des fonctions en large bande,
- maintien de la polarisation,
- égalité et stabilité des chemins optiques.

Validation sur le ciel ; le but ici est double :

- profiter de l'expérience acquise en laboratoire et la compléter par une étude en situation réelle,
- tester différentes solutions instrumentales afin de déterminer la plus adaptée à nos besoins.

Ces différents tests seront détaillés dans le chapitre suivant, mais les besoins qu'ils impliquent ont une importance en amont, c'est à dire au niveau du dessin et de la réalisation des composants. Les paragraphes suivants détaillent les solutions apportées par l'OI, les plages de fonctionnement possibles en terme de longueur d'onde, ainsi que l'influence du travail en large bande et de la polarisation sur les performances interférométriques. Il est clair ici que les spécifications sur la réalisation d'un composant ne seront pas les mêmes suivant le type d'instrument que l'on va chercher à réaliser : une recombinaison «classique» pour laquelle le contraste instrumental peut-être calibré permet par exemple de relâcher les contraintes en termes d'achromaticité des fonctions et d'égalité des chemins optiques par rapport à une expérience de recombinaison en franges noire où l'on veut réaliser une mesure directe.

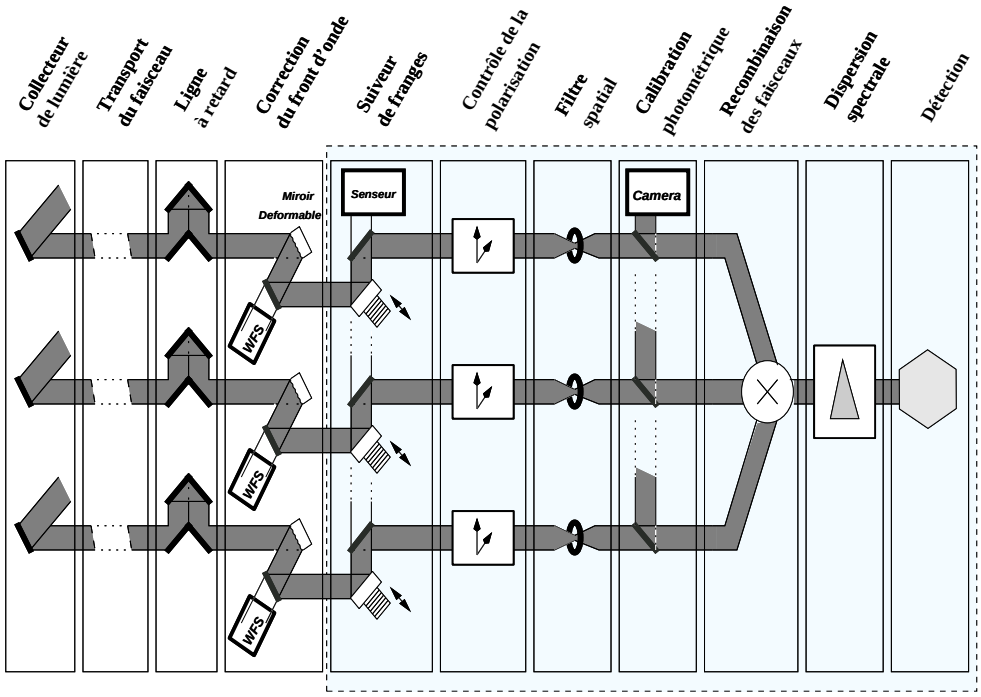

FIG. 4.1 – *Diagramme fonctionnel d'un interféromètre monomode.*

TAB. 4.1 – *Besoins de l'interférométrie astronomique et solutions apportées par l'OI.*

Fonction de l'instrument	**Fonction OI**
filtrage spatial	guides monomodes
contrôle de la polarisation	- fibres à maintien de polarisation et propriété intrinsèque de l'OI planaire - contrôle actif par boucle à fibre de Lefèvre
recombinaison	nombreuses fonctions disponibles en mode co-axial et multi-axial
calibration photométrique	prélèvement d'une partie du flux
suivi des franges	partie OI dédiée à l'analyse et ligne à retard fibrée
dispersion spectrale	réseau OI
détection	- image de toutes les sorties sur un seul détecteur matriciel - sortie du composant équivalente à l'entrée d'un spectromètre - couplage des sorties directement sur le détecteur (pas d'optique de relais)

4.2 Filtrage spatial

Comme on l'a vu le filtrage spatial permet d'améliorer la précision sur les mesures interférométriques. L'optique guidée monomode apporte une solution très intéressante à ce problème : le front d'onde est idéalement filtré et ce filtrage est achromatique. En effet pour le mode fondamental, la phase est constante sur tout le front d'onde. Ce dernier est donc par définition parfaitement plan. La notion de front d'onde n'a d'ailleurs plus vraiment de raison d'être dans le cas du guidage monomode. Le filtrage est également achromatique, dans la gamme de monomodicité des guides, puisque seul le mode fondamental peut se propager quelle que soit la longueur d'onde (supérieure à la longueur d'onde de coupure). La largeur de la gaussienne du mode est par contre dépendante de la longueur d'onde, mais cela ne joue que sur le guidage (et donc les pertes) et le filtrage reste parfait dans tous les cas.

En réalité il faut une certaine longueur de guide pour parvenir à filtrer l'onde. Une partie de l'énergie couplée dans le guide peut se retrouver sur des modes d'ordres supérieurs, mais ces derniers ne satisfaisant pas aux conditions de guidage, l'énergie sera rayonnée dans le substrat. La qualité du filtrage va donc dépendre de la distance de propagation. De ce point de vue l'optique intégrée planaire est plus avantageuse que les fibres grâce à l'absence de gaine. L'énergie diffusée hors du guide n'est ainsi pas réfléchie vers celui-ci. Dans le cas des fibres la gaine constitue en elle-même une fibre guidante, l'onde pouvant se réfléchir sur les interfaces de celles-ci avec l'extérieur, et multimode vu ses dimensions géométriques. Le taux de filtrage dans un guide monomode peut-être déterminé par simulations numériques. On donnera pour exemple l'étude menée au LEMO dans le cadre d'une pré-étude pour l'interféromètre DARWIN. Le taux de filtrage demandé dans ce cas est 10^{-7} car il faut à tout prix éviter la présence de flux parasite non guidé sur les voies de mesures. Les simulations ont été menées sur le logiciel *Prometheus* utilisant la méthode FD-BPM (Finite Difference Beam Propagation Method). Des études en 2D et 3D sur le filtrage en fonction de la propagation ont donné respectivement 8.8 mm et 5.4 mm de longueur de guide pour parvenir au taux de filtrage demandé. Le résultat meilleur en 3D qu'en 2D est une illustration de l'avantage apporté par l'absence de gaine. En effet ce type de simulation permet de tenir compte du fait que l'énergie rayonnée dans le substrat «plonge» dans celui-ci et est donc perdue plus rapidement. Le même type de simulation dans le cas de fibres, en rajoutant une interface simulant la gaine, a mené à une longueur de quelques dizaines de centimètres de guide pour parvenir à la même qualité de filtrage. En fait dans le cas des fibres, c'est surtout grâce à l'absorption dans la gaine et à la diffusion sur les rugosités de l'enveloppe extérieure de la gaine que le flux rayonné finit par être éliminé.

4.3 Calibration photométrique

L'utilisation de la calibration photométrique permet d'améliorer nettement la précision sur les mesures (Perrin, 1996). L'optique guidée monomode donne facilement accès aux

variations de la photométrie dans chacune des voies en transformant lors du couplage les déformations du front d'onde dues à l'atmosphère ou à l'instrument en fluctuations d'intensité. Il ne reste plus alors qu'à extraire une partie du signal pour connaître le flux dans chacune des voies. L'enregistrement simultané de la photométrie et des signaux interférométriques permet une correction point à point des interférogrammes. Dans le cas de l'optique intégrée, l'ajout de voies photométriques sur un composant est réalisé simplement par dessin du masque. La seule contrainte dans ce cas est sur la symétrie des différentes voies afin d'éviter des effets différentiels. L'augmentation du nombre de faisceaux à recombiner multiplie le nombre de fonctions à intégrer sur le composant mais n'augmente pas beaucoup ses dimensions. On peut facilement conserver cette fonction de calibration (même si cela n'est pas toujours utile comme on l'a vu précédemment) sans rendre notre instrument trop complexe ou volumineux. Des composants, réalisés par le LETI, utilisant le même schéma de recombinaison par paires à l'aide de coupleurs directionnels et intégrant ou non de voies photométriques sont en cours de test. L'analyse comparative des résultats interférométrique et de la précision des mesures permettra de conclure sur l'utilité ou non de la calibration photométrique lorsque l'on recombine trois faisceaux ou plus.

Les nombreuses fonctions disponibles en optique intégrée (jonction Y, coupleur directionnel, symétriques au asymétriques) permettent d'envisager de nombreuses solutions instrumentales : sur un objet peu lumineux on préférera ne prélever qu'une petite partie de ce flux et garder le maximum de photons pour le signal interférométrique, sur un objet brillant on pourra privilégier la précision des mesures en utilisant cette fois une plus grande partie du flux pour la calibration photométrique. Le type d'objet astrophysique ainsi que l'interféromètre sur lequel sera monté l'instrument va donc influencer les choix technologiques faits lors de la réalisation du composant. Suivant les besoins on mènera donc l'étude du composant afin de déterminer la meilleure solution, en utilisant les multiples fonctions disponibles comme base de développement. Cependant la petite taille et la versatilité des composants permet d'envisager l'intégration de plusieurs composants dans un même instrument et le passage à l'un ou l'autre en fonction de l'objectif astrophysique.

4.4 Gamme de longueur d'onde

L'optique intégrée a été développée dans le domaine des micro-capteurs et des télécommunications, avec un fonctionnement dans des longueurs d'ondes particulières, adaptées à ces applications : de 0,6 à 0,8 μm pour la première, et autour de 1,33 et 1,55 μm pour la seconde. Les bandes d'utilisation ont été imposées par les caractéristiques des matériaux (transmission de la silice composant les fibres par exemple dans le cas des télécommunications), ou par les développements technologiques annexes (apparition des lasers à 1,33 μm puis à 1,55 μm où la transmission de la silice est meilleure). Les technologies développées fonctionnent donc sur ces deux gammes de longueurs d'onde et peuvent également être utilisées pour les longueurs

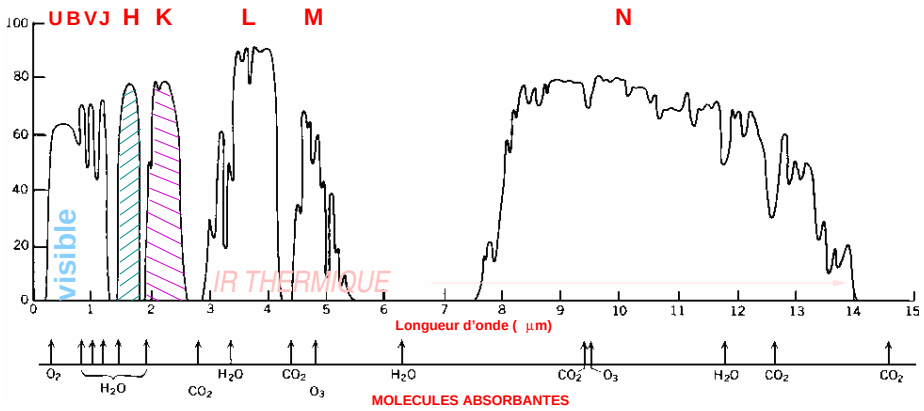

FIG. 4.2 – *Fenêtres de transmission de l'atmosphère.*

d'onde intermédiaires. La transmission de la silice permet d'utiliser les technologies existantes jusqu'à 2,5 μm en extrapolant les paramètres de réalisation.

Compte tenu des longueurs d'onde décrites précédemment, la plage de fonctionnement de l'optique intégrée telle qu'elle est développée permet son utilisation pour l'astronomie visible et proche IR dans les bandes de transmission atmosphérique centrées sur les longueurs d'onde suivantes : 0,9 μm pour la bande I, 1,2 μm pour la bande J, 1,6 μm pour la bande H, et 2,2 μm pour la bande K (figure 4.2 et annexe A). Les limitations de la transmission sont dues à l'absorption des photons par des molécules, principalement l'eau dans les bandes décrites ici, et le CO_2 pour la limite supérieure de la bande K. L'adéquation entre les longueurs d'onde du domaine des télécommunications et celles de l'astronomie va permettre de profiter de tous les développements menés dans ce domaine, mais l'application de ces technologies dans notre domaine demande quand même un effort de recherche du fait des besoins de fonctionnement sur de très larges plages de longueurs d'onde, typiquement plusieurs centaines de nanomètres. L'utilisation de lasers comme sources dans le cas des télécommunications ne pousse effectivement pas à des développements de ce type. Seul le besoin de haut débit de transmission de données pousse au multiplexage en longueurs d'onde. La transmission des matériaux sur toute une bande atmosphérique ne suffit pas pour assurer le bon fonctionnement de la technologie sur toute celle-ci si on prend en compte les critères instrumentaux de l'astronomie. Le point principal étant de vérifier que le comportement des différentes fonctions ne varie pas trop en fonction de la longueur d'onde. Les développements importants dans le domaine des télécommunications à 1,55 μm nous ont amenés à choisir la bande H (1,43 - 1,77 μm) pour les premiers tests d'application de cette technologie à l'interférométrie astronomique. Les travaux menés depuis de nombreuses années par des laboratoires comme le LEMO et le LETI ont permis d'arriver rapidement au développement de composants dédiés spécifiquements à nos applications.

Les matériaux utilisés dans les technologies actuelles étant transparents jusqu'à 2,5 μm,

des composants fonctionnant dans la bande K (2,0 - 2,2 μm) ont également été réalisés. Une description des premiers tests menés dans ce cadre au LAOG est donnée dans LAURENT *et al.* (2001). Les résultats dans cette bande ont été obtenus aussi bien avec des composants dont les paramètres de réalisation ont été ajustés pour la bande K qu'avec des composants dédiés à la bande H. La transmission de ces composants y est étudiée et les premières franges obtenues sur le ciel avec l'interféromètre IOTA (Arizona, USA) y sont également présentées. Lors de cette mission de tests, des composants destinés initialement à la bande H ont été testé également en bande K. Les performances obtenues sont très similaires dans les deux bandes (LAURENT *et al.*, 2001). Ces résultats permettent donc d'envisager l'utilisation d'un composant pour un fonctionnement instrumental dans deux bandes de transmission atmosphérique.

Les longueurs d'onde d'utilisation présentées précédemment correspondent à celles utilisées le plus communément dans les instruments actuels au sol. Cependant, des instruments tels que MIDI sur le VLTI ou les projets spatiaux comme DARWIN (ESA) ou TPF (NASA) vont utiliser des longueurs d'onde plus élevées, allant ainsi jusqu'à 20 μm. Les technologies d'optique intégrée planaire sont encore inexistantes à l'heure actuelle pour ces longueurs d'onde. En effet les matériaux et les technologies de fabrications actuels n'ont pas été testés dans ces gammes. Considérant les atouts de l'optique planaire pour les applications de recombinaison surtout dans le domaine spatial (gain de place et de poids, facilité d'intégration, stabilité intrinsèque), des études ont donc débuté afin d'identifier les meilleures solutions technologiques pour la réalisation de guides d'onde planaires dans l'infra-rouge thermique. Certaines pistes envisagées ainsi que les premiers résultats sont présentés dans LAURENT *et al.* (2000).

4.5 Recombinaison

L'optique intégrée planaire apporte de nombreuses solutions pour la recombinaison interférométrique, co-axiale et multi-axiale (tableau 4.2). Toutes ces solutions ont déjà été testées en laboratoire pour différents concepts instrumentaux (voir chapitre 5).

Le choix de l'une ou l'autre des solutions sera principalement fait sur des critères de sensibilité et de bruit de mesure, c'est-à-dire par la précision voulue sur les mesures de visibilité

TAB. 4.2 – *Modes de recombinaison monomodes et solutions en optique intégrée planaire correspondantes.*

Recombinaison	Fonction OI
co-axiale	jonction Y inverse coupleur directionnel MMI
multi-axiale	transition adiabatique

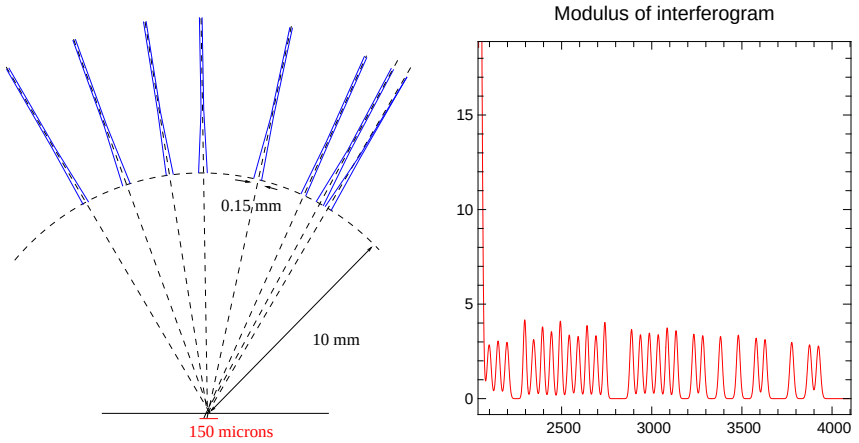

FIG. 4.3 – *Schéma d'un recombinateur multi-axial en optique intégrée réalisé par Jean-Philippe Berger (gauche) et module de la transformée de Fourier (droite) de la figure d'interférence obtenue (*BERGER *et al., 2000a). On y voit bien la distribution non redondante des angles entre les voies d'arrivée des 8 faisceaux, et les 28 fréquences distinctes correspondant à chacune des lignes de base sont accessibles.*

et de phase. On pourra donc être tenté de faire un choix différent d'un type d'objet astrophysique à un autre. Là encore l'optique intégrée apporte une solution très intéressante par sa petite taille et sa grande versatilité. Les premiers tests sur le ciel menés à IOTA (voir paragraphe 6.2) ont prouvé cette souplesse d'utilisation, la permutation entre deux composants différents s'étant faite en moins de deux heures.

Dans chacun des modes l'information interférométrique pourra être obtenue de différentes façons. On pourra aller d'une recombinaison entièrement par paires à la recombinaison de tous les faisceaux ensemble sur une même sortie. Les configurations intermédiaires sont bien sûr également possibles, divisant ainsi le réseau principal en sous-réseaux. Pour N télescopes on ira donc de N(N-1)/2 mesures interférométriques pour la recombinaison par paires à 1 mesure pour la recombinaison "tout-en-un".

L'obtention de l'information interférométrique séparément pour chacune des lignes de base génère les mêmes besoins de codage dans les deux modes de recombinaison.
Dans le mode co-axial, les franges sont codées temporellement et il est donc nécessaire d'avoir une modulation du chemin optique de chaque voie par rapport aux autres. Les fréquences de modulations des chemins optiques devront donc être non redondantes si on ne veut pas mélanger les différentes informations. Dans le cas du mode multi-axial, où l'on obtient les franges codées spatialement sur le détecteur, la pupille de sortie de l'interféromètre est obtenue par un ré-arrangement des positions relatives des faisceaux puisque Les faisceaux sont tous ramenés dans le même plan, celui défini par le substrat. Puisque l'on n'a plus qu'une dimension pour le codage spatial des franges, on ne va pas pouvoir utiliser l'orientation de celles-ci comme moyen de discrimination mais uniquement les valeurs des interfranges. Avec les transitions

adiabatiques utilisées dans ce cas c'est l'angle entre les voies qui va imposer l'interfrange et donc la fréquence de codage pour chacune des lignes de base. Il faut donc ici aussi choisir des angles arrangés de façon non redondante pour avoir accès à l'information globale. Des exemples de composants permettant la recombinaison de 4 ou 8 télescopes sont donnés dans Berger *et al.* (2000a), et illustrent bien ce propos (figure 4.3).

4.6 Achromaticité et stabilité des fonctions

Afin d'éviter des biais sur les mesures on va chercher à rendre les fonctions de recombinaison en optique intégrée aussi achromatiques et leur comportement aussi stable que possible. Une transmission chromatique du composant n'est pas un problème du point de vue de la qualité des mesures interférométriques puisque l'utilisation d'un calibrateur de même type spectral lors des mesure sur le ciel permet de s'affranchir de cet effet. La précision de la correction dépendra de la similitude des spectres de l'objet scientifique et de son calibrateur. L'exacte égalité des spectres entre l'objet et le calibrateur est bien sûr impossible à obtenir, mais on cherchera toujours dans la mesure du possible à avoir des spectres proches. En ce qui concerne la recombinaison en bande large, les interférogrammes sont corrigés du signal photométrique pondéré par le rapport entre les voies. Ce rapport est déterminé en bande large par une mesure avec une seule voie injectée, et donc même s'il varie en fonction de la longueur d'onde on n'a accès qu'à sa valeur moyenne. Donc même si les variations chromatiques sont calibrables, on va tout de même chercher à avoir des composants dont le comportement peu avec la longueur d'onde.

Parallèlement au biais possible sur les mesures, un comportement chromatique différentiel entre deux voies peut dégrader les performances à la recombinaison. Si le couplage est chromatique (6% de variation sur la bande H par exemple dans le cas du coupleur décrit dans le paragraphe 5.3.1) on pourra obtenir une égalité photométrique entre les deux voies pour une seule longueur d'onde, alors que pour les autres le rapport des flux ne sera pas égal à 1. Ce déséquilibre photométrique se traduit par une baisse de contraste et le contraste instrumental global sera la moyenne des contrastes instrumentaux associés à chacune des longueurs d'ondes de la bande considérée. Il reste important de diminuer ce comportement chromatique, sauf si on disperse le flux en sortie mais au prix alors d'une perte de sensibilité. A titre d'exemple on peut présenter les besoins de similitude des transmission en fonction de la longueur d'onde dans le cas d'un interféromètre en frange noire de type DARWIN destiné à la détection d'exoplanètes. Le contraste que l'on veut atteindre dans ce cas est de 99,9998%. On est bien sûr dans un cas extrême ici mais il illustre bien les exigences qui peuvent apparaître en interférométrie. Dans ce cas précis on doit réellement atteindre l'achromaticité car on veut réaliser une mesure directe avec cette valeur de contraste, et non plus utiliser un calibrateur pour corriger a posteriori les mesures du contraste instrumental. Si on considère une recombinaison parfaite sans pertes et que l'on ne s'intéresse qu'à l'effet d'une différence

sur le rapport de flux de chaque voie utilisée pour la recombinaison, on trouve que celui-ci doit être compris entre 49,9% et 50,1%, donc ne pas varier de plus de 0,2% entre les deux voies pour chaque longueur d'onde de la bande considérée. En effet, le contraste instrumental dû à la photométrie est donné par $V = 2\sqrt{I_1 I_2}/(I_1 + I_2)$, et on peut modéliser le déséquilibre photométrique entre les deux voies par $I_2 = \alpha I_1$. On veut donc avoir :

$$V = \frac{2\sqrt{\alpha}}{1+\alpha} = 0{,}999998. \tag{4.1}$$

Si on note C le taux de couplage d'un coupleur directionnel pour une voie d'entrée vers l'une des voies de sortie, alors pour l'autre voie, on aura transféré $(1 - C)$ de son énergie vers la même voie de sortie. Il faudra donc que :

$$\frac{C}{1-C} = \alpha \tag{4.2}$$

soit solution de l'équation 4.1, d'où les deux pourcentages donnés plus haut.

Des fonctions comme la jonction Y ou le tri-coupleur, grâce à leur symétrie, donnent des spectres de transmission identiques pour chacune de leurs voies d'entrée vers au moins une sortie. Dans le cas du coupleur l'achromaticité présentée dans l'exemple ci-dessus est très difficile à atteindre, mais il est par contre plus facile d'obtenir une réponse qui même si elle reste légèrement chromatique convient très bien aux besoins interférométriques classiques.

4.7 Égalité des chemins optiques

Une différence de longueur de guide monomode entre deux voies avant la recombinaison interférométrique pourra affecter les mesures de contraste et de phase, du fait de la dispersion chromatique dans les guides lorsque l'on utilise des sources large bande, et de la biréfringence des guides. Cette différence de longueur peut exister soit dans le composant d'optique planaire, soit dans les fibres utilisées pour l'injection.

Pour évaluer leur influence respective, nous allons étudier leur action sur la phase et le contraste d'un interférogramme. Pour cela on va partir de l'expression générale d'un interférogramme en lumière polychromatique :

$$I(\sigma) = \int_{\sigma_{min}}^{\sigma_{max}} I(\sigma)\, d\sigma = \int_{\sigma_{min}}^{\sigma_{max}} I_0(\sigma)\left[1 + V_{inst}(\sigma) cos(\Phi(\sigma))\right]\, d\sigma, \tag{4.3}$$

où σ est le nombre d'onde. C'est la somme de sinusoïdes (interférogramme monochromatique) dont l'information de phase est contenue dans $\Phi(\sigma)$. On ne va considérer ici que les effets instrumentaux dus à la dispersion et à la biréfringence. On prendra pour hypothèse qu'avant l'injection dans les guides il n'y a pas d'effets différentiels sur la phase entre les deux voies : on observe une source ponctuelle non résolue, et les éléments optiques ainsi que la propagation dans l'air sont strictement identiques dans les deux voies. On partira donc d'un cas idéal où le contraste est maximal et donc où $V_{inst}(\sigma) = 1$ quelle que soit la longueur d'onde. On se placera dans la suite dans le cas d'une recombinaison co-axiale, avec une modulation de chemin optique (ddm) dans l'air mais n'introduisant pas d'effets de dispersion.

4.7.1 Dispersion

On ne considère dans cette partie que les effets chromatiques sans prendre en compte l'état de polarisation de la lumière. La différence de phase entre les deux voies sera donnée par :

$$\begin{aligned}\phi(\sigma) &= \phi_2 - \phi_1, \\ &= 2\pi\delta(\sigma - \sigma_0) + \Delta\Phi_w(\sigma),\end{aligned} \tag{4.4}$$

σ_0 étant la fréquence centrale de la bande d'observation. Le premier terme correspond à la modulation de chemin optique dans l'air, et le second à la phase apportée par la propagation dans les guides. Un développement autour de la fréquence centrale σ_0 donne pour ce dernier l'expression suivante (Lagorceix, 1995) :

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_w(\sigma) = &[\beta_2(\sigma_0)L_2 - \beta_1(\sigma_0)L_1] \\ &+ \left[\frac{d\beta_2}{d\sigma}L_2 - \frac{d\beta_1}{d\sigma}L_1\right](\sigma - \sigma_0) \\ &+ \left[\frac{d^2\beta_2}{d\sigma^2}L_2 - \frac{d^2\beta_1}{d\sigma^2}L_1\right]\frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{2},\end{aligned} \tag{4.5}$$

où β_i et L_i sont les constantes de propagation et longueurs de guide pour chacune des voies. Les deux premiers termes, une constante et une variation linéaire de la différence de phase en fonction de la fréquence ne nous intéressent pas ici car ils peuvent être compensés par la ligne à retard dans l'air. Le troisième terme représente la courbure de la phase et va nous permettre d'analyser la dispersion chromatique. Cette variation parabolique peut être écrite de la façon suivante :

$$\Delta\Phi_{wp}(\sigma) = \left[\frac{d^2\beta_2}{d\sigma^2}\Delta L + \left(\frac{d^2\beta_2}{d\sigma^2} - \frac{d^2\beta_1}{d\sigma^2}\right)L_1\right]\frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{2}, \tag{4.6}$$

où $\Delta L = L_2 - L_1$ correspond à la différence de longueur de guide que l'on veut déterminer. La dispersion d'un matériau est quantifiée par le paramètre D (en ps/nm/km), dépendant de la fréquence :

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = -\frac{\sigma^2}{2\pi c}\frac{d^2\beta(\sigma)}{d\sigma^2}, \tag{4.7}$$

où τ est le temps de groupe, $\tau = d\beta/d\omega$, et $\omega = 2\pi c\sigma$. En utilisant l'équation 4.7 dans l'équation 4.6, on peut donc relier la courbure de la phase au paramètre de dispersion du matériau et à la différence de longueur. On va ici considérer que D est le même dans les deux voies. Cette hypothèse est valable du fait que l'on utilise des fibres venant d'un même procédé d'étirage et que la proximité des guides dans le composant les rend homogènes (même substrat et même processus de réalisation). Le seul terme non nul dans l'équation 4.6 est alors celui dû à la différence de longueur géométrique:

$$\Delta\Phi_{wp}(\sigma) = -\pi c D \Delta L \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma}\right)^2. \tag{4.8}$$

On voit donc que la dispersion va apporter un terme de phase avec une dépendance chromatique, qui va s'ajouter à la phase provenant de la modulation de la ddm. Physiquement cela se traduit par une position différente de la ddm nulle pour chacune des longueurs d'onde de la bande utilisée. Il en résulte un interférogramme avec une enveloppe élargie et qui n'est plus symétrique par rapport à la frange centrale, et donc une baisse du contraste. L'expression de cet interférogramme est :

$$I(\sigma) = \int_{\sigma_{min}}^{\sigma_{max}} I_0(\sigma) \left[1 + \cos\left(2\pi\delta(\sigma - \sigma_0) + \Delta\Phi_{wp}(\sigma)\right)\right]. \tag{4.9}$$

La transformée de Fourier de l'interférogramme permet d'obtenir la valeur de la phase en fonction de la fréquence. On soustrait ensuite la pente linéaire qui correspond à la modulation de la ddm, et il ne reste alors que la partie parabolique de la phase. Un ajustement par une fonction de la forme de celle donnée par l'équation 4.8 sur les points de mesure donne la valeur de $D\Delta L$. En prenant pour D la valeur typique rencontrée dans le cas des guides utilisés, on peut donc déduire ΔL. Un exemple de mesure de différence de longueur de guide entre les deux voies avant recombinaison est donnée dans le paragraphe 5.2.1. Lorsque cette longueur est importante, c'est bien ce terme parabolique de la dispersion qui est prédominant et on est bien capable de remonter à la valeur de ΔL ; dans l'exemple présenté, on trouve $\Delta L \simeq 2{,}05$ cm pour une longueur estimée géométriquement à 2 cm. Par contre dans le cas où la ddm devient faible, cette méthode ne peut plus être appliquée car il faudrait alors tenir compte des termes d'ordres supérieurs que l'on avait négligés dans le développement de l'équation 4.5 et difficilement modélisables. Mais l'influence de la dispersion est alors faible et calibrable (Coudé Du Foresto *et al.*, 1995).

4.7.2 Biréfringence

Pour simplifier on va ici se placer dans un cas monochromatique et n'étudier que l'effet de la polarisation. On peut toujours décomposer le champ électrique incident suivant deux axes perpendiculaires entre eux. Si le milieu dans lequel se propage l'onde était parfaitement isotrope (guide parfaitement circulaire et d'indice totalement homogène sur toute sa longueur), l'état de polarisation serait conservé pendant toute la propagation. En réalité, des défauts locaux de géométrie et d'indice existent dans le guide rendant les guides biréfringents. Ils peuvent alors être caractérisés par deux modes propres de polarisation ayant des constantes de propagation légèrement différentes : β_s et β_p (Rashleigh, 1983; Payne *et al.*, 1982). L'orientation des axes propres des guides va dépendre aussi bien des imperfections dans le substrat et le guide que des conditions extérieures (température, pression, changement de courbure dans le cas des fibres). Ces axes vont donc être dépendants du temps. Dans le cas de fibres monomodes standards il est alors montré dans Delage & Reynaud (2000) que 16 interférogrammes coexistent dans le cas de la recombinaison de deux faisceaux, avec des déphasages différents de l'un à l'autre. Dans nos applications, les orientations des axes neutres

sont forcées (géométrie de la gaine dans le cas des fibres à maintien de polarisation, et orientation intrinsèque par rapport au substrat dans le cas des composants en optique intégrée). Un exemple de présence de ces interférogrammes multiples est donné dans le paragraphe 5.2.1 avec environ 10 cm de différence de longueur entre des fibres à maintien de polarisation dont les axes n'avaient pas été alignés entre les deux voies. En orientant alors ces axes de la même façon dans les deux bras de l'interféromètre, on n'a alors plus qu'un interférogramme pour chacune des deux polarisations. Une ddm entre les deux voies va créer un déphasage entre ces deux polarisations et donc avoir une influence sur le contraste que nous allons étudier ici.

La biréfringence du guide est définie par le paramètre :

$$B = \frac{\Delta\beta}{\overline{\beta}} = 2\frac{|\beta_s - \beta_p|}{\beta_s + \beta_p}. \tag{4.10}$$

B correspond à la différence entre les deux constantes de propagation normalisée par leur moyenne. On va donc définir quatre constantes de propagation, une pour chaque axe neutre (s et p) dans chacune des deux voies :

$$\phi_{1s} = \beta_{1s}L_1 \qquad \phi_{1p} = \beta_{1p}L_1 \tag{4.11}$$

$$\phi_{2s} = 2\pi\delta(\sigma - \sigma_0) + \beta_{2s}L_2 \qquad \phi_{2p} = 2\pi\delta(\sigma - \sigma_0) + \beta_{2p}L_2. \tag{4.12}$$

On considère ici que la modulation de ddm est dans la voie notée 2. De la même façon que dans le cas de la dispersion, on va faire l'hypothèse que les constantes de propagation sont les mêmes dans les deux voies pour un axe donné, i.e. $\beta_{1s} = \beta_{2s} = \beta_s$ et $\beta_{1p} = \beta_{2p} = \beta_p$. Les différences de phase entre les bras pour chacune des polarisations sont alors :

$$\phi_s = 2\pi\delta(\sigma - \sigma_0) + \beta_s\Delta L, \tag{4.13}$$

$$\phi_p = 2\pi\delta(\sigma - \sigma_0) + \beta_p\Delta L. \tag{4.14}$$

Le résultat d'une différence de longueur entre les deux voies est donc l'existence d'un déphasage non nul entre les interférogrammes correspondant aux deux directions de polarisation défini par :

$$\Delta\Phi_{sp} = (\beta_s - \beta_p)\Delta L = \Delta\beta\Delta L = B\overline{\beta}\Delta L. \tag{4.15}$$

La position de la ddm nulle pour chacune des polarisations ne sera donc pas la même et on aura donc une perte de contraste. En effet, si on revient maintenant à l'expression d'un interférogramme monochromatique on aura :

$$I_s = \frac{I_0}{2}\left[1 + \cos\left(2\pi\delta(\sigma - \sigma_0)\right)\right], \tag{4.16}$$

$$I_p = \frac{I_0}{2}\left[1 + \cos\left(2\pi\delta(\sigma - \sigma_0) - \Delta\Phi_{sp}\right)\right]. \tag{4.17}$$

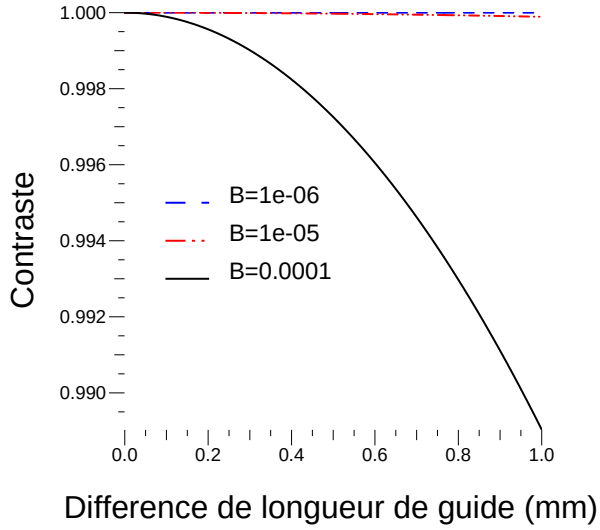

FIG. 4.4 – *Contraste en fonction de la différence de longueur de guide entre les deux voies de l'interféromètre pour différentes valeurs de la biréfringence.*

Alors si l'on garde les deux polarisations (sans pouvoir les séparer), l'interférogramme enregistré correspondra à la somme des deux précédents :

$$\begin{aligned} I_{sp} &= I_s + I_p, \\ &= I_0 \left[1 + \cos\left(\frac{\Delta\Phi_{sp}}{2}\right) \cos\left(2\pi\delta(\sigma - \sigma_0) - \frac{\Delta\Phi_{sp}}{2}\right) \right]. \end{aligned} \tag{4.18}$$

On voit donc bien que le contraste instrumental est directement affecté par cette différence de phase (ROUSSELET-PERRAUT, 1996) :

$$V_{sp} = \cos\left(\frac{\Delta\Phi_{sp}}{2}\right) = \cos\left(\frac{B\overline{\beta}\Delta L}{2}\right). \tag{4.19}$$

La figure 4.4 présente la baisse de contraste instrumental due à la biréfringence en fonction de la différence de longueur de guide. La longueur d'onde considérée ici est égale à 1,6 μm, milieu de la bande H. La variation de contraste est représentée pour différentes valeurs de biréfringence : $B = 10^{-6}$ correspondant à la valeur typique pour des guides réalisés par échange d'ions, et $B = 10^{-4}$ à celle des fibres à maintien de polarisation. Dans le cas des guides planaires une égalité à une dizaine de microns entre les différentes voies peut être obtenue par dessin et découpe du substrat. En ce qui concerne les fibres qui servent à l'injection dans les composants un banc réalisé spécifiquement au LAOG permet d'obtenir une égalité des longueurs géométriques de nos fibres à mieux que le millimètre. La perte de contraste dans ce cas est de l'ordre du pourcent. Si on se place dans le cas d'un instrument recombinateur classique pour l'interférométrie astronomique, ces valeurs restent tout à fait acceptables. Dans le cas d'un instrument fonctionnant en «frange noire» où les taux d'extinction recherchés (10^{-7})

requièrent un contraste instrumental de 99,9998 %, cela demande une égalité géométrique de l'ordre de 700 μm dans le cas des guides planaires et de 7 μm pour les fibres.

4.8 Contrôle de la polarisation

Nous avons vu dans le paragraphe précédent qu'il fallait contrôler précisément les chemins optiques dans les guides vis-à-vis de la polarisation afin d'éviter une perte de contraste instrumental. De la même façon, c'est cette fois la polarisation instrumentale que l'on va devoir conserver afin de ne pas dégrader les mesures. Ce sont surtout les effets différentiels entre les voies affectant l'état de polarisation de la lumière incidente qu'il va falloir éviter. Pour cela il faudra conserver une symétrie aussi parfaite que possible entre les éléments optiques dans les deux voies, et cela jusqu'à la recombinaison. Cette symétrie s'applique aussi bien aux éléments d'optique guidée qu'à ceux d'optique classique. Une étude des effets d'un déphasage entre les systèmes de franges s et p et d'une rotation différentielle des polarisations entre deux bras d'un interféromètre est donnée dans Rousselet-Perraut (1996). Pour les composants d'optique classique, qui font partie dans notre cas des interfaces entre les télescopes et les composants, cela nécessite des alignements rigoureux, des angles d'incidence aussi faibles que possible, et des traitements optiques identiques. En ce qui concerne les composants d'optique guidée, cela impose soit des moyens annexes de compensation des effets différentiels sur la polarisation : compensateurs de Babinet (Reynaud, 1993) ou boucles de Lefèvre fibrées (Lefevre, 1980), soit de préserver la polarisation lors de la propagation. Ce dernier cas impose l'utilisation de composants à maintien de polarisation. Les fibres utilisées dans nos applications satisfont à ce critère. En ce qui concerne les composants d'optique intégrée, cette propriété leur est intrinsèque du fait de leur géométrie. Une étude menée en injectant de la lumière polarisée linéairement à l'aide d'une parabole hors-axe dans une fibre et en analysant l'état de polarisation en sortie de composant a donné un taux de réjection de $\leq 5.10^{-3}$. Le contrôle de la polarisation n'est pas important seulement pour éviter une diminution du contraste instrumental, mais également dans le cas de mesures de clôture de phase. Delage & Reynaud (2000) ont montré expérimentalement la nécessité de l'utilisation de fibres à maintien de polarisation dans le cas d'un instrument recombinateur à fibres. On évite ainsi les effets extérieurs (température, pression) affectant les caractéristiques des guides. L'optique intégrée par ses propriétés intrinsèques de maintien de polarisation répond très bien à cette spécification d'autant que la position des guides sur un même substrat rigide rend les composants peu sensibles aux perturbations extérieures.

4.9 Stabilité

L'optique intégrée apporte une solution très attractive aux problèmes de stabilité des interféromètres. La petite taille des composants, quelques centimètres de long pour quelques

millimètres de large, les rend peu sensibles aux conditions extérieures. Une étude menée sur l'influence de la température sur un composant réalisé par échange d'ions n'a montré qu'une variation de la phase de $\lambda/90000$ par mm de guide et par degré de variation de la température (Berger *et al.*, 2000a). De plus le fait que les différentes voies soient proches les unes des autres sur la plaque et réalisées pendant le même processus de fabrication assure une bonne homogénéité et de faibles effets différentiels entre elles.

4.10 Conclusion

Les éléments présentés précédemment montre que l'optique intégrée est une solution très intéressantes pour les applications interférométriques en astronomie. Mais cette technologie ne permet tout de même pas de répondre à toutes les attentes de ce type d'instruments. La transmission des composants actuels est limitée aux longueurs d'onde proche IR ($\leq$ 2,5 μm), mais des études sont en cours pour déterminer de nouvelles solutions qui permettront de repousser cette limite jusqu'à 20 μm au moins. La plage de monomodicité qui s'étend sur quelques centaines de nanomètres ne permet pas d'envisager d'instruments très large bande, mais elle permet tout de même un travail sur au moins deux bandes de transmission de l'atmosphère adjacentes. Le caractère monomode limite le champ de vue accessible à la tâche de diffraction des télescopes. Ces différents points font que l'OI ne répondra pas à tous les besoins observationnels. Cependant, certaines qualités et propriétés de la technologie permettent d'envisager des avancées rapides sur certains besoins instrumentaux. La transmission et le comportement monomode dans les longueurs d'onde proche IR est tout à fait satisfaisante et on bénéficie en plus à ces longueurs d'onde de tous les développements menés dans le domaine des télécommunications. La petite taille et l'implantation sur un substrat unique permettent une stabilité vis-à-vis des perturbations extérieures, une réduction des contraintes d'alignement, et une diminution du poids et de l'encombrement du système de recombinaison. Cela amène donc tout naturellement à deux applications : d'une part la recombinaison d'un grand nombre de télescopes, et d'autre part des applications spatiales. Même si les différentes applications et leurs besoins restent similaires, un cahier des charges spécifiques devra être mis au point pour chacune d'elles, surtout en termes de polarisation différentielle et de dispersion chromatique qui sont les deux points dégradant le plus le contraste instrumental. Le point de départ est bien sûr le type d'observation et donc d'instrumentation associée, et cela définit donc ensuite le degré de contrôle et les spécifications de chacuns des paramètres des composants (monomodicité, achromaticité, polarisation, différence de chemin optique, ...). Afin de pouvoir définir précisément le cahier des charges en fonction des demandes instrumentales, il est nécessaire de bien connaître le comportement optique des composants, et c'est dans ce but qu'on été menés les test décrits dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Composants OI pour l'astronomie : validation en laboratoire

Contents

5.1 Bancs de mesure 96
5.2 Étude optique de recombinateurs 2T réalisés par échange d'ions 106
5.3 Tests de différents concepts instrumentaux 3T 134
5.4 Premiers résultats MMI (Multi Mode Interferometer) 151
5.5 Article des Comptes Rendus de l'Académie des Sciences : "Planar integrated optics and astronomical interferometry." 153

Ce chapitre est consacré aux tests interférométriques que j'ai menés en laboratoire sur différents composants, les différences ayant trait à la technologie de réalisation et au mode de recombinaison. Le but ici était de parvenir à une compréhension complète du comportement de ces composants dans le cadre des applications particulières liées à l'astronomie. Les tests photométriques et spectrométriques ont en général été réalisés dans le cadre de stages pour lesquels j'ai participé à l'encadrement. Les fonctions décrites dans le paragraphe 3.3.1 ont ici été utilisées et testées en tant que partie intégrante de composants de recombinaison complets. Je commencerai par la présentation des différents bancs de mesures interférométriques disponibles au LAOG. Je décrirai ensuite les tests optiques et interférométriques menés sur une recombinateur 2T, ayant permis d'isoler et de comprendre tous les paramètres influençant ses performances. Je terminerai par une description des différents modes de recombinaison testés à travers des recombinateurs 3T, et par les derniers développements de fonctions en optique intégrée menés au LEMO.

5.1 Bancs de mesure

Nous décrirons ici les différents bancs de mesure utilisés en laboratoire pour réaliser les tests interférométriques des composants en optique intégrée, quel que soit le mode de recombinaison ou la géométrie de ceux-ci. Les deux premiers fonctionnent par séparation de l'amplitude du faisceau incident. Ils simulent une observation sur un objet non résolu et toute diminution du contraste par rapport à la valeur théorique de 100 % sera alors liée à des effets instrumentaux. On peut ainsi déterminer le contraste instrumental des composants. Le troisième banc simule un réseau interférométrique avec des bases variables, permettant les mesures de visibilité et de phase sur des objets simulés résolus. La sélection des voies se fait cette fois par séparation de front d'onde. Le premier banc a été développé au cours de la thèse de Jean-Philippe Berger (Berger, 1998), et a été complété pour corriger certains problèmes instrumentaux et pour le passage à trois voies. Les deux autres bancs ont été réalisés au cours de ma thèse pour accroître nos moyens de mesures et répondre à des besoins d'analyse spécifiques sur les composants.

5.1.1 Injection fibrée (IF)

Ce banc de mesure est basé sur un interféromètre de type Mach-Zehnder (cf figure 5.1). La séparation en amplitude réalisée dans ce cas permet de fournir le même front d'onde sur toutes les voies. On simule ainsi le cas d'une base nulle pour un interféromètre stellaire. Le contraste théorique est donc de 100%, et toute diminution de la visibilité des franges est alors

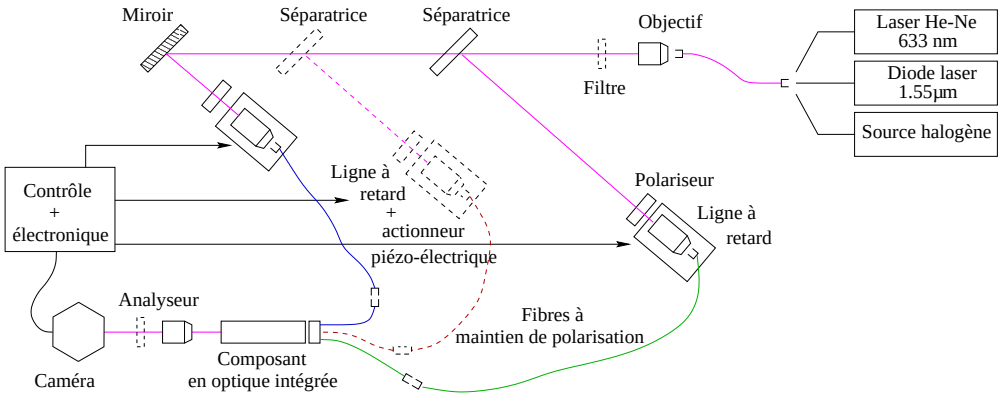

Fig. 5.1 – *Banc de test interférométrique des composants, basé sur un montage de type Mach-Zehnder. Le faisceau collimaté incident simule une étoile à l'infini. L'utilisation d'une ou deux séparatrices et d'un miroir permet de simuler deux (configuration 2T) ou trois faisceaux (configuration 3T) de télescopes suivant le type de composant à tester. Pour la configuration 2T, on retire simplement l'une des séparatrices afin de conserver le maximum de flux pour les mesures et surtout pour éviter les déséquilibres photométriques.*

due à des effets instrumentaux, provenant du banc lui-même ou du composant. Le but étant ici le test des performances de l'optique intégrée on a essayé de réduire au maximum les effets instrumentaux provenant de toute autre partie du banc. Mais comme on le verra par la suite, lors de mesures de contrastes élevés, il est difficile de déterminer exactement l'origine des pertes résiduelles.
Le banc comprend les éléments suivants (voir la figure 5.1):

Les sources sont un laser He-Ne visible ($\lambda = 633nm$), une diode laser infrarouge ($\lambda = 1{,}55\mu m$) et une lampe tungstène-halogène combinée à un filtre H (1,43 μm $\leq \lambda \leq$ 1,77 μm). Toutes les sources sont fibrées afin de pouvoir facilement commuter de l'une à l'autre. Le laser visible permet tous les alignements du banc. Son faisceau matérialise l'axe du banc et permet ainsi le positionnement de toutes les optiques. Le pré-réglage de l'injection dans les fibres de sortie du banc ainsi que celui de l'optique d'imagerie sur la caméra sont également faisables grâce à cette source. Le caractère multimode des guides à cette longueur d'onde ne gêne en rien ces opérations. On utilise ensuite la diode laser IR afin de parfaire les réglages (optimisation de l'injection dans les fibres, puis dans le composant, focalisation des images des sorties du composant sur le détecteur). Cette source permet également de réaliser des enregistrements à une seule longueur d'onde et ainsi de s'affranchir de tous les problèmes de chromatisme. On peut ainsi déterminer la part de la perte de contraste instrumental due à ce phénomène. La source blanche simule les conditions réelles d'observations sur le ciel en donnant accès à toute la bande astronomique H. Sa faible longueur de cohérence ($\lambda^2/\Delta\lambda \simeq 8\mu m$) permet également de déterminer avec précision la position de la différence de marche nulle dans le banc.

Les systèmes de collimation sont tous identiques et composés d'une fibre au foyer d'un élément optique. Ils permettent soit de créer un faisceau à l'infini dans le cas du système d'injection dans le banc, soit de réinjecter ce faisceau collimaté dans des fibres alimentant alors le composant. Le grandissement du banc est égal à 1 permettant ainsi d'avoir un couplage maximum du flux de chaque bras de l'interféromètre dans les fibres en conjuguant les coeurs des fibres d'entrée et de sortie du banc, leurs dimensions étant identiques. Deux types de système collimateur ont été utilisés au cours des tests : des objectifs de microscope standard et des paraboles hors-axes. Les premiers, par leur symétrie circulaire ont permis d'être sûr que le banc n'introduisait pas d'effet différentiel entre les deux directions de polarisation à ce niveau, mais leur distance focale était chromatique. Les paraboles ont été utilisées pour pallier cet effet chromatique, la position du foyer étant indépendante de la longueur d'onde dans ce cas. La figure 5.2 donne le protocole de mesure qui a été appliqué afin de mesurer la transmission globale du banc (sans composant) en utilisant soit les objectifs de microscope, soit les paraboles hors-axe. On a testé la configuration 2T uniquement ; l'une des voies est fournie par une séparatrice, et l'autre par le miroir. On injecte ainsi du flux dans les fibres à maintien de polarisation servant normalement à l'injection dans le composant. Le flux sortant de

TAB. 5.1 – *Transmission du banc d'injection fibrée. Les valeurs de transmission données ont été simplement estimées et non mesurées, le but étant ici de vérifier l'ordre de grandeur de la transmission globale.*

Élément	Transmission estimée
optique d'injection	90%
séparatrice	50%
couplage dans les fibres	80%
1 m de fibres	90%
Total par voie	30%

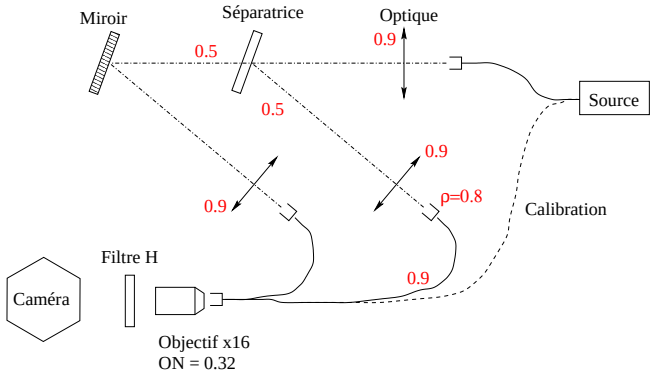

FIG. 5.2 – *Transmission du banc interférométrique fibré. Optique représente soit les objectifs de microscope, soit les paraboles hors-axe. On n'a testé ici que deux des voies, une dont le flux est fourni par une séparatrice et celle passant par le miroir. Les nombres sur le schéma représente la transmission aux différents niveaux.*

ces fibres est alors focalisé sur la caméra par un objectif de microscope et un filtre H permet de ne sélectionner que la bande de mesure voulue. Les sources utilisées sont soit la diode laser pour ne pas avoir de problème de chromatisme, soit la source blanche pour obtenir la transmission globale dans la bande. L'enregistrement du flux de chacune des voies ainsi que la calibration sont faits avec le même système d'imagerie. On n'a donc à tenir compte ni de la transmission de l'objectif, ni de celle du filtre, ni du rendement de la caméra. La calibration des mesures est faite en enregistrant le flux directement à la sortie de la fibre reliée à chacune des sources. L'optimisation de l'injection est toujours faite en utilisant la diode laser.

Le bilan estimé dans le tableau 5.1 est proche de 30% du flux initial par voie. Dans le cas des objectifs la transmission avec la diode laser est de 30% pour la voie par le miroir et de 20% pour celle par la séparatrice. Avec la source blanche on mesure respectivement 5% et 4% de transmission dans les mêmes conditions. On mesure donc bien les pertes importantes engendrées par le chromatisme des objectifs. En remplaçant les objectifs

par les paraboles hors-axes, on trouve dans ce cas 20% de transmission quelle que soit la source et la voie mesurée. La différence par rapport aux 30% attendus vient de problèmes de vignettage des faisceaux, leur diamètre étant plus important ici qu'avec les objectifs de microscope (on est passé de 5 à 20 mm). La réduction de l'angle d'incidence sur la séparatrice et le miroir a permis une amélioration de quelques pourcents mais l'encombrement des éléments tels que les lignes à retard n'a pas permis de diminuer beaucoup cet angle et donc de régler complètement le problème du vignettage.

Lors du passage aux paraboles hors-axe, on a également vérifié qu'elles n'avaient pas d'influence sur la polarisation. On a donc utilisé le même banc que pour les tests de transmission mais on a cette fois rajouté un polariseur imposant la direction horizontale de polarisation. L'analyse du flux en sortie des fibres avec un autre polariseur a donné un taux de réjection de 7.10^{-3}, ce qui est très satisfaisant compte tenu de l'incertitude de quelques degrés sur l'orientation des polariseurs et des axes des fibres.

Les fibres sont toutes des fibres monomodes au standard «telecom» dont la longueur d'onde de coupure monomode est inférieure à 1,25 μm. On utilise une fibre classique pour le système d'injection en entrée et des fibres à maintien de polarisation en sortie. Les fibres à maintien de polarisation ont un coeur circulaire de 9 μm de diamètre et une gaine elliptique, ce qui permet de créer les deux axes neutres. Les axes des fibres de sortie sont alignés les uns par rapport aux autres avec une précision de l'ordre de 5 degrés compte tenu des réglages disponibles. Pour les aligner on impose une direction de polarisation dans le banc avant l'injection dans la fibre dont on image la sortie sur la caméra après passage par un analyseur. On fait alors tourner la fibre sur son axe du côté de l'injection jusqu'à obtenir une signature de polarisation linéaire sur la caméra : extinction complète pour une position de l'analyseur. Cette opération est délicate du fait de l'absence de cet axe de rotation sur les supports de fibres, et le déplacement manuel de la tête de fibre ne permet pas d'avoir une précision meilleure que quelques degrés.

La polarisation est sélectionnée, le cas échéant, en plaçant un polariseur (polariseur *Polaroid* ou de type Glan-Thompson) soit avant les fibres d'injection (fibres à maintien de polarisation sur la figure 5.1), soit devant la caméra. Même si les mesures interférométriques décrites par la suite sont peu dépendantes de l'endroit où est placé le polariseur, la dernière solution est préférable car elle permet de sélectionner une direction de polarisation (horizontale ou verticale) ou au contraire d'enlever le polariseur sans modification des chemins optiques internes au banc Mach-Zehnder, tout changement ayant lieu après la recombinaison des faisceaux. L'introduction des polariseurs dans le banc peut effectivement amener à ré-optimiser le réglage de l'injection dans les fibres (surtout dans le cas des polariseurs Glan-Thompson qui ont 2 cm d'épaisseur) et donc à modifier les conditions expérimentales.

L'acquisition des signaux est effectuée à l'aide d'une caméra CMOS infrarouge en HgCdTe

refroidie par azote liquide de 128 x 128 pixels (caméra Lyric, FEAUTRIER *et al.* (1994)). Un filtre passe-bas dont la longueur d'onde de coupure est à 2,5 μm est placé à l'intérieur du cryostat devant le détecteur afin de limiter l'influence du fond thermique (la cible est sensible jusqu'à 5 μm). Il est évidemment placé en contact avec la platine froide afin d'être à la température de l'azote liquide pour ne pas générer lui-même de signal thermique. Les sorties du composant sont imagées sur la cible par un objectif choisi en fonction du nombre de voies. Un PC sous Linux et une électronique dédiée permettent le contrôle de tous les paramètres de la caméra : temps d'acquisition, zone utile de la cible, nombre de pixels lus. Les données analogiques fournies par la caméra sont converties en données numériques par une carte CAN (Convertisseur Analogique Numérique) avant d'être transférées au PC. Deux modes d'acquisition sont possibles : image complète de la cible ou enregistrement de la valeur de pixels choisis (ou d'une fenêtre carrée autour d'eux). Ce dernier mode permet de réduire le temps nécessaire à l'enregistrement des données. L'électronique de lecture de la cible a été développée au LAOG et optimisée par rapport à la géométrie planaire des composants (sorties sur une seule ligne). On n'en lit que les pixels utiles sur la cible, le reste des pixels de la cible n'étant alors tout simplement pas convertis. La fréquence d'échantillonnage des pixels est de 4 kHz pour la lecture des zones utiles, et le balayage du reste de la cible se fait à 40 kHz.

La modulation de la différence de marche (ddm) est obtenue par des lignes à retard implantées sur chaque voie. Toutes les lignes à retard sont équipées de moteurs pas-à-pas permettant de rechercher la position de la différence de marche nulle grâce à un déplacement maximal de 2,5 cm et de se placer finement à cette position grâce à une résolution de 8 nm par pas pour la voie de droite et de 60 nm pour les deux autres voies (cf figure 5.1). Les déplacements des moteurs ne sont pas synchronisés sur les acquisitions de la caméra et il faut donc calculer soi-même les paramètres de déplacement en fonction du temps d'acquisition complet par point (temps d'intégration + temps de lecture). Pour les deux voies de gauche, les moteurs sont couplés à des actionneurs piézo-électriques, implémentés durant ma thèse, ayant respectivement 60 et 80 μm de course pour réaliser la modulation autour de la différence de marche nulle dans le cas de recombinaison co-axiale. Les piézo-électriques sont commandés par des rampes de tension en escalier générées par l'électronique de la caméra. Les rampes sont calculées pour compenser leur phénomène d'hystérésis. Les enregistrements d'hystérésis ont été faits pour différentes longueurs de modulation à l'aide de capteurs de déplacement (capteur métrologique laser ou capteur mécanique) enregistrant la position des platines. La forme de la rampe corrigée est calculée automatiquement en fonction de la distance de modulation et du nombre de pas désirés (pour obtenir un échantillonnage donné des franges) par le PC et chargée ensuite en mémoire dans l'électronique de la caméra avant de l'envoyer sous forme analogique au contrôleur des piézo-électriques. La synchronisation de la commande des piézo-électriques sur les temps d'intégrations

du détecteur permet également d'avoir une position stable de la ligne à retard pendant l'acquisition de chaque point de mesure car on profite du temps de lecture des pixels de la cible, qui est un temps mort, pour effectuer le mouvement du piézo-électrique à son pas suivant. Les tensions appliquées aux piézo-électriques sont ainsi stables pendant le temps d'acquisition de la caméra. La linéarité et la répétition de la modulation permettent d'obtenir plusieurs enregistrements consécutifs à des fins d'étude statistique.

Tous types de composants peuvent être testés grâce à la modularité du banc. Le support de composant accepte aussi bien des composants ayant été équipés d'une connectique à fibre définitive et destinés dans ce cas à une utilisation sur le ciel que des composants nus, le flux étant alors injecté dans le composant par l'intermédiaire d'une nappe de fibres. Six axes de réglage sont disponibles et permettent des ajustements fins de position des composants. Dans le cas de composants fibrés, c'est la position de ce dernier que l'on va régler afin de positionner proprement les images des sorties sur le détecteur (on cherche à placer au mieux chacune d'elles sur un seul pixel). Pour les composants nus, il sont placés à une position fixe et c'est la nappe de fibres qui est déplacée afin de régler l'injection. La focalisation des images sur le détecteur est ajustée à l'aide des réglages de l'objectif d'imagerie. Pour tous les composants, les entrées ont été espacées d'un multiple de 250 μm qui correspond à la norme utilisée en télécommunication et donc de bénéficier de tous les produits associés à ce domaine et notamment des nappes de fibres. Ces dernières sont constituées d'une partie en silicium, appelée *V-groove*, dans lequel sont gravées des encoches en forme de V espacées très précisément de 250 μm dans lesquelles on va pouvoir positionner les fibres. Une contre-lame en verre collée sur l'ensemble permet de fixer tous les éléments entre-eux. Ces nappes sont alors soit fixées définitivement à un composant soit utilisées comme système d'injection. Dans ce dernier cas, le couplage entre la nappe et le composant peut être ajusté très précisément grâce aux six axes de réglage du support. Une binoculaire permet de visualiser «facilement» les guides du composant et les fibres de la nappe afin de les aligner.

5.1.2 Injection directe (ID)

Ce deuxième banc reprend le principe de mesure «non-résolue» du précédent mais a été réalisé dans le but d'étudier le comportement interférométrique des composants seuls, sans fibres. La comparaison des résultats obtenus avec ceux du banc d'injection fibrée permet donc de séparer les effets instrumentaux provenant du composant de ceux provenant des fibres.

Ce banc est basé sur le principe d'un interféromètre de Michelson (cf figure 5.3) pour créer deux faisceaux (son concept ne permet pas facilement d'extension à trois faisceaux contrairement au précédent). Comme dans le cas du banc d'injection fibrée, le grandissement est égal à 1 pour les mêmes raisons d'optimisation du couplage. Si les deux miroirs sont bien parallèles entre-eux (réglage du Michelson en teinte plate), on obtient une seule image du coeur de la fibre d'injection dans le plan focal de la parabole, la focalisation du flux

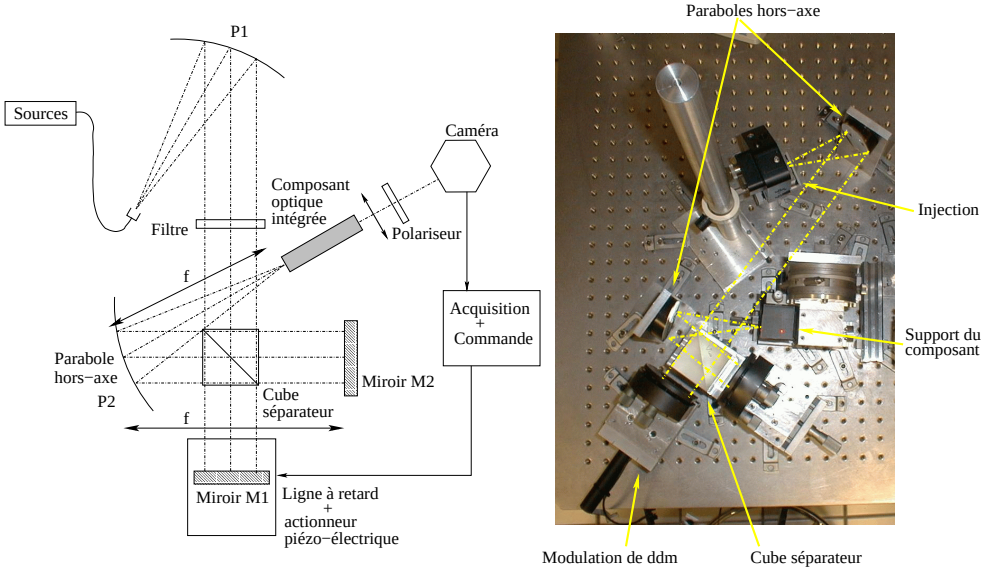

FIG. 5.3 – *Banc d'injection directe pour les tests interférométriques des composants, basé sur un montage de type Michelson ; photo du composant et de ses différents éléments, et schéma optique correspondant. Le faisceau collimaté incident est créé par une fibre au foyer d'une parabole hors-axe de 50,8 mm de diamètre et de 101,6 mm de focale. Compte tenu de l'ouverture numérique des fibres, le faisceau collimaté a un diamètre de l'ordre de 30 mm. Les mêmes sources que précédemment peuvent être utilisées ici. Lors des tests en large bande, la plage de longueur d'onde est sélectionnée par un filtre placé avant la séparation du flux réalisée par un cube séparateur 50/50 infrarouge. Deux miroirs (M1 et M2) renvoient le flux vers une deuxième parabole hors-axe identique à la précédente servant à l'injection directe dans le composant.*

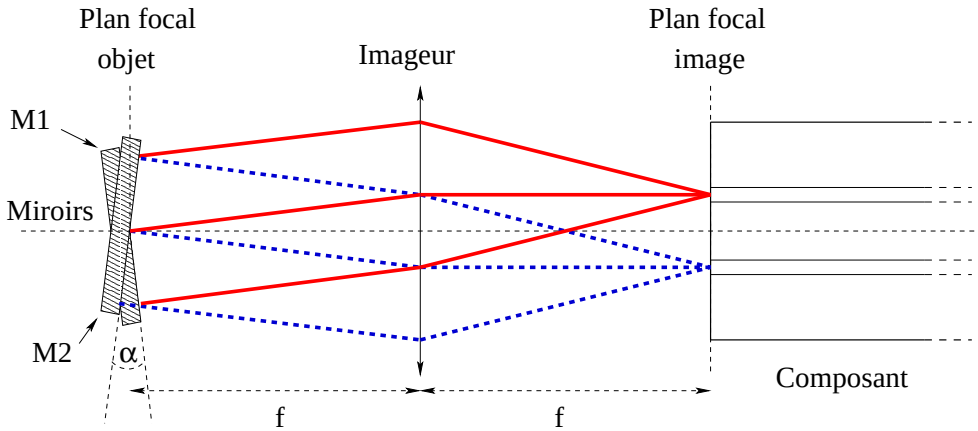

FIG. 5.4 – *Principe d'un système optique télécentrique (on n'a représenté ici que les faisceaux réfléchis par les miroirs faisant un angle α entre eux, pour des raisons de clarté). Les centres des deux miroirs se trouvant au niveau du foyer objet de la parabole, on obtient après celle-ci deux faisceaux convergents dont les axes sont parallèles à l'axe optique du montage et donc à celui du composant.*

des deux voies ayant lieu en un même point. Ce réglage du banc est très pratique lors des phases d'alignement puisque l'on peut ainsi utiliser sur une seule et même entrée tout le flux fourni par la source. Lors du réglage de la position du composant au foyer de la parabole on dispose donc de plus de flux ce qui rend cette étape d'autant plus confortable. Une fois l'injection réglée sur l'une des entrées choisies sur le composant, il ne reste plus qu'à déplacer latéralement l'image correspondant à l'une des voies de l'interféromètre pour atteindre la deuxième entrée. Pour cela il suffit de donner un angle à l'un des miroirs par rapport à l'autre (on règle ainsi l'interféromètre en franges de coin d'air). On génère bien ainsi deux taches images dans le plan focal (et donc au niveau de la face d'entrée du composant) séparées l'une de l'autre d'une distance dépendant de l'angle entre les miroirs. Ce système permet de s'adapter à la géométrie de chaque composant et de tester toutes les paires d'entrées. Les positions des miroirs M1 et M2 et de la parabole P2 ne sont pas quelconques. La distance entre chacun des miroirs et la parabole est égale à la focale de cette dernière, créant ainsi un système télécentrique (figure 5.4). Ce type de montage optique a été choisi afin d'optimiser le couplage dans le composant ainsi que le filtrage spatial. L'arrivée du faisceau avec un angle peut en effet amener à coupler plus de flux sur les modes d'ordre supérieurs qui sont alors plus difficiles à filtrer et le comportement du composant peut s'en trouver perturbé.

L'égalisation des chemins optiques entre les deux bras est obtenue grâce à un moteur pas-à-pas. Pour les mesures sur des composants à recombinaison co-axiale, la modulation de ddm est obtenue à l'aide d'un piézo-électrique. Ces éléments sont les mêmes que ceux décrits pour le banc d'injection fibrée. L'acquisition des signaux est également réalisée de façon identique. Les sorties sont imagées par un objectif de microscope, à travers un polariseur ou non, sur la caméra Lyric. Le polariseur est ici placé après le composant pour des questions de commodité. Les études interférométriques que j'ai menée ont montré que si la sélection d'une direction de polarisation donnée améliorait bien le contraste instrumentale, la sélection avant ou après la recombinaison n'a par contre pas d'influence. Le PC commande à la fois la caméra, la ligne à retard et la modulation de ddm.

5.1.3 Simulateur de réseau interférométrique

Ce troisième banc a été développé afin de tester des composants 3T en vue de la clôture de phase. On n'est donc plus comme pour les précédents dans le cas d'une mesure non résolue. Au contraire on veut ici pouvoir résoudre des objets et à partir des mesures de visibilité et de phase parvenir à terme à la reconstruction d'images.

Le schéma du banc est présenté sur la figure 5.5. Le principal problème concerne les sources de lumière. Le rapport des surfaces entre le collimateur et les collecteurs est égal à 244 dans la configuration choisie. Sur chaque ouverture, on ne va donc pouvoir récupérer qu'une très faible partie du flux initial. Cela impose donc d'avoir des sources puissantes. Les sources utilisées sont un laser He-Ne visible pour les alignements, une diode laser IR à 1,55 μm pour les tests monochromatiques et une diode superradiante centrée à 1,62 μm et ayant

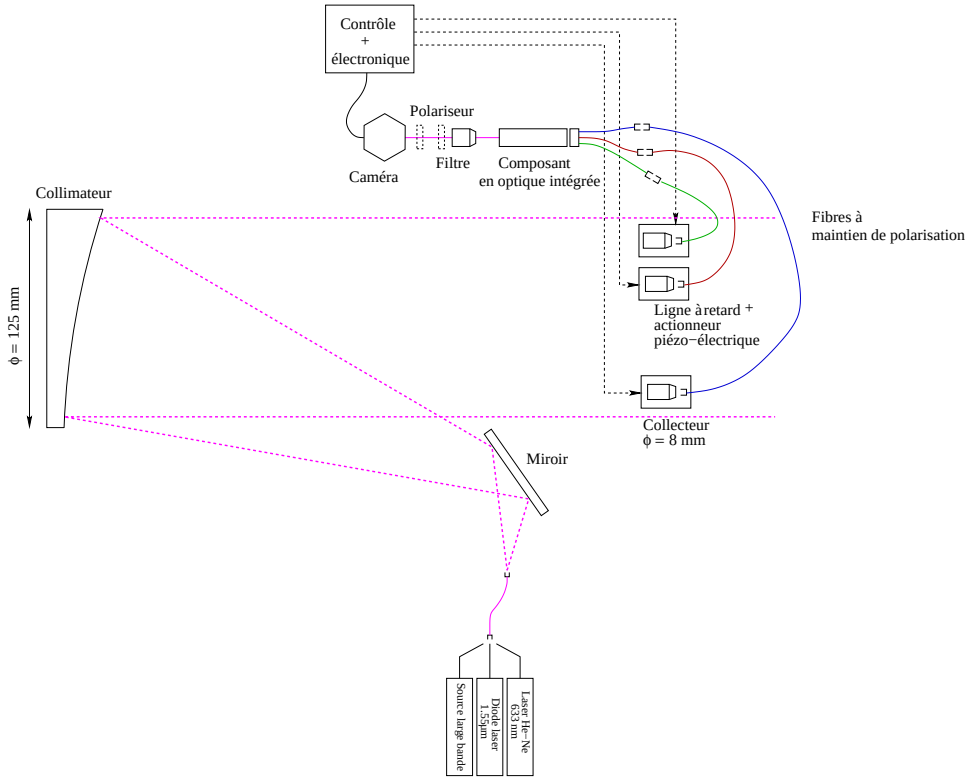

FIG. 5.5 – *Simulateur de réseau interférométrique astronomique. Un faisceau collimaté de 125 mm de diamètre est créé par une parabole hors-axe de 750 mm de focale. Une partie du flux est prélevée en trois endroits dans ce faisceau grâce à de petits systèmes intégrant une lentille et une fibre monomode à maintien de polarisation au foyer de celle-ci. L'autre extrémité des fibres possède un connecteur FC-PC pour pouvoir fournir le flux collecté à un composant fibré ou à une nappe de fibres. Les trois collecteurs simulent trois télescopes. Leur diamètre est de 8 mm. Les trois voies sont placées sur des platines de translation motorisées pour les réglages fins de la ddm. Deux des translations sont couplées avec des actionneurs piézo-électrique pour la modulation de chemin optique en mode co-axial. Pour le réglage du composant, l'acquisition des signaux et le contrôle des éléments, on utilise les mêmes systèmes que pour les deux autres bancs.*

une largeur spectrale à mi-hauteur de 130 nm pour les tests en large bande. Toutes ces sources sont fibrées en monomode. La puissance en sortie de fibre de la diode superradiante est de 0,2 mW. La diode laser IR fournit 10 μW en sortie de fibre pour une largeur de raie de 0,1 nm. Dans le cas du banc d'injection fibrée, même au temps d'intégration le plus faible de la caméra, on est obligé de réduire fortement cette puissance pour éviter la saturation. Sur ce banc, en utilisant toute la puissance et en augmentant le temps d'intégration si nécessaire, le flux sera suffisant. En ce qui concerne les mesures en large bande, la puissance de la lampe

TAB. 5.2 – *Résolution du simulateur de réseau interférométrique. La valeur de résolution angulaire représente le rayon angulaire de la tache d'Airy, et celle de résolution spatiale la dimension géométrique correspondante au foyer du collimateur.*

D	Résolution angulaire (rad)	Résolution spatiale (μm)
8 mm (ϕ collecteur)	$2{,}44 \times 10^{-4}$	183
117 mm (base maximale)	$1{,}67 \times 10^{-5}$	12,5

halogène suffit juste sur les deux bancs précédents. Elle est donc largement insuffisante ici. C'est pour cette raison qu'il a été choisi d'utiliser une diode superradiante. La puissance en sortie de fibre est cette fois importante, mais la contre-partie est que la largeur de bande n'est que d'un tiers de la bande H. On passera donc de 9 franges à mi-hauteur des interférogrammes si on considère la bande H à 25 franges avec cette source, mais les courses des modulation de ddm restent suffisantes.

Les collecteurs peuvent être positionnés en différents endroits du plan de la pupille du collimateur afin de simuler des changements de base. L'objet simulé est placé au foyer du collimateur. On peut en envisager de différents types, d'une simple étoile double avec deux composantes de même intensité, à des objets plus complexes ayant de nombreuses composantes et des différences de photométrie. Il faut que ces objets ne soient pas résolus par les collecteurs mais pouvoir mettre en évidence les variations de contraste et mesurer la phase lorsque l'on augmente leur séparation. Le tableau 5.2 donne les résolutions accessibles par l'ouverture d'un collecteur et par la base maximale obtenues en éloignant au maximum deux des collecteurs. La séparation entre les deux objets, ou le diamètre de l'objet devra donc être inférieure à 183 μm mais supérieure à 12,5 μm. Un moyen simple pour réaliser une binaire est de prendre deux fibres monomodes standards dont le diamètre de la gaine est égal à 125 μm et de les accoler. La séparation entre les deux cœurs sera donc facilement résolue par la base maximale mais restera inaccessible aux ouvertures élémentaires. On pourra également facilement choisir le rapport de flux entre les deux fibres. Cette technique permet de réaliser des objets complexes en augmentant le nombre de fibres accolées, mais l'espacement minimum entre les fibres est imposé par la taille de la gaine. Pour réaliser des séparations plus faibles on peut envisager d'utiliser des composants d'optique intégrée planaire. La séparation sera celle choisie pour les guides en sortie. On n'aura par contre dans ce cas qu'un objet à une dimension puisque les guides sont tous alignés.

5.2 Étude optique de recombinateurs 2T réalisés par échange d'ions

Nous nous intéresserons ici aux tests de validation en laboratoire de composants réalisés par échange d'ions et permettant la recombinaison de deux faisceaux. Les tests ont été menés sur différents composants, les différences ayant trait aux paramètres technologiques ou au dessin du composant. Mon travail a débuté suite à celui de Jean-Philippe Berger (Berger *et al.*, 1999; Berger, 1998), par le passage de l'échange au potassium à celui à l'argent pour les composants du LEMO, avec les gains en transmission et les possibilités de maintien de polarisation que cela implique. L'étude détaillée de ce composant 2T à l'argent est donnée dans la première partie, avant la description d'un deuxième composant dont le dessin a été optimisé. L'étude et la réalisation de ces deux composants ont été faites par Isabelle Schanen au LEMO.

5.2.1 Premier masque 2T

Après une brève description du schéma du composant, nous présenterons les résultats des tests optiques et interférométriques qui ont permis une validation complète de ses potentialités pour nos applications.

Schéma du composant

On a utilisé ici un dessin de composant préliminaire permettant les premiers tests de faisabilité (figure 5.6). Le masque utilisé n'avait pas été optimisé vis à vis des pertes fonctionnelles. Les différents guides et fonctions ne sont constitués que de parties droites mises bout à bout afin de parvenir à la fonctionnalité globale recherchée.

Transmission globale et localisation des pertes

Une transmission globale de 43% a été mesurée sur ce composant. Cette mesure est faite en injectant de la lumière dans une seule voie d'entrée à la fois et en sommant les flux recueillis sur la voie interférométrique et la voie photométrique correspondante. La figure 5.7 et le tableau 5.3 présentent la localisation dans le composant des différentes sources de pertes photoniques, ainsi que le nombre de photons détectés en sorties lorsque 100 photons sont injectés dans chaque voie hors des conditions d'interférence (photons incohérents).

Les pertes de Fresnel à tout passage d'interface sont dues au changement d'indice. A l'interface entre la fibre et le guide, ces pertes sont minimisées par l'utilisation d'un gel d'adaptation d'indice qui évite un passage dans l'air. À la sortie du composant par contre on passe du verre d'indice voisin de 1,5 à l'air, entraînant 4% de pertes (les mêmes pertes ont lieu lors de l'injection de la lumière dans les fibres mais nous n'en tenons pas compte ici). On peut envisager le dépôt d'une couche anti-réfléchissante pour

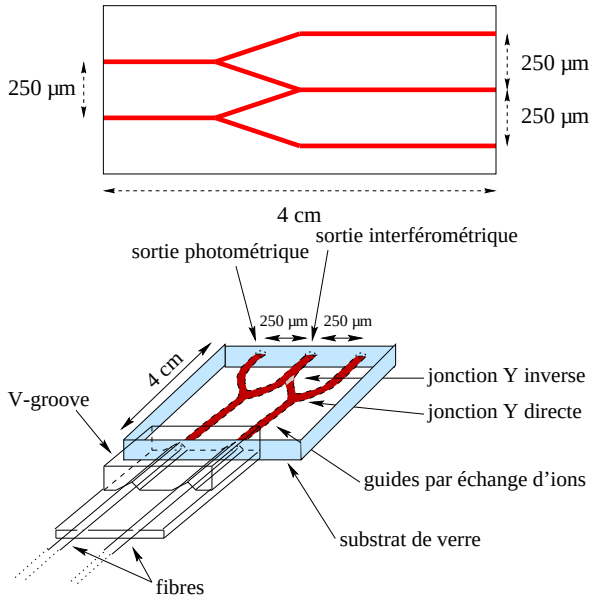

FIG. 5.6 – *Recombinateur à deux télescopes réalisé par échange d'ions argent dans du verre. Haut : dessin du masque; toutes les fonctions ont été réalisées à base de portions de guide droit. Bas : vue en perspective du composant et de sa connectique à fibres. Sur chacune des deux voies d'entrée sont placées des jonctions Y directes prélevant 50% du flux pour les voies photométriques. Une jonction Y inverse permet de recombiner l'autre partie du signal provenant des deux voies. Des fibres monomodes à maintien de polarisation ont été connectées aux deux entrées du composant, et leurs axes sont alignés sur les axes neutres du composant à l'aide d'un microscope.*

TAB. 5.3 – *Composant 2T par échange d'ions : sources de pertes et mesures expérimentales.*

Type de perte	Mesure		Optimisation
	%	dB	%
réflexion de Fresnel	4	0.18	≤ 1
couplage fibre-guide	20 - 25	0,97 - 1,25	5
propagation	9	0,1 dB/cm	9
fonction	5 - 10 / fct	0,22 - 0,46	5 / fct
recombinaison (Y inverse)	50	3	50
Transmission globale	43		55

avoir des pertes inférieures au pourcent, mais cela n'a pas été jugée utile dans cette phase du projet.

Les pertes de couplage entre la fibre et le guide planaire sont dues à une inégalité de leurs rayons de coeur. Une étude en champ proche de la sortie des guides du composant faite en lumière blanche et avec le filtre H permet de vérifier la forme gaussienne du mode et de déterminer sa largeur moyenne sur toute la gamme de longueurs d'onde (cf figure 5.8). Les images des guides sont bien circulaires et la largeur à $1/e^2$ trouvée par un ajustement gaussien vaut $13 \pm 3\mu m$. La grande incertitude sur cette valeur est due à la méthode de calibration des distances sur la caméra. En effet, le grandissement exact dû à l'optique d'imagerie n'étant pas connu, la correspondance des dimensions dans l'espace objet et dans l'espace image est obtenue en imageant simultanément deux sorties de guides dont l'écart sur le composant est connu très précisément. Malheureusement, de ce fait le grandissement est assez faible et les taches images ne couvrent que peu de pixels. La précision de la calibration en est donc dégradée et cela se reporte sur la mesure de la taille des modes gaussiens. Le diamètre du mode fondamental des fibres standard utilisées ici est de 10 μm. Les largeurs des deux gaussiennes ne sont donc plus ajustées l'une à l'autre et cela donne des pertes par couplage de l'ordre de 20 à 25 %. En gardant le même masque de composant et en adaptant simplement les paramètres d'échange afin d'obtenir des guides de diamètre plus petit, on peut ramener ces pertes à des valeurs de l'ordre de 5%.

Les pertes de propagation ont été mesurées sur un guide droit réalisé avec les mêmes paramètres technologiques de fabrication que le composant et de même longueur que ce dernier (4 cm). On a mesuré une transmission de 91% (c'est-à-dire des pertes de 0,1 dB/cm). Cette mesure ne donne que les pertes linéiques du composant en optique intégrée, mais celles des fibres de la connectique peuvent être négligées ici ($\leq 2.10^{-5}$ dB/cm).

Les pertes fonctionnelles sont dues aux modifications de géométrie des guides lors du passage par les différentes fonctions présentes dans le composant. Une partie de l'énergie ne sera plus guidée et sera donc diffusée dans le substrat. Ces pertes sont en général de l'ordre de 5 à 10 %. Elles ne peuvent être mesurées directement mais seulement estimées. Cette estimation est tout à fait cohérente avec les valeurs standards de pertes et permet de retrouver théoriquement la transmission mesurée. Le dessin des jonctions Y utilisées ici peut être amélioré afin de diminuer cette valeur.

La jonction Y inverse utilisée pour la recombinaison des faisceaux se comporte comme une recombinatrice classique, mais pour laquelle une seule des sorties serait accessible. La moitié du signal est donc perdue dans le substrat (cf figure 5.9). A cela viennent bien sûr s'ajouter les pertes fonctionnelles décrites ci-dessus et le bilan global de cette fonction est donc d'environ 45% de transmission.

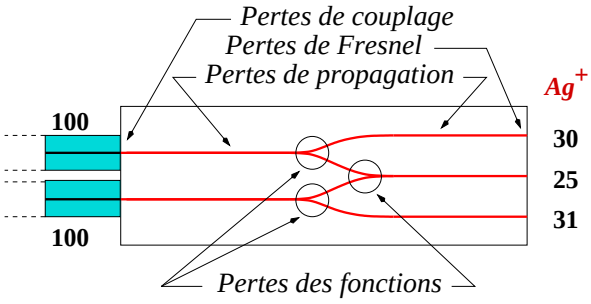

FIG. 5.7 – *Transmission globale du composant 2T et localisation des pertes.*

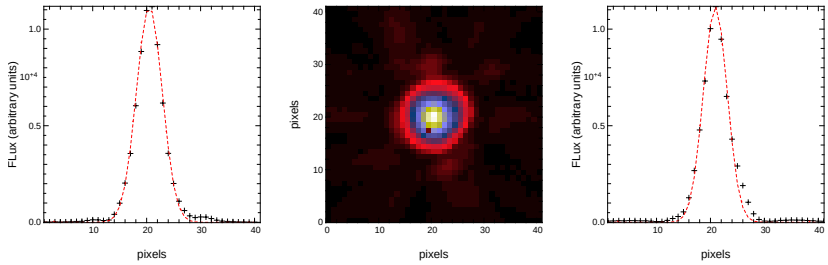

FIG. 5.8 – *Images et coupes suivant deux axes perpendiculaires d'un champ proche d'une sortie de guide. Sur les coupes sont représentés les valeurs des pixels (croix) et les ajustements par les gaussiennes correspondantes (pointillés).*

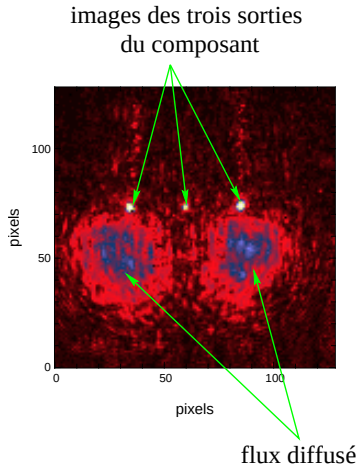

FIG. 5.9 – *Images des sorties du composant et mise en évidence du flux rayonné par la jonction Y inverse.*

Mesures spectrométriques

La mesure spectrométrique du flux transmis par le composant permet de répondre à deux questions : quelle est la valeur de sa longueur d'onde de coupure monomode, et quel est son comportement chromatique? Ces questions sont liées à notre application particulière qui impose un fonctionnement en large bande comparé aux applications classiques liées au domaine des télécommunications où le fonctionnement est monochromatique. Les courbes de la figure 5.10 permettent de répondre à ces deux questions. Le saut de la courbe après 1,32 μm est caractéristique de la transition entre deux régimes, ici du régime bimode au régime monomode. En effet pour les longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde de coupure, λ_c, on va coupler de l'énergie sur les deux premiers modes qui vont pouvoir se propager sans problèmes. Lorsque l'on approche de λ_c, on continue à coupler une partie de l'énergie sur le deuxième mode, mais celui-ci est de plus en plus rapidement filtré. On a donc une chute rapide de la transmission puisque le flux rayonné est plus important. Pour toutes les longueurs d'onde supérieures à $\lambda_c = 1{,}35$ μm (fin de la transition), donc sur l'ensemble de la bande H, la propagation se fera donc sur le mode fondamental uniquement. La deuxième courbe donne le rapport entre la voie interférométrique et une voie photométrique. La réponse plate sur toute la bande H confirme le comportement achromatique du composant, et donc particulièrement des jonctions Y directes ou inverse, sur toute la gamme cherchée. Le rapport est constant et égal à $0{,}40 \pm 0{,}02$ (erreur rms). L'incertitude de mesure est surtout due à un rapport signal à bruit insuffisant. La résolution du spectromètre utilisé est de 5 nm et le flux fourni par la source blanche est relativement faible sur une plage aussi étroite. Le bruit de mesure est bien visible sur les deux spectres. Il est donc difficile de vérifier une éventuelle variation chromatique, mais la constance de la courbe est déjà très satisfaisante. La différence par rapport au rapport théorique de 0,5 est due aux pertes différentes dans les parties non communes aux deux voies et tout particulièrement à la jonction Y inverse (10% de pertes fonctionnelles supplémentaires pour la voie interférométrique).

Maintien de la polarisation

Tout effet différentiel entre les deux directions de polarisation et toute modification différentielle de l'état de polarisation entre les deux voies va entraîner une baisse du contraste instrumental. Il est donc important de s'assurer que le composant permet bien de conserver l'état de polarisation initial et que les interférogrammes correspondant à chacune des deux directions de polarisation sont bien en phase. Pour réaliser cette étude, on place un polariseur dont on fait varier l'orientation sur 180 degrés par pas de 10 degrés avant l'injection dans les fibres, et un deuxième polariseur à la sortie du composant afin d'analyser l'état de polarisation. Les résultats obtenus sur les trois voies de sortie sont identiques, et la figure 5.11 donne le résultat pour l'une d'elles. Les mesures présentées ici ont été faites en lumière monochromatique avec la diode laser, mais la même analyse en lumière polychromatique donne des résultats identiques.

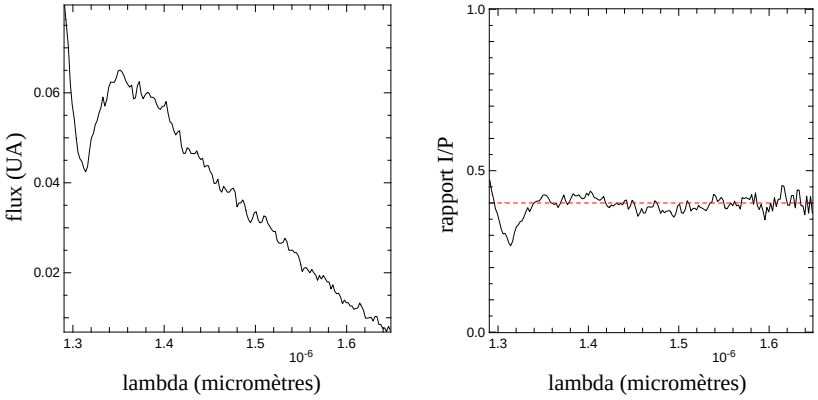

FIG. 5.10 – *Mesures spectrométriques: gauche, détermination de la longueur d'onde de coupure monomode; droite, rapport des flux entre voie interférométrique et photométrique.*

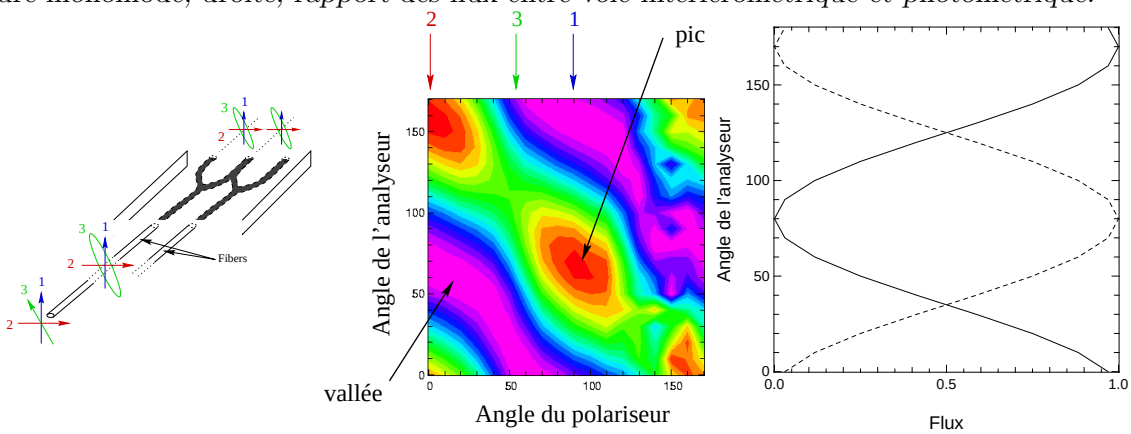

FIG. 5.11 – *Vérification des propriétés de maintien de polarisation du composant fibré. Gauche : configuration des polarisations pour les cas 1, 2 et 3 représentés sur la figure du milieu; milieu : flux enregistré en fonction de la position de l'analyseur pour chaque position du polariseur; droite : coupe suivant les directions notées 1 (trait pointillé) et 2 (trait plein). Pour les positions notées 1 et 2 on retrouve bien un maximum de flux (pic) et une extinction proche de zéro, ce qui correspond bien à une polarisation linéaire. Le pic de la position 1 correspond au minimum de la position 2 et vice-versa. Les deux directions sont donc bien perpendiculaires. L'orthogonalité de ces deux directions ne peut être affirmée qu'à 5 degrés près compte tenu des moyens de mesure : précision sur la rotation des polariseurs et bruit de la caméra qui gène la détermination précise de l'extinction. Pour toute autre direction du polariseur en entrée l'état de polarisation devient elliptique lors de la propagation dans les fibres et on n'obtient plus d'extinction quelle que soit la position de l'analyseur.*

Le fait que l'on mesure bien une extinction pour deux directions perpendiculaire prouve que l'on a bien conservé une polarisation linéaire pour les deux axes du composant. Ces deux directions étant identiques pour la voie interférométrique et pour les voies photométriques indique que les jonctions Y n'entraînent pas de rotation différentielle des polarisations.

Résultats interférométriques

1. **contrastes**
   L'utilisation de la diode laser permet de travailler à fort flux, avec une direction de polarisation stable, et surtout de s'affranchir de tous les effets chromatiques. Le contraste mesuré dans le cas où l'on utilise des polariseurs en entrée alignés sur un des axes des fibres est de 96% et est stable à ±0.3% sur une heure.
   Le passage en lumière polychromatique avec le filtre H donne des valeurs de contraste de 92% (cf figure 5.12, droite). L'écart par rapport à 100% des contrastes mesurés est dû à des défauts résiduels correspondant aux différents effets décrits ci-après.
2. **dispersion chromatique** (voir paragraphe 4.7.1)
   Le contraste en lumière blanche donné ci-dessus a été obtenu après égalisation au millimètre des longueurs des fibres connectées au composant. Cette opération s'est avérée nécessaire afin d'éliminer la baisse du contraste instrumental due à la dispersion chromatique. En effet, une différence de longueur de 2 cm existait initialement et le meilleur contraste mesuré dans ce cas était de 78% (cf figure 5.12, gauche). L'effet de la dispersion chromatique est visible sur la forme de l'interférogramme : asymétrie et élargissement de l'enveloppe des franges. Si l'on se place à mi-hauteur de l'enveloppe, on devrait normalement trouver $2\lambda/\Delta\lambda \sim 10$ franges dans le cas de la bande H. Sur l'interférogramme de droite on en mesure bien 10 alors que sur celui de gauche on en compte 12. Pour confirmer l'influence de ce paramètre sur la dégradation du contraste, un jeu de fibres ayant 7 cm de différence de longueur a été utilisé. Les contrastes mesurés n'ont pas dépassé 30% dans ce cas. Comme on l'a vu précédemment, la dispersion chromatique est liée à la phase le long de l'interférogramme par la formule :

$$\Delta\Phi = -\pi c D \Delta L \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma}\right)^2 .$$

   On mesurera bien la dispersion dans le composant avec cette méthode à condition que la modulation de ddm soit parfaitement linéaire en fonction du temps. On ne l'applique donc que sur les interférogrammes obtenus avec le piézo-électrique dont on a corrigé l'hystérésis et les non linéarités. La figure 5.13 présente un exemple de mesure de phase obtenue sur le composant avec des fibres égalisées et avec 2 cm de différence de longueur. Dans le dernier cas, on a également représenté la courbe parabolique ajustée sur les points de mesure. Si on considère un paramètre de dispersion standard des fibres en silice: D $\sim$ 15 ps/nm/km, on obtient dans ce cas $\Delta L \sim 2{,}05 \pm 0{,}03$ cm, ce qui

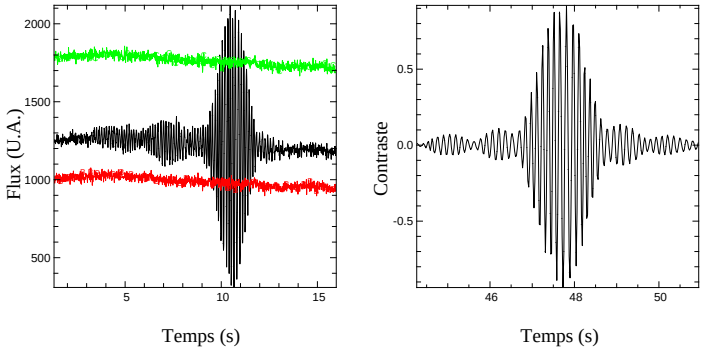

FIG. 5.12 – *Interférogramme en lumière polychromatique: interférogramme brut et flux sur les deux voies photométriques (gauche), et interférogramme corrigé de la photométrie dont le contraste est de 92% (droite).*

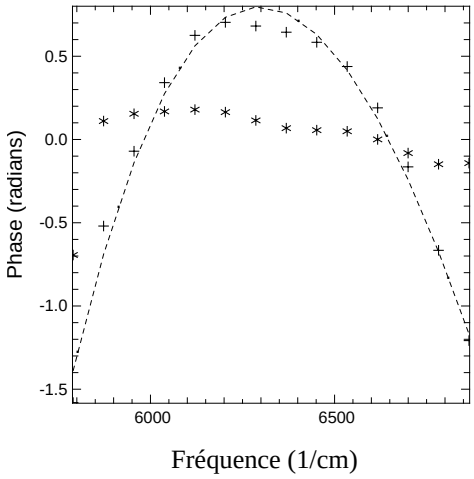

FIG. 5.13 – *Phase déduite de différents interférogrammes: les croix correspondent à une mesure avec 2 cm d'écart entre les longueurs des fibres et la courbe en pointillé à l'ajustement parabolique correspondant. Les astérisques donnent la phase obtenue après égalisation des fibres.*

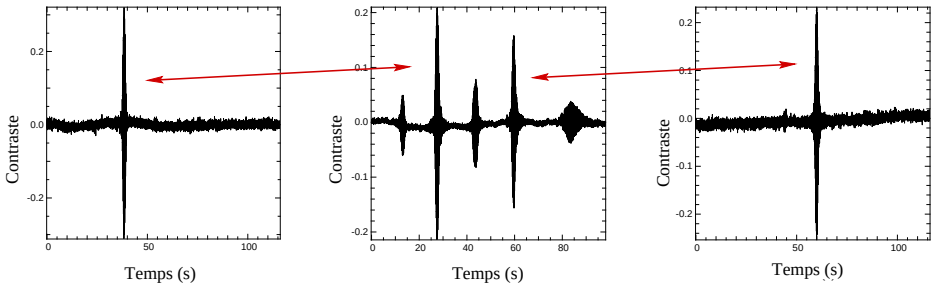

FIG. 5.14 – *Effet d'une différence de longueur de guide d'onde, ici égale à 7 cm. Interférogrammes enregistrés avec sélection de la polarisation verticale (gauche) ou horizontale (droite), et sans contrôle de la polarisation (voir texte pour une description détaillée).*

est tout à fait en accord avec les 2 cm estimés. Dans le cas des fibres égalisées, la correction des longueurs est faite au millimètre et de façon purement géométrique (il faudrait idéalement atteindre une égalité optique des chemins), mais on peut tout de suite constater que même si toute dispersion n'a pas été éliminée, elle a par contre été fortement atténuée.

3. **polarisation** (voir paragraphe 4.7.2)
De même que dans le cas du chromatisme, les longueurs des guides d'onde dans les deux voies doivent être aussi égales que possible lorsque l'on considère la polarisation. Cela est particulièrement vrai dans le cas des fibres à maintien de polarisation standard dont la biréfringence est élevée. Les vitesses de propagation étant de ce fait différentes pour les deux axes neutres et donc pour les directions de polarisation correspondantes, toute ddm différentielle entre les deux voies du composant se traduira par un déphasage entre les interférogrammes correspondants et donc par une baisse du contraste. Pour des différences de longueur importantes, les interférogrammes pourront même ne plus avoir lieu pour le même réglage des lignes à retard du banc de mesure (figure 5.14). La figure du milieu correspond à un enregistrement fait avec les deux polarisations en simultané. Les deux principaux interférogrammes correspondent respectivement aux polarisations horizontales et verticales, comme le montrent les figures de droite et de gauche qui correspondent aux cas où l'une ou l'autre des polarisations est sélectionnée. Les interférogrammes secondaires sur la figure centrale peuvent être dûs à des interférences croisées entre les deux axes neutres, si ceux-ci ne sont pas alignés tout au long du banc (Delage & Reynaud, 2000). En effet, il existe une incertitude sur l'alignement des axes des fibres d'entrée dans le banc, due au montage lui-même. Les contrastes obtenus ici sont de 31% et 24% respectivement pour les figures de gauche et de droite, et 5,5%, 21%, 8%, 16% et 4% pour la figure du milieu, de gauche à droite.

5.2.2 Deuxième masque : 2T optimisé

Les résultats très encourageants obtenus grâce au composant précédent ont mené à la réalisation d'un deuxième masque basé sur le même type de recombinateur mais en essayant de corriger les défauts qui avaient été mis en évidence.

Modifications technologiques

La figure 5.15 présente le schéma du composant 2T issu du deuxième masque. Lors des tests, le composant a été découpé et sa longueur réduite à 2,08 cm.

Les principales modifications technologiques ont concerné le dessin des jonctions Y afin de diminuer les pertes. L'utilisation de guides courbes au lieu de guides droits, comme dans le cas du premier composant, permet d'assurer une transition plus douce vis-à-vis du guidage lors des modifications de géométrie. Les discontinuités étant moins fortes, on garde un meilleur guidage et les pertes sont alors plus faibles. La source de perte la plus importante sur le

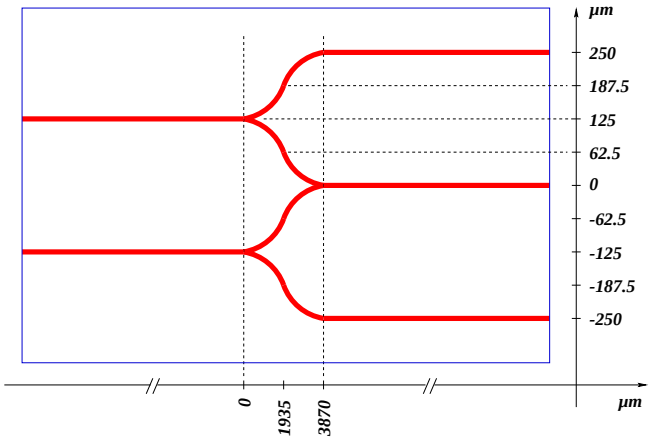

FIG. 5.15 – *Recombinateur à deux télescopes réalisé par échange d'ions argent dans du verre. Les courbures au niveau des jonctions Y ont été optimisées afin de réduire les pertes. Les positions en micromètres des différents points importants du composant sont portés en abscisse et en ordonnée (les échelles n'ont pas été respectées entre les deux axes en raison de la différence importante des dimensions).*

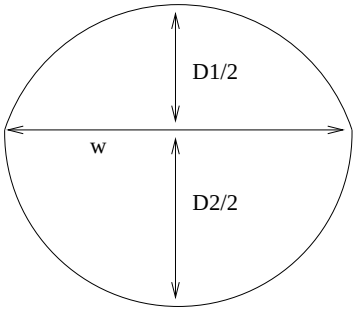

FIG. 5.16 – *Dimensions géométriques du mode fondamental dans le cas des composants réalisés par échange d'ions argent dans du verre. On a: $w = 6{,}83$ µm, $D_1 = 3{,}11$ µm et $D_2 = 3{,}85$ µm. La mesure a été faite à 15 µm.*

composant précédent résidait dans l'inadaptation des tailles des modes fondamentaux dans les guides du composant et dans la fibre. La taille des fenêtres sur le masque (2 µm) et les paramètres d'échange ont été modifiés afin d'obtenir une meilleure adaptation et de limiter les pertes de couplage à quelques pourcents.

Transmission

Dans ce composant la forme du mode fondamental est quasiment circulaire, légèrement plus profonde que large et aplatie du coté de la surface du substrat (figure 5.16), et cela conduit à un taux de couplage de 95% (0,22 dB) avec une fibre monomode standard.

TAB. 5.4 – *Transmission du composant 2T optimisé. Pour chacune des deux entrées on a donné la transmission et le rapport interférométrique/photométrique.*

Entrée	In_1		In_2	
Sortie	P_1	I	I	P_2
Transmission	36,9 ± 1,1 %	17,7 ± 0,3 %	17,5 ± 0,5 %	36,3 ± 0,9 %
Pertes	4,3 ± 0,1 dB	7,5 ± 0,1 dB	7,6 ± 0,1 dB	4,4 ± 0,1 dB
Rapport de flux	$I/P_1 = 0{,}48 \pm 0{,}02$		$I/P_2 = 0{,}48 \pm 0{,}03$	

La connaissance du taux de couplage permet ensuite de déterminer les pertes par propagation pour les composants de la plaque réalisée en mesurant la transmission à 1,5 μm d'un guide droit monomode, égale ici pour une longueur de guide de 2,08 cm à 89% (0,51 dB), la mesure a été faite avec du liquide d'adaptation d'indice entre les deux guides (pertes de Fresnel quasiment nulles). On en déduit des pertes de propagation de l'ordre de 0,14 dB/cm (97% de transmission pour 1 cm de guide). Le tableau 5.4 donne la transmission du composant pour l'injection par chacune de ses deux entrées. Les résultats pour les deux voies sont très homogènes et conduisent à des rapports entre voies interférométrique et photométriques égaux. Ainsi on n'introduit pas de déséquilibre photométrique entre les deux voies de cet interféromètre et on évite donc une cause de perte de contraste instrumental. La transmission globale mesurée est ici 54%, en accord avec l'optimisation envisagée dans le tableau 5.3.

Spectrométrie et filtrage spatial

Comme pour tous les composants, l'étude à l'aide d'un spectromètre de la transmission d'un guide droit permet de déterminer sa plage de monomodicité (cf figure 5.17). Les passages d'un mode de propagation à l'autre sont bien visibles sous la forme de sauts dans la courbe de transmission dus à la perte de guidage d'un mode à chaque saut. Cette étude a permis de mettre en évidence une longueur d'onde de coupure proche de 1,5 μm. Cette valeur est légèrement supérieure à la longueur d'onde basse de la bande H visée dans notre application. Les mesures de transmission faites à 1,5 μm et les rapports entre voies de sortie (cf tableau 5.4) tout à fait conformes aux valeurs attendues montrent qu'à cette longueur d'onde proche de la coupure le comportement du composant est déjà tout à fait satisfaisant.

Pour mettre en évidence le filtrage spatial dans les guides, on a testé le rapport entre les voies de sorties lorsque l'on faisait varier l'injection. Pour cela on a utilisé le banc de transmission, en se mettant dans un premier temps dans les conditions d'injection optimales. On a ensuite fait bouger la position de la fibre d'injection suivant les axes x et y (l'axe z correspond à l'axe des guides), simulant ainsi un effet d'injection changeante comme dans le cas d'observations sur le ciel. En fait on ne simule pas complètement le cas de perturbation par l'atmosphère et on est ici dans un cas plutôt favorable car on ne simule qu'une modification

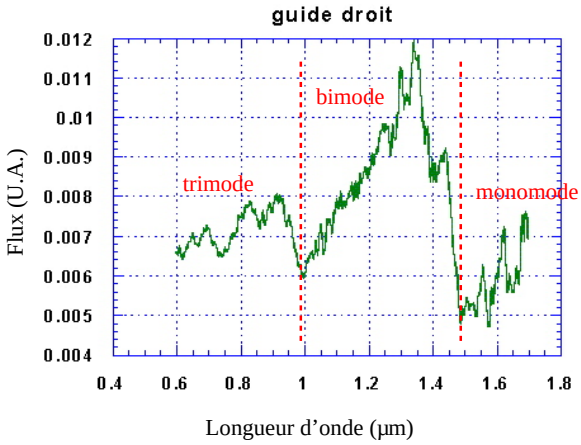

FIG. 5.17 – *Étude spectrométrique de la transmission d'un guide droit.*

de la position du centroïde d'une image au foyer d'un système optique par rapport à la face du composant (effet du tip-tilt), mais ce mode reste le plus gênant lors de l'injection dans des guides. Le fait de bouger l'injection entraîne bien évidemment une diminution du flux détecté sur les sorties car on peut perturber fortement le couplage (les gaussiennes des deux guides ne se recouvrent plus parfaitement). Le flux détecté sur les voies photométriques a ainsi varié de 36 à 5 μW au cours de ces tests. Les rapports entre les voies n'ont par contre pas varié et sont restés très stables : $I/P_1 = 0{,}48 \pm 0{,}01$ et $I/P_2 = 0{,}49 \pm 0{,}01$. Si le filtrage spatial n'avait pas été effectué avant la jonction Y, ces rapports auraient varié. En effet, le comportement d'une jonction Y n'est plus 50/50 lorsque le mode incident n'est pas le fondamental, la répartition de flux ne se faisant plus de façon égale sur les deux modes locaux (paragraphe 3.3.1).

Résultats interférométriques

Les entrées de ce composant n'étant pas fibrées, il a été possible de le tester aussi bien avec le banc d'injection fibrée qu'avec celui d'injection directe décrits précédemment, afin de déterminer si le type d'injection avait une influence sur les performances interférométriques.

Contraste. Les contrastes sont mesurés par la méthode décrite dans le paragraphe 2.2.6, à partir de l'amplitude des franges de l'interférogramme corrigé. Le tableau 5.5 résume les contrastes mesurés avec ce composant sur les deux bancs. Quel que soit le type d'injection, le contraste maximum obtenu en lumière polarisée est très élevé et proche des 100%. L'écart résiduel par rapport à cette valeur maximale provient très probablement du contrôle de la polarisation dans les bancs. En effet, dans l'un comme dans l'autre la direction de polarisation est sélectionnée en sortie de composant. La précision de positionnement du polariseur dépend du réglage manuel de sa rotation et est donc de l'ordre de quelques degrés. Dans le cas du banc fibré vient s'ajouter à cette imprécision celle de l'alignement des axes des fibres à maintien de polarisation du banc lui-même

TAB. 5.5 – *Contrastes mesurés en fonction de l'état de polarisation en lumière monochromatique et polychromatique dans le cas d'injection fibrée et directe. Chaque valeur correspond à la moyenne sur 19 interférogrammes.*

	Injection directe		Injection fibrée	
	DL (*)	LB (∘)	DL	LB
Polarisation horizontale	99,2 ± 0,1 %	96,6 ± 0,4 %	97,7 ± 0,1 %	96,6 ± 0,3 %
Polarisation verticale	99,0 ± 0,2 %	97,2 ± 0,3 %	98,7 ± 0,1 %	96,9 ± 0,4 %
Non polarisé	89,8 ± 0,1 %	88,1 ± 0,5 %	77,3 ± 0,5 %	74,0 ± 0,6 %

(*) DL = diode laser ; (∘) LB = lumière blanche avec filtre H.

TAB. 5.6 – *Moyenne des écarts types sur la phase pour tous les points le long de l'interférogramme, pour différents états de polarisation avec chacun des deux bancs de mesure.*

	MZ		BID	
	polarisation horizontale	non polarisé	polarisation horizontale	non polarisé
Écart rms (rad)	0,043	0,051	0,019	0,031

avec ceux des fibres de la nappe permettant l'injection dans les composants. En lumière monochromatique cela peut expliquer l'écart d'1% entre les valeurs de contrastes entre les deux types d'injection. En effet lorsque l'on ne garde qu'une des deux polarisations, le type d'injection ne devrait pas avoir d'influence sur les mesures en diode laser.

Dispersion. La figure 5.18 (gauche) présente la phase résultante d'interférogrammes obtenus en lumière blanche sur les deux bancs de mesure. Ainsi, même si les contrastes obtenus sur chacun des bancs sont élevés et stables, la stabilité temporelle de la phase est bien meilleure dans le cas d'une injection directe. Ces résultats sont confirmés par le tableau 5.6 : quel que soit le type d'injection, la phase est bien de moyenne nulle avec des écarts relativements faibles. On ne trouve plus de forme parabolique comme dans le cas d'une différence de longueur de plusieurs centimètres (figure 5.13). On n'obtient par contre pas des courbes de phase complètement plates car après avoir soustrait les composantes d'ordre 1 (variation linéaire de la phase le long de l'interférogramme) et d'ordre 2 (phase parabolique), restent les ordres supérieurs que l'on avait négligés jusqu'ici.

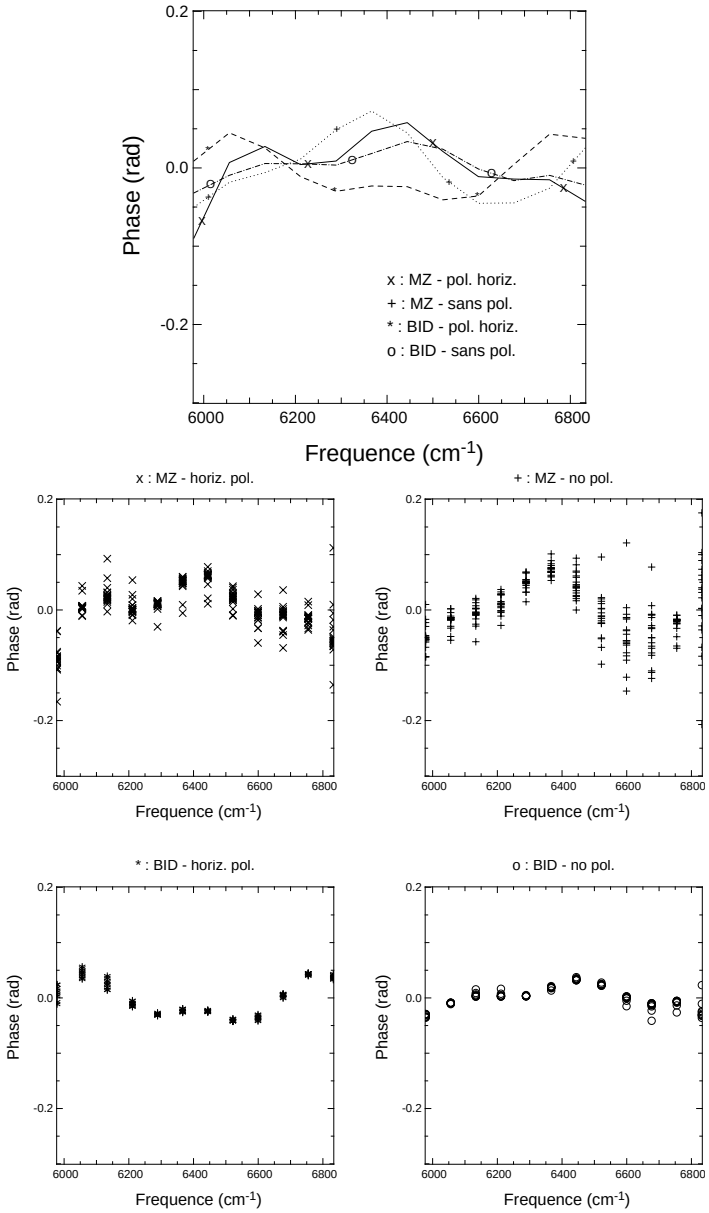

FIG. 5.18 – *Gauche : phase moyennée d'interférogrammes obtenus en bande H avec injection fibrée ou directe, en fonction de la polarisation. Droite : variation de la phase en fonction du temps ; ligne supérieure : banc IF ; ligne inférieure : banc ID ; colonne de gauche : avec sélection de la polarisation horizontale, colonne de droite : sans sélection de polarisation.*

5.2.3 Conclusion des test 2T

Le but de tests menés sur ces composants était de connaître parfaitement leur comportement optique, et à partir de là de déterminer d'éventuelles améliorations à apporter. L'exemple des deux composants présentés ici rempli bien ces deux exigences. Sur le premier, les différents test que j'ai menés ont à chaque fois permis d'identifier des causes de pertes de contraste et d'apporter la solution adéquate. La figure 5.19 présente les différentes étapes de cette évolution du contraste instrumental. Le premier grand pas a été franchi grâce au contrôle de la polarisation à la fois dans les fibres utilisée pour l'injection et dans les composants, le deuxième grâce à la mise en place de moyens permettant d'égaliser au mieux les longueurs de guides. On a ainsi pu passer d'un contraste en bande H de 7% avec les premiers composants réalisés par échange d'ions potassium à des contrastes supérieurs à 97%. L'amélioration du dessin des fonctions a également permis un gain en transmission : sur le 2T optimisé, elle est de 10% supérieure à celle de le première génération de composants. Ici, la transmission globale reste maintenant limitée principalement par la fonction de recombinaison, Y inverse, qui entraîne la perte de 50% du signal interférométrique. Même si tout était parfait (pertes nulles par ailleurs) la transmission ne pourrait donc pas dépasser 75%. C'est dans le but d'éliminer ce problème que d'autres fonctions ont été testées : coupleur directionnel asymétrique, transition adiabatique, MMI. Les résultats sur celles-ci sont donnés dans les paragraphes suivants.

Les tests concernant la phase des interférogrammes, commencés sur le deuxième compo-

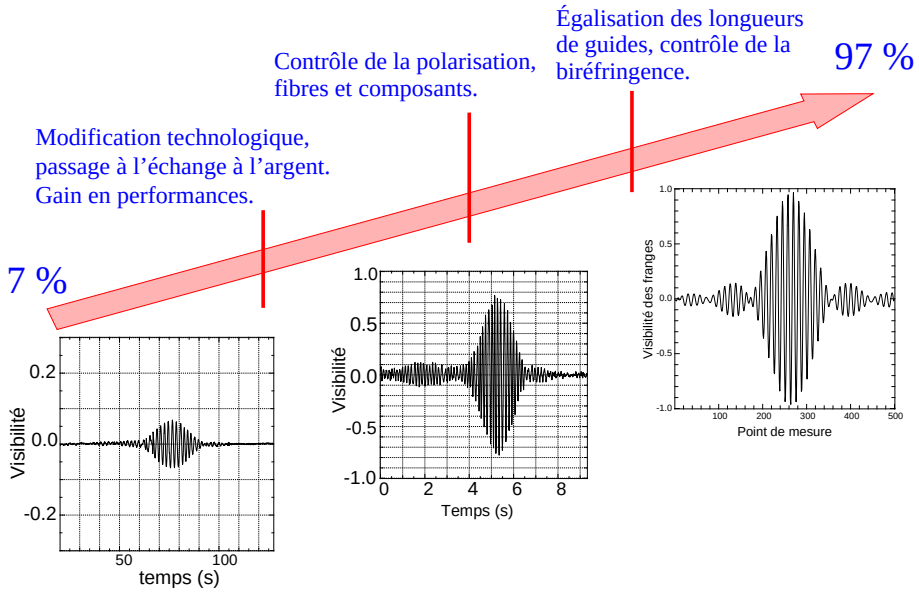

FIG. 5.19 – *Évolution du contraste sur un composant 2T réalisé par échange d'ions argent en fonction des modifications technologiques.*

sants, sont à poursuivre. Les moyens de tests sur les bancs ont été optimisés afin de connaître précisément la position des lignes à retard au moment de l'enregistrement de chaque point de l'interférogramme, et ainsi de corriger numériquement a posteriori les résidus de non-linéarité du déplacement de actionneurs piézo-électriques. Cette information est nécessaire afin de discriminer dans la phase les effets dûs au banc de ceux dûs au composant. Les résultats de ces tests seront rapportés ultérieurement.

5.2.4 Article de Applied Optics : "Integrated optics for astronomical interferometry. III. Optical validation of a planar optics two-telescope beam combiner."

L'article suivant est paru dans : *Appl. Opt., Vol. 39, no. 13, p. 2130-2139, 2000.* Les résultats présentés ici sont ceux du paragraphe 5.2.1.

Integrated optics for astronomical interferometry. III. Optical validation of a planar optics two-telescope beam combiner.

P. Haguenauer*§, J.P. Berger‡, K. Rousselet-Perraut*, P. Kern*, F. Malbet*, I. Schanen-Duport‡, P. Benech‡

* *Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, BP 53 F-38041 GRENOBLE Cédex 9, France*

‡ *Laboratoire d'Electromagnétisme Microondes et Optoélectronique, 23, Rue des Martyrs 38016 Grenoble Cedex 1, France*

§ *CSO Mesure, 70 avenue des Martyrs, F-38000 Grenoble*

Abstract — This paper presents the optical characterization of a fiber-connected planar optics beam combiner dedicated to astronomical interferometry for two telescopes. The beam combiner, fully integrated on a single 5 mm x 40 mm glass chip, is tested as the central part of an astronomical instrument. The single-mode waveguides are made by silver ion exchange technology on glass substrate and provides spatial filtering which improves the visibility measurement accuracy by selecting only the fundamental mode of the beams at the telescope focal plane. A global optical throughput of 43% is measured and the different sources of losses are identified and examined in details. Solutions to improve this throughput are proposed. High and stable contrasts are obtained with a 1.55 μm laser diode ($\geq$ 96%) and with a white-light source ($\sim$ 92%) in the astronomical H filter (1.43 μm ; 1.77 μm). The need for an accurate control of the differential instrumental polarization is demonstrated. In this context the intrinsic polarization-maintaining property of the planar optics component is characterized. This validation of the important potentiel of integrated planar optics opens great perspectives for the incoming arrays of optical telescopes.

Key words: Stellar interferometry, telescope beam combination, integrated planar optics, fringe visibility.

1 Introduction

Since the 70's[1] several two-telescope stellar interferometers have operated, providing high angular resolution information on stellar objects[2]. Such instruments, whose principle is detailed in Fig. 1, allow to measure the complex coherence degree between two apertures. This visibility or fringe contrast is directly related to the Fourier Transform of the object intensity distribution (Van-Cittert Zernike theorem)[3]. Given a two-telescope configuration, only the amplitude of the visibility can be measured because of the corrugation of the wavefront phase due to atmosphere turbulences that introduces a random phase delay between the incoming beams. To retrieve an image of the object intensity distribution, phase information is mandatory. Like in radio interferometry, this information can be obtained by several techniques: self calibration, phase referencing[4] or phase closure measurements[5]. Phase closure requires to measure the complex visibility on at least three telescopes at once. Two interferometers have already provided synthetic images of stellar objects with three-telescope configurations (NPOI[6], COAST [7]), and several projects combining three or more (possibly large) telescopes are under construction (VLTI[8], Keck Interferometer[9], CHARA[10], IOTA[11]).

Astronomical interferometers are complex and require accurate alignments, high stability, full control of any effect decreasing the visibility. To solve part of these technological problems, Froehly (1981)[12] suggested to use guided optics. This concept has been applied by Coudé du Foresto [13] and by Lagorceix[14]. In particular, the FLUOR instrument[15] which combines two telescope beams with single-mode fiber couplers has led to visibility measurements with unprecedent accuracy. It demonstrates the great interest of spatial filtering by single-mode waveguides combined with photometric calibrations to allow to unbias visibility measurements from atmospheric and instrumental perturbations[16]. More recently, Kern et al. (1996)[17] suggested to integrate the beam combination and the photometric calibration in planar optics components since this technology allows to manufacture complex single-mode waveguide designs. In a first paper (Paper I)[18], we presented and discussed thoroughly the advantages and limitations of planar optics for astronomical interferometry. To validate the latter analysis, we have performed several laboratory experiments with existing components not optimized for stellar interferometry but allowing to get first clues on this technology. These first experimental results reported in Paper II[19] show the need for a complete characterization of planar optics beam combiners within the specific context of astronomical applications.

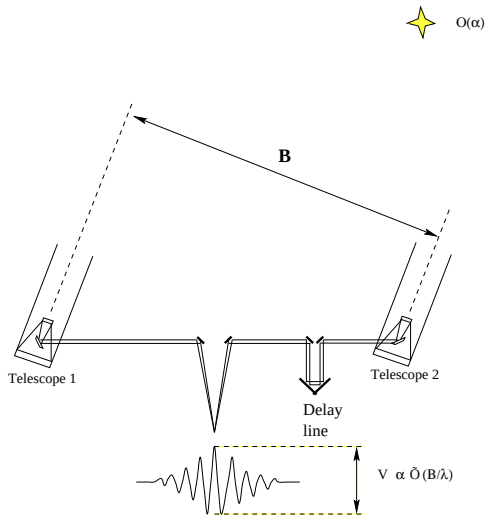

Figure 1: Schematic view of an astronomical interferometer. The fringe visibility V is related to the Fourier transform $\tilde{O}(B/\lambda)$ of the object intensity distribution $O(\alpha)$. V is measured at the spatial frequency B/λ where B stands for the baseline vector linking the two telescopes and λ for the observing wavelength.

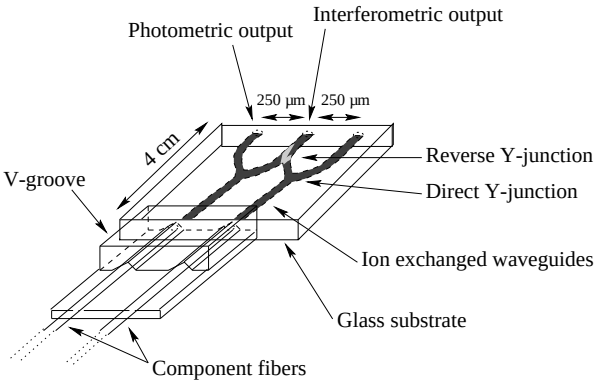

Figure 2: Integrated optics two-way beam combiner. The light from the telescopes is coupled into the beam combiner thanks to polarization-maintaining single-mode fibers (component fibers). The integrated optics component behaves as a two-telescope beam combiner (interferometric output after the reverse Y-junction) with two calibration signals of the flux variations extracted with Y-junctions (photometric outputs).

The beam combiner, described in Section 2, is connected to polarization-maintaining (high-birefringent) fibers. The fibers and the integrated optics component must be characterized as a whole, i.e. in terms of global optical throughput, single-mode behaviour, capabilities to operate throughout a wide spectral bandwidth (typically 0.3 - 0.4 μm for an atmospheric transmission band), and the ability to maintain the polarization properties. The interferometric workbench used for optical characterizations is described in Section 3. Section 4 presents the results of the characterization, that are discussed in Section 5.

2 An integrated optics beam combiner

Integrated optics components designed for micro-sensor or telecoms applications operate at wavelengths corresponding to atmospheric transmission bands (0.8 μm for the I band, 1.2 μm for the J band, 1.5 μm for the H band, 2.2 μm for the K band).

The component waveguides are made by silver ion exchange on a silicate glass substrate[20,21]. The technological parameters are chosen to provide single-mode waveguides throughout the whole near-infrared H atmospheric band (1.43 μm ; 1.77 μm).

The 5 mm $\times$ 40 mm component is schematically depicted in Fig. 2. Two direct Y-junctions provide photometric calibration signals for each telescope beam. A reverse Y-junction combines the two input beams as one side of a classical beam splitter. Other possible component designs are discussed in Section 5.

The results reported hereafter concern a component manufactured by the GeeO Company (Grenoble, France). GeeO has connected each input of the component with 1-m polarization-maintaining single-mode optical fibers (called hereafter *component fibers*) bound in a V-groove. The neutral axes of the fibers are aligned with the component ones with an accuracy better than 3°.

3 Interferometric workbench

We have set up a laboratory workbench to simulate a two-telescope interferometer and characterize the interferometric capabilities of the component. Its optical behaviour can then be studied within the specific context of astronomical applications (partially polarized light, large spectral bandwidth, ...).

3.1 Mach-Zehnder interferometer

Fig. 3 describes the laboratory Mach-Zehnder interferometer. The tungsten-halogen white-light source is used with an interference filter corresponding to the H band. The 5 mm collimated beams are focused with 10x microscope objectives onto polarization-maintaining single-mode fibers (called hereafter *intermediate fibers*). These intermediate fibers are inside a five-axe positioner with fine step resolutions for three translations and two rotations.

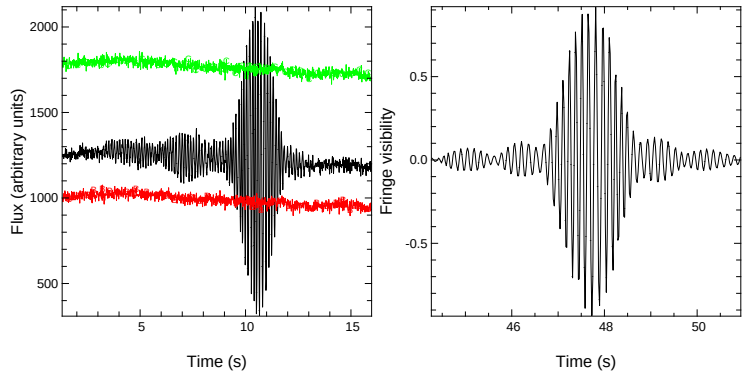

Figure 4: Left: Interferogram in H band obtained with 2 cm of fiber length difference, with the two photometric calibration signals (the background has been substracted). The contrast is 78%. Right: Interferogram in H band without fiber length difference, corrected from the photometry and showing a contrast of 92%.

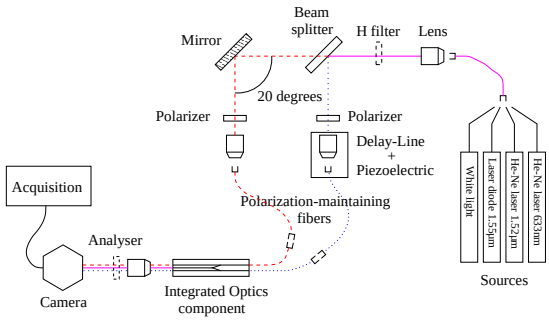

Figure 3: Laboratory interferometric workbench for testing integrated optics beam combiners based on a Mach-Zehnder interferometer. The collimated beam provided by the sources is splitted in two beams which are focused onto polarization-maintaining single-mode fibers by microscope objectives. Fibers are directly connected to the integrated optics beam combiner. The optical path difference between the beams is equalized and modulated by either a translating stage or a piezoelectric actuator. For drawing commodity the reflection angles on the beam splitter and on the mirror are emphasized. In our setup the three outputs are imaged with a 5x microscope objective onto an 128x128 infrared array.

Special care is given to reduce the differential instrumental polarization between the two interferometric beams which can dramatically degrade the fringe visibility[22]. Therefore we limit as much as possible the number of reflective surfaces and we also reduce the incidence angle on the beam splitter and the mirror ($\sim 20°$). Two *Polaroid* polarizers, placed just before the focusing microscope objectives select the same polarization direction for the two interferometric beams.

The three beam combiner outputs (two lateral ones for the photometric signals and the central one for the interferometric signal) are imaged via a 5x microscope objective onto a cooled HgCdTe infrared 128x128 array detector.

3.2 OPD modulation and data acquisition

We scan the interferograms by modulating the optical path difference (OPD) with a sampling of six points per fringe. This modulation can be achieved with a motorized translation stage with a 25 mm stroke and/or with a piezoelectric actuator whose nominal stroke is 60 μm[1].

The translation stage is used for long OPD scans ($\sim$ 500 μm) and fine OPD equalization. With the piezoelectric, about twenty interferograms can be scanned during 80 s and the measurement repeatability can thus be estimated. The piezoelectric hysteresis is electronically compensated at the input voltage. The piezoelectric motion is controled by a step by step command instead of a linear ramp. Each step motion is achieved during the camera read-out time to optimize the fringe sampling by providing a stable OPD during acquisitions.

3.3 Photometric calibration

A complete set of data consists in a triplet of raw datas (${P_1}^{raw}$, ${I_0}^{raw}$, ${P_2}^{raw}$) sampled and digitized during the OPD scan (see left of Fig. 4). ${I_0}^{raw}$ is the recorded intensity for the interferometric output, ${P_1}^{raw}$ and ${P_2}^{raw}$ the intensities for the two photometric outputs. A background measurement (including dark current and background signal) is done after each scan (for the delay line modulation) or set of scans (for the piezoelectric modulation) by blocking the beam before the beam splitter of the Mach-Zehnder interferometer.

[1] up to 90 μm with a 1500 V voltage if a longer OPD scan is required

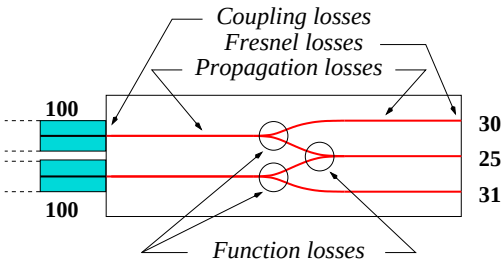

Figure 5: Schematic view of the silver ion exchanged beam combiner with successives optical losses (see text for details). Number of output photons are given for 100 incoherent photons injected in each channel of a silver-exchanged beam combiner.

Background substraction for each triplet (${P_1}^{raw}$, ${I_0}^{raw}$, ${P_2}^{raw}$) provides a corrected triplet (P_1, I_0, P_2). The simultaneous recording of the photometric and interferometric signals allows to unbias the fringe visibility from the photometric fluctuations P_1 and P_2 of each beam[16]. To correct the raw interferogram for these fluctuations, we substract a linear combination of P_1 and P_2 from I_0. The corrected interferogram intensity I_c is thus:

$$I_c = \frac{I_0 - \alpha P_1 - \beta P_2}{2\sqrt{\alpha P_1 \beta P_2}} \quad (1)$$

with α and β the ratios between the interferometric and photometric intensities, measured while using only one input and measuring output fluxes.

The fringe visibility V is estimated, after photometric correction, by:

$$V = \frac{{I_c}^{max} - {I_c}^{min}}{2} \quad (2)$$

where ${I_c}^{max}$ and ${I_c}^{min}$ denotes respectively the maximal and minimal intensities of the corrected interferogram.

4 Results

4.1 Experimental measurement of optical throughput

A global throughput of 43% has been measured for the component, when summing the intensities of the three outputs for a given injected flux. Fig. 5 summarizes the location of the photon losses and presents the respective number of photons at the three outputs when 100 incoherent photons are injected at both inputs. The measured losses are described in details below to explain the global throughput and to point at the solutions for improvement. These measurements have been partially performed with GeeO facilities.

- *Coupling losses*

  To estimate the coupling efficiency at the fiber/waveguide interface we measure the radius of the waveguide fundamental mode by near-field imaging through the H filter (Fig. 6). We check the gaussian field distribution of the three component outputs to confirm the single-mode behaviour throughout the whole H band (see spectroscopic measurements in Sect. 4.2). The waveguides are circular with a width at $1/e^2$ equal to 13 ± 3 μm. For a diameter of the fundamental mode of the connected fibers equal to 10 μm, the coupling between the two gaussian fields of different diameters leads to losses which do not exceed 20%. A more accurate estimation of the coupling efficiency would require a larger magnification on the camera to image each output on more than ten pixels. This coupling efficiency can be improved by slightly reducing the waveguide size. Nevertheless it should be pointed out that coupling efficiency with polarization-maintaining fibers will always be lower than with low-birefringent ones.

- *Propagation losses*

  With ion exchange technology, the propagation losses depend upon the diffused ions. For Ag^+ ions these losses remain less than 0.1 dB/cm (i.e. our 4 cm-long waveguide has a throughput of 91%). These losses have been measured with a straight waveguide manufactured with the same technological parameters. The propagation losses of the complete device come mainly from the planar optics component since the propagation losses of the connected fibers are negligible ($\leq 2.10^{-6}$ dB/cm).

- *Intrinsic losses from the optical function*

  Depending on the planar integrated optics design, light can be partially lost because of uncontrolled radiated modes. Therefore each integrated optics function induces additional losses estimated between of 0.25 and 0.5 dB ($\sim$ 5 to 10%). This can be improved by an optimized Y-junction design.

  The reverse Y-junction, similar to a classical beam splitter where only one side is used, leads to losses of 3 dB (50%) on the interferometric beam. Half the signal is radiated in the substrate (Fig. 7) and is in phase opposition with the guided part of the signal[23]. New functions with additional lateral waveguides[24] can collect these radiated modes. Others beam combining functions based on directional couplers or Multi-Mode Interferometer (MMI) are also under study.

- *Fresnel losses*

  At the fiber/waveguide interface, Fresnel losses occur but are reduced by using an index liquid adapter between the waveguides and the connected fibers. Such losses also occur at the air/fiber and waveguide/air interfaces. These losses have not been measured but

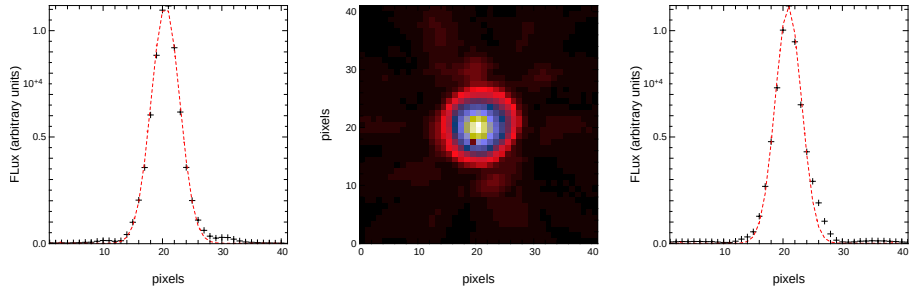

Figure 6: Profiles of the field at the output of one photometric output. The left and right curves correspond respectively to cut along y and x axes. The asterisks correspond to the measured values and the dashed line to a gaussian fit. Measurements on the other photometric and the interferometric outputs lead to identical results.

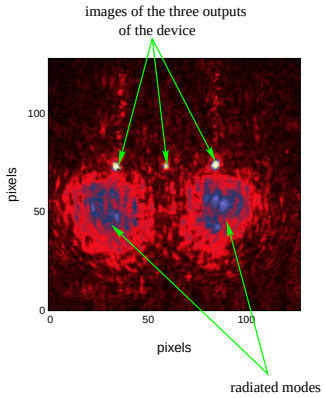

Figure 7: Modes radiated outside of the waveguide at the reverse Y-junction and images of the three outputs of the device: the lateral images correspond to the photometric signals and the central image to the interferometric signal.

have a theoretical value of 4% for a fiber index of 1.5. With the use of anti-reflecting coating these losses will drop to about 1%.

Table 1 summarizes all the various losses leading to an estimated throughput of 46% (-3.4 dB, without Fresnel losses), which is in agreement with the experimental measurement of 43%.

One should also notice that within the context of our astronomical application, coupling efficiency at the telescope focus/fiber interface has to be taken into account for estimating the sensitivity of the global beam combining instrument. We do not develop this point which is out of the scope of this paper. It has been demonstrated that coupling efficiency in a single-mode optical fiber cannot exceed 78% if we take into account Fresnel losses[25]. Atmospheric turbulence, which degrades the incoming wavefront and thus the image quality in the focal plane, can lead to lower efficiency[26].

Table 1: Experimental measurements of optical losses at differents levels of the fiber-connected silver-exchanged beam combiner.

Losses	Current component
Fresnel reflexion	4%
Fiber/waveguide coupling	20-25%
Propagation	9% (*)
Function	5-10%/fct
Beam-combination	Y-junction = 50%
Total throughput	43%

(*) 0.1 dB/cm, i.e 0.4 dB for a 4-cm component

4.2 Spectroscopic measurements and single-mode behaviour

The new application of planar optics components for stellar interferometry implies their use throughout a typical spectral bandwidth of 0.3 - 0.4 μm. The spectral analysis of the waveguide response brings critical informations:

1. What is the domain of waveguide single-mode capability?

2. Do the Y junctions have an achromatic response?

The measurements are performed as follows: the flux of a broadband white-light source is coupled into a multimode fiber which excites all waveguide modes at all wavelengths. Another multimode fiber carries the output signal to the spectrometer whose wavelength range is [0.6 μm ; 1.65 μm] with a 5 nm spectral resolution. The spectra are calibrated with the spectral response of the source directly measured at the output of the multimode injection fiber. The spectral response of the planar optics component is also calibrated by the spectrum of a straight waveguide obtained in the same technological conditions. We can thus separate spectral effects between the waveguide and the function.

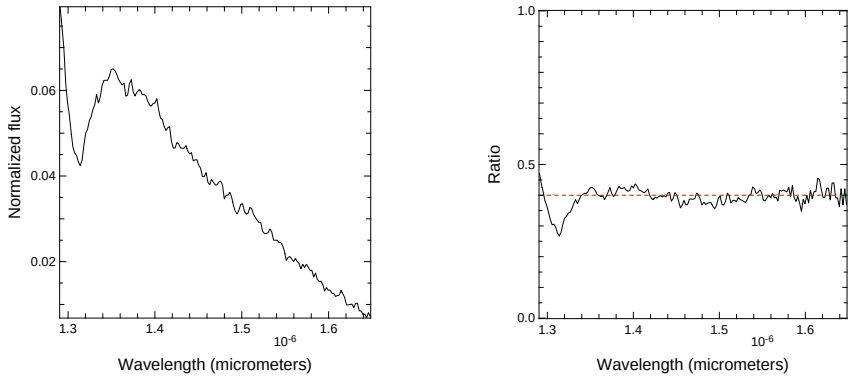

Figure 8: Left: spectra of the output of the interferometric waveguide. Right: ratio of the spectral response of interferometric outputs to photometric outputs (see text for details).

The maximum of the flux after $\lambda = 1.35$ μm on Fig. 8 (left) is characteristic of the transition between the bi-mode and the single-mode behaviour. This proves the single-mode behaviour of the waveguides beyond 1.35 μm, and therefore in the whole H band.

Fig. 8 (right) shows the ratio between the interferometric spectra and the photometric spectra for a given illumination. For $\lambda \geq 1.35$ μm this ratio is constant around 0.40, at the limit of instrumental noise, showing the achromatic response of the two Y-junctions between 1.35 and 1.65 μm. The discrepancy with the theoretical ratio of 0.5 probably comes from imperfect flux optimization between the two measurements and differential losses between the interferometric and photometric channels after separation, due to the reverse Y-junction.

The measured achromatic coupling rate of the Y-junctions is important at the data reduction level, since chromatic difference between the photometric and interferometric signals would affect the visibility accuracy.

4.3 Birefringence and behaviour in polarized light

To achieve high and stable contrast measurements, polarization has to be carefully controlled: a slight delay between the two polarization directions due to different propagation times can dramatically decrease the fringe visibility. We study in this section the polarization-maintaining properties of our fiber-connected component and the polarizing effects of the Y-junctions, if any.

The neutral axes of the component are determined by the manufacturing process: respectively vertical and horizontal with respect to the component geometry. The neutral axes of the polarization-maintaining component fibers (see Sect. 2) are aligned with them. Thus we define two neutral axes for the whole device. The polarizers[2] allow to polarize the light injected into the intermediate fibers along these neutral axes. The conditions of injection are thus similar for the two interferometric arms. Any variation of the polarization orientation is transformed after the polarizers in a flux variation, easily monitored with the photometric signals. Finally the neutral axes of the intermediate fibers as well as the polarization-maintaining FC connectors are accurately aligned with the device neutral axes by searching an extinction with a crossed analyzer.

The polarization properties of the fiber-connected component are tested with the laser diode since its very stable linear polarization provides a stable flux injection into the intermediate fibers. Each polarizer is rotated over 180 degrees and the light outgoing from each beam combiner output is analyzed. The results obtained for the three outputs are identical. An example for one of them is displayed in Fig. 9: the graphic axes (left) provide the polarizer and analyzer orientations, various colors code the recorded intensity for a given polarizer-analyzer configuration (right). The horizontal and vertical directions (cases 1 and 2) are indeed the neutral axes of our fiber-connected component since the intensity reaches a minimum almost equal to zero for crossed orientations of the polarizer and the analyzer. For any other polarizer directions (case 3) the intensity never shows a zero minimum whatever the analyzer direction: the outgoing light is therefore elliptically polarized. Note that a small cross-talk between the two axes remains at a negligible level ($\leq$0.3%).

Since measurements at the three outputs provide the same results and since they are performed with steps of 10° for the analyzer orientation, we claim that the photometric and interferometric polarization directions are aligned with an accuracy better than 5°.

The same measurement with the white-light source demonstrates the same properties, but with a lower signal-to-noise ratio. We clearly show that the fiber-connected component intrinsically maintains two perpendicular polarization directions and that the Y-junctions do not in-

[2] whose orientations have been determined thanks to a calcite Glan-Thompson prism

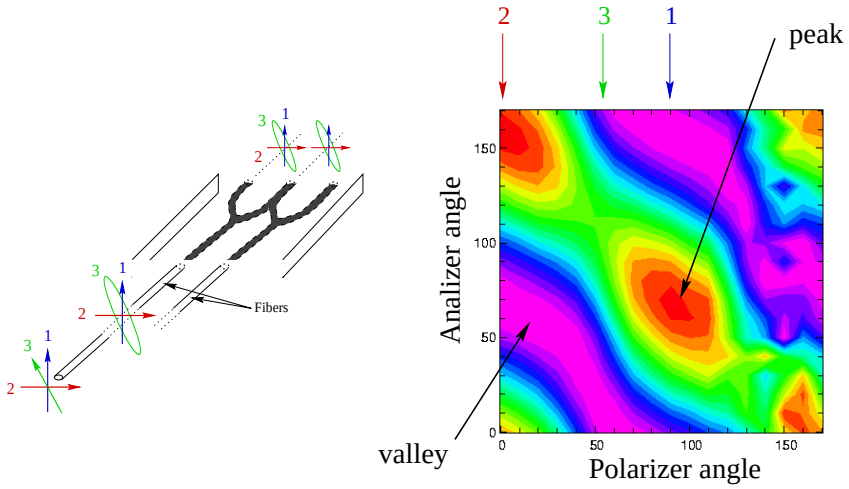

Figure 9: Polarization-maintaining property of the whole device. Left: a linear polarization is injected for three orientations according to the device neutral axes. These neutral axes correspond to the directions denoted by 1 and 2. In the cases 1 and 2 the polarization is linear during all the propagation inside the device, whereas in the case 3 the polarization becomes elliptical because of different propagation constants along the two neutral axes. Right: polarization measurements at $1.55\mu m$ at the output of the device for various orientations of the polarizers before injection in the intermediate fibers (see text for details).

troduce differential rotation of these directions throughout the whole spectral bandwidth.

4.4 Interferometric behaviour in monochromatic light

The laser diode provides high flux with good polarization stability. Its coherence length of a few tenth of centimeters allows to calibrate the zero OPD of the workbench corresponding to the maximum of the fringe envelop. Moreover its small spectral bandwidth does not induce chromatic dispersion effects on fringe contrast. The fringe visibility measured in these conditions is **higher than 96%** with **variations of ±0.3% over one hour** for incident light polarized along one device neutral axes.

The polarizers before fiber injection are removed to determine the influence of the polarization control on the contrast: the contrast falls then to 78%. The neutral axes of the intermediate fibers are aligned together at better than 20° and the laser diode polarization is close to one of the neutral axes of the component. This can explain a decay of the order of 20% and demonstrates again the necessity of an accurate control of the differential polarization.

4.5 Contrast measurements in broadband conditions

We use white-light source with the H filter to calibrate the fiber-connected component within the astronomical conditions. We record white-light interferograms with the beam combiner connected with three different sets of intermediate fibers with length differences of 7 cm, 2 cm and about 0 cm.

4.5.1 Chromatic dispersion

With polarization control, the fringe visibility reaches respectively 30%, 78%, and **92%** for fiber length differences of 7 cm, 2 cm and 0 cm. The contrast decrease for the longer fiber length difference is due to chromatic dispersion whose occurence is confirmed by the asymetric shape of the interferogram and the enlargement of the fringe envelop. The theoretical number of fringes at the width at half maximum equals $2\lambda/\Delta\lambda \sim 10$ for the H band. The interferogram on Fig. 4 (right), which is almost dispersion free (no fiber length difference) presents effectively 10 fringes at the width at half maximum whereas interferograms obtained with a fiber length difference of 2 cm presents 12 fringes (left of Fig. 4).

The chromatic dispersion is induced by the wavelength dependence of the propagation constant. If two interferometric arms have unequal optical lengths or if the average constants of propagation are different, the location of the zero OPD will change with the wavelength. Therefore the central fringes of each monochromatic interferogram do not combine constructively leading to contrast and signal-to-noise ratio decreases. The interferogram envelop is enlarged and the number of fringes increases. The dependence of the phase difference $\Delta\Phi$ between the two arms

with wavelength is no longer linear.

Chromatic dispersion is due to material dispersion[3] and to modal dispersion[4]. In telecom applications, the dispersion is quantified by a dispersion parameter D, related to the group delay ($D = d\tau/d\lambda$, where τ is the group delay). In our astronomical application, D is linked to the shape of the phase difference of white-light interferograms. Let us denote ΔL the difference of physical lengths of the two interferometer arms, $\sigma = 1/\lambda$ the wavenumber, and σ_0 the wavenumber corresponding to the central wavelength. By assuming that the fibers have the same average dispersion parameter D, $\Delta\Phi$ is expressed as a function of D[14]:

$$\Delta\Phi = -\pi c D \Delta L \left(\frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma}\right)^2 \quad (3)$$

The determination of ΔL from the shape of the phase requires a linear relation between the sampling time and the OPD, achieved with the piezoelectric modulation. We estimate $D\Delta L$ after the following steps:

- the Fourier transform of an experimental interferogram (corrected from the photometry) is computed to extract $\Delta\Phi$,
- the linear slope of $\Delta\Phi$ over the global data set is removed.
- At this point, only the parabolic part of $\Delta\Phi$, induced by the dispersion, remains at the frequencies corresponding to the interferogram position. This parabolic curve is centered at the frequency corresponding to the 1.60 μm central wavelength of the H filter (i.e. $\sigma_0 = 1/(1.60 \times 10^{-4} cm) = 6250\ cm^{-1}$ in (3).
- A fit of this curve with (3) gives an estimation of $D\Delta L$.

Fig. 10 shows an interferogram phase obtained with intermediate fibers with length difference of 2 cm and the corresponding fitted curve. With $D \sim 15$ ps/nm/km (standard dispersion value quoted for standard silica fibers at 1.55 μm), we obtain $\Delta L \sim 2.05 \pm 0.03$ cm, which is in agreement with the measured 2 cm between the lengths of the two component fibers. The shape of the phase obtained in the almost dispersion free case is also presented on the figure.

Although it is difficult to assess whether dispersion comes from fibers or from our planar beam combiner in our complete device, the preceding experiments seem to point out that planar optics components are nearly dispersion free. This property comes from the manufacturing process: a symetrical design can be "drawn" on a single planar substrate with waveguide lengths equalized at better then 10 μm, all the waveguides are made during the same technological process (same molten salts, same technological step durations). Dispersion compensation is discussed in Sect. 5.

[3] the refractive index is wavelength dependant

[4] the field distribution of the fundamental mode changes with wavelength

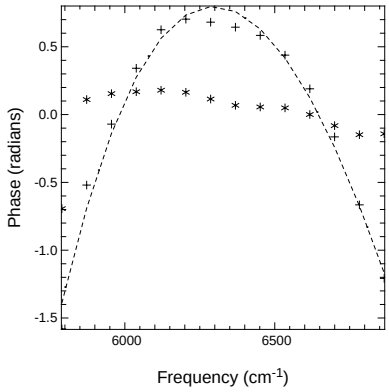

Figure 10: Phase difference for interferograms obtained with the piezoelectric modulation. The crosses correspond to the measured phase for an interferogram obtained with a fiber length difference of 2 cm and the dashed line to the corresponding parabolic fit allowing to determine the fiber length difference between the two interferometer arms (see text for details). The asterisks correspond to the phase difference computed from an interferogram obtained with no fiber length difference.

4.5.2 Polarization

Because of their intrinsic high birefringence, polarization-maintaining fibers present differential propagation times between their two neutral axes. As a consequence the interferograms corresponding to the two perpendicular polarizations are separated on a time scale. For the first fibers set with a length difference of 7 cm several interferograms are obtained for unpolarized incident light (middle of Fig. 11). Each of the two highest interferograms correspond to one of the two neutral axes (see the left and right pictures of Fig. 11). The other smallest interferograms could be due to interferences between perpendicular polarizations of the same or different arms. In this case the best contrast obtained is about 30% with polarizers and drops by a factor 0.67 without polarizers. When using the two other fiber sets, only one main interferogram is present with or without polarizers. With the fibers of equal lengths, the contrast falls from 92% to 50% when the polarizers are removed, and smallest interferograms due to cross-talk effects appear.

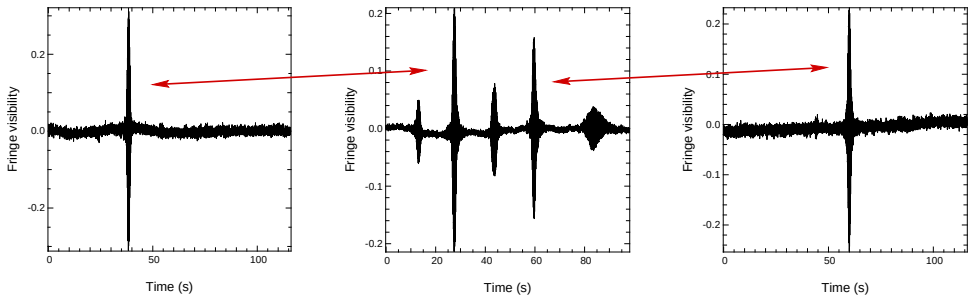

Figure 11: Polarization effects on fringes visibility. Left: interferogram obtained with polarizers along one neutral axis (contrast = 31%). Right: interferogram with polarizers along the crossed neutral axis (contrast = 24%). Middle: interferogram without polarizers (contrasts equal respectively [5.5%, 21%, 8%, 16%, 4%]). The three smallest interferograms are certainly due to cross-effects between perpendicular polarizations.

Table 2: Expected losses and global throughput with optimized technological parameters (column 1) and beam combination function (column 2).

Losses	Optimized Y-junction components	Fully optimized components
Fresnel reflexion	≤1%	≤1%
Fiber/waveguide coupling	4.5%	4.5%
Propagation	9%	9%
Function	5%/fct	5%/fct
Beam-combination	Y-junction = 50%	X or MMI = 0%
Total throughput	∼60%	∼80%

5 Discussion

5.1 Beam combiner

The present study shows that silver ion exchange provides good throughput and polarization-maintaining properties. The different sources of losses are clearly identified and could be reduced by optimization of the technological parameters (see first column of Table 2). With a beam combiner using Y-junctions this will lead to a global throughput of about 60% (-2.2 dB). Another technology based on etching of silica layers must also be looked at since it leads to similar propagation and coupling losses[27].

Global throughput of our present beam combiners are strongly limited by the 50% losses of the combining function (see Table 1 and columns 1 of Table 2). The reverse Y-junction has been used for its achromatic response. Components using directional couplers or MMI functions could lead to throughput exceeding 75%, but in these cases chromatic effects need to be clearly simulated and optimized[28] (choice of asymetrical couplers for instance).

5.2 Differential polarization and chromatic dispersion

Integrated optics is extremely attractive for astronomical interferometry because of its intrinsic properties (satisfying throughput, polarization maintain, low chromatic dispersion) and its easy connection to optical fibers. Nevertheless our work points out that **differential polarization and chromatic dispersion** (as for bulk optics) make necessary an accurate control of the optical fibers which inject stellar light into the planar optics component. These fibers have to be highly birefringent and their optical lengths must be equalized to minimize differential chromatic dispersion[29,30,31]. Another solution is to use planar optics beam combiner without fibers and designed to allow direct light injection (larger space between the input waveguides).

6 Conclusion and perspectives

In this paper we propose an innovative application for integrated planar optics and we report optical characterizations of a two-telescope planar optics beam combiner made by silver ion exchange connected to fibers. We verify the single-mode behaviour throughout the H atmospheric band. We measure high and stable contrasts with a laboratory Mach-Zehnder interferometer ($\geq$ 96% with a 1.55μm laser diode and $\sim$ 92% with an tungsten-halogen white-light source equiped with an H interference filter). Finally we reach a good global throughput: we measure a transmission of 43% which can be significantly improved thanks to various technological solutions not yet implemented. In addition to moderate cost, compactness, stability (due to the planar substrate), insensitivity to external conditions, planar optics thus presents promising performances for astronomical interferometry.

All these very encouraging results with a two-telescope beam combiner lead us to design components for combination of three and four telescopes for optical aperture

synthesis[32]. These components present a promising solution for the future recombination of large arrays of optical telescopes, such as the VLTI or CHARA, and for spatial interferometric missions (SIM, DARWIN).

Acknowledgments This works are founded by the CNES and the French INSU/PNHRA. We would like to thanks the CNES and the CSO company for their support in authors work. Part of these measurements have been made possible thanks to Sofradir detectors (Grenoble, France). The integrated optics components have been manufactured and fiber-connected by the GeeO company (Grenoble, France).

References

1. A. Labeyrie, "Interference Fringes Obtained on Vega with Two Optical Telescopes", Astrophysical Journal **196**, L71-L75 (1975).
2. P.R. Lawson, "Selected Papers on Long Baseline Stellar Interferometry", SPIE Milestone Series, Vol. **MS 139** (1997).
3. M. Born, and E. Wolf, "Principles of optics" (Pergamon Press, New York, 1985).
4. M.M. Colavita , "Phase referncing for stellar interferometry", J.M. Beckers, and F. Merkle, eds (Proc. ESO, Garching, 1991).
5. J.W. Goodman, "Synthetic-aperture synthesis", in *Progress in Optics*, E. Wolf, ed. (Nirth-Holland Publishing Compagny, Amsterdam, 1970), Vol. VIII.
6. J.T. Armstrong et al., "The Navy Prototype Optical Interferometer", Astrophysical Journal **496**, 550-571 (1998)
7. J.E. Baldwin et al., "The first images from an optical aperture synthesis array: mapping of Capella with COAST at two epochs", Astronomy and Astrophysics **306**, L13 (1996).
8. J.M. Mariotti, "VLTI: a status report", in *Astronomical telescopes and instrumentation: Astronomical Interferometry*, R.D. Reasenberg, and S.C. Unwin, eds (Proc. SPIE 3350, Kona, 1998).
9. M.M. Colavita et al., "Keck Interferometer", in *Astronomical telescopes and instrumentation: Astronomical Interferometry*, R.D. Reasenberg, and S.C. Unwin, eds (Proc. SPIE 3350, Kona, 1998).
10. H.A. McAlister et al., "CHARA Array", in *Amplitude and Intensity Spatial Interferometry II*, J.B. Breckinridge, ed (Proc. SPIE 2220, Kona, 1994), pp. 129.
11. W.A. Traub, "Recent results from the IOTA interferometer", *Astronomical telescopes and instrumentation: Astronomical Interferometry*, R.D. Reasenberg, and S.C. Unwin, eds (Proc. SPIE 3350, Kona, 1998).
12. C. Froehly, "Coherence and Interferometry through Optical Fibers", in *Science Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths*, M.H. Ulrich, and K. Kjär, eds. (Proc. ESO Conf., Garching, 1981), pp. 285.
13. V. Coudé du Foresto, "Interférométrie astronomique infrarouge par optique guidée monomode", PhD Thesis (Université de Paris, France, 1994).
14. H. Lagorceix, "Application des fibres optiques unimodales à l'interférométrie stellaire", PhD Thesis (Université de Limoges, France, 1995).
15. V. Coudé du Foresto, S. Ridgway, and J.M. Mariotti, "Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer", Astronomy and Astrophysics Supplement Series **121**, 379-392 (1997).
16. C. Roddier, and F. Roddier, "On the fringe visibility in a Michelson stellar interferometer", JOSA **66**, 580-584 (1976).
17. P. Kern, F. Malbet, I. Schanen-Duport, and P. Benech, "Integrated optics single-mode interferometric beam combiner for near infrared astronomy", in *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, P. Kern, and F. Malbet, eds (Proc. AstroFib'96, Grenoble, 1996), pp. 195.
18. F. Malbet, P. Kern, I. Schanen-Duport, J.P. Berger, K. Rousselet-Perraut, and P. Benech, "Integrated optics for astronomical interferometry. I-Concept and astronomical applications", Astronomy and Astrophysics Supplement Series (in press).
19. J.P. Berger, K. Rousselet-Perraut, P. Kern, F. Malbet, I. Schanen-Duport, F. Reynaud, P. Haguenauer, and P. Benech, "Integrated optics for astronomical interferometry. II-First laboratory white-light interferograms", Astronomy and Astrophysics Supplement Series (in press).
20. P. Benech, "Review on integrated optics technology", in *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, P. Kern, and F. Malbet, eds (Proc. AstroFib'96, Grenoble, 1996), pp. 47.
21. R.V. Ramaswamy, and R. Srivastava, "Ion exchange glass waveguides: a review", Journal of Light Technology **6**, pp. 984-1002 (1988).
22. K. Rousselet-Perraut, F. Vakili, and D. Mourard, "Polarization effects in stellar interferometry", Opt. Eng. **35**, 2943-2955 (1996).
23. D. Marcuse, " Theory of dielectric optical waveguides" (Academic Press Inc., 1991).

24. S. El-Sabban, D. Khalil, I. Schanen Duport, P. Benech, S. Tedjini, "Design of an integrated optical magic T using the multimode interference Phenomena", Proceedings of SPIE vol. 3620 Photonics West International Symposium on Integrated Optoelectronic Devices (San Jose (USA), janvier 1999).

25. C. Ruilier, "A study of degraded light coupling into single-mode fibers", *Astronomical telescopes and instrumentation: Astronomical Interferometry,* R.D. Reasenberg, and S.C. Unwin, eds (Proc. SPIE 3350, Kona, 1998).

26. S.B. Shaklan, and F. Roddier, "Coupling starlight into single-mode fiber optics", Applied Optics **27**, 2334-2338 (1988).

27. P. Mottier, "Integrated optics and micro-optics at LETI", in *Integrated Optics for Astronomical Interferometry,* P. Kern, and F. Malbet, eds (Proc. AstroFib'96, Grenoble, 1996), pp. 63.

28. M. Severi, P. Pouteau, P. Mottier, and P. Kern, "A waveguide interferometer for phase closure in astronomy", in (Proc. ECIO, Turin, 1999), in press.

29. H. Lagorceix, and F. Reynaud, "Birefringent effect measurement and compensation in a highly birefringent fibeer optical path modulator", Optics Communications, 118, pp.235-240 (1995).

30. F. Reynaud, J.J. Alleman, and P. Connes, "Interferometric control of fiber lengths for a coherent telescope array", Applied Optics **31**, n^o19, pp. 3736 (1992).

31. F. Reynaud, and H. Lagorceix, "Stabilization and control of a fiber array for the coherent transport of beams in a stellar interferometer", in *Integrated Optics for Astronomical Interferometry,* P. Kern, and F. Malbet, eds (Proc. AstroFib'96, Grenoble, 1996), pp. 249.

32. J.P. Berger, M. Severi, I. Schanen-Duport, K. Rousselet-Perraut, P. Haguenauer, Y. Duchene, P. Kern, F. Malbet, and P. Benech, "Integrated optics beam combiners for application to interferometric aperture synthesis", in *Working on the Fringe: An International Conference on Optical and IR Interferometry from Ground and Space*, S. Unwin, and R. Stachnik, eds (Proc. PASP, Dana Point, 1999), pp. 12.

5.3 Tests de différents concepts instrumentaux 3T

Nous présenterons ici les résultats obtenus sur des composants 3T, avec différents modes de recombinaison, réalisés soit par échange d'ions, soit par gravure de silice.

5.3.1 Recombinaison co-axiale par paires avec coupleurs directionnels

Composant réalisé

Les premiers composants permettant la recombinaison de trois faisceaux de télescopes ont été développés par le LETI (Severi, 1999), utilisant donc la technique de gravure de silice sur silicium (figure 5.20).

Le taux de transfert de puissance au niveau des coupleurs vers la photométrie a été choisi en se basant sur des considérations observationnelles. Une étude menée dans le cadre de l'instrument AMBER pour le VLTI a montré que pour la plupart des objets intéressant les méthodes d'interférométrie, un rapport de 4 photons sur les voies photométriques pour 10 photons sur les voies interférométriques permet une bonne calibration. Pour le composant réalisé ici (figure 5.20), à chaque entrée correspond une sortie photométrique et deux sorties interférométriques pour chacune des paires de recombinaison. Cela donne par exemple pour la voie 1 recombinée avec la voie 2 (en se reportant aux notations de la figure) :

$$\frac{P_1}{I_{12} + I_{21}} = 0{,}4. \tag{5.1}$$

On va vouloir avoir le même rapport pour l'entrée 1 en ce qui concerne les sorties interférométriques de la recombinaison avec la voie 3. Au final cela donne donc :

$$\alpha = \frac{P_1}{I_{12} + I_{21} + I_{13} + I_{31}} = 0{,}2. \tag{5.2}$$

Il faut maintenant tenir compte du fait que les pertes ne sont pas les mêmes pour la voie photométrique et pour les voies interférométriques puisque la propagation et les fonctions rencontrées ne sont pas les mêmes. Si on note P_1' et I_1' les flux en sortie du coupleur photométrique, respectivement vers la voie photométrique et les voies interférométriques, on a :

$$P_1 = T_{phot} \cdot P_1' \tag{5.3}$$

$$I_{12} + I_{21} + I_{13} + I_{31} = T_{int} \cdot I_1', \tag{5.4}$$

avec T_{phot} et T_{int} les transmissions des voies. Le taux de couplage α' du coupleur photométrique est donc :

$$\alpha' = \frac{P_1'}{I_1'} = 0{,}2\frac{T_{int}}{T_{phot}}. \tag{5.5}$$

Le taux de couplage dépend des transmissions relatives qui vont être différentes pour chacune des 3 entrées. En effet si on regarde par exemple la voie photométrique de la voie 3, celle-ci coupe deux guides, alors que celle de la voie 1 n'en coupe pas. Pour les simulations et le choix

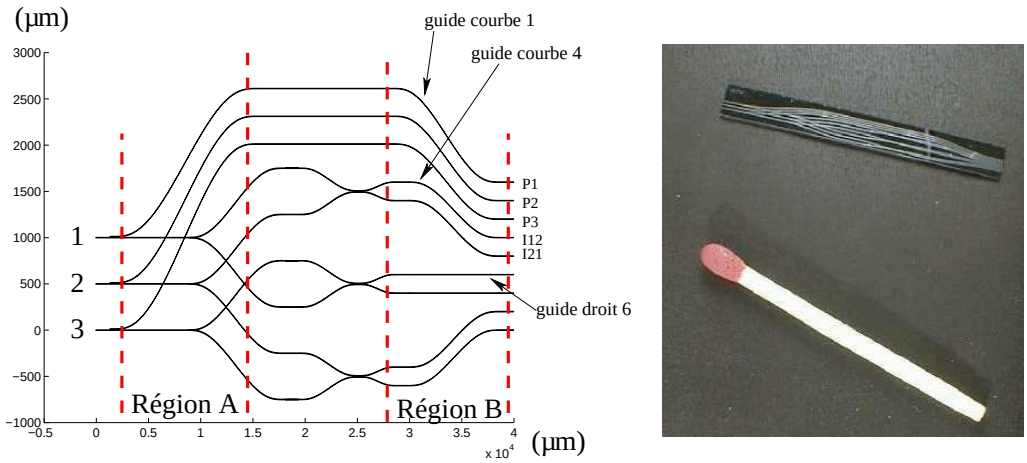

FIG. 5.20 – *Recombinateur 3T réalisé par gravure de silice sur silicium, schéma et composant réalisé. Une partie du flux est prélevée sur chacune des voies d'entrée pour la calibration photométrique. Les voies sont ensuite recombinées deux-à-deux. Les fonctions de séparation photométrique et de recombinaison sont réalisées par des coupleurs directionnels, et pour chaque paire recombinée on a donc deux sorties interférométriques en opposition de phase. La séparation du flux interférométrique est réalisée par des jonctions Y afin de bien diviser achromatiquement le flux en deux parties égales avant recombinaison avec chacune des deux autres voies.*

du coupleur (on a pris le même pour toutes les voies) on a pris un rapport de transmission égal à 1.

Pour les coupleurs de recombinaison, afin de ne pas créer de déséquilibre photométrique entre les deux voies incidentes, c'est un taux de couplage de 0,5 qui est recherché. On a utilisé des coupleurs plutôt que des jonctions Y inverses afin d'éviter la perte par rayonnement de 50% du flux dans le substrat. L'utilisation visée en bande H impose, après avoir choisi les taux de couplage, de rendre ceux-ci achromatiques (voir paragraphe 4.6). A cette fin des simulations numériques ont été menées sur des coupleurs asymétriques. La dimension réduite du composant a permis d'en positionner plusieurs sur le masque de réalisation en faisant varier, à partir du même schéma général, les paramètres géométriques de l'un à l'autre : longueur de couplage, taille et séparation des guides, chaque configuration correspondant à un point de fonctionnement achromatique théorique ou encadrant celui-ci. De plus, quatre plaques complètes ont été réalisées en faisant cette fois varier les paramètres technologiques de fabrication. Cette étude systématique (DUCHÊNE, 1999) a permis de vérifier l'adéquation entre les simulations et les mesures effectuées. Les connaissances acquises sur les performances en fonction de la technologie et de la géométrie ont ainsi permis de déduire facilement les modifications à apporter à ce masque afin de corriger les défauts identifiés.

TAB. 5.7 – *Sources de pertes et mesures expérimentales. Les colonnes 2 et 3 donnent un exemple de pertes mesurée pour l'injection par l'entrée du haut sur la figure 5.20. La dernière colonne donne les valeurs des gains possibles sur les pertes aux différents niveaux.*

Type de perte	Composant actuel		Composant optimisé	
	Voie photométrique	*Voie interférométrique*		
Couplage fibre/guide	0,5 dB	0,5 dB	0,45 dB	
Propagation	0,05 dB/cm	0,05 dB/cm	0,02 dB	
Courbure	0,9 dB (région A) 0,7 dB (région B)		$\leq$ 0,2 dB (dépend de la courbure)	
Croisement des guides	0,16 dB	0,16 dB * 2	$\leq$ 0,1 dB (dépend de l'angle de croisement)	
Fonctions de séparation				
- coupleurs	0,1 dB	0,1 dB * 2	0,1 dB	
- Y		0,65 dB	0,45 dB	
Total	**2,5 dB**	**1,95 dB**	**$\sim$ 1 dB** (Photo.)	**$\sim$ 1,4 dB** (Interf.)

Transmission globale

Le tableau 5.7 résume les différentes sources de pertes photoniques dans le composant et leurs valeurs. La transmission globale moyenne est de 60% (pertes égales à 2,2 dB). Cette mesure est faite en sommant les flux sur toutes les voies de sortie quand une seule voie d'entrée est injectée, et en prenant la moyenne des transmissions obtenues sur chacune des trois entrées. Pour plus de la moitié des composants testés (une trentaine), la transmission était comprise entre 55% et 60%. La valeur la plus faible mesurée était proche de 45% et la plus haute de 70%. Le tableau donne également, après détermination des sources de pertes, les optimisations qui peuvent être envisagées.

Courbures

Dans les composants réalisés les courbures utilisées pour déporter les voies photométriques sont une source de pertes importante. Pour des raisons de dimension du composant, afin de pouvoir en positionner un grand nombre sur le masque, les rayons de courbure ont été choisis relativement petits. La valeur utilisée était trop proche de la limite de guidage et donc les pertes relativement importantes, le flux n'étant plus bien confiné est diffusé dans le substrat. Afin de déterminer précisément la valeur des pertes à ce niveau, un composant a été découpé afin d'avoir accès directement aux parties courbes près des sorties. La partie centrale de la figure 5.21 montre la zone qui a été testée (région B sur la figure 5.20). Elle possède 7 guides

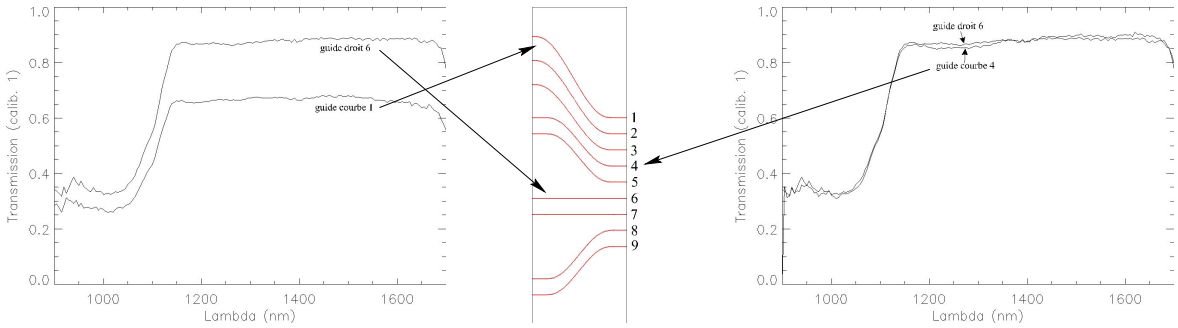

FIG. 5.21 – *Transmission des différentes courbures du composant 3T LETI en fonction de la longueur d'onde. Les saut des courbes vers 1.175 μm correspond à la coupure monomode des guides.*

courbes en S et 2 guides droits. Ces derniers servent de calibration pour les pertes de couplage et de propagation. Sur le graphique de gauche on peut comparer la transmission en fonction de la longueur d'onde du guide droit numéro 6 et du guide courbe numéro 1, les courbures étant fortes pour ce dernier. La variation est de l'ordre de 1dB, ce qui est bien conforme avec les valeurs mesurées précédemment. Le même type de mesure, effectuée cette fois sur le guide courbe 4 pour lequel les rayons de courbure sont plus importants et donc le guidage meilleur, prouve que dans ce cas les pertes sont très faibles (difficilement quantifiables compte tenu de la précision de la mesure). Cette étude montre bien qu'en augmentant les rayons de courbures on peut s'affranchir presque complètement de cette source de pertes. Cela aura pour conséquence une augmentation des dimensions du composant mais au vu du gain en transmission globale c'est un bon compromis.

L'étude spectrale de la transmission des guides (figure 5.21) a également apporté deux informations importantes : celle-ci est quasiment achromatique comme le montrent les courbes plates en fonction de la longueur d'onde (la chute aux hautes longueurs d'onde est due à la coupure de l'analyseur au delà de 1.68 μm et non au guide), et les composants sont bien monomodes sur toute la bande H : le saut de la courbe vers 1,15 μm correspond au passage bimode-monomode.

Croisements

Les croisements constituent une partie sensible du composant. En effet si deux guides se coupent on ne doit pas pour autant avoir de transfert d'énergie. Pour le schéma réalisé ici, l'angle de croisement des voies photométriques sur les voies interférométriques des autres entrées est relativement faible (13°) et proche de la limite de couplage. Une partie du flux s'est donc retrouvée guidée dans la voie qui a croisé le guide. Si on fait le rapport de l'énergie due à ce phénomène détectée sur une sortie du composant théoriquement non couplée et du flux total transmis par le composant, on obtient des valeurs inférieures à 0,25% (-26 dB

de pertes). Au niveau des voies photométriques, ce flux parasite peut devenir gênant s'il génère des interférences avec le flux photométrique de la voie qu'il a croisée. La calibration pourrait alors s'en trouver perturbée. Ici heureusement la longueur des voies photométriques est supérieure à celle des voies interférométriques de quelques centaines de micromètres, ce qui est supérieur à la longueur de cohérence en bande H mais insuffisant en lumière monochromatique avec la diode laser. Des franges sont donc visibles en diode laser dans les voies photométriques. Même avec un contraste faible elles sont bien évidemment gênantes pour la calibration. Les conditions stables en laboratoire permettent toutefois de faire une moyenne sur quelques points consécutifs pour retrouver la photométrie en moyennant les franges. Ce phénomène de couplage peut être réduit en augmentant la valeur de l'angle de croisement, et même être quasiment inexistant pour des angles supérieurs à 45 degrés. A ce problème de transfert de flux parasite viennent s'ajouter des pertes qui sont dues cette fois au flux rayonné dans le substrat. Comme toute fonction en optique intégrée, un croisement est une modification locale de la géométrie du guide et une partie de l'énergie ne reste pas guidée à cause de cette perturbation. La valeur des pertes mesurées ici est de 0,16 dB.

Spectrométrie des coupleurs

La séparation du flux au niveau des coupleurs en fonction de la longueur d'onde a été étudiée à l'aide d'un analyseur de spectre et d'une source laser accordable entre 1 et 1,68 μm. La figure 5.22 (gauche) représente le taux de couplage en fonction de la longueur d'onde. On considère ici que les pertes sont nulles afin de se concentrer uniquement sur la séparation du flux. Les courbes présentent les résultats de simulations sur différents types de coupleurs. On a représenté le résultat pour une seule voie de sortie du coupleur, l'autre voie étant simplement son complémentaire. Dans le cas du coupleur symétrique, la dépendance chromatique du couplage est importante : de 35% à la longueur d'onde de 1,48 μm il passe à 85% à 1,8 μm.

Les deux autres courbes correspondent à deux géométries optimisées. Le trait plein correspond à un cas où l'on a essayé d'avoir une séparation 50/50 sur toute la bande (longueur de couplage de 2200 μm). Le taux de couplage varie de 54% à 49,5%. Le chromatisme restant est parfaitement calibrable. La deuxième courbe en pointillés correspond à une longueur de couplage de 2400 μm. Le couplage varie de moins de 1% sur toute la bande, mais cela est obtenu au prix d'un taux de couplage de 40% uniquement. Si le taux de couplage d'une voie d'entrée vers une des sorties est de 40%, alors sur l'autre voie de sortie on retrouve les 60% du flux restant. Sur une des voies de sortie, on viendra donc recombiner 40% du flux venant de l'une des entrées avec 60% du flux venant de l'autre. La recombinaison n'est pas équilibrée photométriquement. Les points sur le graphique correspondent à des mesures ponctuelles faites grâce à un laser accordable.

Les points de mesure suivent assez bien la courbe simulée (coupleur 50/50), excepté pour le premier point. Cela est dû à une instabilité de la source en bord de bande gênant la calibration puisque la mesure du flux de la source ne peut pas être faite simultanément avec

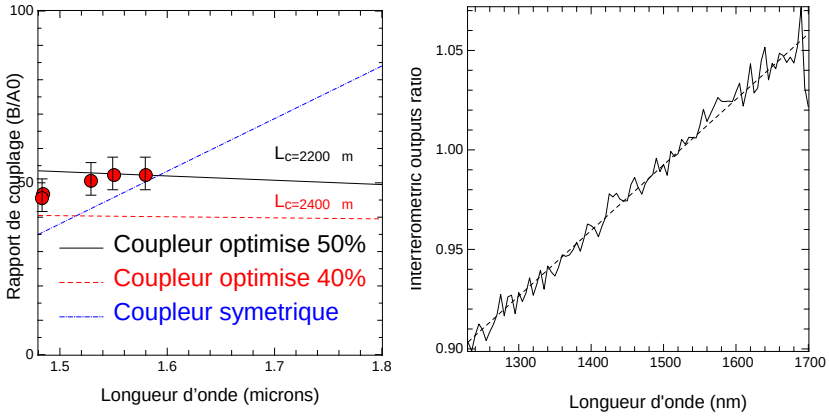

FIG. 5.22 – *Gauche : rapport entre le flux mesuré sur une sortie de coupleur et le flux incident; courbes théoriques pour un coupleur symétrique et deux coupleurs asymétriques et points de mesures sur le composant réalisé. Droite : rapport des flux entre les deux sorties d'un coupleur asymétrique en fonction de la longueur d'onde.*

la mesure de la sortie du coupleur. L'incertitude sur les mesures est de ± 5%.

Le graphique de droite de la figure 5.22 donne cette fois le rapport des flux mesurés sur les deux sorties du coupleur en fonction de la longueur d'onde. Les mesures ont été ici faites en source blanche afin d'obtenir les courbes de transmission pour toute la bande. La courbe en pointillés au calcul de la meilleure droite passant par les points de mesure. Le rapport varie de 0,97 pour $\lambda = 1{,}43$ μm à 1,08 pour $\lambda = 1{,}68$ μm, c'est-à-dire une variation de 6% autour de la valeur moyenne égale à 1,03. On a vu avec la description du coupleur directionnel dans le paragraphe 3.3.1 que tout écart par rapport au point de fonctionnement achromatique peut se traduire rapidement en variations de couplage en fonction de la longueur d'onde. Les difficultés dans l'estimation de la contribution des parties courbes explique le fait que l'on soit un peu à côté de ce point ici.

Séparation de flux : coupleur ou Y?

L'utilisation dans le cas de ce composant à la fois de jonctions Y et de coupleurs asymétriques pour des opérations de séparation de flux ou de recombinaison a permis de comparer leurs caractéristiques respectives. La jonction Y inverse ne permet d'avoir accès qu'à une partie du signal interférométrique, la partie en opposition de phase étant perdue, et de plus ses pertes intrinsèques sont plus élevées que celles d'un coupleur (0,65 dB au lieu de 0,1 dB). Elle a par contre le remarquable avantage d'être parfaitement achromatique. Le coupleur quant à lui donne bien accès aux deux sorties interférométriques avec des pertes très faibles, mais il nécessite un important travail de simulation et d'optimisation afin de diminuer sa chromaticité. Il n'est donc pas facile de conclure sur l'utilisation d'une fonction plutôt que l'autre, le choix se faisant plutôt sur des critères observationnels et instrumen-

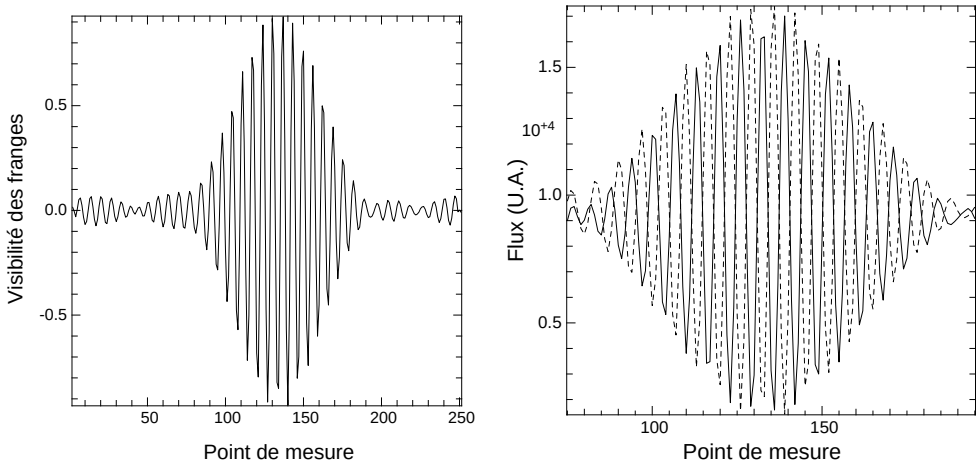

FIG. 5.23 – *Interférogrammes en lumière blanche avec un composant 3T LETI. Gauche : interférogramme corrigé de la photométrie; le contraste est de 90 %. Droite : interférogrammes pris simultanément sur les deux sorties interférométriques en opposition de phase.*

TAB. 5.8 – *Contrastes obtenus avec un recombinateur 3T par paires réalisé par le LETI.*

voie interférométrique	I_{12}	I_{21}	I_{23}	I_{32}
bande H	$89{,}3 \pm 1{,}1\%$	$85{,}2 \pm 1{,}1\%$	$85{,}5 \pm 1{,}1\%$	$83{,}7 \pm 1{,}1\%$
diode laser	$98{,}9 \pm 0{,}4\%$	$95{,}6 \pm 0{,}6\%$		

taux. Ici elles sont bien complémentaires : séparation asymétrique pour obtenir le rapport photométrie/interférométrie optimum et séparation parfaitement symétrique pour diviser le flux interférométrique vers chacune des paires avant recombinaison.

Résultats interférométriques

Les résultats présentés ici sont relatifs aux deux couples de sorties interférométriques I_{12}/I_{21} et I_{23}/I_{32} (en utilisant les notations de la figure 5.20). Comme on est dans le cas de recombinaison par paires, les interférogrammes (figure 5.23, gauche) sont semblables à ceux obtenus sur les recombinateurs à deux télescopes. Le graphique de droite montre les deux sorties en opposition de phase. Le meilleur contraste obtenu en lumière monochromatique et polarisée est de **98,7%**. En lumière blanche, il est d'environ **90%** avec des variations de $\pm$ 0,2 % rms. L'écart type est donné par la moyenne sur 40 interférogrammes enregistrés consécutivement. La stabilité temporelle de toute la chaîne instrumentale donne elle une précision de $\pm$ 0,4 %, obtenue par des mesures de contraste toutes les 20 minutes sur une période de deux heures (tableau 5.8). L'étude de la dispersion par la méthode de la phase parabolique a montré une différence de longueur des fibres d'injection de 0,62 cm expliquant la baisse de contraste en lumière polychromatique.

5.3.2 Recombinaison co-axiale par paires avec jonction Y

Composant réalisé

Le composant a été réalisé par le LEMO par échange d'ions dans du verre. Le principe est tout à fait identique à celui décrit précédemment même si le schéma diffère légèrement (figure 5.24). Cette configuration a été choisie afin de garder une symétrie du composant par rapport à son axe longitudinal. La géométrie choisie ici permet de limiter le nombre de croisements des guides. Les voies photométriques latérales ne peuvent pas être perturbées par du flux provenant de l'une ou l'autre des voies d'entrée. On garde par contre des croisements des voies interférométriques les unes sur les autres et il faut donc ici aussi faire attention aux valeurs des angles.
Les tests de transmission et spectrométriques ont été réalisés au LEMO dans le cadre d'un stage (Lacolle, 2000).

Mesures de transmission

Tous les composants réalisés par le LEMO et décrits dans la suite de ce chapitre correspondent à la même plaque que le composant 2T décrit dans le paragraphe 5.2.2. Les paramètres d'échange sont identiques et on utilisera alors les mêmes valeurs de pertes de propagation (0,14 dB/cm) et de couplage (0,22 dB) que celle données dans ce paragraphe. Les pertes totales pour toute voie dues à ces deux effets s'élèvent à 0,51 dB.
Le tableau 5.9 regroupe les transmissions mesurées pour toutes les sorties en fonction de la voie d'injection. Pour les voies extrêmes, on n'a à prendre en compte que les pertes de couplage, de propagation et celles du Y. On mesure ainsi des pertes intrinsèques de 0,7 dB (en plus des 3 dB qui correspondent à la séparation du flux incident en deux). Dans le cas de l'injection par l'une des voies extrêmes on détecte des photons sur l'une des voies photométriques

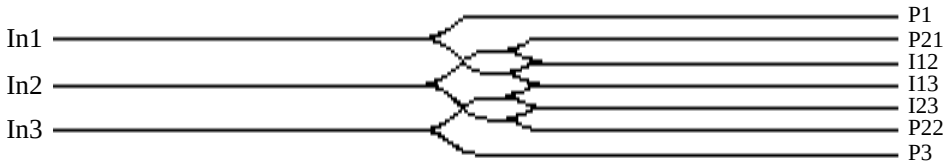

Fig. 5.24 – *Schéma d'un recombinateur pour trois télescopes par paires. Toutes les fonctions de séparation de flux et de recombinaison sont faites par des jonctions Y. Pour les voies In_1 et In_3, le flux photométrique est prélevé d'abord par une première jonction Y, puis une seconde jonction du même type sépare le flux interférométrique vers chacune des paires de recombinaison. Pour la voie centrale In_2, le cheminement est différent : une jonction Y sépare le flux en deux parties égales et sur chacune des deux voies créées on va alors seulement prélever la moitié du flux pour la calibration photométrique. L'autre partie du flux est envoyée vers les paires de recombinaison. On a deux sorties photométriques pour cette voie.*

	Sorties	P_1	P_{21}	I_{12}	I_{13}	I_{23}	P_{22}	P_3
	Sans pertes (%)	50	0	12,5	12,5	-	-	-
In_1	Mesure (%)	38,3±1,5	0,11±0,01	4,6±0,2	5,9±0,2	-	-	-
	Perte (dB)	4,17	29,6	13,4	12,3			
	Sans pertes (%)	-	25	12,5	0	12,5	25	-
In_2	Mesure (%)	-	15,5±0,7	5,0±0,2	0,1	4,7±0,2	15,8±0,3	-
	Perte		8,10	13,0	30,5	13,3	8,01	
	Sans pertes (%)	-	-	-	12,5	12,5	0	50
In_3	Mesure (%)	-	-	-	6,3±0,3	5,1±0,2	0,10±0,01	38,5±0,9
	Perte				12,0	12,9	30,0	4,14

TAB. 5.9 – *Mesures de transmission au niveau des sorties d'un recombinateur 3T par paires utilisant des jonctions Y. Pour chaque entrée on a donné les valeurs en considérant des pertes nulles et les mesures effectuées traduites ensuite en pertes.*

TAB. 5.10 – *Récapitulatif des pertes pour le recombinateur 3T par paires avec jonctions Y.*

Type de perte	Mesure
Couplage fibre/guide	0,22 dB
Propagation	0,14 dB/cm
Jonction Y	0,7 dB
Croisement des guides	0,4 dB
«Cross-talk»	-22 dB

centrales à chaque fois alors qu'il ne devrait pas y en avoir («cross-talk»). La combinaison des équations de transmission des voies P_{21} et I_{13} pour une injection par l'entrée In_3 donne des pertes intrinsèques de 0,4 dB pour le croisement et une la valeur du «cross-talk» de -22 dB (0,7% du flux est ainsi transféré vers la mauvaise voie). Les pertes mesurées pour chacune des différentes fonctions sont résumées dans le tableau 5.10. La valeur moyenne de la transmission de ce composant est de 45,8% (moyenne des trois voies d'entrée). La transmission pour une voie correspond à la somme des flux sur toutes les sorties illuminées calibrée par le flux incident.

Spectrométrie

L'analyse spectrométrique pour des longueurs d'onde allant de 0,6 μm à 1,7 μm (même protocole que précédemment) permet de déterminer la coupure monomode (figure 5.25). Sur la voie photométrique on peut vérifier le comportement en fonction de la longueur d'onde de la jonction Y directe, puisque c'est la seule présente sur le trajet. Les pics visibles pour des longueurs d'onde inférieures à la coupure sont dues à des perturbations du fonctionnement de la jonction lorsque l'on est en régime multimode. La jonction Y n'étant plus forcément symétrique vis-à-vis de la forme du mode, elle ne va plus se comporter comme une séparatrice

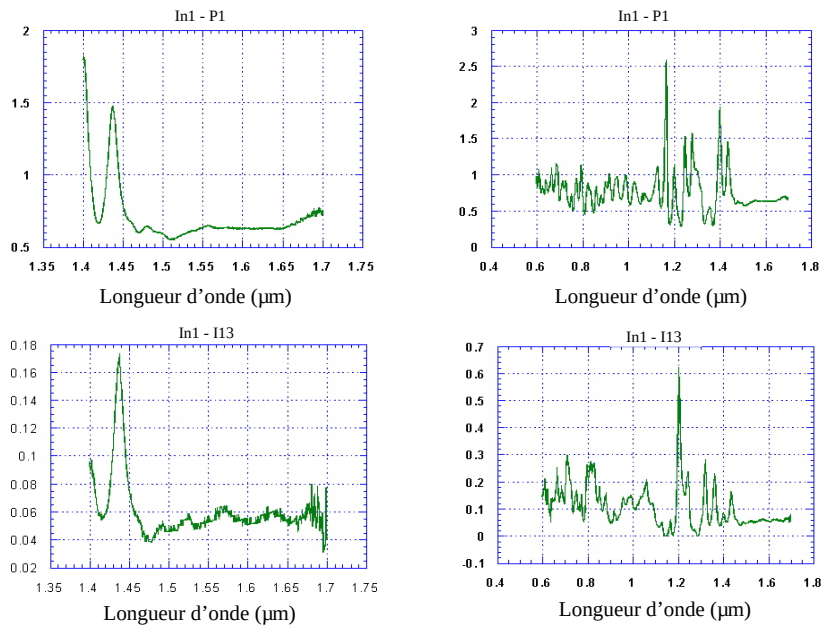

FIG. 5.25 – *Mesures spectrométriques sur un composant 3T complet. Les ordonnées sont données en unités arbitraires. L'injection est faite par la voie In_1, et la mesure spectrale sur une voie photométrique (haut) et interférométrique (bas). Les figures de gauche montrent la coupure monomode, celles de droite la perturbation du comportement du composant en régime multimode.*

50/50. Le rapport de séparation va dépendre de la forme du mode en fonction de la longueur d'onde à l'arrivée sur la jonction. Ce phénomène peut-être simulé par les logiciels de propagation BPM (Beam Propagation Method) en utilisant des cartes de champ multimode à l'entrée de la jonction. Quoiqu'il en soit cela ne correspond pas du tout à la plage de fonctionnement de nos composants et il n'y a pas lieu de s'inquiéter de ce comportement. Pour la mesure sur la voie interférométrique centrale, les fonctions entrant en compte ici sont deux jonctions Y directe de séparation de flux, une jonction Y inverse de recombinaison, et un croisement.

On voit très bien que les guides ne sont monomodes qu'à partir de 1.45 μm, et non dès 1.43 μm comme le voudrait l'utilisation en bande H. Les guides restent cependant monomodes sur la majorité de la bande. Les contrastes élevés présentés dans la paragraphe suivant montrent que l'impact sur les mesures n'est pas vraiment gênant ici. Cependant on a vu plus haut qu'une propagation multimode peut fortement perturber le comportement des fonctions. Il faut donc bien sûr éviter d'arriver dans ce régime de fonctionnement. Les paramètres technologiques de réalisation avec le même masque peuvent facilement être ajustés pour corriger le léger écart de longueur d'onde de coupure. Sur le reste de la bande, la réponse des fonctions est relativement plate. Au delà de 1.65 μm, où on approche de la limite de mesure de l'analyseur de spectre, le comportement dans les deux cas commence à varier : montée de la courbe et

augmentation du bruit. La cause est instrumentale car on arrive aux limites des moyens de mesure. La calibration est plus incertaine à ces longueurs d'onde et le bruit plus important.

Mesures de contrastes

La recombinaison par paire dans ce cas donne accès à trois interférogrammes correspondant aux trois bases. Chacun de ceux-ci est équivalent à ceux obtenus pour la recombinaison de deux télescopes uniquement et peut donc être traités de la même façon. Les tests sur le banc MZ sans utiliser de polariseur ont donné des contrastes de 96% en diode laser et de 81% en lumière blanche. Lors de ces tests on n'utilisait pas encore de fibres égalisées réalisées par le LAOG sur un banc spécifique. Les contrastes obtenus sont cependant tout à fait comparables à ceux obtenus sur d'autres composants lorsque l'on ne contrôle pas la polarisation. Les mesures n'ont pu être faites avec le polariseur en sortie de composant en raison d'un manque de flux. Il est cependant clair, au vu des résultats précédents, que cela permettrait d'augmenter le contraste en utilisant en plus des fibres égalisées.

5.3.3 Recombinaison co-axiale «tout en un»

Composant réalisé

Ce composant a également été réalisé par le LEMO par échange d'ions dans du verre. Le principe est par contre différent des deux précédents. On est toujours dans le cas de recombinaison co-axiale mais cette fois les flux provenant des trois voies d'entrée du composant sont recombinés en une seule sortie interférométrique (figure 5.26). On n'a qu'une seule sortie contenant toute l'information interférométrique. Le but dans le test de ce composant était l'étude des possibilités de séparer l'information provenant de chacune des bases lorsque tout le signal interférométrique est mélangé.

Transmission

Le tableau 5.11 regroupe les transmissions mesurées sur les différentes sorties pour une injection par chacune des trois voies d'entrée. Les pertes pour chacune des fonctions sont normalement les mêmes que pour le composant précédent vu qu'il provient de la même plaque. On note par contre des pertes bien plus importantes que prévues sur certaines des sorties, surtout pour les voies photométriques de l'entrée 2, et pour l'injection par la voie 1. Cela peut être dû à des problèmes lors de l'échange d'ions, à des rayures sur la surface, ... Il n'a pas été possible de conclure sur l'origine de ces pertes, et il faudra donc refaire ces mesures sur une nouvelle plaque afin d'identifier si l'origine est dans le dessin du composant ou simplement un problème instrumental ponctuel.

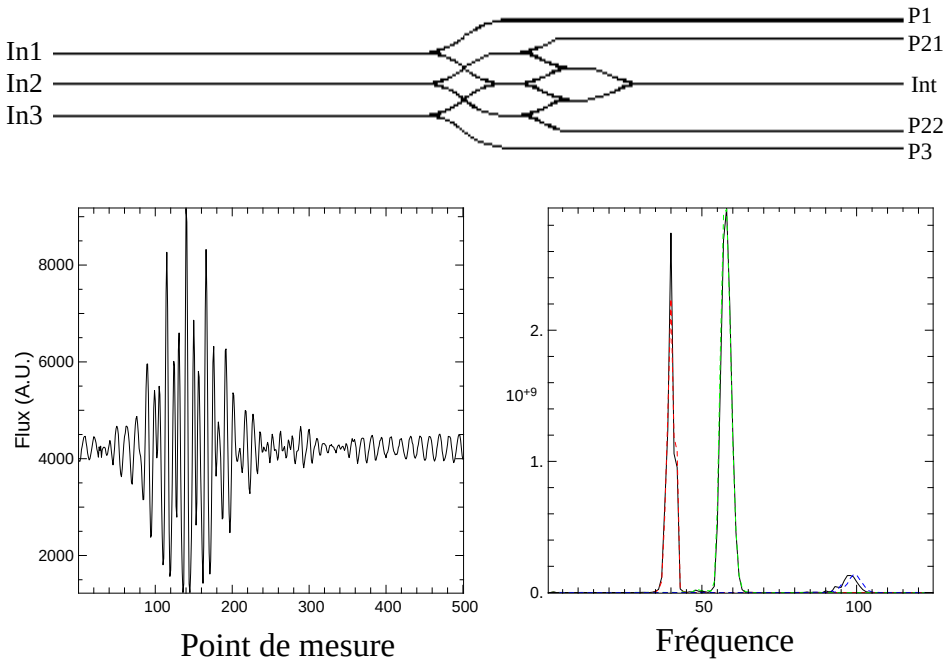

FIG. 5.26 – *Haut : schéma d'un recombinateur pour trois télescopes «tout en un». Toutes les fonctions de séparation de flux et de recombinaison sont faites par des jonctions Y. Le prélèvement de la photométrie est identique à celui décrit pour le composant précédent ; ce sont toujours des raisons de symétrie du composant qui ont amené à ce choix. Les deux voies latérales sont dans un premier temps recombinées ensemble puis le signal obtenu est séparé vers deux voies. Chacune de ces voies est ensuite combinée avec une partie du flux provenant de la voie centrale après prélèvement de sa photométrie. Bas : interférogramme obtenu avec les trois voies simultanément (gauche), et transformée de Fourier correspondante (droite). On retrouve bien les trois fréquences de modulation de la ddm, confirmée par les courbes en pointillé données par la transformée de Fourier des interférogrammes obtenus avec deux voies seulement.*

Figure d'interférence

La figure 5.26 (bas) présente les résultats interférométriques obtenus avec les trois voies excitées simultanément, avec des longueurs de modulation de ddm de 60 μm et 80 μm dans deux des voies. Les modulations sont réalisées en sens inverse et la ddm est donc modulée sur 140 μm pour la troisième recombinaison. Le figure d'interférence (gauche) correspond donc à la somme de trois interférogrammes par paires avec des périodes différentes, donnant cette forme particulière. On ne peut plus dans ce cas déduire directement le contraste des valeurs maximale et minimale de l'interférogramme. Sa transformée de Fourier permet de séparer l'information correspondant à chacune des fréquences de modulation (figure de droite en trait plein). Sur la même figure on a superposé la transformée de Fourier des interférogrammes

	Sorties	P_1	P_{21}	Int	P_{22}	P_3
	Sans pertes (%)	50	-	6,25	-	-
In_1	Mesure (%)	26,4±1,6	-	3,5±0,2	-	-
	Perte (dB)	5,78		14,6		
	Sans pertes (%)	-	25	12,5	25	-
In_2	Mesure (%)	-	13,1±0,5	12,0±0,5	12,5±0,5	-
	Perte		8,83	9,21	9,03	
	Sans pertes (%)	-	-	6,25	-	50
In_3	Mesure (%)	-	-	6,1±0,3	-	37,5±0,9
	Perte			12,1		4,26

TAB. 5.11 – *Mesures de transmission au niveau des sorties d'un recombinateur 3T «tout en un» utilisant des jonctions Y. Pour chaque entrée on a donné les valeurs en considérant des pertes nulles et les mesures effectuées traduites ensuite en dB.*

obtenus pour chacune des paires (traits pointillés). La correspondance des formes et des positions des pics, ainsi que de leur amplitude montre bien que l'on peut retrouver toute l'information interférométrique à partir de l'interférogramme trois voies. Les différences de niveau entre les paires de recombinaison sont dues à des inégalités des flux dans les différentes voies, ainsi qu'à un échantillonnage insuffisant du signal donné par la modulation sur 140 μm.

5.3.4 Recombinaison multi-axiale

Les mesures interférométriques sur ce composant ont été réalisées sur le banc interférométrique fibré du LAOG et l'étude complète est donnée dans LACOLLE (2000).

Composant réalisé

Le schéma d'un recombinateur 3T multi-axial par paires est présenté sur la figure 5.27. Son dessin est très similaire à son équivalent co-axial (voir paragraphe précédent). Le prélèvement des voies photométriques y est réalisé de la même manière : une sortie pour les entrées In_1 et In_3 et deux pour In_2. La recombinaison est ici effectuée par des transitions adiabatiques (cf paragraphe 3.3.1) : l'angle d'ouverture est $\theta = 0{,}25$ degrés et l'inclinaison relative est $\gamma = 1$ degré. Avec les paramètres de réalisation choisis cela donne théoriquement une zone d'interférence de 99,6 μm de large et un interfrange de 29 μm. On doit donc obtenir environ 3,5 franges pour chacune des paires de recombinaison. Pour permettre des études de la stabilité de la structure on a prévu la possibilité de pouvoir injecter dans toutes les voies par une seule entrée, I_n.

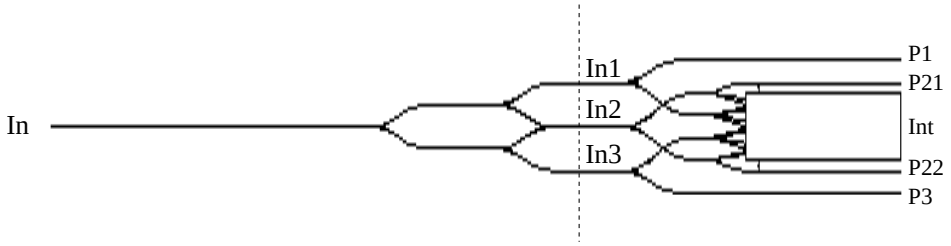

FIG. 5.27 – *Schéma d'un recombinateur pour trois télescopes par paires utilisant des transitions adiabatiques pour la recombinaison multi-axiale.*

Figure d'interférence

La figure 5.28 (haut) présente la forme de l'interférogramme obtenu en sortie de la zone de guide plan. Les trois groupes de franges correspondant à une paire de recombinaison présentent chacun environ 5 franges au lieu des 3,5 attendues. La largeur des champs est donc plus grande que prévue et cela est également confirmé par le recouvrement des figures d'interférence visible sur la figure.

Les deux figures du bas correspondent à l'enregistrement des interférences sur une paire uniquement, en diode laser (gauche) et en bande H (droite). La gaussienne superposée correspond à un ajustement fait sur les maxima des franges. La connaissance de la forme de l'enveloppe est importante si on veut calculer le contraste des franges. On voit dans le cas de la diode laser que celle-ci diffère légèrement d'une gaussienne. La transition ne doit donc pas être parfaitement adiabatique à cette longueur d'onde et une partie de l'énergie est transférée à d'autres modes que le fondamental. Le composant était utilisée avec l'entrée unique et on n'avait donc pas accès à la forme de l'enveloppe puisque des franges sont alors toujours présentes (la découpe de la plaque pour avoir accès aux entrées séparément aurait conduit à sacrifier d'autres composants de la plaque). En lumière blanche, le phénomène est moins visible car le comportement est bien monomode pour les longueurs d'onde élevées du spectre et l'enveloppe moyenne donne un résultat plus proche d'une gaussienne.

Les deux problèmes cités ci-dessus sont dus aux paramètres d'échange lors de la réalisation des composants. Ce composant provient de la même plaque que le recombinateur par paires avec jonctions Y décrit précédemment pour lequel les mesures spectrométriques ont mis en évidence une longueur d'onde de coupure monomode légèrement trop élevée, donc des guides trop larges.

Mesures de contraste

La mesure précise du contraste des franges nécessite d'avoir la forme exacte de l'enveloppe des franges pour normaliser celles-ci. Le contraste se déduit alors directement des valeurs maximale et minimale des franges (figure 5.29). L'expression de la figure d'interférence est

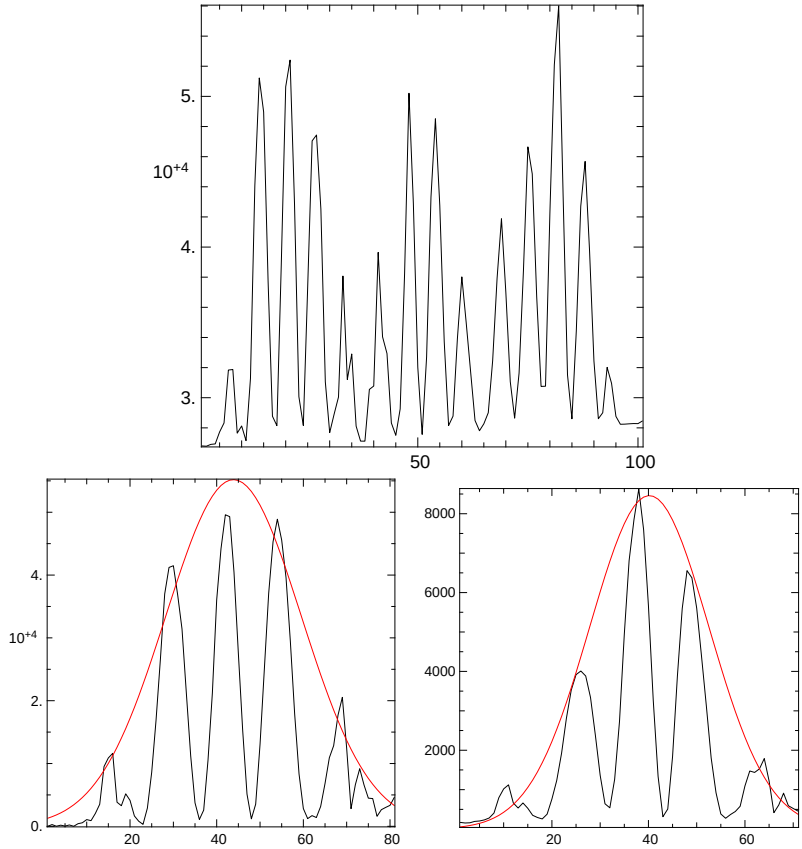

FIG. 5.28 – *Figures d'interférence en sortie d'un composant 3T multi-axial par paires : zone interférométrique complète avec les trois recombinaisons par paires en diode laser (haut), recombinaison de deux faisceaux en diode laser (gauche) et en bande H (droite). pour les deux dernières on a simplement isolé un des paquets de franges. Sur ces deux dernières courbes on a ajouté la forme de la gaussienne obtenue par ajustement sur les valeurs des maximums des franges. Les ordonnées correspondent à des flux en unités arbitraires. Les abscisses correspondent aux pixels de la caméra.*

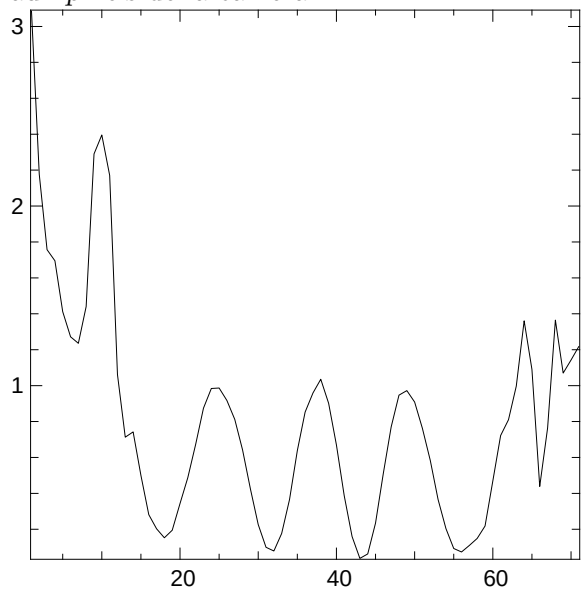

FIG. 5.29 – *Franges d'interférences multi-axiales en lumière blanche, normalisées par la gaussienne déterminée sur la figure 5.28.*

TAB. 5.12 – *Valeur et variations temporelles du contraste d'un recombinateur multi-axial.*

Contraste	**92 %**
Variations temporelles (rms)	**± 0,4 %**

donnée par :

$$I(x) = I_m(x)(1 + V\cos(2kx\sin\gamma + \phi)), \tag{5.6}$$

où x est la coordonnée le long de la zone interférométrique,$I_m(x)$ est l'enveloppe, V est le contraste, $k = 2\pi/\lambda$, ϕ est le déphasage entre les deux bras. En divisant l'interférogramme par son enveloppe on a donc une sinusoïde modulée par le contraste. C'est bien ce que l'on obtient pour les trois franges centrales de la figure 5.29. Dans les ailes de la gaussienne le bruit de mesure devient important et la normalisation n'est plus suffisamment précise. De plus à ce niveau ce sont deux gaussiennes qui se superposent ce dont on ne tient pas compte ici. Les trois franges centrales sont suffisantes pour calculer le contraste. Il est ici égal à 92% (moyenne sur 32 enregistrements). Comme on ne connaît pas précisément la forme de l'enveloppe cela amène un biais dans le calcul de V et sa valeur est sous-estimée. Des mesures de V toutes les 15 minutes sur 3h30 ont donné une stabilité à ± 0,4% (rms) du contraste.

5.3.5 Conclusion sur les tests 3T

J'ai présenté ici différentes solutions de recombinaisons pour trois faisceaux de télescopes, à la fois par échange d'ions argent dans du verre et par gravure de silice sur silicium, et à l'aide de plusieurs fonctions de recombinaison, présentant tous de bonnes performances en matière de recombinaison interférométrique. Je vais ici surtout plutôt insister sur les points les plus délicats de chacun d'eux.

Les composants réalisés par gravure de silice sur silicium permettent à l'aide de coupleurs directionnels de choisir le taux de couplage voulu afin d'optimiser le flux dans chacune des voies de sorties afin d'obtenir les meilleures performances. Cependant, le travail en large bande imposé en général par les applications astrophysiques implique un travail important de simulations et de test afin d'obtenir des fonctions achromatiques (voir paragraphe 3.3.1). Le développement de ce type de fonctions a nécessité la réalisation de logiciels de simulations spécifiques afin d'essayer d'anticiper le comportements de la fonction vis-à-vis de la longueur d'onde. Les résultats de mesure obtenus sur les composants réalisés permettent ensuite d'affiner les outils de simulations. On cherche par ce moyen à pouvoir prédire aussi bien le taux de couplage que l'on obtiendra en fonction des paramètres du coupleur, mais également ses variations en fonction de la longueur d'onde. Les composants présentés ici ont donc nécessité plusieurs itérations successives de réalisation et des études systématiques pour parvenir à un composant correspondant au cahier des charges initial. L'expérience acquise maintenant permettra cependant une définition plus rapide pour de futur composants.

Les composants réalisés par échange d'ions argent dans du verre et utilisant une recombinaison co-axiale présentent eux l'avantage d'être parfaitement achromatiques grâce à l'utilisation de jonctions Y. Il n'est dans ce cas pas nécessaire de réaliser des simulations sur ce point, et on a pu s'attacher au test de différentes solutions de recombinaison : par paires, tout en un. Si pour la fonction de recombinaison la symétrie et l'achromaticité correspondent bien aux besoins, par contre, le prélèvement de 50% du flux initial pour les voies photométriques peut poser problème suivant les cas. L'achromaticité de la calibration photométrique est ici contrebalancée par la part relativement importante de flux consacrée à cette fonction. Le rapport entre les flux théoriques entre les sorties photométriques et interférométriques est égal à 2, 4 ou 8 suivant les voies et le dessin du composant. Les caméras utilisées de nos jours en astronomie ont l'avantage d'avoir une très bonnes sensibilité grâce à de faibles niveaux de bruit, mais leur dynamique est par contre relativement limitée. De grands écarts entre les valeurs des flux sur les différentes sorties va donc limiter les possibilités du composant : il ne faudra pas saturer les voies photométriques sans pour autant trop diminuer le flux dans les voies interférométriques pour garder un rapport signal à bruit suffisant. Depuis l'étude et la réalisation de ces composants, des tests ont été menées sur des jonctions Y asymétriques pour réaliser des taux de couplage différents (voir paragraphe 3.3.1). L'utilisation de ce type de fonctions lors de la réalisation ultérieure de composants permettra d'égaliser les flux sur les différentes sorties.

Dans le cas de la recombinaison multi-axiale grâce à des jonctions adiabatiques, si les paramètres de réalisation doivent être ajustés, son comportement est très prometteur. Le fait d'avoir les franges codées spatialement dans une seule direction permet facilement de disperser le signal interférométrique en utilisant la sortie du composant comme la fente d'entrée d'un spectromètre. De plus, le nombre de franges dans l'enveloppe ne dépend que de la longueur d'onde et non de la largeur de la bande d'observation. En mode co-axial, si on réduit la largeur du spectre ou si on disperse, le nombre de franges et donc la largeur de l'enveloppe augmentent. Il faudrait alors augmenter la longueur de modulation de ddm si on voulait obtenir l'interférogramme complet. En mode multi-axial, ce problème ne se présente donc pas. Avec un même composant et un même détecteur, donc sans modifications instrumentales, on peut donc utiliser différentes largeurs de spectre ou disperser le signal, à condition bien sûr de rester dans la plage de fonctionnement monomode du composant. La grande stabilité et les très bonnes valeurs de contraste obtenues sur ces composants sont très encourageants et en font une voie qui doit continuer à être étudiée.

5.4 Premiers résultats MMI (Multi Mode Interferometer)

La conception et la réalisation de ces structures pour deux télescopes ont fait l'objet d'une première thèse au LEMO (El-Sabban, 2001). Une seconde thèse est en cours pour optimiser ces composants 2T et étendre le concept à la recombinaison 3T (Rooms, 2003). J'ai réalisé avec Isabelle Schanen les premières mesures interférométriques reportées ici sur le banc d'injection directe du LAOG.

Les mesures ont été faites en bande H. Les composants testés permettent de recombiner 2 voies. Lors des phases de développement de ces composants seule la partie interférométrique a été implantée sur le masque, sans voies photométriques. Cela a permis de mettre côte-à-côte un grand nombre de ces composants avec des paramètres géométriques variables et d'étudier l'évolution de leur comportement. Les conditions stables lors des expériences en laboratoire permettent de s'affranchir de la calibration photométrique en temps réel (les variations de flux sur les voies sont quasi-nulles à l'échelle de temps de l'enregistrement des interférogrammes). On a tout de même enregistré séparément le flux provenant de chacune des deux entrées afin de pouvoir corriger les interférogrammes d'un déséquilibre photométrique instrumental (statique). Le tableau 5.13 regroupe ces mesures de flux ainsi que les contrastes obtenus. Les noms des sorties sont ceux donnés dans le paragraphe 3.3.1 décrivant cette structure. Le comportement photométrique est très proche de la théorie. Les rapports des flux sur les trois sorties par rapport au flux total devrait être $(B1,C,B2) = (\frac{1}{4},\frac{1}{2},\frac{1}{4})$. Sur les mesures on observe un léger déséquilibre entre les deux sorties latérales qui s'inverse logiquement suivant la voie d'injection. Cependant il n'est pas gênant car très facilement calibrable. Les contrastes obtenus dans les deux cas polarisés sont déjà très bons pour ces premières structures réalisées. Les variations de contraste d'une sortie à l'autre devront être étudiées lors des développements ultérieurs de cette fonction. L'étude des effets de la polarisation devront également être inspectés minutieusement, les dimensions de la structure étant très différentes pour les deux axes du composant.

Ces structures MMI ont été développées par le LEMO spécifiquement pour les applications astronomiques. Les simulations menées pour définir la structure MMI la mieux adaptée à la recombinaison de 3 faisceaux, ainsi que les premiers tests expérimentaux sont rapportés dans Rooms *et al.* (2002). Cette recherche est menée dans le but de palier à la perte de 50% du flux interférométrique dans le cas de la jonction Y. Afin de connaître le comportement de cette fonction, ce sont d'abord des composants 2T qui ont été réalisés. On a pu ainsi comparer le comportement prédit par la théorie à celui obtenu expérimentalement sur les composants réalisés. On a pu effectivement récupérer tout le signal interférométrique, comme dans le cas d'un coupleur directionnel, mais sur 3 sorties au lieu de deux. Cette première phase de l'étude et les résultats concluants obtenus étaient nécessaire au développement de recombinateurs multi-télescopes.

TAB. 5.13 – *Équilibre des flux et contraste en bande H d'un recombinateur MMI 2 télescopes. Les notations des voies sont celles de la figure 3.11*

Sorties	B1	C	B2
Flux voie 1 (% flux total)	20,6	55,4	24,0
Flux voie 2 (% flux total)	25,5	52,3	22,2
Correction photométrique	0,99	0,96	0,96
Contraste, non polarisé	$76{,}1 \pm 0{,}6\%$	$82{,}0 \pm 0{,}6\%$	$86{,}0 \pm 0{,}9\%$
Contraste, polarisation verticale	$87{,}2 \pm 1{,}7\%$	$94{,}5 \pm 0{,}6\%$	$92{,}6 \pm 0{,}8\%$
Contraste, polarisation horizontale	$96{,}0 \pm 1{,}2\%$	$89{,}6 \pm 0{,}4\%$	$85{,}9 \pm 0{,}9\%$

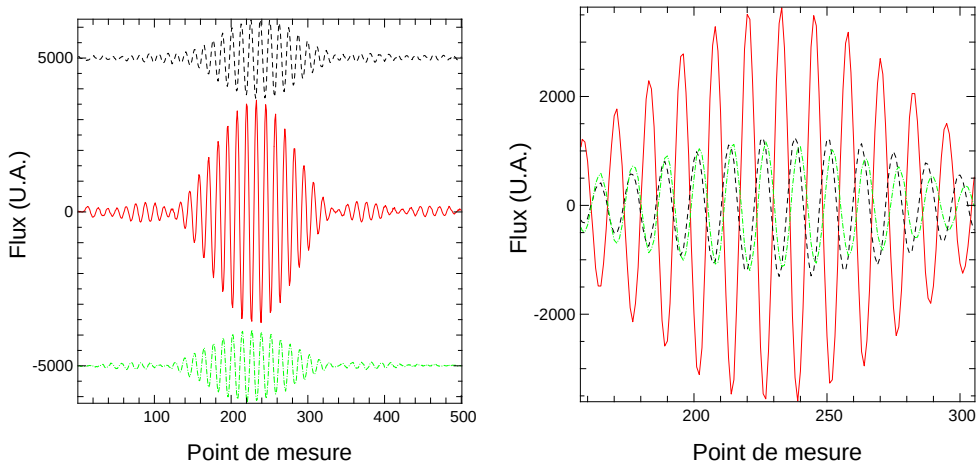

FIG. 5.30 – *Interférogrammes obtenus sur un composant MMI recombinant deux voies. Gauche : résultats sur les trois sorties interférométriques du composant (les interférogrammes ont été décalés pour plus de clarté). Droite : agrandissement sur la partie centrale des interférogrammes simultanés, voie centrale en trait plein et voies latérales en pointillés.*

5.5 Article des Comptes Rendus de l'Académie des Sciences : "Planar integrated optics and astronomical interferometry."

L'article suivant est paru dans : *C. R. Acad. Sci. Paris, t. 2, Série IV, p. 111-124, 2001.* Il fait la synthèse des activités de recherche et développement en optique intégrée au LAOG, des résultats obtenus en laboratoire et sur le ciel, ainsi que des axes de développements futurs qui seront menés concernant l'application de la technologie OI en astronomie.

Planar Integrated Optics and astronomical interferometry

Optique Intégrée planaire pour l'interférométrie appliquée à l'astronomie

Pierre Kern[1], Jean Philippe Berger[2], Pierre Haguenauer[23], Fabien Malbet[1], and Karine Perraut[1]

[1] Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
[2] Laboratoire d'Electromagnétisme Microondes et Optoélectronique BP 257, 38016 Grenoble Cedex 1, France
[3] CSO mesure,70 rue des Martyrs, 38000 Grenoble, France

Abstract. Integrated optics (IO) is an optical technology that allows to reproduce optical circuits on a planar substrate. Since 1996, we have investigated the potentiality of IO in the framework of astronomical single mode interferometry. We review in this paper the principles of IO, the requirements for interferometry and the corresponding solutions offered by IO, the results of component characterization and the possible fields of application.

Keywords: Interferometry, Optical aperture synthesis, Integrated Optics, Planar Optics, Single mode optics.

Abstract. L'optique intégrée est une technologie qui permet de reproduire des circuits optiques sur un substrat planaire. Depuis 1996, nous menons des recherches sur les potentialités de l'optique intégrée dans le contexte de l'interférométrie monomode en astronomie. Dans cet article, nous passons en revue les principes de l'optique intégrée, les spécifications propres à l'interférométrie et les solutions correspondantes offertes par cette technologie, les résultats de caractérisations de composants ainsi que les domaines d'application.

Mots clés : interférométrie, synthèse d'ouverture optique, optique intégrée, optique planaire, optique monomode.

1 Introduction

The use of guided optics for stellar interferometry was introduced to reduce constraints while combining coherent beams coming from several telescopes of an interferometer. Claude Froehly proposed in 1981 [1] to use single mode fibers to solve the problems linked to the beam transportation and high number of degrees of freedom of such an instrument. Laboratory developments [2] [3] and on the sky experiments [4] have shown the important improvements introduced by guided optics. More than experimental setup simplification,

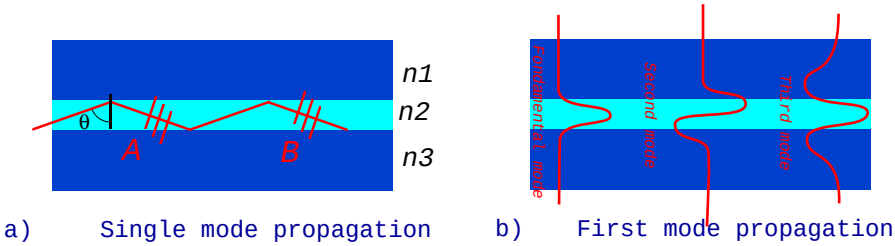

Fig. 1. Principle of mode propagation within a waveguide.

single mode guided optics introduces modal filtering which allows translation of the phase disturbance for the incoming wavefronts into calibrable intensity fluctuations.

The analysis of existing fiber-based experiments led us to propose planar integrated optics (hereafter IO) as a solution for some of the remaining difficulties linked to fiber optics properties or to the general instrument setup [6],[7]. In this paper, we present a review of the work done since 1996 by the team composed of partners from research laboratories (Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble - LAOG, CEA/LETI and Laboratoire d'Electromagnétisme Microondes et Optoélectronique - LEMO) and from industrial laboratories (GeeO, CSO). Section 2 presents the principle of planar IO and an introduction to the related technology. This section presents also typical available IO functions. Section 3 summarizes the requirements for an interferometric instrument and the solutions offered by IO. Section 4 presents the results obtained during that period and shows how IO can be a convenient solution for the instrumentation for interferometry. The last section gives some perspectives of our developments.

2 Integrated Optics technology

2.1 Planar optics principle

Optical communications using single mode fiber optics for long distance connection impose periodic signal amplification. Triggered by telecommunications industry requirements, major efforts have been done to manufacture compact single chip repeaters directly connected to fibers avoiding multiple signal conversion [8].This has lead to develop techniques able to integrate complex optical circuits, as for integrated electronics, on small chips. The main technological breakthrough resided in the ability of integrating single-mode waveguides in a given substrate.

In a planar waveguide (Fig. 1a) optical guidance is guaranteed by the three step-index infinite planar layers ($n_2 > n_1$ and n_3) [9]. The core layer thickness of index n_3 ranges between $\lambda/2$ and 10λ depending on index difference Δn. A large Δn leads to better light confinement. A full electromagnetic field

description, shows that the modal beam propagation applies in waveguide structure [9]. The main part of the carried energy lies in the waveguide core, but evanescent field propagates in lateral layers and contribute to the mode propagation. A guiding structure with a given thickness and layers refractive index is characterized by a cut-off wavelength λ_c, separating the single mode propagation ($\lambda > \lambda_c$) where only the fundamental mode propagates and the multimode propagation condition ($\lambda \leq \lambda_c$, Fig. 1b).

Only the single mode regime is considered in our developments. However multimode guided structures have been tested [10] for stellar interferometry.

2.2 Waveguide manufacturing

The guided area is obtained by *ion exchange technique [11]*. The Na+ ions of the glass substrate are exchanged by diffusion process with ions K+, Ti+, Ag+ of molten salts and result in an increase of the refractive index, producing the three-layer structure (air / ions / glass) capable to confine vertically the light. The implementation of the optical circuit is obtained by standard photomasking techniques (see Fig. 2 left) to ensure the horizontal confinement of the light. While ion exchange occurs at the surface of the glass, an additional step of the process can embed the guide, either by applying an electric field to force the ions to migrate inside the structure or by depositing a silica layer. The waveguide core is the ion exchange area and the cladding the glass substrate or the glass substrate and air. Depending on the type of ions, Δn can range between 0.009 and 0.1. This technology produced in Grenoble by LEMO and GeeO/Teem Photonics is commonly used for various components used in telecom and metrology applications.

The waveguide structure can also be obtained by the *etching* of silica layers [12] of various refracting indices (phosphorus-doped silica or silicon-nitride). As for other techniques photomasking is required to implement the optical circuit (see Fig. 2 right). The manufacturing process allows to choose either a high Δn ($\Delta n \geq 0.5$) to implement the whole circuit on a very small chip with small radii curves, or very low ($0.003 \leq \Delta n \leq 0.015$) for a high coupling efficiency with optical fibers. This technology is used at CEA / LETI to produce components for various industrial applications (telecommunication, gyroscopes, Fabry-Pérot cavities or interferometric displacement sensors).

Single mode waveguide structure are also produced by UV light inscription onto *polymers*. The transmission of the obtained components are still too small for our applications. A technology based on $LiNbO_3$ cristal doping by metals allows to produce single-mode waveguides with interesting electro-optical properties but this has not been tested yet for our specific applications.

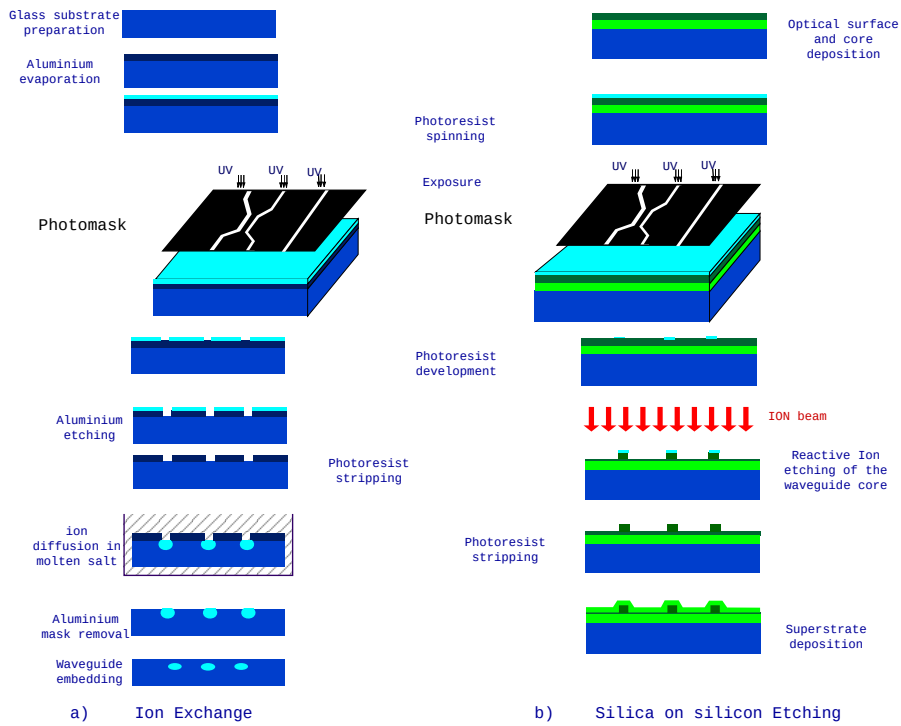

Fig. 2. Ion exchange (LEMO) and etching (LETI/CEA) techniques

2.3 Planar optics functions

Several functions working at standard telecom wavelengths (0.8 μm, 1.3 μm and 1.5 μm) are available with the different technologies. Figure 3 displays an example of IO chip used in an interferometric displacement sensor [13]. It nicely illustrates IO capability because it contains nearly all basic functions. The reference channel of the interferometer head and the measurement channel are provided by splitting the He-Ne light by a direct Y-junction. The light of the measurement channel, retroreflected is injected again in the waveguide and directed to the interferometer head thanks to a directional coupler. The interferometer head is a large planar guide fed by two tapers. Interference between the two beams produces fringes which are sampled by four straight guides, providing measurements with $\lambda/4$ phase difference at the same time. The most common functions are listed below:

- Direct Y-junctions for achromatic 50/50 power splitting.
- Reverse Y-junctions for elementary beam combination as bulk optics beam splitters with only one output. The flux to the second interferometric state in phase opposition is radiated into the substrate.
- Directional couplers allow the transfer of the propagated modes between neighbour guides. The power ratio division in each output beam is linked

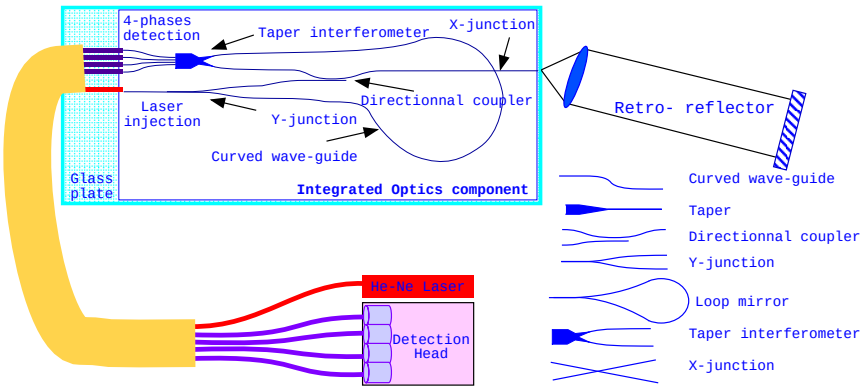

Fig. 3. Planar Optics displacement sensor developed by LEMO [13] and corresponding function list.

to the guide separation, the interaction length and the wavelength. Symmetrical couplers ensure a chromatic separation of the signal. Achromatic separation requires an asymmetrical design.

- X-crossings with large angles ($\geq 10°$) for guide crossing with negligible cross-talk effects. Smaller angles favor power exchange between the guides;
- Straight waveguides.
- Curved waveguides give flexibility to reduce the component size. Possible curvature radii depend on the core and substrate index difference.
- Tapers or adiabatic transitions, thanks to smooth transition of the guide section, adapt propagation from a single mode straight waveguide to a larger waveguide. Consequently light propagates and remain in the fundamental mode of the multimode output waveguide. These components reduce the divergence of the output beam.

3 Instrumental requirements in stellar interferometry

3.1 Functional requirements

The wavefront distortion, due to atmospheric transmission or to instrumental aberrations, induces fringe visibility losses. The main errors can be corrected by an adaptive optics system or by an appropriate optical design adjusting the entrance pupil diameter to the local value of atmospheric coherence area diameter for the considered wavelength. The remaining phase errors on the incoming wavefront can be removed using a *spatial or modal filtering* [5]. The high spatial frequencies introduced by the wavefront distortion are rejected by a field stop in the Fourier plane. The diffraction limited image of an unresolved object leads to a beam étendue of $S\Omega = \lambda^2$. It corresponds to

single mode propagation with no longer pupil and focal plane position. This fundamental mode is properly directed by a single-mode waveguide (fiber optics or planar waveguide) when it meet the λ^2 beam étendue condition. If higher modes enter the waveguides they are rejected out of the core according to propagation laws. This modal filtering is wavelength dependent. Current simulations are in progress [21] to determine the appropriate dimensions of the guide to operate an efficient filtering: waveguide diameter, required guide length, operating wavelength range.

When a *modal filtering* is applied, phase distortions are translated into intensity variations in the waveguide. To calibrate the contrast of the fringe pattern, a photometric correction can be applied on the recorded interferometric signal taking into account the flux variations for each incoming beam. The variation of the telescope fluxes are monitored together with the interferometric signal. Associated to the modal filtering, *photometric calibration* allows significant improvements of the fringe visibility estimation. This principle has been applied successfully with accuracy down to 0.3% with the FLUOR instrument [4].

Observation over *atmospheric spectral bands* are required in many applications. Wavelength dependent parameters may affect the extraction of the interferometric signal. The bias introduced by differential chromatic dispersion between interferometer arms due to optical components must be compensated or calibrated.

Instrumental differential rotations and phase shifts between the polarization directions can affect the fringe visibility. Symmetric optical design allows to reduce polarization effects but high contrasts require the compensation of the *differential effects on polarizations [22]* by Babinet compensators suggested by Reynaud [23] or Lefèvre fiber loops.

The *optical path equalization* is necessary from the interference location to the stellar object with a sub-micrometer accuracy. Delay lines operates this optical function. Fiber optics solution have been proposed and tested in laboratory [24], [25]. Differential fiber dispersion remains the limiting factor of the proposed concept. ESO prototype fringe sensor unit [26] uses a fiber optics delay line.

Finally, *very high OPD stability* is mandatory, especially for phase closure. Variations of the OPD leads to phase relationship loss and reduce the image reconstruction capability. The opto-mechanical *stability* of the instrument strongly affects the fringe complex visibility.

3.2 System requirements

The *beam combiner* ensures visibility and phase coding of the interference pattern. Telescope combiner for more than 3 telescopes are required to obtain synthesized images. The image reconstruction implies very accurate phase difference control between the interferometer arms. The beam combination

can be done either using single mode or multimode optical field. In each case, the combination is performed using coaxial or multi-axial beams.

The *spectral dispersion* of the fringes is used for either astrophysical parameter extraction, or for fringe detection. Stellar interferometry is generally performed within the standard atmospheric spectral windows of ground-based observation. The spectral analysis is achieved either by using optical path difference modulation (double Fourier Transform mode) [14] in coaxial mode or with dispersive components. In the latter case, the fringe light is focused on the spectrograph slit using a cylindrical optics [15] to concentrate the flux along the slit.

A *fringe tracker* allow longer acquisition times and increase the instrument sensitivity. Time dependent behaviors affect the central white fringe position: sidereal motion, instrument flexures and fine telescope pointing decay on smaller scale. Finally atmospheric turbulence affects ground based observations inducing atmospheric piston at the interferometer baseline scale. The fringe tracker ensures the fringe stability thanks to a suitable delay-line controlled with a proper sampling of the OPD fluctuations at a frequency compatible with the considered time scale. It avoids visibility losses due to fringe blurring. The fringe sensor is part of the fringe tracker, it is aimed to measure the central fringe location of the interference pattern with suitable accuracy. Various principles have been proposed [16], [17], [18]. Multi-axial mode allows a complete sampling in a single acquisition, while coaxial mode requires an OPD active modulation.

Astrometrical mode requires milli-arcsecond positioning accuracy on simultaneous observations on two distant stars. Such measurements require an appropriate *metrology control* of the optical path length for the two stars, from the telescope entrance to the fringe detection device.

More recently for search of faint objects around bright stars, instruments using interferometry have been proposed [19]. The on-axis star light is extinguished thanks to a π phase delay on one of the interferometer arms before combination, providing a *nulling interferometer*. Fringe separation is adjusted to place the central fringe of the off-axis searched object interference pattern on the black fringe position. Interferometer pupil arrangement is optimized to obtain enhanced central star light rejection.

3.3 IO: a promising solution

Intrinsic properties of planar IO solve a large part of the functional requirements described above of an instrument dedicated to interferometry mostly due to its ability to propagate only the fundamental mode of the electromagnetic field:

- Single mode propagation within a half octave without significant losses [29].

- Broad band transmission if the used functions are compatible with an achromatic transmission (available for individual J, H and K atmospheric bands) [29], [30].
- Intrinsic polarization maintaining behavior for most of the cases [31].
- High optical stability on a single chip [31].
- Accurate optical path equality ($leq2\mu m$) if suitable care is applied in the design and in the component manufacturing [32].
- Reduced differential effects between interferometric paths, since they are all manufactured during the same process on the same substrate [32].
- Photometric calibration easily implemented using existing basic functions (direct Y junction, directional coupler)
- Measurements performed at LEMO shows that temperature constraints applied on a component only introduces $\lambda/90000$ / mm/$^{\circ}C$) phase shift compatible with phase closure requirements [31].

Moreover, existing IO systems are also able to provide part of the required subsystem for interferometry in astronomy:

- Beam combination can be achieved either in coaxial mode by reverse Y-junction, directional couplers, Multi Mode Interferometer [33] (MMI) and/or by tapers in multi-axial mode (see Fig. 4).
- The output of a taper interferometer produces an illumination along a single direction suitable for spectrograph entrance slit.
- Using beam combiner for fringe sensing, many solutions may be applied:
  - A coaxial combiner with 2 outputs in phase opposition, or 4 outputs with a $\pi/4$ phase difference provides the proper fringe sampling [40]. More phase samples can be provided by small OPD modulation.
  - A suitable sampling of the dispersed output of a taper interferometer can also be used on an array detector for a fringe sensing using the Koechlin arrangement [17].
- Several interferometric displacement sensors have been proposed and even offer for sell using planar optics. The existing concepts are directly applicable to metrology for interferometry [13].
- Nulling interferometry requires a π phase shift. Interferometer including such functionality has been tested for industrial use with laser.

4 Main results

A strong collaboration between LAOG and IO specialists (LEMO, LETI, GeeO, Teem Photonics) have given us the oportunity to propose a complete development program. Starting from available off-the-shelves components, we demonstrated the ability of the concept to meet the requirements of interferometry [27], [28]. From the first analysis, we have developed adapted components for astronomy, with suitable designs. Systematic tests were performed

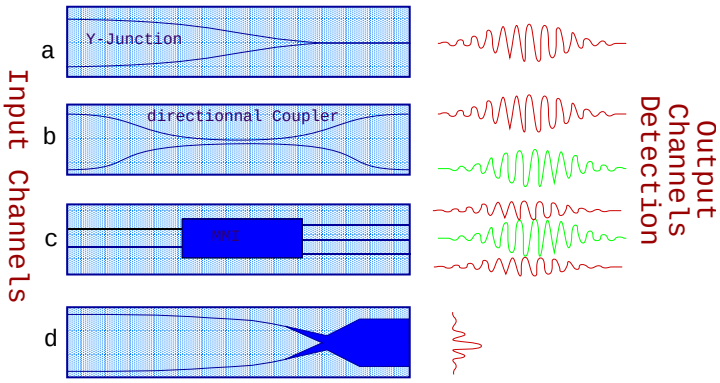

Fig. 4. Available beam combiners. For the reverse Y-junction (a) part of the signal, in phase opposition, is radiated inside the substrate. Directional coupler (b) provides two outputs in phase opposition. MMI design (c) corrects this functional loss, providing three outputs. Each external guide collects 1/4 of the interferometric signal and provide modulated light in phase opposition with the central guide (which contains 1/2 of the interferometric signal). The taper interferometer (d) ensures spatial encoding of the fringes whose sampling depend on the two taper characteristics (angles, dimensions).

on first set of components realized with ion exchanged and etching technique [29], [30]. We are starting now developments leading to new functions or new waveguide technology. We will then be able to propose first concepts of fully integrated instrument.

Theoretical investigations are also in progress to optimize the combiner parameters [21] and analyze the influence of guided beam on interferometric scientific data.

4.1 Instrumental testbeds

Systematic measurements have been performed on our components to check their ability to fulfill interferometry requirements:

- Photometric measurements to characterize all our components transmission over the whole spectral band and the transmission of each function implemented on the corresponding substrate.
- A waveguide mode characterization and cut-off wavelength determination has been performed thanks to an analysis of the intensity spread out in the image of the exiting mode and spectral analysis of the output signal for the whole bandwidth [29].
- A Mach Zehnder bench is used for interferometric qualification (Fig. 5a). A collimator illuminated by a fiber optics produces a plane wave. It is illuminated either with a He-Ne laser (alignment needs), a laser diode (fringe localization) or a white light source (broad band characterization). The

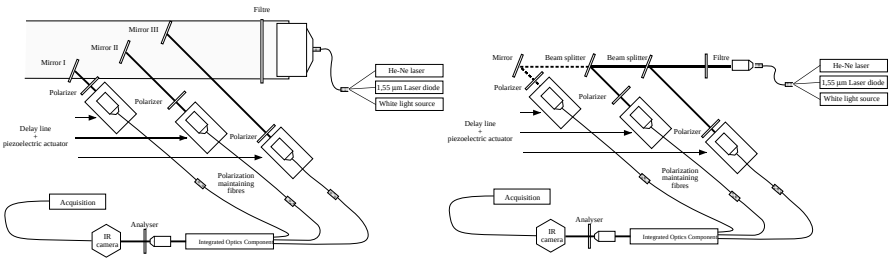

Fig. 5. Interferometric characterization benches: a) Mach Zehnder bench (amplitude separation) for interferometric characterization of the components (right) b) Interferometer simulator (wavefront separation) for image reconstruction (left).

collimated light is splitted by one or several bulk optics beam splitters. The provided channels are imaged on fiber connected to the inputs of the component.

- A stellar interferometer simulator (Fig. 5b) for phase closure characterization. In this bench the incoming wavefront is sampled by several apertures with baseline / pupil ratio compatible with real stellar interferometer conditions. It provides unresolved images of a complex object for individual aperture, which can be resolved by the simulated baselines.
- In any case the polarization behavior has to be carefully characterized. For all of these test benches, polarizers associated with polarization maintaining fibers ensure the polarization control of the light.

4.2 Results with off-the-shelves components

For a first validation step, part of an existing component was used in order to combine two beams in coaxial mode. This component contains 2 direct Y-junctions providing a 50/50 beam splitting for photometric calibration for both inputs and one reverse Y-junction to provide the interferometric combination. This component obtained by ion exchange technique (Ag +) was fully characterized [28], [29] (see Figure 6).

For these tests special care were given to the components / fiber optics connection. These components were produced and connected by GeeO. It provides 92% fringe contrast on the whole H atmospheric band. The optimized contrasts was obtained thanks to excellent polarization behavior, with a contrast stability over several hours as low as 2%. The photometric transmission is 43%. The main loss of this component is due to the Y-junction. Using optimized component, this transmission can reach 60% with Y-junction and 80% transmission with an adapted beam combiner [29], [36], [28].

4.3 Design of specific components

Based on those encouraging results we designed specific masks for broad band and low flux level uses. Components for 2, 3 and 4 telescope combination

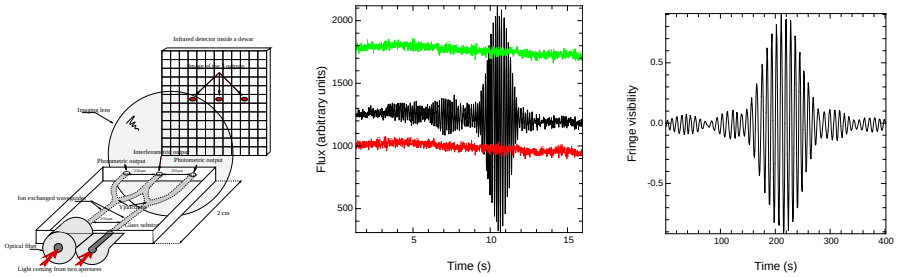

Fig. 6. Coaxial beam combiner (LEMO/GeeO component) and corresponding broad band interferogram before correction with both photometric channels (left) and corrected from photometric fluctuations (right) [28], [29].

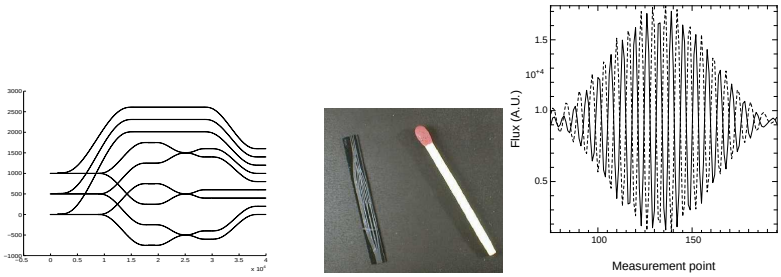

Fig. 7. 3 telescope beam combiner produced using LETI facilities. Beam combiners are asymmetrical couplers optimized for the whole H band [30]. The obtained interferograms show 90% contrast through the H band, and a throughput higher than 60%

were produced with both silica-on-silicon and ion exchange techniques. The purpose of this work is to provide a realistic comparison of several beam combiners possible designs [32]. It is the first time an experimental program can cover such a wide range of multi-axial and coaxial solutions, pair-wise and all-in-one solutions.

The component geometry is chosen to match the fiber and detector dimensions.

The LETI components (silica-on-silicon) allowed the characterization of asymmetrical couplers, by a systematic analysis couplers parameters influence. These components provide two interferometric outputs in phase opposition. The obtained design allows quasi-achromatic splitting ratio for the whole H band [30]. Component limitations were identified in terms of transmission and chromaticity and will be taken into account for next realizations [36]. One of the obtained components produce pair-wise combinations of 3 telescopes input beams (see Figure 7). Its excellent performances lead us to propose it as a solution for the IOTA 3-way new beam combiner.

The LEMO components allowed an analysis of several beam combinations modes: Y junctions, multi-axial, MMI. 2, 3 and 4 telescopes beam combiners

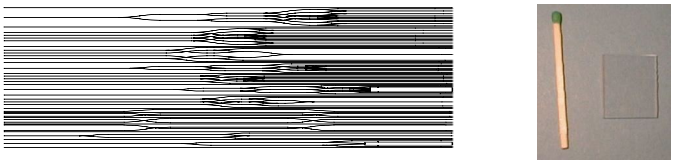

Fig. 8. Mask produced with LEMO facilities containing tests components for telescope beam combination (2, 3 and 4 telescope) either in coaxial and multi-axial mode (left). Half part of the chip (right), contains all the components.

were produced. An example of mask can be seen in figure 8. IO technology allows cut the chip to at different input guide position in order to test all the beam combiners integrated stages. For a first series of experiments all the beam combiners inputs were linked together thanks to suitable Y-junctions [32]. In this case interference signal depends only on internal component behaviors independently of the feeding optics resulting in a characterization of IO specific properties. The obtained results show the low influence to external constraints on the component, and the good symmetry of the optical path within the chip [32].

4.4 Validation of the concept on the sky

Observations using 2 telescope components have been successfully performed using IOTA facilities at Mount Hopkins, Arizona [34]. Further observations using 3-telescope facilities are foreseen in a second step to validate 3-input components operation. Possible installation at Chara is currently under consideration.

5 Perspectives

The proposed technology [7] shows many advantages for instrumentation design applied to astronomical interferometry. Furthermore it gives a unique solution to the problem beam combination of an array with large number of telescopes. The full instrument concept can be adapted from the planar optics structure and properties.

5.1 Planar optics advantages

Planar optics was proposed in the context of single mode interferometry. It offers solutions to outline limitations of the fibers. Fiber optics introduces decisive inputs with a reduction of the number of degrees of freedom of the instrumental arrangement and the modal filtering. Planar optics introduces additional arguments. Its application is limited to the combiner instrument itself and is not suitable for beam transportation and large optical path modulation. We can summarize its main advantages:

- Compactness of the whole instrument (typically 40 mm x 5 mm).
- Low sensitivity to external constraints
- Implementation in a cryostat
- Extremely high stability
- No tuning or adjustment requirement but the signal injections in the component, while all the instrument is embedded in a single chip
- Combiner alignment difficulty reported on the component mask design
- Reduced complications while increasing the number of telescopes, all difficulty is reported on the mask design [31]
- Intrinsic polarization capabilities
- The major cost driver is reported on the mask design and optimization phase. Existing component duplication may be realized at low cost.

5.2 Application for aperture synthesis

Extrapolation of the tested design to larger number of telescopes is investigated [31]. All elements exist to propose 8-telescope combiner in an optimized design, as an interesting concept for the whole VLTI coherencing mode. It offers a unique imaging capability for large interferometric arrays. This important issue imposes accurate phase stability inside the components who can be provided by IO.

5.3 Fringe sensor

For more than 3 telescope operation, mainly for imagery, a fringe tracker is mandatory for each baseline. IO provides a compact solution, for instance with all the component outputs corresponding to the baselines, imaged on the same detector array, in a single cryostat leading to a significant system simplification.

5.4 Fully integrated instrument

The achievable compactness opens attractive solutions for fully cooled instrument. In most of the case a chilled detector is required, that needs to be installed inside a cryostat. Low temperature of the environment is required to improve the detector efficiency and to avoid pollution by background emission. An integrated instrument allows to replace the cryostat window with a fiber feed through.

The instrument is also confined in a protected volume, and then can be locked in a tuned position. In this case the component outputs are imaged directly on the detector array through relay optics. Even future optimized design may not require any relay optics while gluing an array detector on the substrate end [38] or implementing a STJ device directly on the substrate [35]. We investigate technological points to be solved for the installation of the whole instrument inside the camera cryostat in front of the detector [39]. In our prototype a relay optics is implemented in order to keep flexibility, for engineering tests.

5.5 IO for larger wavelengths

Extrapolation of the operating technology to larger wavelengths is an other important issue. The LEMO mask can be used directly to produce all available components for K band operation. Material transmission is compatible with our requirement up to 2.5μm [37]. The development requires a tuning of the ion exchange parameters. Extrapolation of the operating wavelength to the thermal IR, ($> 2.5\mu$m) is a more critical issue. A current analysis will identify materials with sufficient transmission. At the present time no single mode fiber optics for 10μm are available in catalogs, and even laboratory components transmission imposes length shorter than a few millimeters. Investigations are in progress to produce planar guides for the N band (10μm) [11].

Thermal IR instrument, as MIDI for the VLTI or Darwin / IRSI (ESA space interferometer), may include planar optics components as modal filters. The instrument thermal constraints can be reduced thanks to an implementation of the component inside a cryostat close to the detection head, and by reducing optical interfaces between subsystem optical components. IO solutions for thermal IR could allow a reduction of the modulation effects due to system operation (background subtraction, OPD modulation). The availability of small range delay lines using planar optics (up to tens of μm) for fringe trackers could reduce thermal modulation of the environmental background. Furthermore instrumental thermal emission can be fully controlled by design for the guided part.

5.6 Space based applications

IO is a very attractive solution for a space-based technological testbed. The IO techniques allows, accurate, robust and extremely light concept. Such concept is compatible with a prototype dedicated to principle demonstrations for complex mission as Darwin or other foreseen preparation mission.

6 Acknowledgments

The authors are grateful to Pierre Benech and Isabelle Schanen for their strong collaboration to this work and P. Pouteau, P. Mottier and M. Severi (CEA/LETI - Grenoble) for their contribution in LETI components realization, F. Reynaud for fruitful discussions, and to E. Le Coarer and P. Feautrier for the idea of combining IO and STJ. These works have partially been funded by PNHRA/INSU, CNES, CNRS / Ultimatech and DGA/DRET.

References

1. Froehly, C., (1981) In: Ulrich M.H., Kjr K. (eds.) Proc. ESO conf., Science Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths. ESO, Garching, 285

2. Shaklan S.B., (1990) Opt. Eng. **29**, 684–689
3. Reynaud F., Lagorceix H. , (1997) Stabilization and Control of a Fiber Array for the Coherent Transport of Beams in a Stellar Interferometer, In AstroFib'96, 249
4. Coudé du Foresto V.,Ridgway S., Mariotti J-M., (1997) A&AS,
5. Coudé du Foresto V. 1996, Fringe Benefits: the Spatial Filtering Advantages of Single-Mode Fibers. In: Kern P., Malbet F. (eds) Proc. AstroFib'96, Integrated Optics for Astronomical Interferometry. Bastianelli-Guirimand, Grenoble, p. 27
6. Kern & Malbet (eds), (1997) AstroFib'96: Integrated Optics for Astronomical Interferometry, Bastianelli-Guirimand, Grenoble
7. Kern P., Malbet F., Schanen-Duport I., Benech P.,(1997) Integrated optics single-mode interferometric beam combiner for near infrared astronomy In AstroFib'96, 195
8. Miller S.E., (1969) The Bell System Technical Journal, **48** , 2059
9. Jeunhomme L., (1990) Single-mode fiber optics, Marcel Dekker Inc.
10. S.B. Shaklan., F. Reynaud,., C. Froehly, Multimode fiber-optic broad spectral band interferometer. Applied Optics , vol. 31, Feb. 20, p. 749-756, 1992
11. Laurent E., Schanen-Duport I., Malbet F.,Taillades G., (2000) Optical infrared waveguides for astronomical interferometry, in Interferometry in Optical Astronomy, SPIE proc. **4006-129**
12. Mottier P., (1996) Integrated Optics and Micro-Optics at LETI, In AstroFib'96, 63
13. Lang T. et al., (1996) In AstroFib'96, 241
14. Mariotti J.-M., Ridgway S., (1988) A&A **195**, 350
15. Petrov et al. 2000, AMBER: the near-IR focal instrument for the Very Large Telescope Interferometer, in Lna P. and Quirrenbach A. (eds.), Interferometry in Optical Astronomy. SPIE 4006, Munich (Germany), p. 68
16. Shao M., Colavita M.M.., Hines B.E., Staelin D.H., Hutter D.J , (1988) A&A **193**, 357
17. Koechlin L., et al.(1996), Appl. Opt. **35**, 3002
18. Cassaing et al.(2000),in Interferometry in Optical Astronomy SPIE proc 4006-115
19. Bracewell R.N.,(1978), Nature 274, 780-781
20. Shaklan S.B., Roddier F., (1988) Applied Optics **27**, 2334
21. Mége P.,Chelli A.,Malbet F., (2000) Spatial filtering in AMBER, in Interferometry in Optical Astronomy SPIE proc. 4006 **121**, 379
22. Rousselet-Perraut K. et al., (1998) Optical Engineering **37**, 2, 610
23. Reynaud F., (1993) Pure Applied Optics **2**, 185–188,
24. Simohamed L.M.,Reynaud F., (1997) Two Meter Stroke Optical Fibre Delay Line, Pure Appl. Opt., Volume 6, Issue 4, pp. L37-L41
25. Zhao P., Mariotti J.-M., Coudé du Foresto V.,Léna P.,Perrin G., (1995) Multistage Fiber Optic Delay Line for Astronomical Interferometry. In: Barden S.C. (ed.), proc. SPIE 2476, Fiber Optics in Astronomical Applications, 108
26. Rabbia Y., Mnardi S.,Reynaud F.,Delage L., (1996) The ESO-VLTI fringe sensor. In AstroFib'96, 175
27. Malbet F., Kern P., Schanen-Duport I., Berger J.P., Rousselet-Perraut K. , Benech P.,(1999) (paper I) A&AS **138** 135–145
28. Berger J.-P, Rousselet-Perraut K., Kern, P., Malbet F., Schanen-Duport I. , Reynaud F., Haguenauer P.,Benech P. (1999), (paper II) A&AS , **139**, 173–177.

29. Haguenauer P., Kern P.,. Malbet F, Schanen-Duport I., Berger J.P., Rousselet-Perraut K., Benech P., (2000) (paper III) Appl. Opt. , **39**, 13, 2130–2139
30. Severi M ., Pouteau P., Mottier P., Kern P., (1999), A waveguide interferometer for phase closure in astronomy. In: ECIO'99, Torino
31. Berger J.P. et al.(2000), "Combining light of an array of up to 8 telescopes in a single chip," in Interferometry in Optical Astronomy SPIE proc 4006-115
32. Haguenauer P., et al., (2000) "Optical characterization of planar optics three telescope beam combiners," in Interferometry in Optical Astronomy, SPIE proc. 4006-131
33. El-Sabban S., Khalil D., Schanen-Duport I.,Benech P., Tedjini S., (1999) Design of an integrated optical magic T using the MMI phenomena, in Integrated Optics Device III, SPIE proc 3620
34. Berger J.-P., et al. (2001) in preparation
35. Feautrier P., et al., (1998) Superconducting Tunnel Junctions for photon counting in the near infrared wavelengths. In: Applied Superconductivity Conference, Palm Desert
36. Severi M., et al.(2000) Appl. Opt. submitted.
37. Schanen-Duport I., Benech P., Kern P., Malbet F., (1997) Optical waveguides Made by Ion Exchange for Astronomical Interferometry Applications at the Wavelength of 2.2 μm . In AstroFib'96, 99.
38. Clauss G., Persegol D. (1997) Realization of an optical concentrator. In AstroFib'96, 283
39. Rousselet-Perraut K., Haguenauer P., Petmezakis P., Berger J.-P., Mourard D., Ragland S. ,Huss G., Reynaud F.,Le Coarer E. , Kern P. Malbet F., (2000) Qualification of IONIC (Integrated Optics Near-infrared Interferometric Camera)," in Interferometry in Optical Astronomy, SPIE proc. 4006-122
40. Severi M., Pouteau P., Mottier P., (1999)"An integrated double micro-interferometer for displacement and velocity measurements", ECIO'99, Torino

Chapitre 6

Validation sur le ciel

Contents

6.1 Tests au GI2T **172**
6.2 Premières franges sur le ciel - IONIC2T **181**
6.3 Premiers tests 3T - IONIC3T **198**

Ce chapitre sera consacré aux validations sur le ciel de notre approche d'une instrumentation basée sur l'optique intégrée pour la recombinaison interférométrique des réseaux de télescopes. Les tests ont été menés sur deux interféromètres : le Grand Interféromètre à 2 Télescopes (GI2T, Observatoire de la Côte d'Azur, France) et l'Infrared Optical Telescope Array (IOTA, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, USA). Dans les deux cas les mesures obtenues ont permis des avancées dans la compréhension du fonctionnement et de la mise en œuvre de cette technologie. Ma participation aux études optiques et mécaniques des différents instruments, développés avec le support précieux de l'équipe instrumentale du LAOG, ainsi que le contact avec ces deux instruments, GI2T et IOTA, au travers des missions des tests sur le ciel m'ont permis de vérifier les points clés d'un instrument sur le ciel basé sur de l'optique intégrée. Ces tests en conditions d'observations astronomiques ont bénéficié des connaissances acquisent lors des tests en laboratoires et ont également permis de cerner des points importants spécifiques à cet environnement.

6.1 Tests au GI2T

Les premiers tests d'interfaçage d'un système d'optique intégrée avec un interféromètre ont été menés au GI2T situé au plateau de Calern. Lors d'une première mission durant les nuits des 6 et 7 août 1998, le couplage de flux stellaire dans une fibre avait été étudié. Du flux avait alors été détecté à la sortie d'une fibre lors d'observation sur Beta Peg (Severi *et al.*, 1998). Cette première série de mesures avait mis en évidence la nécessité de l'utilisation de systèmes corrigeant le basculement du front d'onde (tip-tilt) afin d'améliorer d'une part la quantité de flux couplé et d'autre part la fréquence et la durée du couplage. Dans le cas de télescopes de diamètre relativement important comme ici, ces systèmes sont nécessaires afin de stabiliser l'injection dans les fibres. Le développement de ces systèmes a été mené par l'IRCOM (Institut de Recherche en Communications Optiques et Micro-ondes, Limoges) et par Karine Rousselet-Perraut au LAOG, suite à la première mission. J'ai eu l'occasion au cours de ma thèse de participer aux premiers tests de ces systèmes pour l'injection de flux dans des fibres, étape préliminaire à des tests avec un composant d'optique intégrée. Les résultats présentés ici ont été obtenus durant les nuits du 19 au 22 juillet 1999 et en janvier 2000 (Rousselet-Perraut *et al.*, 2000). Le but lors de cette deuxième campagne de tests était d'étudier l'influence de la correction sur le couplage, en réalisant des mesures avec la boucle d'asservissement fermée ou ouverte.

6.1.1 Interface IONIC / GI2T

L'interféromètre GI2T (Mourard *et al.*, 2000) est constitué de deux télescopes Cassegrain afocaux de 1,52 m de diamètre positionnés sur une base orientée Nord-Sud (figure 6.1, haut). Toutes les bases de 12 à 65 m sont accessibles. Les faisceaux sont transportés dans l'air jusqu'à la table de recombinaison REGAIN. Seuls deux télescopes sont opérationnels actuellement, mais l'instrument peut en accueillir un troisième qui serait placé sur une base dirigée vers l'ouest. Les lignes à retard sont composées de systèmes à œil de chat, le miroir secondaire de ceux-ci étant à courbure variable afin de toujours créer une image de la pupille au même endroit dans l'instrument. Les faisceaux n'ont plus que 5 mm de diamètre à ce niveau.

Des modules correcteurs de tip-tilt ont été réalisés par l'IRCOM et implantés sur la table REGAIN (figure 6.1, bas). Ils comprennent à la fois le système d'analyse du basculement et le miroir de correction. Le flux provenant des télescopes est coudé par un miroir plan pour être dirigé vers le système de détection. Une dichroïque (1) permet de séparer le flux visible rouge et infrarouge qui est renvoyé dans l'instrument de recombinaison du flux visible bleu ($\lambda \leq 0{,}5\ \mu$m) qui sert à la détermination du basculement des faisceaux. La mesure se fait par un système à quatre quadrants (2). Les intensités relatives des quatres photo-multiplicateurs permettent de remonter à l'information de position du photo-centre de l'image, toute inclinaison du front d'onde se traduisant par un déplacement du photo-centre de l'image directement

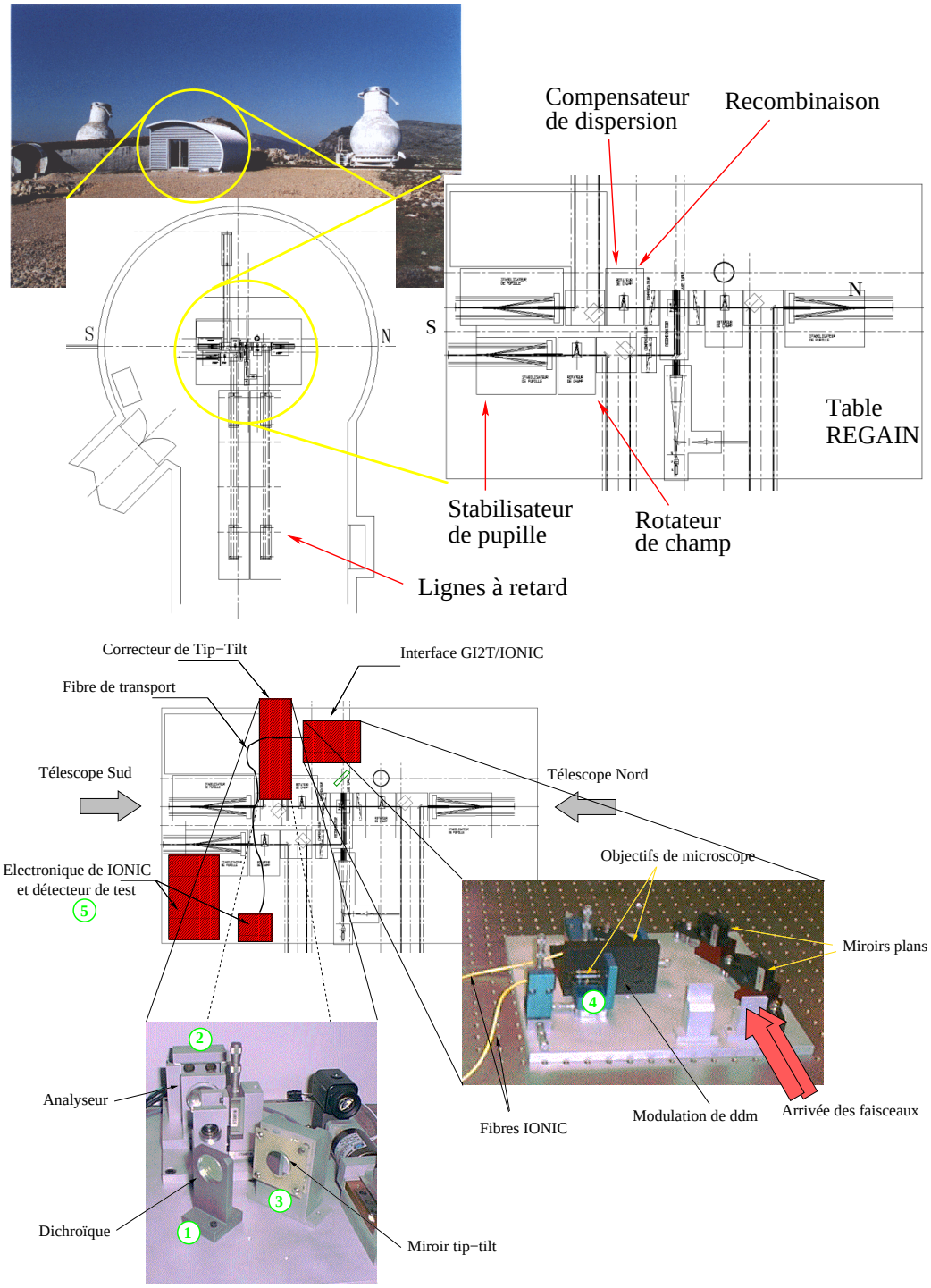

FIG. 6.1 – *Schéma du haut : interféromètre GI2T; les deux télescopes sont mobiles sur des rails le long d'un base orientée Nord-Sud (photo du haut). Les faisceaux sont alors transmis dans l'air vers le laboratoire interférométrique (photo du bas), puis recombinés grâce à la table REGAIN (photo de droite) ; Schéma du bas : implantation des différents éléments de l'expérience IONIC sur la table REGAIN du GI2T (les numéros renvoient au texte). Sur la figure, seul l'emplacement du correcteur de la voie sud a été dessiné, mais le même système a été implanté sur la voie nord.*

fonction de l'angle de basculement. Une boucle d'asservissement commande le basculement du miroir de correction (3) à partir des données mesurées. Le miroir correcteur est placé juste après le système de détection et un troisième miroir plan permet de renvoyer le faisceau dans l'instrument REGAIN sans modification de sa géométrie.

L'interface IONIC/GI2T est destinée à l'injection des faisceaux nord et sud du GI2T dans des fibres monomodes grâce à des objectifs de microscope (4). Avant injection, les faisceaux qui ne font plus que 5 mm de diamètre sont coudés par des miroirs plans afin de se réserver un étage de réglage. L'alignement de l'interface IONIC est réalisé à l'aide du simulateur interne de REGAIN. Ce système fourni des faisceaux identiques à ceux des télescopes dans le visible grâce à un laser He-Ne à 633 nm, auxquels il convient donc de superposer les faisceaux provenant de l'interface. En rétro-éclairant les fibres, on va créer deux faisceaux collimatés et si l'on confond ceux-ci avec ceux du simulateur, on aura alors réglé l'injection. L'emplacement de l'interface après la dichroïque renvoyant la partie visible des faisceaux vers les caméras de guidage rend l'alignement difficile à cause du faible flux disponible. Le travail dans l'obscurité et un peu de persévérance permettent néanmoins de visualiser ces faisceaux et d'effectuer un pré-réglage de l'injection. Le simulateur interne ne possédant pas de source infrarouge il n'est pas possible de l'utiliser ensuite pour parfaire les réglages à ces longueurs d'onde. Un bloc source auxiliaire constitué d'une fibre au foyer d'un objectif de microscope a alors été utilisé pour l'optimisation dans l'infra-rouge. Le faisceau collimaté fourni par ce système placé du même côté de la dichroïque que l'interface est aligné sur les faisceaux du simulateur interne. Il permet alors d'injecter dans les fibres du flux provenant soit d'une diode laser à 1,55 μm, soit d'un source blanche. Ce deuxième réglage s'est avéré nécessaire du fait du chromatisme important des objectifs de microscope utilisés ici. On peut ainsi optimiser la position des fibres au foyer des objectifs dans l'infra-rouge. Lors des tests d'injections, la sortie de l'une des fibres est ensuite imagée directement sur la caméra Lyric (5). Cela permet de connaître la position du pixel de focalisation lors des tests sur le ciel, et de ne pas être alors gêné par les fluctuations de couplage en le cherchant. Le grandissement de l'objectif utilisé ne permettait pas d'avoir toute l'énergie sur un seul pixel ce qui a limité les objets observables à des étoiles très brillantes.

6.1.2 Étude de la magnitude limite théorique

Une étude préliminaire de la magnitude limite accessible par un recombinateur 2T en optique intégrée installé au GI2T est rapportée dans Rousselet-Perraut (1998) dans le cas d'observations interférométriques. Une magnitude H = 0,55 est donnée comme limite dans ce cas. Ici nous allons faire un calcul identique dans le cas de la détection simple du flux sortant d'une fibre, donc comme une mesure photométrique du flux moyen dans l'interférogramme. Le tableau 6.1 donne les transmissions de chaque élément du GI2T et de l'instrument REGAIN, puis celles des composants de l'interface IONIC en incluant les correcteurs de tip-tilt, décrits dans le paragraphe précédent.

TAB. 6.1 – *Transmissions des différents éléments composant l'ensemble GI2T/REGAIN, et l'instrument IONIC avec les tip-tilt. Les valeurs sont données pour toute la bande H.*

Transmission GI2T/REGAIN	
télescopes	0,5
stabilisateur de pupille	0,96
rotateur de champ	0,94
ligne à retard	0,9
recombinateur	0,96
dichroïque	0,82
rapport de Strehl instrumental	0,7
	$T_{GI2T} = 0{,}224$
Transmission IONIC	
miroirs du système d'analyse	0,73
dichroïque de l'analyseur	0,85
objectif de microscope d'injection	0,92
couplage dans la fibre (moyenne sur la bande H)	0,125
couplage du à l'atmosphère	0,4
objectif d'imagerie	0,92
filtre H	0,34
focalisation sur un pixel	0,5
rendement du détecteur	0,47
	$T_{IONIC} = 2{,}10 \times 10^{-3}$
Transmission totale	$T_{totale} = 4{,}70 \times 10^{-4}$

TAB. 6.2 – *Magnitudes limites théoriques pour les tests d'injection au GI2T, pour un rapport signal à bruit de 3.*

τ (ms)	150	100	50
H_{lim}	4,54	4,10	3,35

Le nombre de photons, attendus pour une magnitude 0, arrivant sur les télescopes dans la bande H est donné par la formule suivante :

$$N_{tel} = \frac{E_0}{h\nu} = \frac{e_0 S \Delta\lambda}{h\nu} = 2{,}78 \times 10^9 \text{ photons / s}, \tag{6.1}$$

avec $e_0 = 7 \times 10^{-10}\ Wm^{-2}\mu m^{-1}$ (LÉNA, 1996), S = 1,70 m^2 la surface collectrice des télescopes, $\Delta\lambda = 0{,}29\ \mu$m la largeur du filtre, $\nu = c/\lambda$ et $\lambda = 1{,}6\ \mu$m.
Le nombre de photons est donc :

$$N_{det} = N_{tel} T_{totale} = 1{,}31 \times 10^6 \text{ photons / s}. \tag{6.2}$$

Pour définir une magnitude limite il va falloir choisir un niveau de rapport signal à bruit (RSB) acceptable pour les mesures. Nous allons prendre ici RSB = 3. Le bruit de la caméra est essentiellement un bruit électronique dans le cadre de l'utilisation de Lyric en bande H. Il est de l'ordre de $\sigma = 1000\ e^-$. Le calcul suivant donne alors la magnitude limite en H :

$$H_{lim} = -2{,}5 \times \log\left(\frac{\sigma \times RSB}{N_{det} \times \tau}\right), \tag{6.3}$$

où τ est le temps d'intégration. Le tableau 6.2 donne les valeurs des magnitudes limites calculées avec les valeurs précédentes pour τ = 150, 100 et 50 ms.

6.1.3 Résultats d'injection

On a pu ainsi détecter de la lumière stellaire sur deux objets : αLyr (H = 0) et βPeg (H = -2). Les données ont été acquises sur une nuit de la mission, les autres nuits ayant servi aux différents réglages et optimisations de l'expérience. Lorsque la boucle de correction était fermée on utilisait à la fois les systèmes de tip-tilt (IRCOM) et l'asservissement vidéo du guidage des télescopes (GI2T). Ce dernier permet de corriger les dérives de suivi des télescopes en mesurant la position du centroïde de l'image de l'étoile sur une caméra visible et fonctionne à basse fréquence. Les temps d'intégration utilisés sont supérieurs au temps de cohérence de l'atmosphère (50 ms $\leq \tau_{int} \leq$ 150 ms) mais les tentatives à des temps plus faibles ont été limitées par le faible nombre de photons et le bruit important de la caméra. Le calcul de magnitude limite précédent qui laisse penser que l'on aurait du être dans des conditions d'observation plus confortables était donc optimiste et la transmission réelle de toute la chaîne de mesure inférieure à l'estimation donnée. Le nombre d'acquisitions pour un même fichier n'a pas pu être poussé au-delà de quelques centaines en raison du changement de couronne sur le guidage des télescopes toutes les quatre minutes environ dans notre cas, changement qui fait perdre momentanément le pointage et obligeait à ouvrir la boucle d'asservissement des tip-tilts. Un plus grand nombre d'acquisitions aurait permis d'obtenir une meilleure statistique sur les résultats. Néanmoins ces premiers résultats ont permis de mettre en évidence une amélioration du couplage dans les fibres grâce aux correcteurs de tip-tilt (voir tableau 6.3). On peut nettement voir l'influence de la correction sur les trois critères cités ici. Le temps d'intégration pour ces mesures sur αLyr était de 150 ms et le «seeing» de 2.5". A chaque mesure a été associée une mesure du fond réalisée en dépointant le télescope vers une région noire du ciel. Le traitement des données a été fait de la façon suivante:

1. Lecture des données sur l'étoile, dat, et du fond, $fond$.
2. Soustraction du fond sur les données de l'étoile: $dat_{cor} = dat - < fond >$, la valeur moyenne du fond étant calculée et soustraite indépendamment pour chaque pixel utile.
3. Calcul de l'écart type du bruit sur le fond: σ_{fond}.
4. Détermination du pourcentage de détection $ndet$ qui correspond au pourcentage de temps de l'enregistrement où $dat_{cor} \geq 3\sigma_{fond}$.

TAB. 6.3 – *Résultats des tests d'injection pour α Lyr. Les différentes données du tableau sont explicitées dans le texte.*

Correction	sans tip-tilt	avec tip-tilt
pourcentage de détection	29%	65%
RSB_{max}	2,8	7,7
τ_{max} (ms)	900 ms	3150 ms

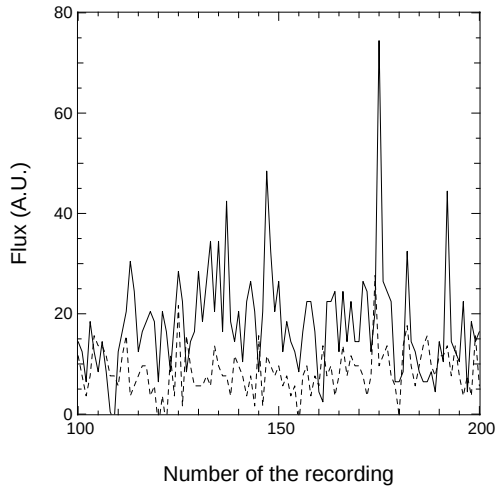

FIG. 6.2 – *Enregistrement temporel du flux couplé dans une fibre, sans correction de tip-tilt (pointillé) et avec correction (plein).*

5. Détermination du rapport signal à bruit maximal: $RSB_{max} = \frac{max(dat_{cor})}{3\sigma_{fond}}$.
6. Détermination de $RSB_{moy} = \frac{moyenne(dat_{cor})}{3\sigma_{fond}}$ uniquement sur les points de l'enregistrement où $dat_{cor} \geq 3\sigma_{fond}$.
7. Calcul de τ_{max} et τ_{moy} qui sont respectivement les durées maximale et moyenne pendant lesquelles $dat_{cor} \geq 3\sigma_{fond}$.

La figure 6.2 donne un exemple d'enregistrement temporel du flux couplé dans une fibre dans le cas de αLyr, avec un temps d'intégration de 150 ms (la durée de cet enregistrement est d'environ 15 s). Les courbes en pointillé et pleine correspondent respectivement aux cas sans et avec correction des effets de basculement du front d'onde dus à l'atmosphère. On voit bien une augmentation de la valeur moyenne du signal ainsi que des pics de couplage bien plus importants.

Des mesures complémentaires de l'efficacité de la correction des tip-tilts ont été réalisées par Sam Ragland en janvier 2000. Cette fois l'influence de la correction a été mesurée sur des images obtenues directement sur une caméra et non plus en passant par une fibre. La figure 6.3 (droite) correspond à des mesures faites sur Capella avec et sans correction de

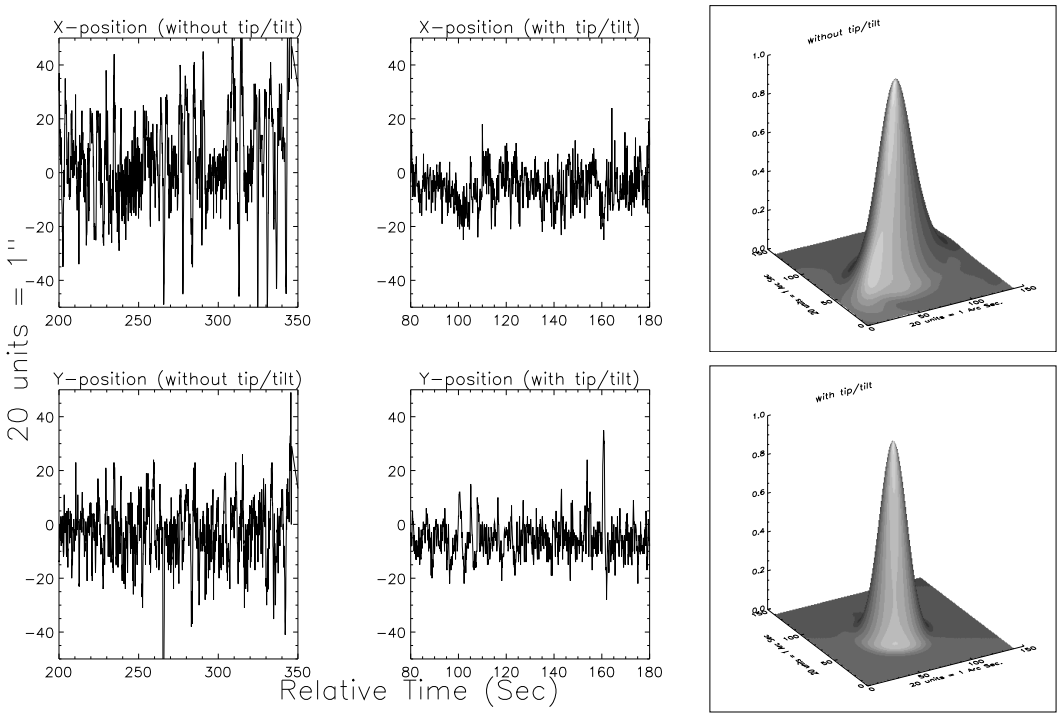

FIG. 6.3 – *Gauche : variations temporelles des positions des photo-centres d'images courte pose réalisées sur Capella en janvier 2000 sans correction de tip-tilt (colonne de gauche) et avec les systèmes correcteurs couplés au guidage vidéo (colonne de droite). Droite : images longues pose obtenues sur Capella sans correction de tip-tilt (haut) et avec correction (bas), reconstruite à partir d'images courte pose. La diminution de la largeur à mi-hauteur de l'image d'un facteur proche de 1,5 confirme bien l'efficacité de la correction. Les mesures ont été réalisées par Sam Ragland au GI2T.*

tip-tilt. Le «seeing» lors de cette série de mesure était de 3" à 4". Les enregistrements avec et sans correction ont été faits consécutivement afin d'être dans les mêmes conditions de turbulence dans les deux cas. Les graphiques de gauche donnent la variation de la position du photo-centre d'images courtes poses en fonction du temps. Pour chacune des directions x et y perpendiculaires on a donné les résultats obtenus sans correction (gauche) et avec correction (droite). Ces enregistrements montrent une amélioration significative de la stabilité de la position du photo-centre de l'image et cela sur de longues périodes d'observation.

6.1.4 Magnitude limite expérimentale

On va maintenant se servir des résultats expérimentaux de transmission du paragraphe précédent et utiliser les formules du paragraphe 6.1.2 pour vérifier leur concordance. Jusqu'ici on n'avait pas tenu compte du pourcentage de temps de détection et il va falloir le rajouter dans la transmission globale. Ce facteur défini dans le tableau 6.3 vaut respectivement 0,65,

TAB. 6.4 – *Magnitudes limites expérimentales pour les tests d'injection au GI2T.*

τ (ms)	150	100	50
H_{lim}	4,23	3,96	2,21

0,35 et 0,14 pour des temps d'intégration de 150, 100 et 50 ms. De le même façon, les RSB moyens mesurés sont respectivement 2,6, 1,2 et 1,2. Les valeurs de magnitude limite données dans le tableau 6.4 laissent à penser que l'on aurait dû pouvoir réaliser ces tests de couplage sur des objets plus faibles, mais dans ce calcul nous avons fait de nombreuses approximations. Les principales incertitudes sont sur le taux de couplage sur un pixel lorsque l'on image la sortie de la fibre. On a pris ici arbitrairement la valeur 0,5, mais cela n'a pas été réellement mesuré. En fait le flux sur la caméra était compris dans une fenêtre de 3x3 pixels, sans que l'on sache exactement la quantité du flux qui se trouvait effectivement sur le pixel central de cette fenêtre dont seule la valeur était enregistrée. Le second point sur lequel on a une incertitude importante est l'influence exacte de la turbulence atmosphérique sur le couplage dans la fibre. RUILIER (1998) donne la valeur de ce couplage en fonction du rapport D/r_0, où r_0 est le diamètre de Fried (environ 0,45 cm à 1,6 μm), pour différents niveaux de corrections de turbulence. Le cas de la correction du tip-tilt uniquement avec $D/r_0 = 1{,}52/0{,}45 = 3{,}4$ dans notre cas donne le taux de couplage de 0,4 utilisé. Cela ne reste bien sûr qu'une approximation, la valeur exacte n'étant pas connue et pouvant être bien plus faible, d'autant qu'elle est estimée pour une correction parfaite des deux modes de basculement du front d'onde.

6.1.5 Conclusion des tests

La première mission en 1998 avait mis en évidence la nécessité d'utiliser des systèmes corrigeant le basculement du front d'onde dû à l'atmosphère afin d'optimiser le couplage de la lumière provenant des télescopes dans les fibres de IONIC. La deuxième mission menée en 1999 après le développement et l'implantation par l'IRCOM des correcteurs a permis de mettre en évidence l'influence positive de ces systèmes. Même si les temps d'intégration utilisés ne correspondent pas à des temps compatibles avec des observations interférométriques, on a pu montrer une amélioration très significative des performances. Il est à noter que le fonctionnement nominal de la table REGAIN est dans la gamme de longueur d'ondes de 0,4 μm à 0,85 μm, et les transmissions de tous ses éléments ne sont donc pas optimales pour nos applications en bande H. De plus la caméra Lyric du LAOG utilisée comme détecteur lors de ces tests n'est pas non plus complètement adaptée pour un fonctionnement autour de 1.6 μm, son bruit d'électronique étant très important. La taille importante des miroirs primaires du GI2T (1,52 m) en fait des collecteurs de flux intéressants par leur grande surface, mais est défavorable vis-à-vis de la turbulence : le rapport D/r_0 est proche de 3 et donc le nombre de tavelures dans la tache image est de l'ordre de 9. Il est donc plus difficile de

coupler l'une de celles-ci dans la fibre sans un système d'optique adaptative corrigeant au moins le tip-tilt. Ces phénomènes limitant rendent difficile la mise en oeuvre d'un instrument interférométrique monomode comme IONIC. Le but originel de ces expériences au GI2T était bien sûr de réaliser les premières franges avec de l'optique intégrée sur le ciel, mais le manque de sensibilité de toute notre chaîne de mesure n'a pas permis d'atteindre ce résultat. Cela nous a néanmoins permis d'acquérir une expérience importante dans la mise en œuvre de l'optique intégrée sur le ciel, expérience qui a permis de parvenir ensuite aux premiers résultats interférométriques sur le ciel présentés dans la suite.

6.2 Premières franges sur le ciel - IONIC2T

6.2.1 Contexte et objectifs

Les tests menés sur le GI2T avaient mis en évidence certains points critiques pour la mise sur le ciel d'un instrument monomode basé sur une recombinaison en optique intégrée. Le choix de poursuivre les tests sur IOTA (Traub, 1998) situé au Mont Hopkins en Arizona a été guidé par plusieurs points importants : la disponibilité de la caméra infrarouge faible bruit de IOTA ainsi que de correcteurs de tip-tilt, et la possibilité à court termes d'utiliser un troisième télescope en développement lors de la première mission en novembre 2000. L'instrument FLUOR (Coudé Du Foresto *et al.*, 1998) basé sur une recombinaison par fibres est utilisé de façon routinière pour des mesures astrophysiques sur ce même site, qui possède donc tous les systèmes répondant à nos besoins. Le but était alors de parvenir à la première recombinaison par un composant d'optique intégrée planaire de deux faisceaux de télescopes. La figure 6.4 présente le schéma optique global de IOTA ainsi que la position de IONIC2T. La description fonctionnelle de IONIC2T est donnée dans le paragraphe 6.2.3. L'interface optomécanique a été développée au LAOG. Le schéma retenu étant très similaires aux bancs de mesure utilisés pour les tests en laboratoire (voir leur description dans le chapitre précédent), le choix a été fait d'utiliser dans un premier temps au maximum les mêmes éléments optiques et mécaniques. Le but de ces tests était donc double : d'une part bien évidemment l'obtention d'interférogrammes sur des objets astrophysiques, mais également recueillir des informations sur les meilleures solutions pour la réalisation de notre instrument et ce à moindre coût. Dans la suite on va donc présenter les caractéristiques d'IOTA et de l'instrument IONIC2T, et donner le calcul de la magnitude limite attendue en fonction de celles-ci. Après la présentation des résultats obtenus, on conclura sur le retour obtenu grâce à ces derniers pour la réalisation d'un instrument optimisé.

6.2.2 L'interféromètre IOTA

Il est constitué de télescopes de 45 cm de diamètre qui peuvent être positionnés sur différentes stations le long de deux bras formant un L (15 x 35 m, figure 6.5). La ligne de base peut ainsi varier de 5 à 38 m. La lumière est collectée par des sidérostats, assurant le suivi sur l'objet, et renvoyée vers des télescopes Cassegrain afocaux fixes. Ce système fournit des faisceaux collimatés avec un facteur de réduction de 10. Le schéma optique d'IOTA est donné sur la figure 6.4. Un miroir plan (1) actif et monté sur piézo-électriques permet de corriger les effets de tip-tilt. Les mouvements sont commandés par les senseurs (2) situés sur la table visible.

Les faisceaux sont transportés des télescopes jusqu'au laboratoire interférométrique dans un tube sous vide dans lequel sont placées les lignes à retard : une grande ligne à retard (LDL, 3) pour compenser globalement la différence de chemin optique due à la position de l'objet dans le ciel et une petite ligne à retard (SDL, 4) pour assurer le suivi sur l'objet

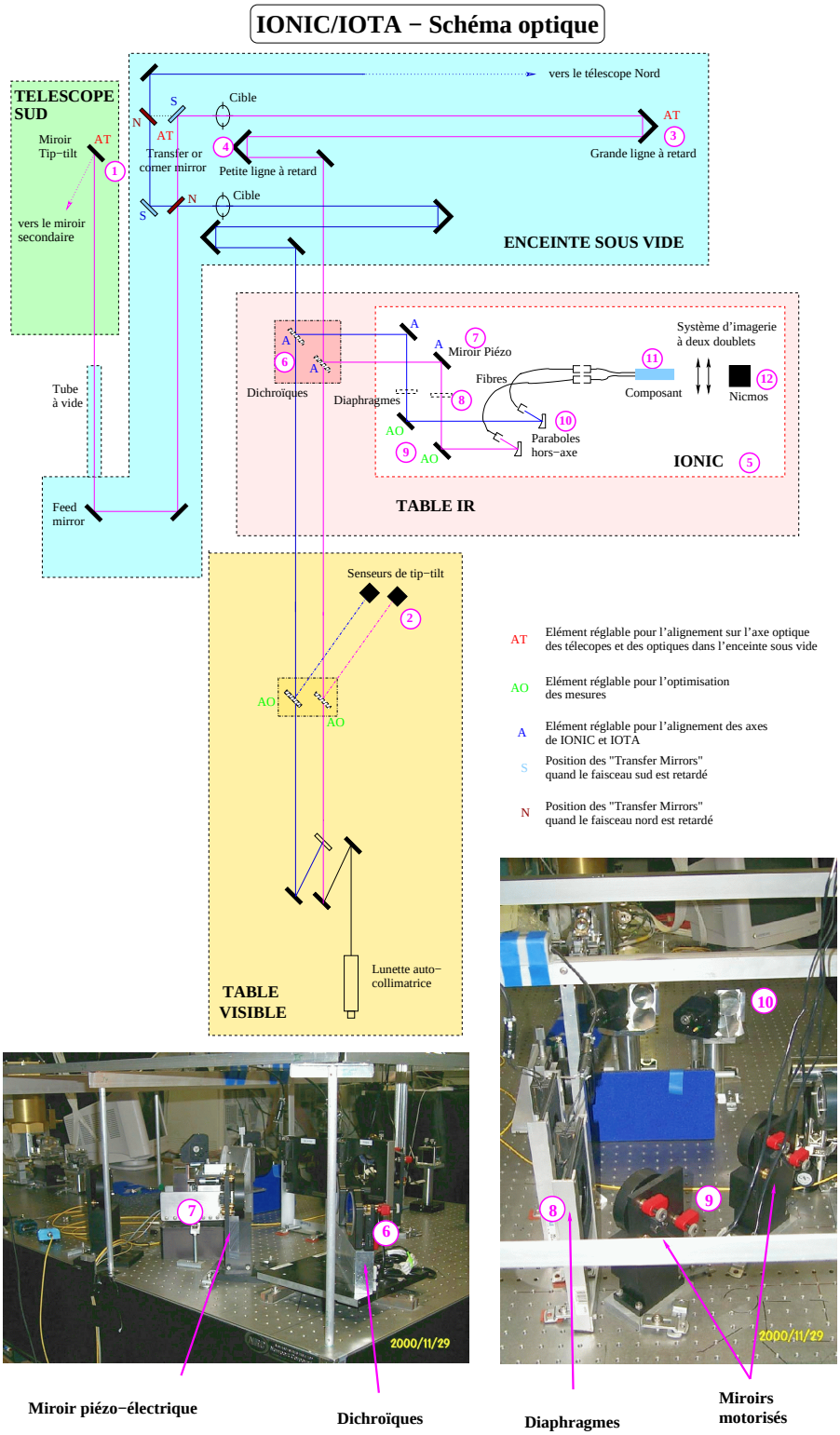

FIG. 6.4 – *Schéma optique d'IOTA et de l'interface IONIC permettant l'injection dans un composant en optique intégrée. Les numéros sur la figure se rapportent à la description dans le texte.*

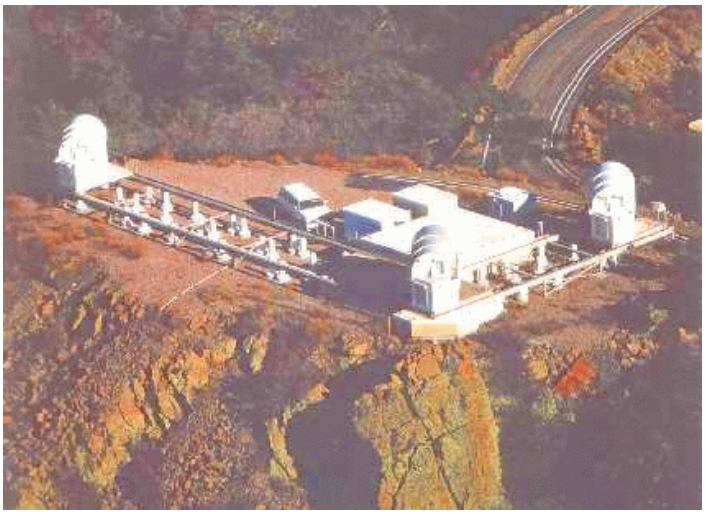

FIG. 6.5 – *L'interféromètre IOTA: les télescopes peuvent être positionnés sur plusieurs stations disposées le long de deux bras formant un L.*

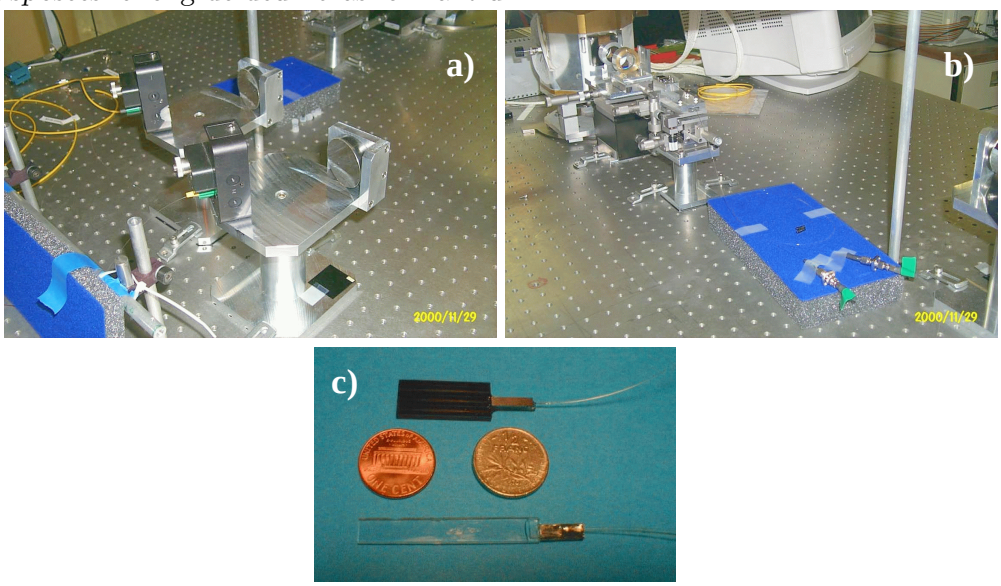

FIG. 6.6 – *L'instrument IONIC utilisé sur IOTA. a) Le système d'injection par paraboles hors-axe dans des fibres à maintien de polarisation. b) Le composant fibré connecté aux fibres précédentes et son support réglable, le système d'imagerie et la caméra NICMOS refroidie. c) Les deux recombinateurs à deux télescopes utilisés, LETI en haut et LEMO en bas.*

pendant les acquisitions. Ces lignes à retard sont constituées de deux miroirs en toit montés sur des chariots mobiles. Dans le cas de la LDL, c'est un chariot roulant sur des rails qui permet l'ajustement. La SDL quant à elle est montée sur un chariot se déplaçant sur coussin d'air au-dessus d'un marbre. La pression de l'air sous la ligne à retard peut-être ajustée manuellement afin d'obtenir un déplacement le plus linéaire possible. Les positions des deux lignes à retard sont contrôlées par des systèmes de métrologie laser fonctionnant à 633 nm. On enregistre leur mouvements relatifs par rapport à des positions initiales définies par des rupteurs électroniques. A la sortie des tubes sous vide, la partie visible des faisceaux est envoyée vers les senseurs de tip-tilt et le recombinateur visible. Le flux infrarouge est prélevé par des dichroïques et envoyé vers les différents instruments fonctionnant à ces longueurs d'onde.

6.2.3 L'instrument IONIC2T

Description (figures 6.4 et 6.6)

L'instrument (5) est placé sur la table optique appelée table infrarouge (IR). Les faisceaux IR fournis par les dichroïques (6) sont coudés une première fois par des miroirs. L'un d'eux est placé sur une monture actionnée par un piézo-électrique (7) ayant une course maximale de 60 μm et commandé par un signal en dents de scie qui permet la modulation de ddm dans cette configuration co-axiale. L'angle d'incidence sur les miroirs est de 45 degrés et on a donc accès à une modulation de différence de marche de 85 μm au maximum pour acquérir les interférogrammes. L'hystérésis du piézo-électrique est compensé par une boucle d'asservissement sur sa commande, et ses mouvements sont synchronisés sur les acquisitions de la caméra. Deux diaphragmes (8) motorisés sont placés ensuite dans chacune des voies pour la mesure du fond et des flux fournis par chacune des voies indépendamment de l'autre. Les faisceaux sont ensuite coudés une nouvelle fois à 90 degrés par des miroirs (9) dont l'inclinaison est ajustable. Ce réglage est motorisé et permet d'optimiser l'injection du flux stellaire dans les fibres. Deux paraboles hors-axe (10) permettent de focaliser les deux faisceaux dans des fibres à maintien de polarisation égalisées à mieux que le millimètre. Elles sont ensuite connectées à celles du composant (11), placé sur un support ayant six degrés de réglage.

Les sorties du composant sont imagées sur la caméra infrarouge NICMOS3 (12) de IOTA (Millan-Gabet *et al.*, 1999) grâce à un système à deux doublets réglables entre lesquels peut être inséré un polariseur. L'objectif principal est la focalisation du flux de chaque sortie sur un seul pixel. Le grandissement de cette optique d'imagerie est de 1. Les espacements des sorties des guides sont en effet de 200 ou 250 μm suivant les composants et la taille des pixels de la caméra de 40 μm. Le grandissement choisi présente alors un bon compromis pour positionner chaque image de sortie sur un seul pixel quel que soit le cas. Le détecteur de la caméra NICMOS3 est constitué d'une matrice en HgCdTe de 256x256 pixels répartis en 4 quadrants indépendants de 128x128. L'efficacité quantique du détecteur est supérieure à

0,5 sur toute la plage de longueur d'onde allant de 0,9 à 2,5 μm. L'avantage de ce type de détecteur est la possibilité de lire la valeur d'un pixel plusieurs fois consécutives de façon non destructive, c'est à dire sans modifier la charge. En mesurant N fois la charge du pixel, on va donc diviser le bruit de lecture par $\sqrt{N}$. Le bruit mesuré dans le cas de cette caméra (détecteur + électronique associée) est $\sigma \simeq 20e^-$.

Alignement

Après avoir placé les différents éléments de l'interface sur la table IR, on vérifie l'alignement des axes de IOTA et de IONIC en rétro-éclairant les fibres des modules d'injection avec un laser He-Ne rouge. On peut déjà vérifier ainsi qu'aucune des optiques ne vignette le faisceau. Le centrage du faisceau sur les dichroïques et, après propagation à travers tout le train optique d'IOTA, sur le centre des miroirs secondaires des télescopes assure que les deux axes sont globalement confondus. Cela n'est néanmoins pas assez précis pour assurer l'injection dans les fibres. Afin de finaliser l'alignement on utilise un cube séparateur 50/50 visible que l'on insère dans le faisceau des télescopes et un coin de cube. Le cube est placé sur une monture trait-point-plan afin de pouvoir le replacer facilement à la même place et avec la même orientation. Le cube renvoie directement le faisceau venant du télescope vers une lunette autocollimatrice, celui venant de la fibre étant renvoyé vers cette même lunette par le coin de cube. On va alors superposer l'image du coeur de la fibre rétro-éclairée par une source blanche avec celle d'une étoile ou de la lumière de référence placée sur l'axe des télescopes près du miroir de tip-tilt. Cela permet d'assurer le couplage du flux stellaire dans les fibres. Ces réglages sont faits dans le visible. On utilise alors la caméra NICMOS3 pour optimiser cette injection et la corriger en cours de nuit ou lors du changement d'objet observé. L'ajustement de l'orientation des miroirs motorisés permet de maximiser le flux sur les pixels correspondant aux sorties du composant.

Franges en autocollimation

Leur obtention doit permettre de trouver la position de la SDL annulant la ddm interne à notre instrument. On parle de franges en autocollimation car on place des coins de cube au sommet des tubes à vide près des télescopes pour renvoyer la lumière vers l'instrument. Il faut donc dans ce cas pouvoir injecter de la lumière simultanément dans les deux voies. Un système utilisant 3 coupleurs fibrés «2 vers 2» et devant s'insérer entre les fibres d'injection et celles du composant avait été envisagé. La grande sensibilité de la caméra n'a «malheureusement» pas permis de l'utiliser car on détectait en permanence le flux renvoyé par réflexion de Fresnel au niveau des extrémités des fibres. Il n'était de ce fait pas possible de chercher le flux de retour après passage par l'interface et réflexion sur les coins de cube. On a alors réalisé un système en optique classique permettant d'atteindre le même objectif. Une fibre au foyer d'un objectif de microscope fourni un faisceau collimaté et on l'injecte dans les deux voies de IOTA à l'aide d'un cube séparateur et d'un miroir placés après les dichroïques, du côté de la table visible.

TAB. 6.5 – *Transmissions de IOTA et de IONIC2T.*

Transmission IOTA	
IOTA + Recombinateur classique IR + détecteur	0,075
IOTA seul en prenant en compte chaque élément	0,37
moyenne	$T_{IOTA} = 0{,}223$
Transmission IONIC	
parabole hors-axe	0,98
couplage dans la fibre (moyenne sur la bande H)	0,36
composants OI (2 voies)	0,25
module d'imagerie	0,83
focalisation sur un pixel	0,6
	$T_{IONIC} = 0{,}044$
Transmission totale	$T_{totale} = 9{,}81 \times 10^{-3}$

De cette façon on a obtenu des franges en diode laser IR en plaçant la SDL à une position calculée par rapport à la ddm mesurée grossièrement dans notre interface. La longueur de cohérence de celle-ci est de plusieurs centimètres et on ne connaît donc pas la position de la ddm nulle avec une meilleure précision. On a alors tenté d'obtenir des franges en lumière blanche cette fois mais on ne détectait alors plus de flux en retour sur la caméra. Cela vient de la position derrière les dichroïques choisie pour notre système d'injection car seul le flux visible était envoyé vers les télescopes dans ce cas. La puissance importante de la diode permettait de passer outre cette limitation mais pas celle de la source large bande. On a donc repris le même principe mais en plaçant cette fois tous les éléments du même côté des séparatrices que l'interface. Il a cette fois fallu utiliser le cube séparateur et une lame séparatrice pour créer deux faisceaux. La voie contenant la lame a pu être facilement alignée, mais dans cette configuration cela s'est avéré impossible pour celle contenant le cube, le problème venant de l'épaisseur importante de celui-ci (environ 5 cm) et du défaut de parallélisme de ses faces.

6.2.4 Magnitude limite théorique

Comme dans le cas des tests au GI2T on a essayé de déterminer une magnitude limite théorique en prenant en compte les transmission de IOTA et de IONIC avec un composant 2T recombinant par jonction Y. Ici encore ce n'est qu'une valeur approximative que l'on va donner car la connaissance de la transmission à certains niveaux nous est inaccessible. Le calcul est présenté dans BERGER (2000) et repris ici avec des modifications pour l'efficacité optique mieux connue de certains des éléments (tableau 6.5).

Le nombre de photons arrivant sur les télescopes dans la bande H, pour une magnitude

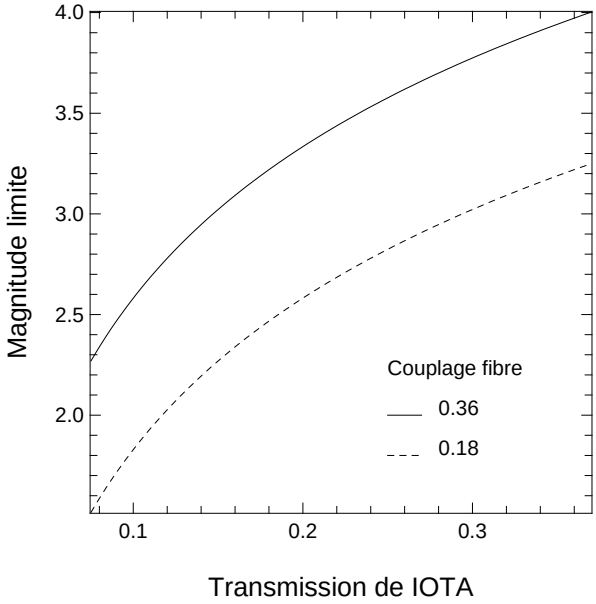

FIG. 6.7 – *Magnitude limite pour IONIC2T en fonction de la transmission de IOTA pour deux valeurs du couplage du flux dans les fibres : 0,36 (trait plein), et 0,18 (trait pointillé).*

0, est donné par la formule suivante :

$$N_{tel} = \frac{E_0}{h\nu} = \frac{e_0 S \Delta\lambda}{h\nu} = 2{,}45 \times 10^8 \text{ photons / s}, \tag{6.4}$$

avec $e_0 = 7 \times 10^{-10}\ Wm^{-2}\mu m^{-1}$, S = 0,15 m^2, $\Delta\lambda = 0{,}29\ \mu$m, $\nu = c/\lambda$ et $\lambda = 1{,}6\ \mu$m. Le nombre de photons arrivant sur le détecteur est donc :

$$N_{det} = N_{tel} T_{totale} = 2{,}40 \times 10^6 \text{ photons / s}. \tag{6.5}$$

Pour définir une magnitude limite pour la détection des franges il va falloir choisir un niveau de rapport signal à bruit (RSB) acceptable pour les mesures. Nous allons prendre ici RSB = 3. Le bruit de la caméra est de l'ordre de $\sigma = 20\ e^-$. Le calcul suivant donne alors la magnitude limite en H :

$$H_{lim} = -2{,}5 \times \log\left(\frac{\sigma \times RSB}{N_{det} \times \tau}\right) = 4{,}0, \tag{6.6}$$

avec $\tau = 1$ ms.

La figure 6.7 donne l'évolution de la magnitude limite estimée en fonction de la transmission de IOTA, celle-ci variant entre les deux valeurs extrêmes citée dans le tableau 6.5. Le taux de couplage dans les fibres par les paraboles hors-axe est égal à 0,36 dans un cas parfait (ni aberrations, ni effets de la turbulence). On a donc mis également sur le graphique la variation de la magnitude limite pour une taux de couplage de 0,18. La transmission de IOTA et la couplage dans les fibres sont les deux points les moins bien connus ici et qui ne permettent d'avoir qu'une estimation de H_{lim}.

6.2.5 Composants utilisés

Deux composants ont été utilisés lors de cette campagne de test. Le premier est celui décrit dans le paragraphe 5.2.1, réalisé par le LEMO par échange d'ions argent dans un substrat de verre. L'autre recombinateur, basé sur des coupleurs asymétriques pour les fonctions de séparation et recombinaison, a été réalisé par gravure de silice sur silicium par le LETI. Il possède donc quatres sorties : deux photométriques et deux interférométriques en opposition de phase. Ces deux composants ont été développés pour des applications en bande H et leurs entrées sont équipées de fibres à maintien de polarisation d'un mètre de longueur. Les nappes de fibres utilisées pour cette connectique sont réalisées par GeeO (Grenoble, France) et les fibres sont égalisées géométriquement au millimètre.

Des images des sorties des composants ont été prises à l'aide de la caméra (figure 6.8). Ces images n'étant destinées qu'à des études de flux, elles ont été réalisées hors de la zone de cohérence et donc sans présence de franges au niveau des sorties interférométriques. Elles ont permis de vérifier la qualité de l'optique d'imagerie : 65% du flux est concentré dans le pixel central. Dans le cas du composant LETI on va comparer la transmission mesurée sur le ciel en bande H à celle mesurée en laboratoire (tableau 6.6). Les valeurs obtenues pour les injections E1 et E2 démontrent bien la symétrie de la transmission des deux voies du composant. Les fluctuations rms importantes sont dues aux variations du couplage dans les fibres à cause des effets de l'atmosphère. Les valeurs obtenues sur le ciel en bande H sont bien conformes à celles obtenues en laboratoire.

Simplement en changeant le filtre sur la caméra et sans autre modification sur IONIC ou IOTA, des images ont également été enregistrées en bande K' avec le composant LETI, bien que celui-ci ait été développé pour la bande H (2,02 μm - 2,30 μm). Les résultats photométriques complets sur les composants en bande K sont rapportés dans Laurent *et al.* (2001). La transmission mesurée sur ce recombinateur 2T est de 44% en bande H et de 16% en bande K'.

6.2.6 Premières franges sur le ciel

Les premières franges d'interférence obtenues sur IOTA sont présentées sur la figure 6.9 (gauche). La présence des franges est bien détectable sur l'enregistrement brut, mais les fluctuations photométriques ne permettent pas la détermination directe précise du contraste. Ces variations de flux sont montrées sur les deux courbes du milieu qui correspondent aux enregistrements des voies photométriques. Après correction, on retrouve bien les franges avec une enveloppe nette (courbe du bas). Ici on a en plus filtré l'enregistrement interférométrique à la fréquence des franges. Le but de ces premiers tests était la validation de nos recombinateurs par des observations sur le ciel. Entre le 26 et le 30 novembre 2000, nous avons donc observé 14 étoiles de diamètre connu afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux obtenus sur d'autres instruments. Chaque mesure est constituée de l'enregistrement de 100

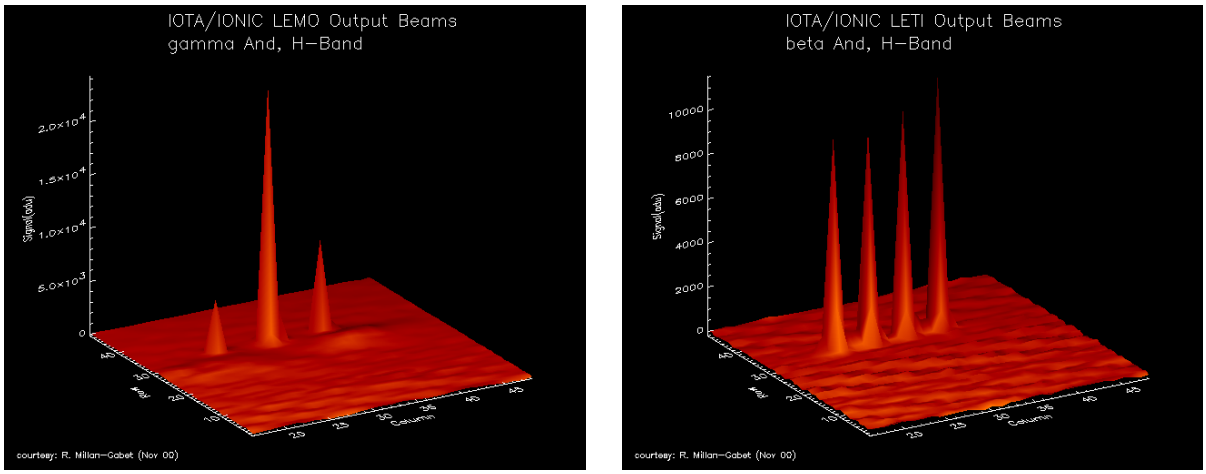

FIG. 6.8 – *Images en bande H des sorties des deux recombinateurs à deux télescopes utilisés sur IOTA en novembre 2000. Gauche : composant LEMO à recombinaison Y ; droite : composant LETI à recombinaison par coupleurs. Le temps d'intégration de la caméra était de 131 ms.*

TAB. 6.6 – *Mesures photométriques avec le composant LETI en bande H. E1E2 correspond au cas d'une injection dans les deux entrées simultanément de façon incohérente, E1 et E2 au cas où une seule entrée est utilisée. Les valeurs sont données en unités arbitraires. Les deux dernières lignes donnent les rapports des voies photométriques et interférométriques pour des mesures sur le ciel et en laboratoire.*

Source	βAnd (V = 2,06, H = -1,6)			laboratoire	
Bande	H			1,58 μm	
Injection	E1E2	E1	E2	E1	E2
$< P1 >$	14735	12793	-	90	-
σ(P1)	5936	5701	-		
$< I1 >$	13464	8293	3472	60	28
σ(I1)	4146	3791	700		
$< I2 >$	13618	3670	8741	24	62
σ(I2)	3611	1786	1937		
$< P2 >$	13906	-	13094	-	92
σ(P2)	4401	-	2701		
$I1/P_i$		0,65	0,27	0,66	0,29
$I2/P_i$		0,29	0,67	0,27	0,63

TAB. 6.7 – *Mesure du diamètre de U Ori en bande H. On a utilisé 119 Tau comme calibrateur. La mesure effectuée est comparée à la valeur obtenue précédemment sur un autre instrument.*

Source	119 Tau	U Ori
λ	1.6 μm	1.6 μm
Ligne de base projetée	25 m	25 m
Diamètre précédent	9.65 ± 0.5 mas	11.08 ± 0.57 mas
Visibilité calibrée	-	0.35 ± 0.01
Diamètre observé	-	11.0 ± 0.5 mas

d'interférogrammes, ainsi que du fond sur chaque voie. Immédiatement après chaque mesure, le même type d'enregistrement est effectué sur un objet servant de calibrateur.

Un exemple de mesure de diamètre est donné dans le tableau 6.7 sur U Ori en utilisant 119 Tau comme calibrateur. La méthode de réduction des données est la même que celle utilisée dans le cas de l'instrument FLUOR (COUDÉ DU FORESTO *et al.*, 1997). Le diamètre estimé ici est de 11,0 ± 0,5 mas. Pour cette mesure, on a disposé de cinq points de mesure : 1 point avec le composant LEMO le 28 novembre et 4 points avec le composant LETI, dont 2 le 28 novembre et 2 le 29 novembre. On a pu donc ainsi vérifier d'une part que les deux composants donnaient les mêmes résultats, et d'autre part la stabilité d'une nuit sur l'autre. Les visibilités mesurées sont, suivant l'ordre ci-dessus : 0,364, 0,332, 0,330, 0,347, 0,359. On obtient ainsi une valeur moyenne égale à 0,346 avec un écart type de 0,014. Chaque valeur de visibilité est calculée par la moyenne des 100 densités spectrales correspondant aux 100 interférogrammes, chacune avec un écart type de 2 à 3 % sans avoir divisé par $\sqrt{\text{nombre d'interférogrammes}} = \sqrt{100}$. L'objet choisi ici, U Ori, est une source complexe et variable, et non un disque uniforme bien que l'on ait utilisé ce modèle dans le calcul du diamètre. Le but de l'expérience ici n'était pas, dans un premier temps, de réaliser une mesure astrophysique, mais plutôt de pouvoir comparer nos résultats à des mesures antérieures afin de valider ces tests instrumentaux. Dans cette optique, le diamètre déduit par l'ajustement sur les cinq points de mesure est tout à fait cohérent avec celui déjà mesuré en bande K : 11,08 ± 0,57 mas (van Belle, 1996).

Les premières franges obtenues en bande K' avec ces mêmes composants lors de cette mission et le contraste instrumental mesuré sont présentés et analysés dans LAURENT *et al.* (2001).

6.2.7 Conclusion des test

Ces premiers tests d'optique intégrée sur le ciel ont permis de pleinement valider notre approche de l'interférométrie par cette méthode. De nombreux points positifs ont été retirés de cette première mission :

– La plus grande satisfaction est probablement venue de l'obtention des premières franges

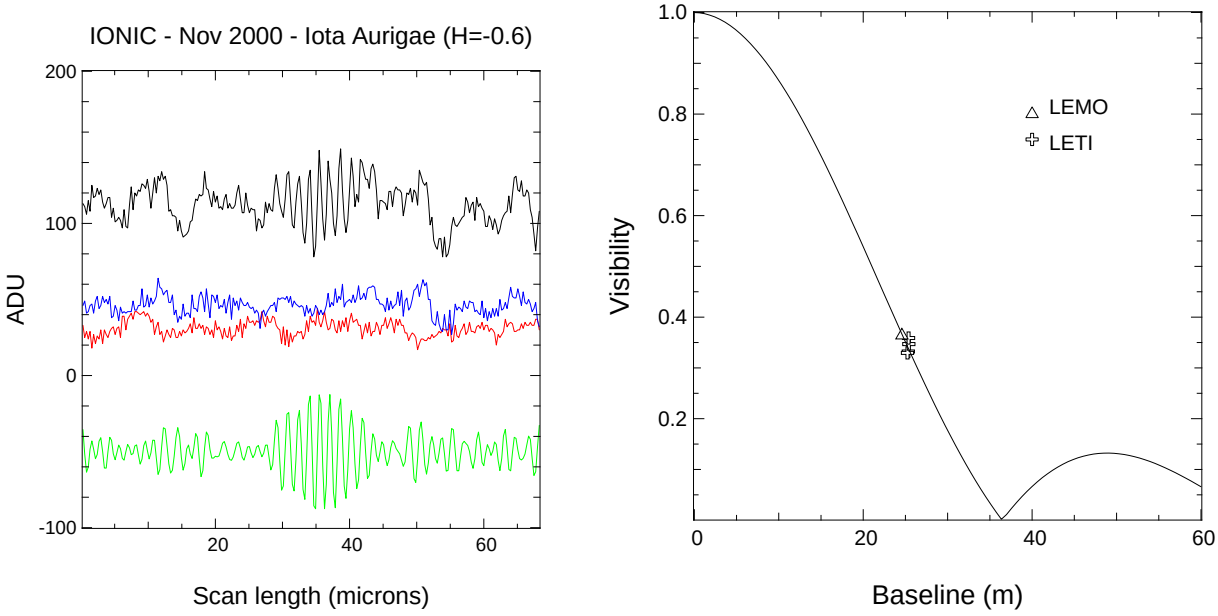

FIG. 6.9 – *Gauche: premières franges obtenues sur iota Aurigae avec un recombinateur à deux télescopes en optique intégrée; haut: interférogramme brut; milieu: variations de flux sur les voies photométriques; bas: interférogramme corrigé de la photométrie et filtré à la fréquence des franges. Droite: mesures de visibilités sur U Ori avec les composants LEMO (triangle) et LETI (croix), et un ajustement sur ces points par une courbe de disque uniforme.*

sur le ciel. La mesure de diamètre sur U Ori est tout à fait conforme avec des mesures antérieures.

- Nous avons démontré la versatilité de cette technologie par le changement en quelques heures d'un composant à l'autre. En utilisant la même interface optique entre l'optique intégrée et les télescopes on peut ainsi envisager d'avoir plusieurs instruments avec des modes de recombinaison différents pour s'adapter à chaque type d'objet.
- L'utilisation d'un même composant dans deux bandes atmosphériques différentes est également un apport important. Cela ouvre la perspective d'observations scientifiques sur un objet donné dans deux bandes atmosphériques simultanément.
- La magnitude limite obtenue lors de ces premiers tests a été H=2 sur HR 3779. Ce résultat est déjà très satisfaisant et le diagnostic des défauts de ce premier instrument permet d'envisager des observations sur des objets de 2 à 3 magnitudes plus faibles, la principale cause de perte de flux ayant été détectée au niveau de l'injection dans les fibres par les paraboles hors-axe.
- Le retour sur l'interfaçage a également été très important. Comme cela a déjà été dit dans la présentation de IONIC2T, la solution instrumentale utilisée ici avait été choisie afin de permettre de nombreux tests à moindre coût. Les améliorations possibles qui ont été identifiées ont été intégrées dans notre deuxième interface décrite dans le paragraphe

suivant et nous allons les rappeler brièvement ici. L'utilisation de paraboles hors-axe peu coûteuses mais de qualité optique moyenne (aberrations résiduelles, effet de réseau dû au polissage) a été une source de perte importante, mais nous avons quand même validé le type d'injection choisi. L'optimisation du couplage par les miroirs orientables motorisés ne s'est pas avéré très pratique car on ne possédait pas de référence de leurs positions. Il a donc été décidé de transférer cet étage de réglage directement sur les fibres au foyer des paraboles. La recherche de la différence de marche nulle dans notre interface en réalisant des franges en autocollimation n'a pas été possible. Un système dédié à cette mesure et résolvant les problèmes rencontrés cette fois a été défini.

– Tous les tests menés lors de cette mission ont été faits sans sélection de la polarisation. Le test de l'influence de ce paramètre avait été prévu mais n'a pu être testé par manque de temps (6 nuits de tests uniquement pour le test d'un nouvel instrument). Il sera donc nécessaire lors de prochaines missions de réaliser l'acquisition d'interférogrammes avec et sans contrôle de polarisation comme cela est fait lors de nos tests en laboratoire.

6.2.8 Article de Astronomy and Astrophysics Letter : "Integrated optics for astronomical interferometry. IV. First measurements of stars."

L'article suivant est paru dans : *A&A, Vol. 376, issue 3, p. L31-L34, 2001.* Il présente les premières mesures astrophysiques obtenues sur le ciel avec un composant d'optique intégrée.

A&A 376, L31–L34 (2001)
DOI: 10.1051/0004-6361:20011035
© ESO 2001

Astronomy & Astrophysics

Letter to the Editor

Integrated optics for astronomical interferometry

IV. First measurements of stars

J. P. Berger[1,2], P. Haguenauer[2,3], P. Kern[2], K. Perraut[2], F. Malbet[2], I. Schanen[4], M. Severi[5], R. Millan-Gabet[1], and W. Traub[1]

[1] Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA
[2] Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
[3] CSO mesure, 70 Av. des Martyrs, 38000 Grenoble, France
[4] Laboratoire d'Électromagnétisme Microondes et Optoélectronique, 38016 Grenoble Cedex 1, France
[5] CEA-LETI Département de Microtechnologies, 17 rue des Martyrs, 38054 Grenoble Cedex 9, France

Received 16 May 2001 / Accepted 18 July 2001

Abstract. We present in this paper the astronomical validation of a new approach to interferometric starlight combination. Using integrated optics technologies developed by the telecommunication industry, we have implemented optical circuits on coin-size chips that combine two beams and provide simultaneous photometric calibration signals. We report the first interferometric observations of stars using such beam combiners at the Infrared Optical Telescope Array (*IOTA*). This result opens the way to a new generation of miniaturized, high performance, and reliable instruments, dedicated to interferometric aperture synthesis.

Key words. interferometry – integrated optics – instrumentation

1. Introduction

Modern optical interferometry started in 1975 with the first interferometric combination between two separate telescopes (Labeyrie 1975). However, to date, only two facilities have achieved aperture synthesis image reconstruction with three or four separated telescopes: COAST and NPOI. Direct imaging requires interferometers with a large number of separated apertures. The VLTI, the Keck Interferometer and CHARA interferometer will respectively provide 7, 6 and 6 telescopes. One of the main issues that has to be solved is the difficulty to combine many stellar beams with limited photon loss, high interferometric contrast and sufficient optical stability to provide accurately calibrated measurements. The complexity of a classical bulk optics beam combiner, using beam-splitters and mirrors, increases dramatically with the number of telescopes to be combined. For example, it takes $N(N-1)/2$ beam-splitters to combine N beams in a coaxial pairwise scheme. Each optical surface decreases the throughput and requires careful alignment. The layout must be symmetric to avoid differential effects that affect contrast and maintain an internal stability crucial for closure phase measurements.

The need for improved accuracy in the simultaneous combination of a high number of beams led us to look for alternative solutions to classical bulk optics. Since 1996 (Kern et al. 1996; Malbet et al. 1999; Berger et al. 1999; Haguenauer et al. 2000), we have been exploring integrated optics (IO), a technology developed by the telecommunication and micro-sensor industries. This technique opens a new way to interferometrically combine beams from separated telescopes using IO optical circuits (analogous to integrated chips in micro-electronics), with the beam combination taking place in an assembly of optical waveguides lying in a solid substrate of few centimeters long and few millimeters large.

IO chips can be found today at every step of the light path in an optical telecom network. Several technologies, ion exchange and silica etching being the most developed ones, are key to the manufacture of various functions in optical chips based on the classical microphotolithography process used in micro-electronics. Integrated optics has proved to work remarkably well at the wavelengths used by telecom or micro-sensors, i.e. 0.8, 1.31 and 1.55 μm where low-cost laser sources and very transparent

Send offprint requests to: J. P. Berger,
e-mail: jberger@cfa.harvard.edu

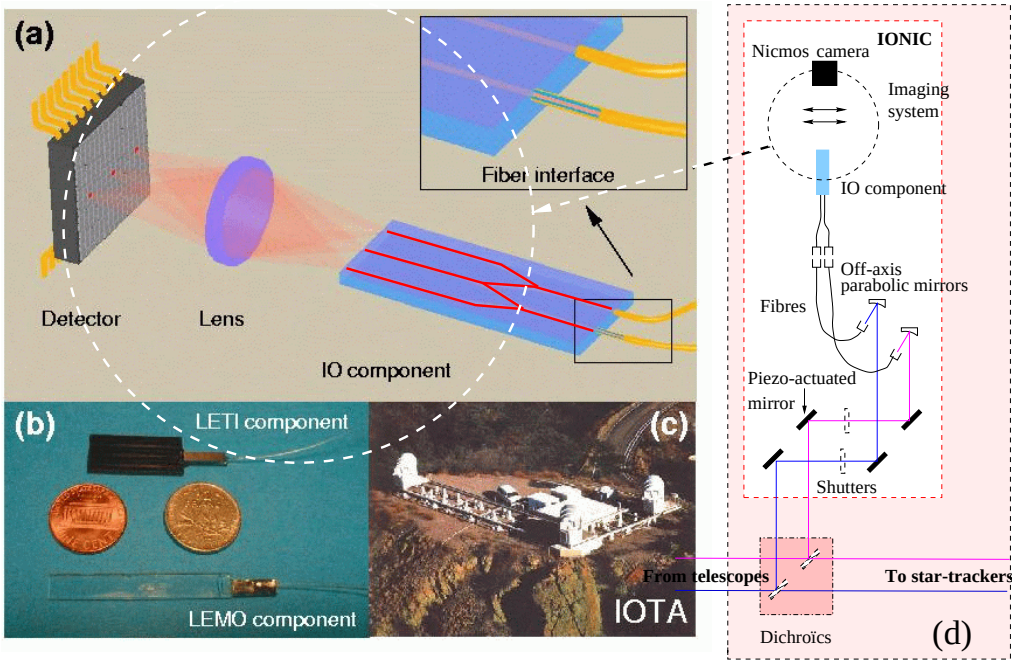

Fig. 1. a) Optical layout of the experiment (credits: E. Stadler). The LEMO chip's three outputs (described in the text) are imaged onto a liquid nitrogen cooled infrared detector matrix. **b)** Integrated optics components, top: LETI beam combiner, bottom LEMO beam combiner. **c)** IOTA interferometer. **d)** Optical breadboard.

fiber optics are available. The achievable functions provide not only all the usual optical ones (divider or combiner) but also diffracting and dephasing devices. Output beams from these planar guides can act as the input slit of a spectrograph, avoiding complex anamorphic optics. An important additional advantage is that single mode waveguides also spatially filter the wavefronts, leading to excellent calibrating properties in the presence of atmospheric turbulence.

2. An integrated optics beam combiner

2.1. Description of two IO chips

For the sky validation reported here, we used two different IO chips designed for two-telescope beam combination in H band[1] (see Figs. 1a and b). The component labelled LEMO was designed and manufactured using the ion exchange process (Benech 1996): Na^+ ions from a glass substrate are exchanged with Ag^+ ions in a molten salt through a dedicated mask. It combines two input beams injected by fibers in a direct Y-junction, and calibrates the flux contribution from each beam using two reverse Y-junctions located before the combining function. The component labelled LETI was designed and manufactured using the silica etching technique (Mottier 1996). Doped silica layers, a few microns thick, are deposited on a silicon substrate, etched following the mask drawing and covered by a silica layer. The component combines two input beams in an asymmetric directional coupler giving two interferometric outputs in phase opposition and calibrates the flux as described above for the LEMO component using two Y junctions located before the coupler. Both beam combiners were connected with two equal-length 1 m optical fibers.

[1] 1.43 μm–1.77 μm.

2.2. Optical interface with IOTA

Following a complete laboratory characterization of the optical properties of these components (Berger et al. 1999; Haguenauer et al. 2000), we set up an experiment at the *Infrared Optical Telescope Array* (IOTA, Traub 1998) at Mt Hopkins, Arizona), At the IOTA, 2 telescopes of 45 cm diameter (a 3rd one is currently being implemented) may be configured in baselines of length ranging from 5 to 38 m (see Fig. 1c). The two IOTA light beams are carried from the telescopes to the beam combination table (see Fig. 1d). Off-axis parabolic mirrors are used to couple light into the fibers connected to the component which outputs are imaged on a NICMOS 3 infrared camera (Millan-Gabet et al. 1999) using custom optics (see Figs. 1a and d). The optical path in one arm is sawtooth-modulated with a maximum optical path difference (OPD) of 85 μm by a piezo-actuated mirror in one of the arms. The data acquisition is synchronized with the piezoelectric displacement and the piezo stroke is centered around the zero OPD position. For each scan an interferogram is recorded in each of the

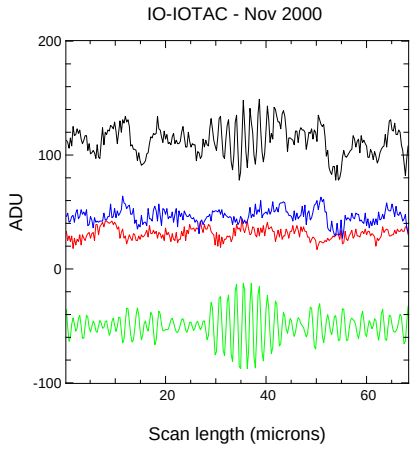

Fig. 2. Fringes obtained with an IO two-telescope beam combiner. Top: raw interferometric signal, middle: the two photometric signals showing flux variations, bottom: frequency filtered interferogram corrected from photometry. Each trace is vertically shifted for clarity.

interferometric outputs while simultaneously recording the calibration photometric outputs as shown in Fig. 2.

3. Observations

3.1. Data acquisition and data reduction

This first observation run was mainly aimed at characterizing our two beam combiners under interferometer observing conditions. We observed 14 stars with known diameters between November 26–30, 2000. Each observation consists of a set of 100 scans, as described above, plus a corresponding measurement of the background signal. A few minutes later, an identical sequence on the calibrator is recorded. As an illustration of the technique we present here results for the Mira star U Ori. The data reduction procedure employed is similar to that used in previous guided optics instruments (Coudé du Foresto et al. 1997), namely.

1. Background signal subtraction from interferogram;
2. Photometric correction of interferograms using photometric channels to calibrate influence from coupling fluctuations;
3. Construction of a photometry corrected single interferogram obtained from the subtraction of the two outputs (LETI case);
4. Visibility estimation from average power spectrum.

Instrumental calibration was performed by observing 119 Tau within 25 min. The average projected baseline length was 25 m.

3.2. Results

U Ori was observed during three nights providing a total of five batches of 100 interferograms, one with the LEMO beam combiner (night Nov. 26th), four with the LETI beam combiner (2 during night Nov. 28th, 2 during night Nov. 29th). Each batch leads to one average visibility. After calibration, we used these five visibilities to perform a least square fit of a uniform diameter model.

Table 1. U Ori observation log. Estimation of 119 Tau diameter is an average of previous near infrared measurements. The average calibrated visibility and its corresponding error is the average and standard deviation of five visibilities measured on five batches of 100 interferograms with both beam combiners. One batch was obtained using the LEMO beam combiner, 4 using the LETI one.

Source	119 Tau	U Ori
Wavelength	1.6 μm	1.6 μm
Projected baseline	∼25 m	∼25 m
Previous diameter	9.65 ± 0.5 mas[1]	11.08 ± 0.57 mas[2]
Calibrated visibility	—	0.34 ± 0.01
Measured diameter	—	11.0 ± 0.5 mas

[1] Dyck et al. (1998), Richichi et al. (1998).
[2] van Belle et al. (1996).

If we adopt a 119 Tau diameter of 9.65 ± 0.5 mas we find a U Ori diameter of 11.0 ± 0.5 mas, fully compatible with a previous determination of 11.08 ± 0.57 in the K band[2] at the IOTA (van Belle et al. 1996). Table 1 summarizes our observations. Figure 3 displays our calibrated data points obtained with both beam combiners and the best uniform diameter model fit.

Each batch of 100 visibilities has an average standard deviation smaller than 5% which translates into a statistical precision of 0.5%. The uncertainty on the calibrator diameter dominates the final estimation. The flux ratios between the interferometric and photometric channels were found to be remarkably stable all over the observation run allowing a precise calibration of the beam combiner behaviour. We see no statistical difference between the LEMO and the LETI beam combiner measurements which are all compatible with the model fit (see Fig. 3) within a maximum of 2% of absolute visibility. Although the number of points is not sufficient here to test the night to night repeatability, we see no significative trend down to the same 2% precision.

4. Instrumental tests

In addition to these observational tests we carried out several instrumental tests. A full description of the performances of the instrument will be included in a forthcoming paper.

1. We succesfully switched our two beam combiners in less than two hours. This versatility will be maintained for an increasing number of apertures and will allow quick change of configurations;
2. Although not designed for this wavelength, we successfully recorded fringes at 2.2 μm (Laurent et al. 2001).

[2] 2.0−2.4 μm.

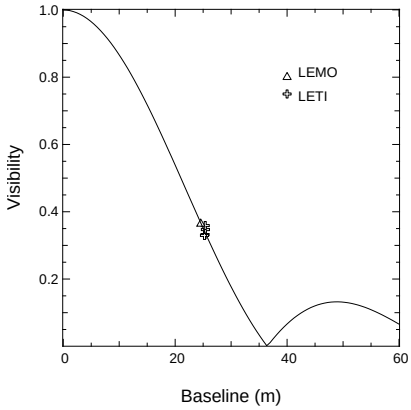

Fig. 3. Visibility points measured with LEMO (triangle) and LETI (cross) beam combiner. The curve represents the best uniform diameter fit.

With technological improvements we can thus expect to use the same single-mode IO chip in two different broad H and K bands;

3. First estimations of the system visibility show that the average instrumental contrast of the instrument and interferometer is higher than 60%. This number will be improved once polarisation control is implemented;
4. The faintest star observed (HR 3779) has an H-magnitude of 2. However, since the experimental setup was not optimized for faint astronomical observations we estimate, based upon considerations on the actual coupling efficiency of light into the fiber, that the limiting magnitude of these components should be three magnitudes better.

5. Conclusions

These results have demonstrated, for the first time that telecom-based integrated optics components can be used to combine stellar beams collected by separated telescopes in an optical long-baseline interferometer. These beam combiners are very stable and lead to precise measurements, moreover, they are versatile and easy to handle. The number of optical aligment adjustments is reduced, which dramatically reduces the complexity of multiple-beam combination for aperture synthesis imaging.

This is not only vital for large ground-based interferometers under construction but also for upcoming space missions. This technology will likely find many applications in the field of optical interferometry. Several concepts for up to eight telescopes beam combination are already under study (Berger et al. 2000).

Our next goal is to combine three telescopes beams at IOTA using integrated optics components recently developed for closure phase measurements and imaging applications (Haguenauer et al. 2000). The spectral coverage is also currently being extended to longer wavelengths. Finally, we propose this technology as a solution to combine the 7 telescopes of the VLTI.

Acknowledgements. We thank J. D. Monnier, P. Benech, F. Reynaud, S. Gluck, G. Grand, Y. Magnard, E. Stadler and M. Joubert. We thank the fluor team for their kind support at the IOTA. We thank Dr. van Belle, the referee, for his comments. This work was funded by the Centre National de la Recherche Scientifique, the Centre National d'Études Spatiales, the Smithsonian Institution and NASA. This work was performed in part under contract with the Jet Propulsion Laboratory (JPL) through the Michelson fellowship program funded by NASA as an element of the Planet Finder Program. JPL is managed for NASA by the California Institute of Technology.

References

Benech, P. 1996, in Proc. AstroFib'96, Integrated Optics for Astronomical Interferometry, ed. P. Kern, & F. Malbet (Bastianelli-Guirimand, Grenoble), 47
Berger, J.-P., Rousselet-Perraut, K., Kern, P., et al. 1999, A&AS, 139, 173
Berger, J.-P., Benech, P., Schanen-Duport, I., et al. 2000, SPIE Conf., 4006, 986
Coude du Foresto, V., Ridgway, S., & Mariotti, J.-M. 1997, A&AS, 121, 379
Dyck, H. M., van Belle, G. T., & Thompson, R. R. 1998, AJ, 116, 981
Haguenauer, P., Berger J.-P., Rousselet-Perraut, K., et al. 2000, Appl. Opt., 39, 13
Haguenauer, P., et al. 2000, SPIE Conf., 4006, 1107
Kern, P., Malbet, F., Schanen, I., & Benech, P. 1996, in Proc. AstroFib'96, Integrated Optics for Astronomical Interferometry, ed. P. Kern, & F. Malbet (Bastianelli-Guirimand, Grenoble), 195
Labeyrie, A. 1975, ApJ, 196, L71
Laurent, E., et al. 2001, A&A, in preparation
Malbet, F., Kern, P., Schanen-Duport, I., et al. 1999, A&AS, 138, 119
Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., Traub, W. A., & Carleton, N. P. 1999, PASP, 111, 238
Mottier, P. 1996, in Proc. AstroFib'96, Integrated Optics for Astronomical Interferometry, ed. P. Kern, & F. Malbet (Bastianelli-Guirimand, Grenoble), 63
Richichi, A., Ragland, S., Stecklum, B., & Leinert, C. 1998, AJ, 338, 527
Traub, W. A. 1998, SPIE, 3350, 848
van Belle, G. T., Dyck, H. M., Benson, J. A., & Lacasse, M. G. 1996, AJ, 112, 2147

6.3 Premiers tests 3T - IONIC3T

6.3.1 Objectifs

Forts de l'expérience acquise lors de la recombinaison de deux télescopes en novembre 2000, l'installation d'un instrument permettant la recombinaison simultanée des faisceaux de trois télescopes a débuté en juin 2001. Le troisième télescope installé sur IOTA en 2001 est identique aux deux précédents et situé au croisement entre les deux bras de l'interféromètre (voir section 6.2). Ce passage à trois télescopes a bien évidemment nécessité l'ajout d'une grande et d'une petite ligne à retard ainsi que des entrées et sorties sur le tube sous vide correspondant au troisième faisceau, mais a également été l'occasion d'une optimisation complète du fonctionnement d'IOTA (Traub *et al.*, 2000). L'analyseur de tip-tilt a donc été complètement modifié, et une nouvelle caméra PICNIC a été développée pour remplacer la NICMOS3. Un nouveau logiciel programmé sous VxWorks et fonctionnant sous Linux regroupe sur une même machine le contrôle de l'interféromètre et de tous ses sous-systèmes.

A partir des conclusions concernant l'interface IONIC2T, une nouvelle interface IONIC3T a été développée pour cette seconde mission de test. On a cette fois optimisé les différents éléments et intégré les fonctionnalités qui avaient fait défaut lors de la première. Le but était donc de tester ces nouvelles solutions et de vérifier que l'on parvenait bien à l'amélioration des performances attendues. En ce qui concerne les tests interférométriques, deux niveaux de tests pouvaient être envisagés : l'obtention de franges avec les trois faisceaux, et la mesure de clôture de phase.

6.3.2 Interface 3T et réglages

Le schéma de l'instrument 3T par optique intégrée développé pour IOTA est présenté sur la figure 6.10. Il correspond à l'interface telle qu'elle a été prévue pour la version définitive de IONIC. Lors de cette mission, l'absence des nouvelles dichroïques de IOTA nous a obligé à modifier légèrement ce montage afin de pouvoir utiliser les anciennes dichroïques. On a donc dû rajouter un étage de coudage des faisceaux mais cela ne modifie en rien le principe de l'instrument décrit ci-dessous.

Afin de faciliter les tests en polarisation n'ayant pu être fait lors de la mission précédente, les axes des fibres à maintien de polarisation sont fixées sur des plateaux tournant permettant une rotation autour de l'axe du coeur de la fibre.

Un module facilitant les alignements et devant également servir à la recherche des franges en autocollimation a également été développé pour répondre à certains besoins apparus sur IONIC2T. Le flux d'une source lumineuse (diode laser ou source blanche) fibrée est collimaté à l'aide d'une optique de deux pouces de diamètre. On a cette fois pris l'option de créer un faisceau de la taille des faisceaux provenant des télescopes de IOTA pour pouvoir travailler dans les mêmes conditions (dans la version précédente, ce faisceau collimaté était fourni par un objectif de microscope et ne faisait donc que quelques millimètres de diamètre). On peut

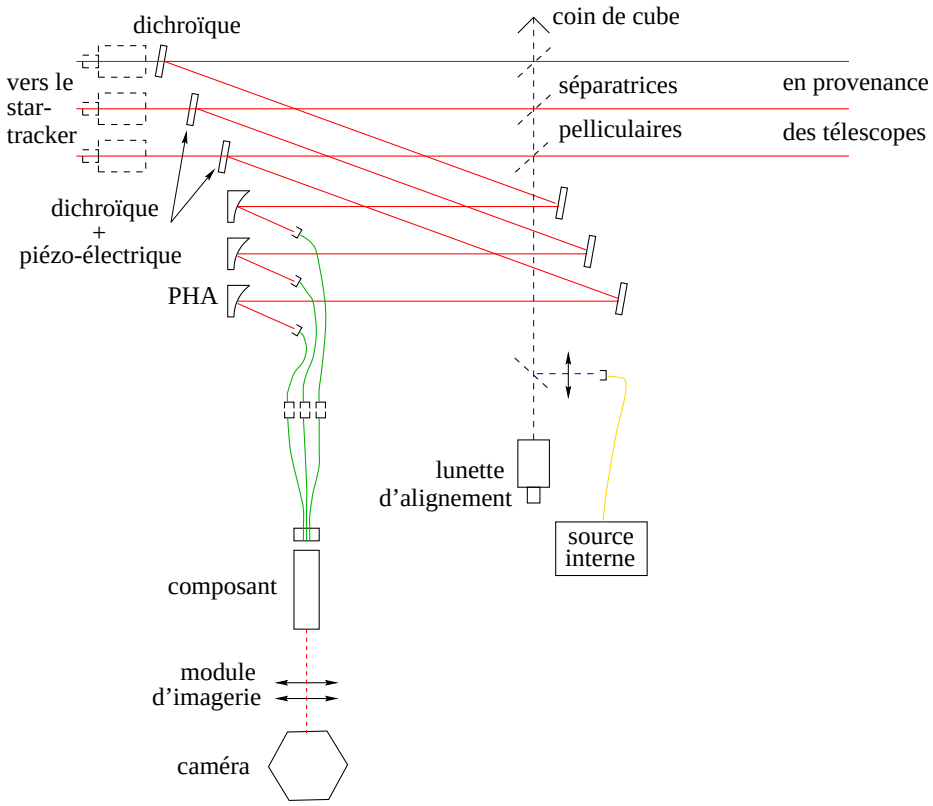

FIG. 6.10 – *Schéma de l'interface IONIC/IOTA 3T. Pour chacun des faisceaux provenant des trois télescopes, une dichroïque prélève le flux infrarouge pour la recombinaison interférométrique et transmet la partie visible vers le senseur de tip-tilt. La modulation de chemin optique est réalisée grâce à des actionneurs piézo-électriques placés sous deux des dichroïques. Le flux infrarouge est renvoyé avec un angle de 20 degrés vers un étage de miroirs de coudage réglables en basculement comme les dichroïques. Le flux est alors focalisé par des paraboles hors-axe dans des fibres à maintien de polarisation. La qualité optique et l'ouverture numérique des paraboles ont été optimisées pour limiter au maximum les pertes de couplage. Les paraboles utilisées ici ont été réalisées sur mesure par rapport à nos spécifications : la focale est de 190,5 mm et la qualité optique est de $\lambda/5$ PV (Pic à Vallée) et de $\lambda/20$ rms à 633 nm. Le couplage théorique dans une fibre monomode à l'aide de ces paraboles est de l'ordre de 75%.*

ainsi s'assurer du centrage des faisceaux sur toutes les optiques lors des alignements. Des séparatrices pelliculaires sont utilisées pour injecter une partie de ce faisceau dans chacune des voies de IOTA. On s'est servi de ce système pour aligner notre interface en superposant à l'aide de la lunette autocollimatrice les images des coeurs des fibres à l'image du détecteur du senseur de tip-tilt qui était lui déjà aligné sur l'axe d'IOTA. Cela permet de confondre les axes de l'interface et de IOTA. Les principes de réglage et d'obtention des franges par autocollimation est le même que lors des tests de novembre 2000. On a simplement utilisé ici des séparatrices pelliculaires afin d'éviter les problèmes liés au défaut de parallélisme des faces du cube séparateur rencontré lors des premiers tests.

L'ajustement final du réglage est fait au niveau de l'injection dans les fibres grâce à la translation motorisée des deux directions perpendiculaires à l'axe de la fibre. La déplacement de la position de la tête de fibre est assuré par des piézo-électriques permettant une course de 100 μm avec une résolution de 2 nm. La précision est cette fois bien meilleure et la commande des déplacements par l'application d'une tension (plutôt que par l'envoi d'impulsions) permet d'avoir des repères de réglages et donc de revenir à la position initiale en cas de besoin. Afin de finaliser notre alignement, on rétro-éclaire les fibres et on envoie le flux vers le senseur de tip-tilt à l'aide d'un coin de cube placé dans le faisceau après la dichroïque. On observe ainsi l'image du coeur sur le détecteur du senseur et il suffit de la centrer sur le pixel où est asservi la position de l'étoile.

6.3.3 Premier résultat : tests d'injection

Un recombinateur à trois voies par paires réalisé par gravure de silice sur silicium (paragraphe 5.3.1), a été utilisé lors de ces premiers tests. Suite à un problème sur la connectique, l'injection dans le composant a été faite dynamiquement à l'aide de la nappe de trois fibres. Les six axes du support du composant ont permis l'alignement entre les fibres et les guides du composant. Ce type d'injection implique par contre des pertes plus importantes en comparaison d'une connectique fixe où la colle joue le rôle de liquide d'indice. Un polissage des faces du composant et de la nappe, et l'utilisation de liquide d'adaptation d'indice entre les deux ont tout de même permis d'améliorer le couplage d'un facteur 2. L'injection en dynamique a par contre permis de mettre en évidence un défaut d'alignement des fibres de la nappe : le coeur de la fibre centrale n'était pas au même niveau que ceux des deux autres fibres. Ainsi lorsque l'on obtenait le couplage maximum pour les deux voies latérales, on ne détectait aucun flux sur la voie centrale, et vice-versa. Une position moyenne de la nappe par rapport au composant a donc du être choisie mais au prix de la perte d'au moins 50% du flux initial.

Les tests d'injection ont été menés sur Mu Cep (H = -1) et sur Véga (H = 0). Les résultats obtenus sur Mu Cep avec deux voies uniquement sont présentées sur la figure 6.11. La troisième voie n'a pu être utilisée à cause d'un défaut de réglage du télescope correspondant. Le flux était trop faible sur le senseur de tip-tilt qui n'arrivait pas à stabiliser le centroïde de l'image. Les voies injectées étaient celles numérotées 1 et 3 sur la figure 5.20. Le niveau

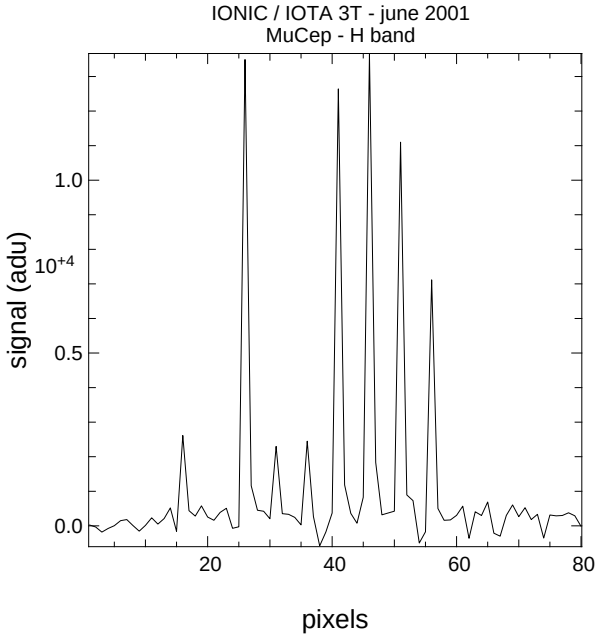

FIG. 6.11 – *Flux en sortie d'un composant recombinateur 3T, obtenu sur Mu Cep avec deux des voies injectées. On a de gauche à droite, les deux voies photométriques suivies de six sorties interférométriques. Les deux centrales correspondent à la recombinaison des deux entrées injectées, les couples de sorties de part et d'autre correspondant normalement à la recombinaison des entrées 1 et 3 avec la voir d'entrée centrale non injectée ici.*

TAB. 6.8 – *Tests d'injection avec un composant 3T sur Mu Cep.*

Sorties	P_1	P_3	I_{12}	I_{21}	I_{13}	I_{31}	I_{23}	I_{32}
Mu Cep								
injection 2 voies avec liquide d'indice								
moyenne (adu)	2721	14048	2397	2544	13163	14199	11550	7412
variation rms	653	4950	897	768	4008	4262	4350	2793
le bruit sur le détecteur est $\sigma \simeq 100$ adu								
il est inclus dans les mesures de bruit sur chaque voie								

de chaque pixel est donné dans le tableau 6.8. On a un rapport 5 entre les flux injectés dans les deux voies. Cette valeur ne représente pas une différence de transmission mais est due à des différences de qualité de réglage des télescopes et de couplage entre fibres et voies du composant.

6.3.4 Conclusion des tests

En raison de nombreux problèmes instrumentaux (passage de IOTA à trois télescopes, rupture de la connectique du composant) lors de cette mission, nous n'avons pas pu réaliser les tests de clôture de phase prévus. L'objectif minimum que nous nous étions fixé qui était d'obtenir des interférences sur trois bases en même temps, même sans parvenir à la clôture de phase, n'a pas été atteint. Néanmoins les solutions instrumentales ajoutées sur IONIC3T ont prouvé leur efficacité et amélioré les procédures d'alignement. La partie optique de l'instrument ayant été validée, cela permettra de se concentrer sur les résultats de mesures de phases sur des objets astrophysiques lors de prochaines missions. De légères modifications de l'interface sont possibles et seront développées pour les prochains tests. Elles ne touchent pas au concept de l'instrument mais apporteront surtout des fonctionnalités supplémentaires.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Contents

7.1 Conclusions 203
7.2 Perspectives 205

7.1 Conclusions

Les travaux menés au cours de cette thèse ont permis de valider certaines des caractéristiques de l'optique intégrée vis-à-vis de l'interférométrie astronomique. Je vais ici faire un bilan des résultats présentés dans les chapitres précédents :

- L'étude optique complète sur un composant recombinateur à deux télescopes a permis **d'identifier et de quantifier les différentes sources de pertes photoniques**.
- Les mesures interférométriques sur le même composant ont mis en évidence les principaux paramètres à contrôler sur un instrument basé sur l'optique intégrée. Les **contrastes élevés** obtenus grâce à la maîtrise de ces paramètres ont montré les possibilités de ce type de recombinaison.
- Le filtrage spatial associé aux calibrations photométriques a permis d'obtenir des **mesures de contrastes avec une très bonne précision**. Les simulations numériques menées au LEMO sur le filtrage spatial ont montré le grand intérêt des technologies d'optique intégrée planaire sur ce point.
- **La stabilité des composants vis-à-vis des conditions extérieures** a été mise en évidence par des mesures de contraste en laboratoire sur plusieurs heures et par des tests en température spécifiques.
- Le fonctionnement des composants sur **une bande astronomique complète** a été validé. De premières analyses ont même montré que les composants pourraient être utilisés sur deux bandes de longueurs d'onde consécutives.

- Les **nombreuses fonctions testées** ont montré le potentiel de l'optique intégrée en matière de réalisation instrumentale. Cette diversité associée à une taille réduite permet d'envisager un instrument unique avec des fonctionnalités multiples afin de s'adapter au type d'observation et d'objet scientifique.
- Les **premières observations sur le ciel** ont permis des mesures de diamètres tout à fait en accord avec des mesures précédentes sur d'autres interféromètres, avec une bonne précision.
- La **versatilité** de cette technologie instrumentale a également été démontrée lors de ces premières observations.
- Les travaux engagés sur différentes **études préliminaires d'instruments** ont permis de mettre en évidence que l'OI est une solution attractive grâce aux nombreuses fonctions disponibles.

En résumé, je pense que les travaux menés, par le LAOG ou ses partenaires, sur l'adaptation des technologies d'optique intégrée à l'instrumentation astronomique, ont montré leur potentiel et leur caractère innovant. La maturité obtenue dans la connaissance du comportement des composants vis-à-vis de nos contraintes particulières amène à passer d'une validation en laboratoire à de réelles solutions instrumentales. C'est sur cet axe de travail que va maintenant plutôt se diriger notre travail, même si le travail de prospective en R&D va se poursuivre, par exemple en terme de recherche de nouvelles potentialités et d'extension du domaine de couverture spectrale de ces technologies.

7.2 Perspectives

À la suite du bilan précédent, je vais donc m'intéresser maintenant aux projets à court, moyen et long termes qui peuvent nous intéresser pour une instrumentation basée sur l'optique intégrée. Pour certains de ces projets, nous sommes déjà directement impliqués, pour d'autres ce sont des ouvertures possibles pour les technologies OI, mais pour tous je crois que l'OI peut apporter de réelles solutions innovantes.

7.2.1 Aujourd'hui

Les résultats obtenus avec la technologie d'optique intégrée planaire sont très encourageants et, même si de nombreuses étapes ont été franchies, le travail de recherche aussi bien au niveau technologique qu'instrumental reste ouvert. Le travail mené sur des composants "simples" recombinant deux faisceaux a permis de bien maîtriser le contraste instrumental. Les études menées sur les premiers recombinateurs 3T ont également prouvé leur bon comportement vis-à-vis du contraste et de démarrer l'étude de la phase instrumentale. Aujourd'hui donc, je dégagerais trois grands axes de recherche qui restent à explorer. Les deux premiers sont directement en rapport avec un instrument recombinateur, alors que le troisième serait plus lié à un développement système global :

- L'étude en laboratoire de composants 3T, en bénéficiant du simulateur de réseau interférométrique, permettra une analyse complète de la phase instrumentale. Dans une première phase d'étude, on pourra vérifier la stabilité de la phase en fonction du temps. Si on se place dans une configuration des ouvertures telle que l'objet simulé ne soit pas résolu, le terme de clôture de phase entre les trois faisceaux doit être nul. Tout écart par rapport à zéro et toute dérive temporelle, si ils existent, devront donc être analysés afin d'en comprendre l'origine et tenter de la contrôler, comme dans le cas du contraste. La deuxième phase avec ce type de montage est de parvenir cette fois réellement à la reconstruction de l'image en réalisant un pavage du plan (u,v). Le simulateur a été étudié afin de pouvoir reconfigurer facilement les ouvertures, en variant la longueur des bases et leur orientation. Il faudra donc d'abord étudier théoriquement la façon optimale de parvenir à la reconstruction de l'image, en utilisant le moins de bases possibles. Cela permettra également d'étudier la qualité de l'image reconstruite en fonction de l'information disponible. Une comparaison des différents modes de recombinaison et des méthodes d'extraction de l'information, ainsi que de la qualité de la reconstruction d'image pourra être menée en utilisant les nombreuses fonctions disponibles.
- Les mesures à trois télescopes débutées en juin 2001 sur IOTA seront poursuivies. L'information obtenue lors des tests en laboratoires servira à bien comprendre les mesures obtenues en conditions d'observation. L'avantage de l'optique intégrée sera d'amener de nombreuses solutions de recombinaison qui permettront, à partir de la même interface, d'avoir un instrument modulable. Le but étant bien évidemment d'aboutir à un instru-

ment d'observations routinières comme FLUOR, bénéficiant des travaux de recherches menés en parallèle sur le développement des composants.

– Les différentes applications évoquées dans les chapitres précédents montrent que l'utilisation de l'optique intégrée en astronomie ne se limite pas à la recombinaison des faisceaux de télescopes. Des fonctions annexes comme par exemple des séparatrices, des réseaux à des fins d'analyses spectrales, ou aussi des sous-systèmes complets comme des systèmes de métrologie ou de suivi des franges, sont également envisageables. Si ces applications n'ont pour l'instant été qu'abordées, la voie reste ouverte et cela pourrait répondre aux nombreux besoins de certains des instruments futurs en interférométrie astronomique. Les besoins de test et d'analyse qui y sont liés imposent alors de commencer à étudier ces éléments dès maintenant.

7.2.2 Demain

Les interféromètres disponibles pour des observations astrophysiques routinières ont des ouvertures relativement petites limitant leur sensibilité. Avec l'arrivée des grands réseaux comme le VLTI, le Keck Interferometer, et le projet OHANA de recombinaison des grands télescopes du Mauna Kea (Hawaï, USA), la limite de sensibilité va être repoussée permettant alors l'étude d'objets extra-galactiques. Parallèlement à l'augmentation de la surface collectrice, c'est également le nombre de télescopes utilisables simultanéments qui va croître avec ces réseaux au sol. Avec ce dernier point, vient également s'ajouter l'interféromètre CHARA dont les ouvertures ne font que 1 m de diamètre mais qui permettra de disposer de six télescopes. Les bases disponibles iront de quelques centaines de mètres dans le cas du VLTI et du Keck Interferometer, à 350 m dans le cas de CHARA, et même jusqu'à 800 m pour OHANA. On voit donc que tous ces projets sont relativement complémentaires et permettront des observations jusqu'alors inaccessibles. Malgré cela, ces grands réseaux restent limités par le problème de la recombinaison d'un si grand nombre de faisceaux. Les instruments développés à ce jour sur le VLTI par exemple n'utiliseront pas réellement les capacités du réseau puisque seul trois télescopes seront recombinés au maximum dans le cas de AMBER.

L'optique intégrée planaire apporte une solution très attractive à ce problème puisque le nombre de faisceaux n'augmente pas beaucoup la taille de la puce de recombinaison et surtout n'implique pas une complexité instrumentale supplémentaire. Ainsi dans le chapitre 4, est présenté un composant permettant la recombinaison multi-axiale de 8 faisceaux simultanément (figure 4.3). Ce composant n'a pas été réalisé à ce jour car pour des tests en laboratoire il n'apporte pas réellement plus d'informations technologiques qu'un composant 3T, et il dépasse les capacités de tests de nos bancs. Cependant, le dessin de ce composant existe et pourrait donc facilement être réalisé en bénéficiant des connaissances acquises sur d'autres composants. Des composants recombinant les faisceaux de 4 télescopes ont déjà été réalisés (figure 7.1), et pourraient être utilisés sur un interféromètre donnant accès à quatre ouvertures simultanément. L'interface optique peut être une simple copie de celle utilisée sur IOTA. Les

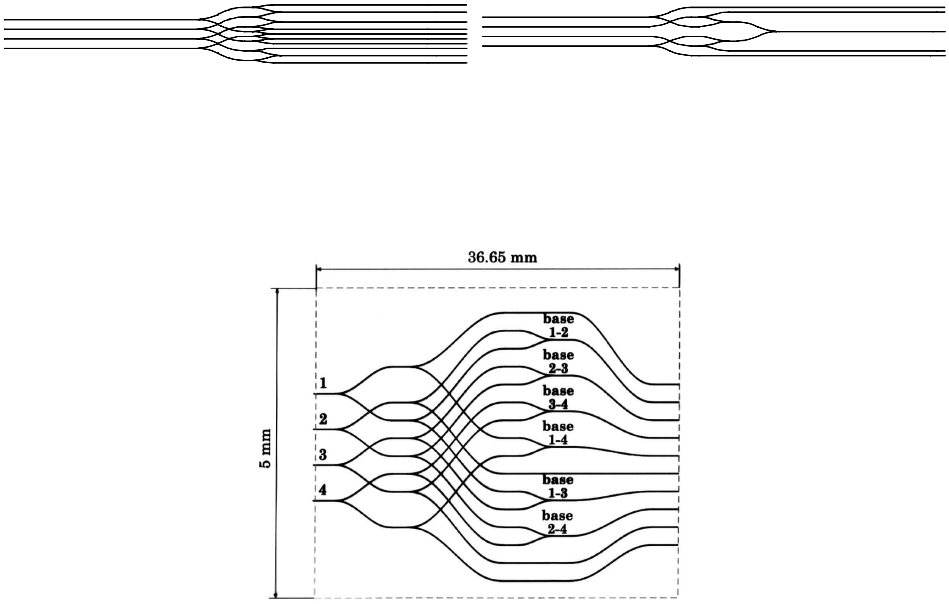

FIG. 7.1 – *Schéma de recombinateurs 4T, réalisés par échange d'ions et gravure de silice : recombinaison par paires avec des jonctions Y (en haut à gauche), recombinaison tout-en-un par jonctions Y (en haut à droite), et recombinaison par paires à l'aide de coupleurs directionnels (en bas). Tous ces composants intègrent des voies photométriques.*

dimensions de nos guides planaires étant relativement similaires à celles des fibres, on peut même envisager de profiter de l'expérience acquise sur VINCI lors des premières franges sur le VLTI, l'interface pouvant être quasiment identique. Une étude système complète d'un instrument réalisable n'est pas le but de ce chapitre, le mode de recombinaison étant très lié au type d'observations envisagé. La construction d'un instrument utilisant le potentiel complet d'un réseau comme le VLTI devra faire l'objet d'une analyse poussée menée en commun par les personnes qui le réaliseront et par les utilisateurs potentiels. Les points suivants mettent en évidence les avantages de l'optique intégrée pour ce type d'instruments, en s'appuyant sur les résultats des travaux de recherche du LAOG :

- recombinaison de nombreux faisceaux sur un même composant de petite taille,
- haute performance, aussi bien au niveau interférométrique qu'en transmission,
- stabilité vis-à-vis des conditions extérieures,
- possibilité de fonctionnement actuellement dans plusieurs bandes astronomiques, de 0,8 μm à 2,5 μm, et travaux de recherches déjà engagés pour les longueurs d'ondes thermiques plus élevées, jusqu'à 10 μm.

Ces résultats nous permettent d'ores et déjà d'envisager un instrument de seconde génération pour le VLTI (MALBET *et al.*, 2001), pouvant être réalisé par étapes grâce à la modularité

de la technologie :

- À court terme, un instrument imageur recombinant 4 télescopes (figure 7.1) et fonctionnant pour $0{,}8\mu m \leq \lambda \leq 2{,}5\mu m$.
- À plus long terme, un instrument imageur pour le réseau complet recombinant alors 8 faisceaux (figure 4.3), avec une gamme de longueur d'onde plus étendue en fonction des avancées de nos recherches dans ce domaine.

Le type d'instrument dépendra bien sûr comme on l'a déjà vu des besoins d'observations, mais également des sous-systèmes disponibles sur les interféromètres, comme les lignes à retard ou les systèmes d'optique adaptative.

7.2.3 Après-demain

Si maintenant on se projette encore plus loin dans le futur, on voit pointer les projets d'interféromètres spatiaux. Plusieurs projets existent à l'heure actuelle, ils s'appellent SIM (Space Interferometry Mission, USA), TPF (Terrestrial Planet Finder, USA) ou IRSI-DARWIN (Infra-Red Space Interferometer, Eur). Le but prioritaire affiché par ces instruments est l'identification de planètes semblables à la Terre orbitant autour d'autres étoiles. L'objectif est double : non seulement identifier les planètes mais également les étudier spectroscopiquement. On pourra ainsi déterminer si notre système solaire ressemble à ceux déjà identifiés de façon indirecte jusqu'à maintenant. Dans l'affirmative, on pourra alors s'intéresser à l'existence de vie sur les planètes découvertes, par la signature d'une atmosphère identique à la notre, surtout par la présence d'oxygène, d'eau, d'ozone et de CO_2. Évidemment, la présence de ces éléments ne signifiera pas l'existence de vie, de la même façon que leur absence ne veut pas dire que la vie n'existe pas sous une autre forme. Ces projets instrumentaux ne seront bien sûr pas limités à la recherche de planètes ressemblant à la Terre, ce qui serait très réducteur, mais cela reste tout de même l'un des sujets qui tire en avant ces interféromètres qui représentent de réels défis technologiques. Les gains en sensibilité et en résolution spatiale permettront également des avancées importantes dans de nombreux autres domaines de recherche astrophysique.

Ces trois interféromètres spatiaux sont des projets à long terme. Le premier à partir sera SIM dont le lancement est prévu pour 2009. Contrairement aux deux autres projets, les télescopes de SIM restent solidaires les uns des autres, fixés sur une poutre, pas opposition au concept de «vol libre» des deux autres. SIM est un instrument en soi, mais il va également permettre de tester de nombreuses solutions technologiques en vue du lancement de TPF. Certains des points technologiques de ces missions sont tellement contraignants que le lancement de cette mission précurseur, pour laquelle les contraintes sont «moindres», permettra d'assurer un certain nombre d'entre-eux.

Dans ce contexte, l'optique intégrée peut apporter des solutions intéressantes, principalement pour les fonctions de recombinaison et de métrologie. On a vu dans les chapitre précédents que ces points ont déjà été abordés. On a commencé une étude pour DARWIN en

ce qui concerne la recombinaison en frange noire. Dans le cadre des études menées par CSO mesure pour le CNES, ou dans celui des contacts du LAOG avec l'ESO pour la métrologie de PRIMA, plusieurs solutions de métrologie basées sur l'optique intégrée ont été analysées. De plus les études menées par CSO ont prouvé que l'optique intégrée pouvait être utilisée dans un cadre spatial, non seulement pour la résistance aux radiations mais également aux contraintes d'un décollage de fusée. La petite taille, la stabilité et le faible poids des dispositifs en font également de très bons candidats pour des missions spatiales.
Ainsi, si les études déjà engagées restent préliminaires sur ces projets, je pense que l'optique intégrée pourra se positionner dans ces projets comme une technologie innovante. Dans le cas de l'étude DARWIN avec ALCATEL Space, seule la fonction de recombinaison est réalisée en optique intégrée, afin de rester sur des solutions à ce jour parfaitement connues et maîtrisées, mais les études menées par ailleurs permettent de penser que d'autres fonctions pourraient à terme également être réalisées par le composant (déphasage de π achromatique, métrologie, modulation de ddm).

Bibliographie

Anderson, J. 1920, Application of Michelson's interferometer method to the measurement of close double stars, *Astrophys. J.* **51**, 263.

Armstrong, J. T. , Mozurkewich, D. , Rickard, L. J. , Hutter, D. J. *et al.* 1998, The Navy Prototype Optical Interferometer, *Astrophysical Journal* **496**, 550+.

Baldwin, J. E. , Beckett, M. G. , Boysen, R. C. , Burns, D. *et al.* 1996, The first images from an optical aperture synthesis array: mapping of Capella with COAST at two epochs., *Astron. & Astrophys.* **306**, L13.

Baldwin, J. E. , Boysen, R. C. , Haniff, C. A. , Lawson, P. R. *et al.* 1998, Current status of COAST, dans *Proc. SPIE Vol. 3350, p. 736-745, Astronomical Interferometry, Robert D. Reasenberg; Ed.*, vol. 3350, pp. 736–745.

Baldwin, J. E. , Haniff, C. A. , Mackay, C. D. et Warner, P. J. 1986, Closure phase in high-resolution optical imaging, *Nature* **320**, 595.

Benech, P. 1996, Review on integrated optics technology, dans P. Kern et F. Malbet (éditeurs), *Proc. Astrofib'96: Integrated optics for astronomical interferometry*, Grenoble.

Benson, J. A. , Hutter, D. J. , Elias, N. M. , Bowers, P. F. *et al.* 1997, Multichannel optical aperture synthesis imaging of lambda1 URSAE majoris with the Navy prototype optical interferometer., *Astronomical Journal* **114**, 1221.

Berger, J.-P. 1998, *Interférométrie et formation stellaire. Perspectives pour une instrumentation en optique intégrée.*, Thèse de doctorat, Universtié Joseph Fourier - Grenoble 1.

Berger, J.-P. 2000, implémentation of an integrated optics beam combiner on the IOTA infrared table, Finals design for the November 2000 run, Rap. tech., LAOG, rapport interne.

Berger, J.-P. , Benech, P. , Schanen-Duport, I. , Maury, G. *et al.* 2000a, Combining up to eight telescope beams in a single chip, dans *Proc. SPIE 4006: Interferometry in optical astronomy*, pp. 986–995.

Berger, J. P. , Rousselet-Perraut, K. , Kern, P. , Malbet, F. *et al.* 1999, Integrated optics for astronomical interferometry. II. First laboratory white-light interferograms, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **139**, 173.

Berger, J.-P. , Schanen-Duport, I. , Broquin, J.-E. , Benech, P. *et al.* 2000b, Combining and cophasing a telescope array in a single chip? Integrated optics: a new solution

for space based aperture synthesis interferometry, dans *Proc. ICSO 2000: International Conference on Space Optics*, pp. 53–62, Toulouse.

Born, M. et Wolf, E. 1964, *Principles of optics*, Pergamon Press.

Broquin, J.-E. 2001, Ion-Exchanged Integrated Devices, dans *Proc. SPIE 4277*.

Campany, J. , Munoz, P. et Pastor, D. 1999, Optimum design and performance evaluation of an all-fiber add-drop multiplexer, *J. of Selected Topics in Quantum Electronics* **5**, 5.

Cassaing, F. , Fleury, B. , Coudrain, C. , Madec, P.-Y. *et al.* 2000, An optimized fringe tracker for the VLTI/PRIMA instrument, dans *Proc. SPIE 4006: Interferometry in optical astronomy*, pp. 152–163.

Colavita, M. et Wizinowich, P. 2000, Keck Interferometer: progress report, dans *Proc. SPIE 4006: Interferometry in optical astronomy*, pp. 310–320.

Colavita, M. M. 1992, Phase Referencing for Stellar Interferometry, dans *High-Resolution Imaging by Interferometry*, pp. 845+.

Colavita, M. M. , Wallace, J. K. , Hines, B. E. , Gursel, Y. *et al.* 1999, The Palomar Testbed Interferometer, *Astrophysical Journal* **510**, 505.

Coudé Du Foresto, V. , Perrin, G. et Boccas, M. 1995, Minimization of fiber dispersion effects in double Fourier stellar interferometers., *Astron. & Astrophys.* **293**, 278.

Coudé Du Foresto, V. , Perrin, G. , Ruilier, C. , Mennesson, B. P. *et al.* 1998, FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer, dans *Proc. SPIE Vol. 3350, p. 856-863, Astronomical Interferometry, Robert D. Reasenberg; Ed.*, vol. 3350, pp. 856–863.

Coudé du Foresto, V. et Ridgway, S. 1992, FLUOR: a stellar interferometre using single-mode infrared fibers, dans *High-Resolution Imaging by Interferometry II, ESO Proc. Vol. 39*, pp. 731–740.

Coudé Du Foresto, V. , Ridgway, S. et Mariotti, J.-M. 1997, Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **121**, 379.

Davis, J. , Tango, W. J. , Booth, A. J. , Brummelaar, T. A. T. *et al.* 1999, The Sydney University Stellar Interferometer - I. The instrument, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **303**, 773.

Delage, L. et Reynaud, F. 2000, Analysis and control of polarization effects on phase closure and image acquisition in a fibre-linked three-telescope stellar interferometer, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **2**, 147.

Delisle, V. , Grand, G. , Fournier, A. et Mottier, P. 1997, Reduced-size low crosstak PECVD silica phasar using widened continuous bends, dans *Proc. ECIO'97:* 8th *European Conference on Integrated Optics*, Stockholm.

Delplancke, F. , Lévêque, S. , Kervella, P. , Glindemann, A. *et al.* 2000, Phase-referenced imaging and micro-arcsecond astrometry with the VLTI, dans *Proc. SPIE 4006: Interferometry in optical astronomy*, pp. 365–376.

Duchêne, Y. 1999, Intégration et caractérisation d'une caméra interférométrique en optique intégrée, Rap. tech., LAOG / LETI.

El-Sabban, S. 2001, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

Feautrier, P. , Geoffray, H. , Petmezakis, P. , Monin, J. *et al.* 1994, 1- to 5-um imaging detector for the ADONIS adaptive optics system, dans *Proc. SPIE Vol. 2268, p. 386-397, Infrared Spaceborne Remote Sensing II, Marija S. Scholl; Ed.*, vol. 2268, pp. 386–397.

Fick, J. , Martruci, A. et Guglielmi, M. 2000, Fabrication of erbium dopes channel waveguides by a combination of ion exchange and sol-gel techniques, *J. Sol-Gel Science and Tech.* **19**, 573.

Fizeau, H. 1868, Prix Bordin : rapport sur le concours de l'année 1867, *C.R. Acad. Sci. Paris* **66**, 932.

Froehly, C. 1982, Coherence and Interferometry Through Optical Fibers, dans *Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths*, pp. 285+.

Gambling, W. A. , Matsumura, H. et Ragdale, C. M. 1979, *Opt. Quantum Electron.* **11**, 43.

Ghibaudo, E. 2000, *Etude et réalisation d'un extracteur de longueur d'onde en optique intégrée*, Rapport de dea, Institut National Polytechnique de Grenoble.

Glindemann, A. , Abuter, R. , Carbognani, F. , Delplancke, F. *et al.* 2000, The VLT Interferometer: a unique instrument for high-resolution astronomy, dans *Proc. SPIE 4006: Interferometry in optical astronomy*, pp. 2–12.

Haniff, C. A. , Mackay, C. D. , Titterington, D. J. , Sivia, D. *et al.* 1987, The first images from optical aperture synthesis, *Nature* **328**, 694.

Izawa, T. et Nakagome, H. 1972, Optical waveguides formed by electrically induced migration of ions in glass plates, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 584.

Jennison, R. C. 1958, A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent, *Mon. Not. of the Royal Astron. Soc.* **118**, 276.

Jeunhomme, L. B. 1983, *Single-mode fiber optics, Principles and Applications*, Marcel Dekker Inc.

Kern, P. , Malbet, F. , Schanen-Duport, I. et Benech, P. 1996, Integrated optics single-mode interferometric beam combiner for near infrared astronomy, dans P. Kern et F. Malbet (éditeurs), *Proc. Astrofib'96: Integrated optics for astronomical interferometry*, Grenoble.

Koechlin, L. , Lawson, P. R. , Mourard, D. , Blazit, A. *et al.* 1996, Dispersed fringe tracking with the multi-apertures of the Grand Interféromètre à 2 Télescopes, *Applied Optics* **35**, 3002.

Labeye, P. 2001, *Cours d'optique guidée*, ENSPG.

Labeyrie, A. 1975, Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes, *Astrophysical Journal, Letters* **196**, L71.

Lacolle, M. 2000, Caractérisation de recombinateurs en optique intégrée, Rap. tech., LAOG / LEMO.

Ladouceur, F. et Labeye, P. 1995, *J. of Lightwave Tech.* **13**, 3, 481.

Lagorceix, H. 1995, *Application des fibres optiques unimodales à l'interférométrie stellaire*, Thèse de doctorat, Université de Limoges.

Lang, T. , Schanen-Duport, I. et Benech, P. 1995, Capteur de déplacement en optique intégrée sur verre, dans *Proc. JNOG 95:* 15emes *Journées Nationales d'Optique Guidée*, pp. 78–79.

Lannes, A. 1997, Image reconstruction: from basic notions towards methodological strategies, dans *NATO ASIC Proc. 501: High angular resolution in astrophysics*, pp. 115+.

Laurent, E. , Rousselet-Perraut, K. , Schanen-Duport, I. , Haguenauer, P. *et al.* 2001, Integrated optics for astronomical interferometry. V - Extension to the K band, *Astron. & Astrophys.* en préparation.

Laurent, E. , Schanen, I. , Kern, P. , Pradel, A. *et al.* 2000, Single-mode waveguides in thermal infrared wavelengths for spatial interferometry, dans *Proc. ICSO 2000: International Conference on Space Optics*, pp. 497–505, Toulouse.

Lawson, P. R. (éditeur) 1997, *Long baseline stellar interferometry*.

Lawson, P. R. (éditeur) 2000, *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*.

Lefevre, H. C. 1980, Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers, *Electronics Letters* **16**, 778.

Léna, P. 1996, *Astrophysique, Méthodes physiques de l'observation*, InterÉditions / CNRS Éditions, deuxième édn.

Lévêque, S. 2000, Metrology for phase-referenced imaging and narrow-angle astrometry with the VLTI, dans *Proc. SPIE 4006: Interferometry in optical astronomy*, pp. 388–396.

Magerand, J. , Grand, G. , Pouteau, P. et Philppe, P. 1994, Integrated polarization insensitive 1.3/1.55 micrometer duplexer on silica-based technology, dans *Proc. SPIE 2213*.

Malbet, F. , Kern, P. , Berger, J.-P. , Haguenauer, P. *et al.* 2001, VLTI imaging instrument using the full potential of the interferometric array, dans Monnet et Bergeron (éditeurs), *Proc. ESO Workshop : "Scientific drivers for ESO future VLT/VLTI instrumentation*, Garching.

Malbet, F. , Kern, P. , Schanen-Duport, I. , Berger, J.-P. *et al.* 1999, Integrated optics for astronomical interferometry. I. Concept and astronomical applications, *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **138**, 135.

Marcuse, D. 1974, *Theory of dielectric optical waveguides*, Academic Press, 2e édn.

Mariotti, J.-M. 1992, Coherent combined instrumentation for the VLT Interferometer, Rap. tech. VLT Report No. 65, ESO.

Mariotti, J.-M. , Coude Du Foresto, V. , Perrin, G. , Zhao, P. *et al.* 1996, Interferometric connection of large ground-based telescopes., *Astronomy and Astrophysics, Supplement* **116**, 381.

Mariotti, J.-M. et Ridgway, S. T. 1988, Double Fourier spatio-spectral interferometry - Combining high spectral and high spatial resolution in the near infrared, *Astron. & Astrophys.* **195**, 350.

Masayuki, I. , Yoshiharu, N. et Tadasi, S. 1982, Operation mechanism of the single-mode optical waveguide Y junction, *Opt. Lett.* .

McAlister, H. A. 1999, The CHARA Array on Mt. Wilson: An Overview, dans *ASP Conf. Ser. 194: Working on the Fringe: Optical and IR Interferometry from Ground and Space*, pp. 241+.

Mège, P. , Malbet, F. et Chelli, A. 2000, Spatial filtering in AMBER, dans *Proc. SPIE 4006: Interferometry in optical astronomy*, pp. 299–307.

Michelson, A. A. 1890, On the application of interference methods to astronomical measurements, *London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **30**, 1.

Michelson, A. A. et Pease, F. G. 1921, Measurement of the diameter of alpha Orionis with the interferometer., *Astrophysical Journal* **53**, 249.

Millan-Gabet, R. , Schloerb, F. P. , Traub, W. A. et Carleton, N. P. 1999, A NICMOS3 Camera for Fringe Detection at the IOTA Interferometer, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **111**, 238.

Monnier, J. D. 2001, Asymmetric Beam Combination for Optical Interferometry, *Public. of the Astron. Soc. Pac.* **113**, 639.

Morand, A. , Sanchez-Pérez, C. , Benech, P. , Tedjini, S. *et al.* 1998, Integrated optical waveguide polarizer on glass with a birefringent polymer overlay, *Photon. Technol. Lett.* **10**, 1599.

Mottier, P. et Valette, S. 1981, *Applied Optics* **20**, 1630.

Mourard, D. , Bonneau, D. , Glentzlin, A. , Merlin, G. *et al.* 2000, The GI2T/REGAIN interferometer, dans *Proc. SPIE 4006: Interferometry in optical astronomy*, pp. 434–443.

Payne, D. , Barlow, A. et Hansen, J. 1982, *J. Quantum Electron.* **18**, 477.

PEASE, F. 1931, Interferometer methods in astronomy, *Ergebnisse de Exakten Naturwissenschaften* **10**, 84.

PERRIN, G. 1996, *Ph.D. Thesis* pp. 46+.

POUPINET, A. , PUJOL, L. , SOSNICKI, O. , LIZET, J. *et al.* 2000, Spatialized interferometer in integrated optics, dans *Proc. ICSO 2000: International Conference on Space Optics*, pp. 63–70, Toulouse.

PUJOL, L. 1997, Spatialized laser source frequency locked onto a molecular line, dans *Proc. ICSO 1997: International Conference on Space Optics*, Toulouse.

RASHLEIGH, S. C. 1983, Origins and control of polarization effects in single-mode fibers, *Journal of Lightwave Technology* **1**, 312+.

REYNAUD, F. 1993, Optical fibre Babinet compensator, *Pure Appl. Opt.* **2**, 185.

RIDGWAY, S. 1997, Design of arrays for ground based optical interferometry, dans A.-M. Lagrange, D. Mourard et P. Léna (éditeurs), *High angular resolution in astrophysics*, pp. 13–38.

RODDIER, F. 1981, The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy, dans *Progress in optics. Volume 19. Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 1981, p. 281-376.*, vol. 19, pp. 281–376.

ROGSTAD, D. 1968, A technique for measuring visibility phase with an optical interferometer in the presence of atmospheric seeing, *Applied Optics* **7**, 585.

ROOMS, F. 2003, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, en cours.

ROOMS, F. , MORAND, A. , SCHANEN, I. , BERGER, J.-P. *et al.* 2002, Design of a three telescopes interferometer using a multi-mode interference waveguide, dans *Proc. SPIE*, vol. 4640.

ROUSSELET-PERRAUT, K. 1996, *Modélisation des effets de polarisation dans un interféromètre stellaire: application aux observations astronomiques Haute Résolution Angulaire en lumière polarisée.*, Thèse de doctorat, Université d'Aix-Marseille 3.

ROUSSELET-PERRAUT, K. 1998, Caméra IONIC, Bilan photométrique et magnitudes limites, Rap. tech., LAOG, rapport interne.

ROUSSELET-PERRAUT, K. , HAGUENAUER, P. , PETMEZAKIS, P. , BERGER, J.-P. *et al.* 2000, Qualification of IONIC (Integrated Optics Near-infrared Interferometric Camera, dans *Proc. SPIE 4006: Interferometry in optical astronomy*, pp. 1042–1051.

RUILIER, C. 1998, A study of degraded light coupling into single-mode fibers, dans *Proc. SPIE Vol. 3350, p. 319-329, Astronomical Interferometry, Robert D. Reasenberg; Ed.*, vol. 3350, pp. 319–329.

RUILIER, C. ET CASSAING, F. 2001, Coupling of large telescopes and single-mode waveguides: application to stellar interferometry, *Optical Society of America Journal* **18**, 143.

Salvadé, Y. , Courteville, A. et Dändliker, R. 2000a, Absolute metrology for the Very Large Telescope Interferometer (VLTI), dans *Proc. SPIE 4006: Interferometry in optical astronomy*, pp. 424–431.

Salvadé, Y. , Courteville, A. et Dändliker, R. 2000b, PRIMA metrology rider study, Rap. tech. ESO VLT-TRE-IMT-15700-0001, Institut de Micro-Technologie de Neuchâtel.

Schanen-Duport, I. 1992, *Etude de structures collimatrices en optique intégrée sur verre : application à l'interférométrie*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

Schanen-Duport, I. , Persegol, D. , Collomb, V. , Minier, V. *et al.* 2000, Spectral bahavior of integrated optics asymmetric Y-junction used for optimizing a planar optics telescope beam combiner, dans *Proc. ICSO 2000: International Conference on Space Optics*, pp. 455–462, Toulouse.

Schwarzschild, K. 1896, Ueber messung von doppelsternen durch interferenzen, *Astron. Nachr.* **139**, 3335.

Serabyn, E. , Wallace, J. K. , Hardy, G. , Schmidtlin, E. *et al.* 1999a, Deep nulling of visible laser light, *Applied Optics* **38**, 7128.

Serabyn, E. , Wallace, J. K. , Nguyen, H. T. , Schmidtlin, E. G. H. *et al.* 1999b, Nulling Interferometry: Working on the Dark Fringe, dans *ASP Conf. Ser. 194: Working on the Fringe: Optical and IR Interferometry from Ground and Space*, pp. 437+.

Severi, M. 1999, Guides d'ondes pour la synthèse d'ouverture en astronomie, Interféromètre à trois entrées en optique intégrée pour IONIC, Rap. tech., CEA - LETI / LAOG.

Severi, M. , le Coarer, E. , Malbet, F. , Mourard, D. *et al.* 1998, Rapport interne, Rap. tech., LAOG.

Shaklan, S. 1988, A long-baseline interferometer employing single-mode fiber optics, dans *ASP Conf. Ser. 3: Fiber Optics in Astronomy*, pp. 262–268.

Shaklan, S. et Roddier, F. 1988, Coupling starlight into single-mode fiber optics, *Applied Optics* **27**, 2334.

Shaklan, S. B. et Roddier, F. 1987, Single-mode fiber optics in a long-baseline interferometer, *Applied Optics* **26**, 2159.

Shao, M. , Colavita, M. M. , Hines, B. E. , Staelin, D. H. *et al.* 1988, The Mark III stellar interferometer, *Astron. & Astrophys.* **193**, 357.

Simohamed, L. et Reynaud, F. 1997, A 2 m stroke optical fibre delay line, *Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A* **6**, 4, L37.

Stéphan, E. 1873, Extrait d'une lettre de M. Stéphan à M. Fizeau, *C.R. Acad. Sci. Paris* **76**, 1008.

Stéphan, E. 1874, Sur l'extrême petitesse du diamètre apparent des étoiles fixes, *C.R. Acad. Sci. Paris* **78**, 1008.

Takagi, A. , Jinguji, K. et Kawachi, M. 1989, *Electr. Lett.* **26**, 2, 132.

Townes, C. H. , Bester, M. , Danchi, W. C. , Hale, D. D. *et al.* 1998, Infrared Spatial Interferometer, dans *Proc. SPIE Vol. 3350, p. 908-932, Astronomical Interferometry, Robert D. Reasenberg; Ed.*, vol. 3350, pp. 908–932.

Traub, W. , Carleton, N. , Bregman, J. , Brewer, M. *et al.* 2000, The third telescope project at the IOTA interferometer, dans *Proc. SPIE 4006: Interferometry in optical astronomy*, pp. 715–722.

Traub, W. A. 1998, Recent results from the IOTA interferometer, dans *Proc. SPIE Vol. 3350, p. 848-855, Astronomical Interferometry, Robert D. Reasenberg; Ed.*, vol. 3350, pp. 848–855.

Winzer, P. J. et Leeb, W. R. 1998, Fiber coupling efficiency for random light and its applications to lidar, *Optics Letters* **23**, 986.

Zhao, P. , Mariotti, J. , Coude Du Foresto, V. , Lena, P. J. *et al.* 1995, Multistage fiber optic delay line for astronomical interferometry, dans *Proc. SPIE Vol. 2476: Fiber Optics in Astronomical Applications, Samuel C. Barden; Ed.*, vol. 2476, pp. 108–119.

Annexe A

Transmission de l'atmosphère terrestre

Tab. A.1 – *Principaux filtres astronomiques correspondant aux bandes de transmission de l'atmosphère (cf* Léna *(1996)).*

Filtre	Longueur d'onde centrale (μm)	Largeur du filtre (μm)
U	0.36	0.068
B	0.44	0.098
V	0.55	0.089
R	0.70	0.22
I	0.90	0.24
J	1.25	0.30
H	1.65	0.35
K	2.20	0.40
L	3.40	0.55
M	5.0	0.3
N	10.2	5
Q	21.0	8

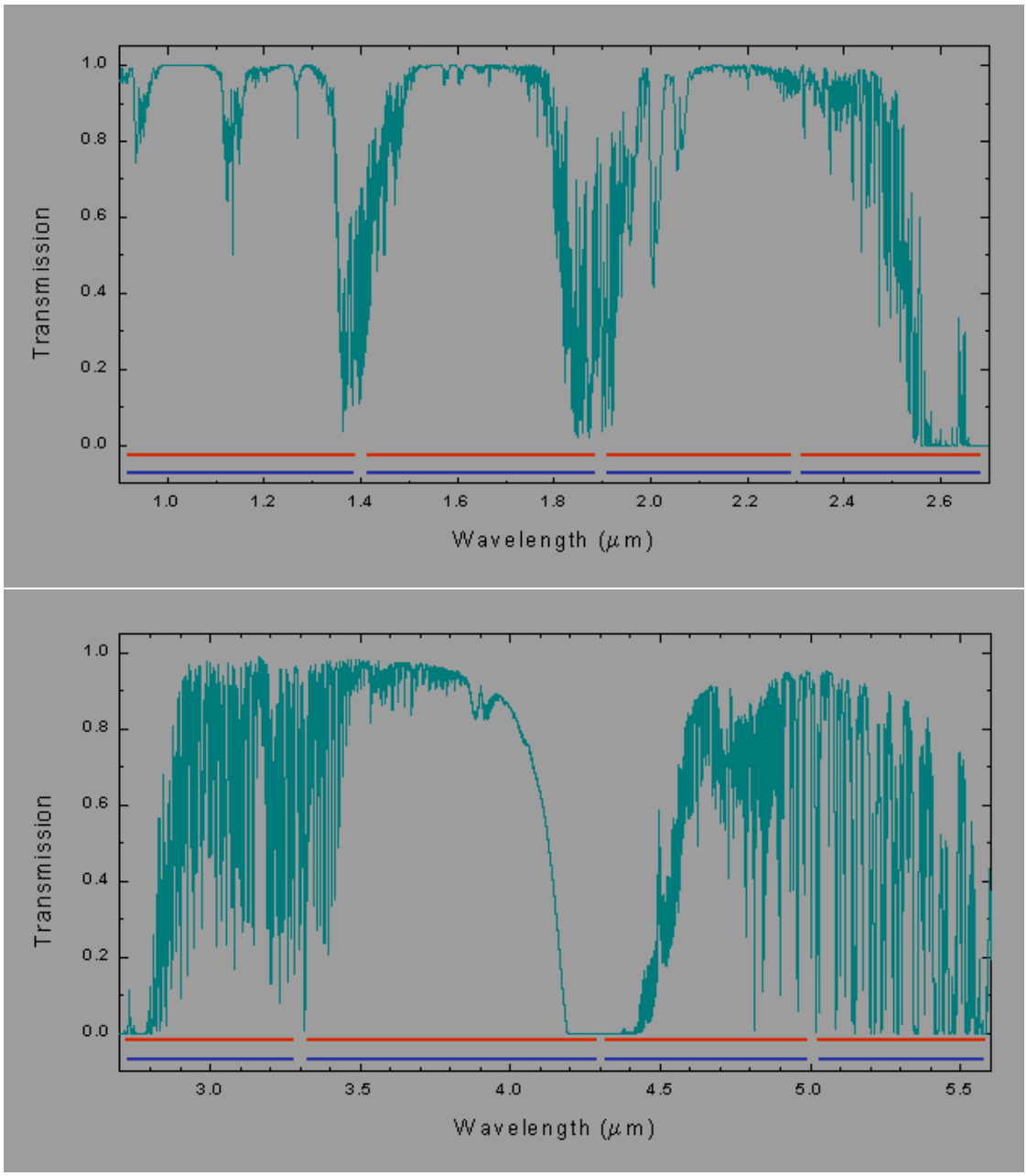

FIG. A.1 – *Spectre de transmission de l'atmosphère au sommet du Mauna Kea (d'après the Gemini Observatory).*

Annexe B

Conversion de la transmission en pertes en dB

TAB. B.1 – *Table de correspondance entre le facteur de transmission et les pertes équivalentes exprimées en dB. On rappelle que la formule est* $P(dB) = -10\,log\,(T)$.

Tansmission	Pertes (dB)
0.99	0.04
0.95	0.22
0.89	0.51
0.85	0.71
0.80	0.97
0.75	1.25
0.70	1.55
0.63	2
0.56	2.52
0.50	3
0.45	3.47
0.40	3.97
0.31	5.01
0.25	6.02
0.20	6.99
0.15	8.24
0.10	10
0.05	13.0
0.01	20

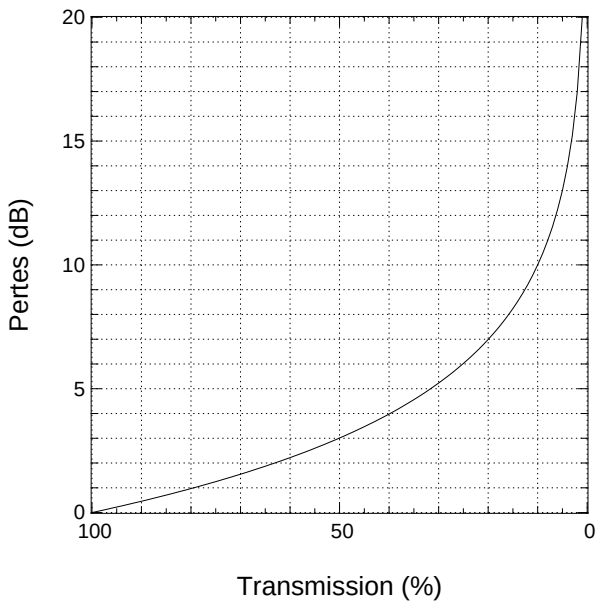

FIG. B.1 – *Courbe de correspondance entre transmission et pertes en dB.*