

Université de Paris VII
Observatoire de Meudon

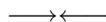
THESE

présentée
pour obtenir

Le titre de DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VII
Spécialité : ASTROPHYSIQUE ET TECHNIQUES SPATIALES

par

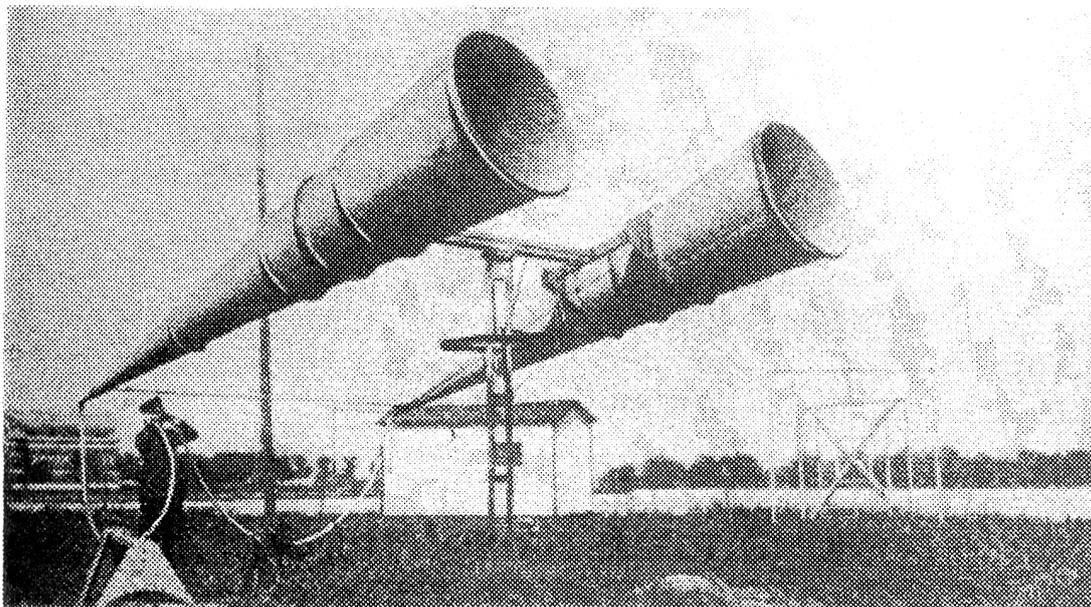
Vincent Coudé du Foresto



INTERFEROMETRIE ASTRONOMIQUE INFRAROUGE
PAR OPTIQUE GUIDEE MONOMODE

soutenue le 11 juillet 1994 devant la Commission d'examen

| | |
|---------------------|--------------------|
| Pierre LENA | Président |
| Jean-Marie MARIOTTI | Directeur de thèse |
| Alan GREENAWAY | Rapporteur |
| Christian PERRIER | Rapporteur |
| Jacques MARCOU | |
| Stephen RIDGWAY | |



Autres temps, autres instruments, mais quelques similitudes : deux collecteurs, deux guides d'onde et une station de recombinaison (humaine) pour la détection des avions à l'époque de la première guerre mondiale. D'après Opto (journal des anciens élèves de l'Ecole Supérieure d'Optique), n° 104 et 105 (1991).

Remerciements

Même si une thèse est un exercice personnel, elle s'inscrit nécessairement dans le cadre d'un travail en équipe, et c'est un plaisir de rendre ici hommage à toutes celles et ceux avec qui j'ai interagi au cours de ces dernières années.

Les "parrains" de la thèse tout d'abord : Pierre Léna qui en est à l'origine, Jean-Marie Mariotti qui en a "dirigé" les travaux, selon une terminologie officielle mais bien éloignée de la réalité : je préfère voir en lui celui qui a guidé mes pas de jeune chercheur avec une intuition très sûre et une grande patience ; et Steve Ridgway, principal compagnon des longues heures de veille sur la montagne, qui n'a sans doute pas pris toute la mesure de ce qu'il m'a appris en travaillant avec lui.

Je suis redevable à Alan Greenaway et Christian Perrier d'avoir accepté de rapporter sur cette thèse dans des délais très courts.

La plus grande partie de ce mémoire porte sur les expériences FLUOR et Grand FLUOR, qui ont été installées à Kitt Peak où elles ont bénéficié d'un soutien technique exceptionnel de la part du personnel de l'observatoire. Qu'ils en soient tous vivement remerciés ici, et tout particulièrement Dave Jaksha ainsi que le reste de l'équipe du National Solar Observatory qui n'ont jamais ménagé leurs efforts pour nous aider à surmonter les rhumatismes et autres sautes d'humeur des vieux télescopes auxiliaires de la tour McMath-Pierce.

FLUOR, comme Grand FLUOR, réclamait le plus souvent la présence de trois expérimentateurs, et plusieurs personnes s'y sont relayées pour m'aider avec Steve Ridgway. Chacune y a laissé sa contribution. Voici donc, par ordre d'apparition sur la montagne au cours des campagnes d'observation successives : Thomas Hezel, Didier Vibert, Philippe Gitton, Maxime Boccas, Pierre Kern, Guy Perrin et Jean-Marie Mariotti. Ont aussi contribué à la réalisation des interféromètres : Daniel Lux, Claude Marlot et Duane (au NOAO) pour la mécanique ; et Guy Van Habost, Jean-Pierre Robert, Philippe de Almeida et Tahir Mohammed Abdoulaye pour l'électronique. Et bien sûr, Gwénaél Mazé et le reste de l'équipe du

Verre Fluoré, qui dans un joli coin de Bretagne étirent ces fibres magiques sans lesquelles rien de tout ceci n'aurait pu exister.

Lors de mon séjour préliminaire à l'ESO comme coopérant sous la responsabilité de Jacques Beckers, j'ai été initié au maniement des fibres par Gerardo Avila et à celui des photomètres infrarouges par Anton Von Dijsseldonk. Fort heureusement, j'ai cassé moins de photomètres que de fibres mais je leur suis reconnaissant à tous deux pour leur disponibilité. J'ai largement profité par ailleurs de longues conversations sur l'interférométrie avec Michel Faucherre. Plus tard, les fibres ont retrouvé le chemin de l'ESO (La Silla cette fois-ci) pour l'expérience de couplage avec l'optique adaptative. Je remercie le groupe Come-On+, et notamment Michel Faucherre, pour leur aide dans l'installation du système. Philippe Gitton et Maxime Boccas ont aussi participé activement à la préparation de l'expérience.

J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler au sein du Département de Recherche Spatiale de l'Observatoire de Paris, mon laboratoire d'accueil. Je tiens à saluer l'efficacité et la gentillesse de celles sur qui reposent la vie pratique du département, et qui ont su gérer au mieux mes incompétences administratives : merci donc à Jacqueline, Agnès, Christine, Constance, Marie-Rose, Solange, Sonia. . . Mes remerciements aussi à Claude Audy pour son aide à la recherche bibliographique.

A tous mes compagnons du bâtiment Lyot : Claude, Eric, François, Guy, Jean-Luc, Jean-Marie, Laurent, Olivier, Olivier, Peiqian, Sen. . . merci pour les liens tissés au fil des échanges quotidiens.

Enfin la mise en page de ce mémoire doit beaucoup à YanLing et sa maîtrise du LaTeX ; c'est là sa moindre contribution. . .

Table des matières

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Introduction | 5 |
| 1.1 | Article | 7 |
| | <i>De l'optique intégrée pour l'interférométrie astronomique</i> | |
| 2 | Présentation générale | 15 |
| 2.1 | Notions fondamentales | 17 |
| 2.1.1 | Fibres multimodes | 17 |
| 2.1.2 | Fibres monomodes | 18 |
| 2.2 | Article | 25 |
| | <i>Integrated Optics in Astronomical Interferometry</i> | |
| 2.3 | Informations complémentaires | 37 |
| 2.3.1 | Contrôle de la polarisation | 37 |
| 2.3.2 | Les fibres en verre fluoré | 39 |
| 2.3.3 | Connectique | 43 |
| 2.3.4 | Données numériques sur les fibres utilisées | 44 |
| 3 | Interfacer l'optique guidée | 47 |
| 3.1 | Injection d'une source ponctuelle | 48 |
| 3.1.1 | Approche générale | 48 |
| 3.1.2 | Cas de faisceaux limités par la diffraction | 50 |
| 3.1.3 | Couplage avec une onde turbulente | 52 |
| 3.1.4 | Chromatisme de l'efficacité d'injection | 56 |
| 3.1.5 | Aspects pratiques | 56 |
| 3.1.6 | Quelques mesures et résultats | 60 |
| 3.2 | Injection d'une source étendue | 69 |
| 3.2.1 | Cas général | 70 |
| 3.2.2 | Application au rayonnement thermique | 71 |
| 3.3 | Couplage en sortie de fibre | 71 |
| 3.4 | Conclusion | 73 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 4 | Qualification des composants | 77 |
| 4.1 | Un interféromètre Mach-Zehnder à fibres | 79 |
| 4.1.1 | Description générale | 79 |
| 4.1.2 | Principe de fonctionnement | 81 |
| 4.1.3 | Ligne à retard | 81 |
| 4.1.4 | Contrôle de la polarisation | 85 |
| 4.1.5 | Sortie audio | 86 |
| 4.2 | Mesures des différences de longueur | 87 |
| 4.2.1 | Différence de longueur dans un coupleur | 87 |
| 4.2.2 | Différence de longueur entre deux fibres | 88 |
| 4.2.3 | Résultats et commentaires | 88 |
| 4.3 | Formalisme | 89 |
| 4.3.1 | Interférogramme monochromatique | 89 |
| 4.3.2 | Interférogramme en bande large | 92 |
| 4.4 | Dispersion | 94 |
| 4.4.1 | Dispersion dans les fibres | 95 |
| 4.4.2 | Article : <i>Minimization of fiber dispersion effects in double Fourier stellar interferometers</i> | 97 |
| 4.4.3 | Mesure de la dispersion et résultats | 107 |
| 4.5 | Mesures de sensibilité | 108 |
| 4.6 | Conclusion | 110 |
| 5 | Capacités d'un interféromètre | 111 |
| 5.1 | Résolution et sensibilité | 112 |
| 5.2 | Programmes observationnels | 113 |
| 5.3 | Un critère de sensibilité | 115 |
| 5.3.1 | Quelques exemples | 116 |
| 6 | L'expérience FLUOR | 119 |
| 6.1 | Contexte et motivations | 119 |
| 6.2 | Article <i>FLUOR : a stellar interferometer using single-mode infrared fibers</i> | 122 |
| 6.3 | Procédure d'observation | 133 |
| 6.4 | Automatisation | 135 |
| 6.5 | Conclusion | 138 |
| 7 | La réduction des données de FLUOR | 139 |
| 7.1 | Introduction | 139 |
| 7.2 | Propriétés photométriques du système | 141 |
| 7.2.1 | Signaux monochromatiques | 141 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 7.2.2 | Signaux en bande large | 143 |
| 7.3 | Recombinaison cohérente | 144 |
| 7.3.1 | Interférogramme monochromatique | 145 |
| 7.3.2 | Interférogramme en bande large | 147 |
| 7.4 | Mode piston différentiel | 150 |
| 7.5 | Mesure des coefficients $\bar{\kappa}_j$ | 152 |
| 7.6 | Estimation du facteur de cohérence | 153 |
| 7.6.1 | Correction de l'interférogramme | 153 |
| 7.6.2 | Mode double Fourier | 154 |
| 7.6.3 | Facteur de cohérence intégré | 155 |
| 7.7 | Mise en œuvre de la réduction des données | 160 |
| 7.7.1 | Décalage temporel des signaux | 160 |
| 7.7.2 | Estimation des signaux photométriques | 161 |
| 7.7.3 | Apodisation | 161 |
| 7.7.4 | Évaluation numérique de \hat{S} | 163 |
| 7.8 | Qualité des mesures et sources de bruit | 164 |
| 7.8.1 | Facteur de qualité et précision des mesures | 164 |
| 7.8.2 | Différenciation des bruits | 166 |
| 7.8.3 | Mesure de la visibilité et barre d'erreur | 167 |
| 7.9 | Résultats et discussion | 167 |
| 7.9.1 | Facteurs de cohérence | 167 |
| 7.9.2 | Visibilités | 170 |
| 7.10 | Conclusion | 173 |
| 8 | Les enfants de FLUOR | 177 |
| 8.1 | Le projet Grand FLUOR | 177 |
| 8.1.1 | Transport de faisceaux par fibres | 178 |
| 8.1.2 | Les leçons de Grand FLUOR | 182 |
| 8.2 | FLUOR/IOTA | 182 |
| 9 | Perspectives | 185 |
| 9.1 | Des nouveaux composants | 187 |
| 9.1.1 | Fibres | 187 |
| 9.1.2 | Coupleurs | 187 |
| 9.1.3 | Commutateurs | 188 |
| 9.1.4 | Détecteurs fibrés | 189 |
| 9.2 | Une ligne à retard en optique guidée | 191 |
| 9.2.1 | Article : <i>Double Fourier Interferometry with IR Single-Mode Fiber Optics</i> | 192 |
| 9.3 | Proposition ESO VLTI | 199 |

*A proposal for a temporary VLTI mode
with the 8-meter VLT telescopes based on guided optics*

| | |
|---|------------|
| 10 Conclusion | 205 |
| A Conventions et notations | 207 |
| A.1 Conventions | 207 |
| A.2 Petit glossaire des acronymes et abréviations utilisées | 208 |
| A.3 Principaux symboles et variables | 208 |
| A.4 Filtre K infrarouge | 210 |
| Bibliographie | 213 |

Chapitre 1

Introduction

Le besoin de très haute résolution angulaire est permanent en astrophysique : que ce soit par exemple en physique stellaire pour comprendre les environnements proches des étoiles jeunes (ou évoluées), ou bien encore en astronomie extragalactique pour accéder à la structure interne des noyaux actifs, rien ne remplace une cartographie détaillée de l'objet étudié.

Mais le pouvoir séparateur ultime d'un instrument, déterminé par la diffraction, est limité par la dimension de sa pupille. Or les plus grands miroirs monolithiques actuellement en cours de polissage (VLT, Gemini, JLT...) ont environ 8 m de diamètre, et il est peu probable que l'on fera mieux avant au moins une ou deux décennies. Pour augmenter encore la résolution, la seule solution consiste à construire des instruments à pupille diluée, autrement dit à pratiquer l'interférométrie par synthèse d'ouverture.

La première expérience d'interférométrie stellaire a été tentée par Michelson et Pease [1921]. Cependant, étant donnés les moyens techniques de l'époque l'entreprise était plus que délicate. Seule l'habileté exceptionnelle de ces expérimentateurs hors pairs a permis de venir à bout des difficultés et de mesurer le diamètre de α Ori. Mais l'entreprise n'aura pas de suite immédiate et il faudra attendre l'interféromètre à deux télescopes de Labeyrie [1974] pour que renaisse l'interférométrie optique.

Cependant même en 1974 la difficulté des problèmes à résoudre restait immense et les premières mesures, nécessairement un peu empiriques (l'estimation des visibilités se faisait à l'œil nu...), se prêtaient mal à une exploitation scientifique. Très vite, l'interférométrie a acquis la réputation d'une discipline exigeante, une sorte d'exercice de style pour virtuose de l'optique mais finalement peu utile à l'astrophysicien.

La principale limitation de la qualité des données vient en fait de la turbulence atmosphérique, qui introduit des fluctuations aléatoires de la cohérence des faisceaux et rend délicate la calibration de l'instrument. Sur les interférogrammes

enregistrés numériquement, l'estimateur de la visibilité dépend de la turbulence [Roddiier and Léna 1984a; 1984b].

Face à la complexité ressentie des interféromètres utilisant miroirs et séparatrices, une autre solution émergeait, faisant intervenir des fibres optiques [Froehly 1981; Ludman and Sampson 1984; Shaklan 1988b]. Le filtrage spatial des modes turbulents réalisé sur les faisceaux par les fibres monomodes laissait entrevoir des perspectives intéressantes pour la calibration. L'intérêt de l'approche "optique guidée" s'est renforcé quand sont apparus dans le commerce les premiers coupleurs monomodes. L'image d'un interféromètre allant extraire les faisceaux directement au foyer des télescopes, puis les guidant vers la station de recombinaison avant de les corrélérer dans un coupleur monomode était extrêmement séduisante. L'emploi des fibres est aussi apparu particulièrement avantageux pour les interféromètres spatiaux [Connes et al. 1984, 1987; Ni et al. 1992].

Les motivations étaient donc suffisamment fortes pour initier des expériences préliminaires à partir de composants en silice pour le visible : réalisation d'interféromètres Mach-Zehnder fibrés en lumière blanche [Shaklan and Roddiier 1987; Rohloff and Leinert 1991], puis démonstration d'un interféromètre imageur de laboratoire à 5 télescopes [Shaklan 1989, 1990]. Ces travaux ont confirmé l'extraordinaire potentiel de l'optique guidée et ont permis de faire mûrir l'idée d'un interféromètre stellaire à fibres. Cependant une barrière importante subsistait : la difficulté de l'injection de la lumière stellaire dans une fibre monomode. En effet, la quantité de lumière qui peut être couplée est limitée par la taille r_0 d'une aire de cohérence sur le front d'onde perturbé. Dans le visible, cette dimension n'est que de 5 à 20 cm ; elle croît selon la puissance $6/5$ de la longueur d'onde et il est donc à cet égard nettement plus intéressant de travailler dans l'infrarouge. Mais la silice n'est pas suffisamment transparente au-delà de $1.8 \mu\text{m}$.

En 1990 sont devenues disponibles les premières fibres infrarouges monomodes, mises au point par la société Le Verre Fluoré dans le cadre d'un contrat avec le Ministère de la Recherche et de la Technologie. Elles ont permis au DESPA de s'engager dans la voie de l'interférométrie stellaire infrarouge par optique guidée.

Le choix de la longueur d'onde de travail ($2 \mu\text{m} < \lambda < 2.4 \mu\text{m}$), correspondant à la bande photométrique K (Annexe A), est motivé par des raisons à la fois scientifiques et technologiques. La bande K correspond au maximum d'émission des étoiles froides comme les étoiles évoluées, et à quelques raies photosphériques importantes comme celles du CO. Elle est aussi bien adaptée à l'étude des objets jeunes qui sont souvent enfouis dans des nuages ou des disques de poussières. A $2.2 \mu\text{m}$ il est encore possible de voir la lumière diffusée dans les environnements circumstellaires proches, alors qu'aux plus grandes longueurs d'onde c'est le rayonnement thermique des poussières qui domine. Enfin, sur un plan technique, la bande K représente un bon compromis entre le visible/IR proche (où le r_0 est trop petit) et l'infrarouge thermique.

1.1 Article :

De l'optique intégrée pour l'interférométrie astronomique

A l'intention de ceux qui n'ont pas le temps (ou l'envie. . .) de s'investir dans la lecture complète de cette thèse, mais que le résumé en dernière page de couverture laisse sur leur faim, voici un court article qui reprend la substantifique moelle de l'argumentation développée dans la suite.

Référence :

“De l'optique intégrée pour l'interférométrie astronomique”, *V. Coudé Du Foresto*, J.-M. Mariotti, G. Mazé, S. Ridgway ; *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Paris, Serie B (Sciences Physiques)*, **315**, 1641-1646 (1992).

ADS <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1992CRASB.315.1641C>

Chapitre 2

Présentation générale

Ce chapitre présente les informations de base à connaître concernant les fibres optiques en général, et les fibres monomodes en verre fluoré en particulier. Le sujet sera introduit par une brève description de ces “tuyaux à lumière” que sont les fibres de verre multimodes à gros diamètre, et dont le fonctionnement peut être expliqué de manière intuitive en faisant appel à l’optique géométrique. Nous verrons que ces tuyaux-là sont de peu d’utilité à l’interférométriste, qui doit employer des guides bien plus fins, les fibres monomodes. Quelques notions fondamentales concernant les guides d’onde monomodes (indispensables à la compréhension des chapitres 3 et 4) sont présentées dans la section 2.1.2. L’information la plus importante est que les principales propriétés de l’onde guidée (son profil en intensité, sa vitesse de propagation) peuvent être exprimées en fonction d’un paramètre fondamental unique, la *fréquence normalisée* V qui intègre les différentes caractéristiques du guide d’onde.

Une présentation générale sur la technologie de l’optique guidée (ou intégrée) appliquée à l’interférométrie astronomique, et notamment les problèmes liés à la polarisation et la recombinaison des faisceaux par des coupleurs directionnels, suit dans l’article “Integrated Optics in Astronomical Interferometry”. Enfin des informations complémentaires, ayant trait au contrôle de la polarisation, aux propriétés spécifiques des fibres en verre fluoré, à leur câblage et leur connectivisation, sont données dans la section 2.3.

L’industrie de l’optique guidée monomode est vaste et toujours en pleine expansion. Elle sert principalement le secteur des télécommunications, où les fibres sont employées pour des liaisons à très haut débit, et dans une moindre mesure celui des capteurs. La recherche dans ce domaine est encore très active et ouvre des perspectives passionnantes : on pourra lire à ce sujet l’article de vulgarisation de Glass (*sic*) [1993]. La littérature scientifique liée aux fibres monomodes est bien sûr très abondante. Pour s’y repérer, je recommande la monographie de Neumann [1988], qui propose une approche pédagogique et contient une bibliographie de

plus de 1800 références. Une autre monographie, remise à jour plus récemment, est celle de Jeunhomme [1993].

2.1 Notions fondamentales

2.1.1 Fibres multimodes

Une fibre optique est un guide d'onde constitué de deux verres d'indice différents : un cœur d'indice élevé n_c et une gaine d'indice plus faible n_g . Le tout est en général enrobé d'une couche de résine, dont le rôle est surtout de préserver le verre des attaques chimiques par l'air ambiant, et parfois inséré dans un câble (protection mécanique).

Lorsque le cœur est suffisamment grand devant la longueur d'onde (il existe des fibres dont le diamètre de cœur atteint 1 mm et même plus), l'optique géométrique offre une représentation correcte du fonctionnement des fibres. La propagation des rayons se fait par réflexion totale à l'interface entre le cœur et la gaine. Un rayon est entièrement réfléchi à condition d'être injecté dans la fibre sous un angle d'incidence inférieur à un angle critique θ_{\max} ; sinon, il est réfracté dans la gaine et fuit. Les lois de Descartes permettent de calculer $\sin \theta_{\max}$, défini comme l'ouverture numérique de la fibre multimode

$$\sin \theta_{\max} = ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}. \quad (2.1)$$

Ainsi, θ_{\max} définit une incidence critique au-delà de laquelle aucun rayon ne peut être guidé par la fibre ; inversement, tout rayon pénétrant sous un angle inférieur à θ_{\max} se trouve piégé et guidé à l'intérieur du cœur. Les radiations ne pénètrent pas dans la gaine et il suffit que celle-ci forme une fine peau autour du cœur.

Les fibres multimodes rendent depuis plusieurs années des services très utiles en instrumentation astronomique, notamment en spectro-imagerie et en spectroscopie multiobjet, pour extraire la lumière au foyer d'un télescope et transporter l'énergie jusqu'à la fente du spectroscopie, en procédant éventuellement à une anamorphose du champ. Le lecteur intéressé par ces techniques pourra consulter les comptes-rendus des deux conférences organisées par l'*Astronomical Society of the Pacific* sur le sujet [Barden 1988 ; Gray 1991].

Il est clair cependant que la longueur du chemin optique parcouru dans la fibre multimode dépend de l'angle d'incidence à l'entrée. Comme l'énergie se propage selon une grande quantité de rayons, ou modes, différents (plusieurs centaines, voire plusieurs milliers pour les fibres utilisées en spectroscopie), on ne peut définir un chemin optique unique associé à la fibre et l'information sur la phase du rayonnement incident est perdue. Cette propriété, appelée dispersion intermodale en télécommunications, rend la fibre multimode inacceptable pour une utilisation interférométrique.

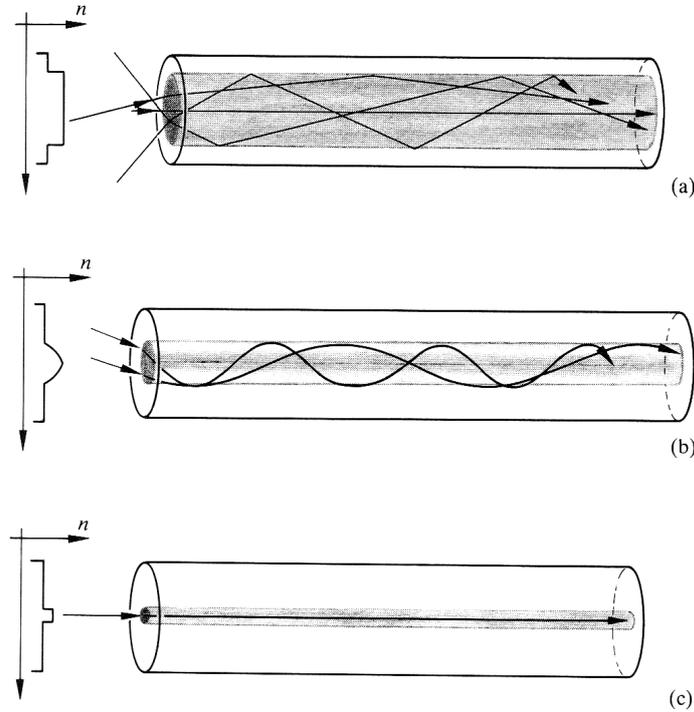


FIG. 2.1 – Trois configurations de fibres optiques et leur profil d'indice. (a) : fibre multimode à saut d'indice; (b) fibre multimode à gradient d'indice; (c) fibre monomode à saut d'indice (d'après Hecht [1987]). Toutes les fibres dont il est fait question dans cette thèse sont à saut d'indice.

2.1.2 Fibres monomodes

Le problème de la dispersion intermodale peut être résolu en rendant le cœur si petit (quelques microns) qu'un seul mode peut se propager. L'information de phase est alors conservée. Dans une fibre monomode, les dimensions du cœur sont comparables à la longueur d'onde, et on ne peut plus accepter la représentation proposée par l'optique géométrique de "rayons" dont le diamètre est infiniment petit. Il devient nécessaire de faire appel à la théorie des guides d'onde [Snyder and Love 1983; Marcuse 1991] pour expliquer les propriétés de la fibre.

Paramètres fondamentaux

Par analogie avec une fibre multimode, on définit l'ouverture numérique d'une fibre monomode par

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}. \quad (2.2)$$

L'ouverture numérique est un indicateur de la différence d'indice entre le cœur et la gaine mais, contrairement aux fibres fortement multimodes, elle n'est pas reliée directement à un angle d'acceptance ("l'angle d'acceptance" d'une fibre monomode est traité section 3.3). Des valeurs typiques d'ouverture numérique sont comprises entre 0.10 et 0.25.

Un champ électromagnétique guidé dans une fibre quelconque doit satisfaire à la fois les équations de Maxwell et les conditions aux limites à l'interface entre le cœur et la gaine. Une solution approchée pour un guide diélectrique de symétrie cylindrique a été développée par Gloge [1971a, 1971b] dans le cas où la différence d'indice relative $\Delta = (n_c^2 - n_g^2)/2n_c^2$ est inférieure à quelques pour-cent. Si cette condition est vérifiée (ce qui est toujours le cas en pratique), les champs électriques et magnétiques sont pratiquement transverses à la direction de propagation. On peut donc écrire pour le champ électrique :

$$\vec{E} = E_x \vec{x} + E_y \vec{y}, \quad (2.3)$$

où \vec{x} et \vec{y} sont des vecteurs unitaires du plan orthogonal à l'axe de la fibre. Dans une fibre idéale le milieu est isotrope et l'amplitude du champ a la même structure pour chaque composante. Celle-ci ne dépend que d'un seul paramètre, la fréquence normalisée V qui inclut les principales caractéristiques de la fibre :

$$V = \frac{2\pi a ON}{\lambda}, \quad (2.4)$$

où λ est la longueur d'onde et a le rayon du cœur. Il est aussi nécessaire d'introduire deux paramètres auxiliaires, U et W , liés à V comme nous le verrons plus loin.

En résolvant les équations du champ une quantification des constantes de propagation possibles s'établit, d'où l'apparition d'une suite discrète de modes. Chaque mode a une vitesse de propagation et une structure (répartition de l'énergie dans une section de la fibre) qui lui est propre. Dans la notation la plus couramment utilisée les modes, appelés LP_{lm} (LP pour *Linearly Polarized*), sont répertoriés par leur nombre l de nœuds azimutaux, et leur nombres m de nœuds radiaux. Le nombre de modes guidés dépend de la fréquence normalisée. Pour $V = 7$ par exemple, la fibre supporte 7 modes [Gloge 1971b]. Si $V < 2.405$, un seul mode (LP_{01} ou fondamental) se propage dans la fibre. La longueur d'onde de coupure du second mode (LP_{11}) s'écrit naturellement :

$$\lambda_c = \frac{2\pi a ON}{2.405}. \quad (2.5)$$

Les fibres en verre fluoré utilisées au cours de ce travail ont une longueur d'onde de coupure comprise entre 1.65 et 2.04 μm . Elles sont donc monomodes dans toute la bande K, et faiblement multimodes pour la lumière visible où $V = 5$ à 12.

Structure du champ guidé

Les solutions des équations du champ pour le mode fondamental montrent que celui-ci présente une symétrie de révolution et l'amplitude (normalisée à 1 au centre) du champ électrique E_{01} ne dépend que de la distance r à l'axe optique. La phase est constante sur toute la section du mode : les fronts d'onde sont des plans orthogonaux à l'axe de la fibre. A l'intérieur du cœur ($r < a$), le profil du champ est une fonction de Bessel d'ordre zéro J_0

$$E_{01}(r) = J_0\left(\frac{Ur}{a}\right), \quad (2.6)$$

alors que dans la gaine ($r \geq a$) la distribution est décrite par la fonction de Hankel modifiée K_0 :

$$E_{01}(r) = \left[\frac{J_0(U)}{K_0(W)}\right] K_0\left(\frac{Wr}{a}\right). \quad (2.7)$$

Lorsque l'argument de la fonction K_0 est supérieur à 2, celle-ci décroît de manière pratiquement exponentielle. Le paramètre W s'interprète alors physiquement comme étant le taux de décroissance de l'amplitude du champ dans la gaine.

Ces relations sont valables si on suppose que la fibre a une extension radiale infinie, c'est-à-dire que l'amplitude du champ peut être considérée comme négligeable à la limite entre la gaine et la protection plastique qui recouvre la fibre.

Les paramètres U et W sont choisis de telle sorte que les champs électriques et magnétiques satisfassent les conditions aux limites à l'interface entre le cœur et la gaine. On trouve alors qu'ils doivent vérifier la relation transcendante

$$U \left[\frac{J_1(U)}{J_0(U)}\right] = W \left[\frac{K_1(W)}{K_0(W)}\right]. \quad (2.8)$$

Ils sont aussi liés à la fréquence normalisée V par

$$U^2 + W^2 = V^2. \quad (2.9)$$

Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, une approximation valable dans le cas où $1.5 \leq V \leq 2.5$ permet de calculer directement W par la formule analytique simple [Rudolph and Neumann 1976] :

$$W = 1.1428V - 0.9960. \quad (2.10)$$

Il faut remarquer que, puisqu'un seul mode est excité pour $V < 2.405$, le profil normalisé du champ guidé est indépendant des conditions d'injection¹ :

¹Bien entendu, l'intensité du champ guidé dépend, elle, des conditions d'injection : c'est l'objet du chapitre 3.

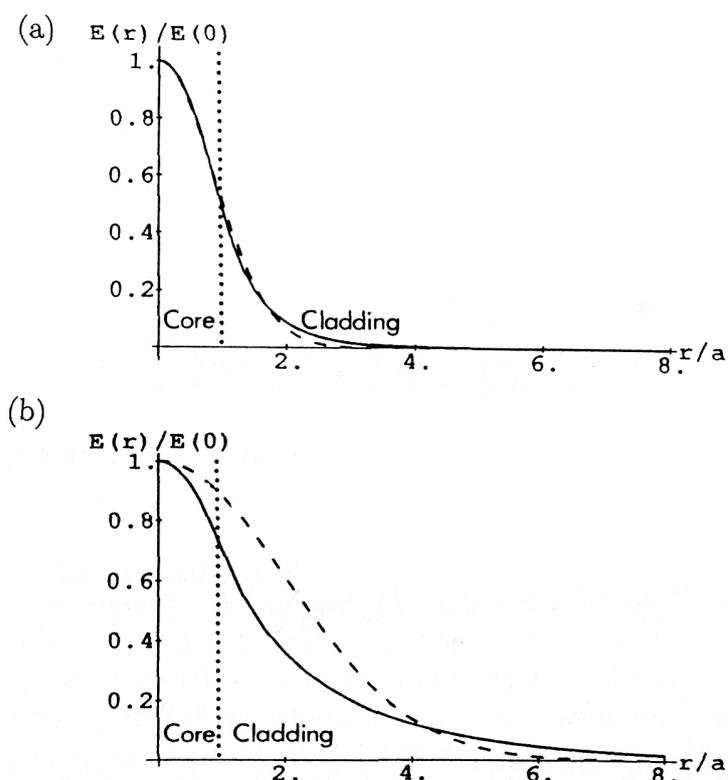


FIG. 2.2 – Profil de l’amplitude normalisée du mode fondamental (en pointillés : approximation gaussienne du mode) pour les fréquences normalisées : (a) $V = 2.1$; et (b) : $V = 1.2$.

structure du faisceau à l’entrée, orientation, rapport f/d ... Ceci est une des propriétés les plus remarquables de la fibre monomode : quelles que puissent être les déformations du front d’onde à l’entrée, elle en perd la mémoire pour délivrer en sortie un front d’onde plan, et un profil d’amplitude invariable, déterminé à l’avance par les caractéristiques du mode fondamental. La fibre agit ainsi comme un filtre spatial idéal, ce qui est précieux pour l’interférométrie astronomique comme nous le verrons au chapitre 7. Dans un montage optique, pour tester ou aligner un instrument, une tête de fibre monomode remplace avantageusement un point source car elle ne risque pas de s’obstruer et émet un faisceau parfaitement propre.

La figure 2.2 montre deux profils du mode fondamental, pour $V = 2.1$ et $V = 1.2$ respectivement, ce qui correspond approximativement aux bandes photométriques K et L pour les fibres en verre fluoré utilisées. Lorsque la fréquence normalisée diminue, la distribution du champ tend à s’étaler dans la gaine où la décroissance de l’amplitude est moins rapide que dans le cœur. Ainsi, contraire-

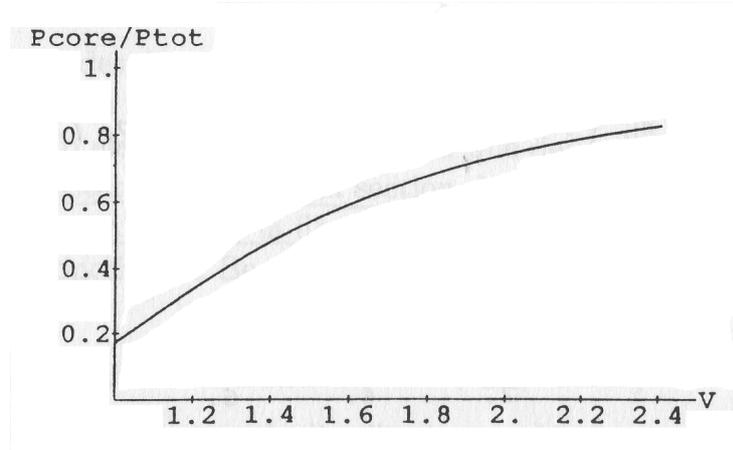


FIG. 2.3 – Fraction de l'énergie guidée par le cœur, en fonction de la fréquence normalisée.

ment à une fibre fortement multimode, l'énergie injectée dans une fibre monomode ne reste pas confinée dans le cœur. La fraction de l'énergie transportée par le cœur est tracée en fonction de V dans la figure 2.3. On peut dire qualitativement que le guidage de l'onde devient de moins en moins efficace au fur et à mesure que V diminue. La conséquence est, pour les faibles valeurs de V , un risque de fuite du champ si la fibre est courbée (section 2.3.2). En pratique, le guidage n'est pas suffisamment assuré lorsque $V < 1.2$. Comprise entre cette limite et la fréquence de coupure du second mode ($V = 2.405$), la bande passante optique d'une fibre monomode, indépendamment des problèmes éventuels de transparence du verre, est donc de l'ordre d'une octave.

Approximation gaussienne La combinaison des fonctions de Bessel qui décrit le profil du champ peut en première approximation être assimilée à une gaussienne, surtout si V est proche de la fréquence de coupure :

$$E_{01}(r) \simeq \exp \left[- \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 \right]. \quad (2.11)$$

Le paramètre w_0 est appelé rayon du mode fondamental². Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, il peut être calculé par la formule approchée [Marcuse 1977] :

$$w_0 \simeq a \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{1.5}} + \frac{2.879}{V^6} \right) \quad (2.12)$$

²Il existe en fait plusieurs manières de définir la gaussienne qui ajuste le profil du champ, suivant le critère d'erreur retenu. Les valeurs de w_0 données ici correspondent à la largeur à $1/e^2$ (en intensité) du faisceau gaussien qui serait le mieux couplé au mode fondamental ; c'est-à-dire celui qui maximalise l'intégrale de recouvrement de l'équation 3.7.

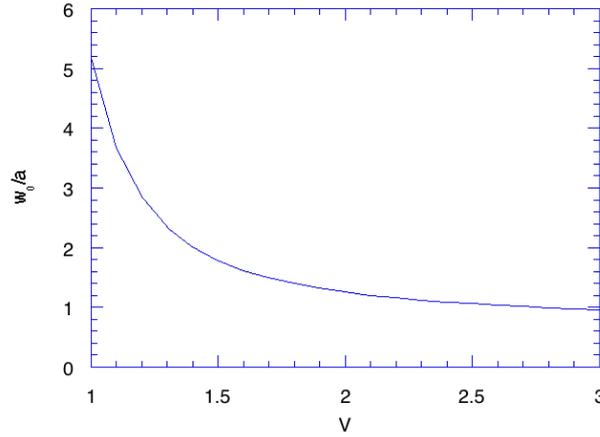


FIG. 2.4 – Rapport w_0/a du rayon du mode fondamental au rayon du cœur en fonction de la fréquence normalisée V .

La figure 2.4 montre le rapport du rayon du mode fondamental à celui du cœur en fonction de la fréquence normalisée V .

Propagation de l'onde

A quelle vitesse se propage l'onde dans le mode fondamental ? La réponse est importante car elle permettra de calculer les propriétés dispersives d'une fibre monomode (chapitre 4).

L'accumulation de la phase de \mathbf{E}_{01} est proportionnelle à l'abscisse curviligne z le long de la fibre :

$$\phi = \beta z. \quad (2.13)$$

La constante de phase β peut être calculée simplement à partir de W [Neumann 1988] :

$$\beta^2 = n_g^2 k^2 + \left(\frac{W}{a}\right)^2, \quad (2.14)$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est la constante de propagation dans le vide.

Pour les fibres à saut d'indice, la relation 2.9 permet d'établir une relation symétrique avec le paramètre U :

$$\beta^2 = n_c^2 k^2 - \left(\frac{U}{a}\right)^2. \quad (2.15)$$

D'une manière générale, la constante de propagation β du champ guidé dans la fibre est intermédiaire entre la constante $n_c k$ d'une onde libre se propageant dans un bloc de verre du même indice que le cœur, et celle $n_g k$ du verre de la gaine.

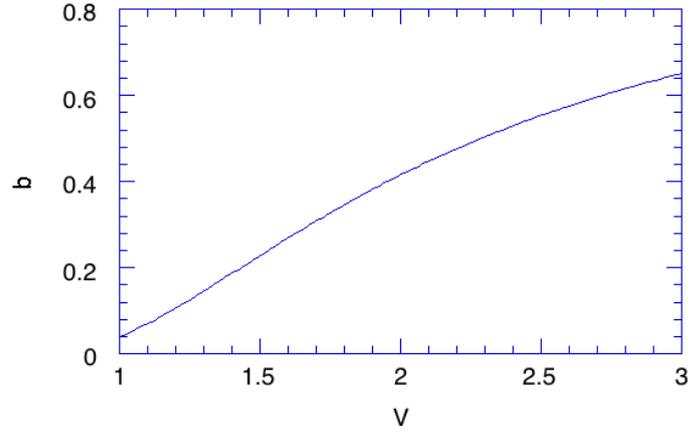


FIG. 2.5 – Constante de phase normalisée d’une fibre à saut d’indice en fonction de la fréquence normalisée V .

Il est naturel d’introduire un indice effectif n_e pour la fibre

$$n_e = \frac{\beta}{k}. \quad (2.16)$$

Comme les indices de la gaine et du cœur diffèrent peu, l’intervalle des valeurs possibles pour la constante de phase est très petit et oblige à employer un grand nombre de décimales pour spécifier numériquement β . Pour cette raison a été introduite la constante de phase normalisée [Gloge 1971b]

$$b = \frac{\beta^2 - n_g^2 k^2}{n_c^2 k^2 - n_g^2 k^2} \simeq \frac{n_e - n_g}{n_c - n_g}. \quad (2.17)$$

Un intérêt supplémentaire de la constante de phase normalisée vient de ce qu’elle ne dépend que de la fréquence normalisée V . En effet, en introduisant l’équation 2.14 au numérateur de la définition exacte de b , et la définition de V (Eq. 2.4) au dénominateur, on aboutit à la relation d’une simplicité étonnante :

$$b = \frac{W^2}{V^2}. \quad (2.18)$$

La constante de phase normalisée est comprise entre 0 ($n_e = n_g$) et 1 ($n_e = n_c$), et augmente avec V (Fig. 2.5). On retrouve le fait qu’aux faibles valeurs de la fréquence normalisée ($V \simeq 1$) le mode fondamental est mal guidé car il ne “voit” pratiquement que la gaine ; plus près de la fréquence de coupure du second mode, l’indice effectif de la fibre est proche de l’indice du cœur.

2.2 Article :

Integrated Optics in Astronomical Interferometry

Conférence invitée au Symposium IAU n° 158, "Very High Angular Resolution Imaging", 11–15 janvier 1993, Sydney.

Référence :

"Integrated Optics in Astronomical Interferometry [invited]", *V. Coudé Du Foresto; Very high angular resolution imaging*, Proceedings of the 158th International Astronomical Union (IAU) Symposium, Dordrecht : Kluwer, J. G. Robertson and William J. Tango (ed.), 261-271 (1994).

ADS <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1994IAUS..158..261C>

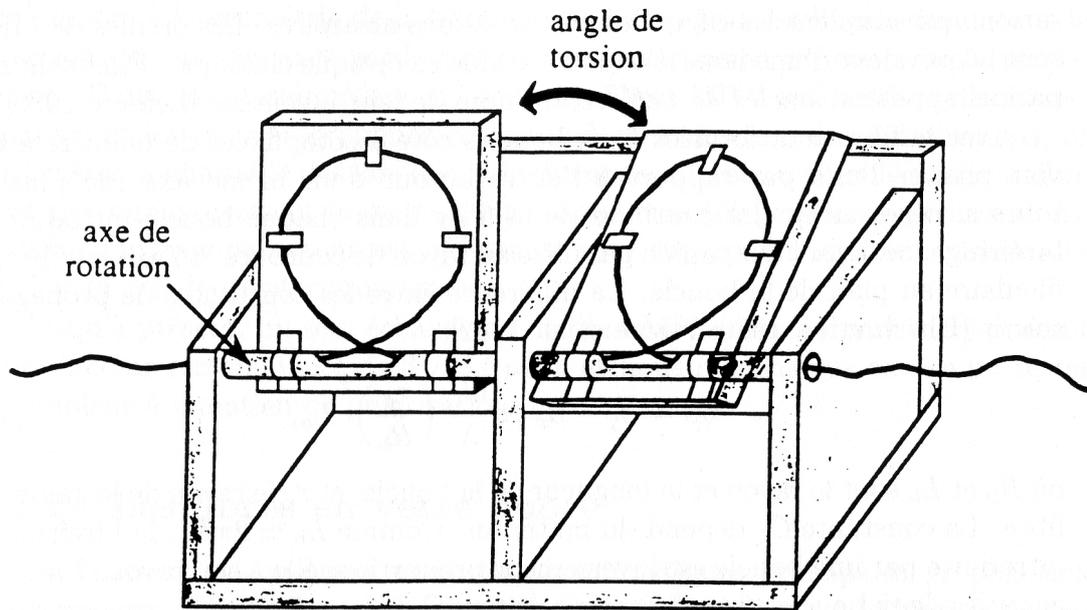


FIG. 2.6 – Dispositif en “oreilles de Mickey” pour le contrôle de la polarisation dans les fibres monomodes.

2.3 Informations complémentaires

2.3.1 Contrôle de la polarisation

Une fibre “monomode” est en fait bimodale, car elle supporte un mode de propagation pour chacune des deux polarisations orthogonales. Dans une fibre idéale ces deux modes sont dégénérés, et l’état de polarisation à l’entrée est maintenu en sortie. Dans la pratique des imperfections de la fibre et d’inévitables irrégularités dans l’état mécanique et thermique du câble³ font que, en l’absence de contrôle particulier, l’état de polarisation en sortie est sensiblement modifié dès que la longueur de fibre dépasse quelques dizaines de centimètres. Cette sensibilité de la polarisation aux perturbations extérieures est d’ailleurs souvent mise à profit dans des capteurs à fibre. Supposons maintenant que la lumière injectée à l’entrée de la fibre est polarisée linéairement : l’état en sortie est généralement une ellipse à l’excentricité et l’orientation indéterminées.

Un dispositif, appelé communément *oreilles de Mickey* (Fig. 2.6), permet de contrôler l’état de la polarisation en sortie de fibre. Il introduit de manière maî-

³Voir l’article de la section 2.2, ou bien Payne et al. [1982] pour une revue plus détaillée des sources de perturbation ; les différentes méthodes de mesures polarimétriques sur les fibres sont discutées par Calvani et al. [1989].

trisée une biréfringence supplémentaire et une rotation du plan de polarisation, qui annulent les effets des perturbations aléatoires. Les oreilles de Mickey sont l'équivalent d'une lame d'onde ajustable en optique classique. Elles sont aussi parfois appelées *boucles de Lefèvre*, du nom de leur inventeur [Lefèvre 1980].

Avec la fibre sont formées deux boucles côte à côte, fixées de manière à pouvoir pivoter l'une par rapport à l'autre autour d'un même axe (de plusieurs tours si nécessaire). La courbure de la fibre dans chaque boucle introduit une biréfringence, avec l'axe rapide parallèle au rayon de courbure et l'axe lent perpendiculaire au plan de la boucle. La différence entre les constantes de propagation s'écrit [Ulrich et al. 1980 ; Payne et al. 1982] :

$$\delta\beta = \beta_y - \beta_x \simeq \frac{C_1}{\lambda} \left(\frac{r_g}{R_b} \right)^2 L_b, \quad (2.19)$$

où R_b et L_b sont le rayon et la longueur de la boucle, et r_g le rayon de la gaine de la fibre. La constante C_1 dépend du matériau. Comme $L_b \simeq 2\pi R_b$, la biréfringence introduite par une boucle est inversement proportionnelle à son rayon. La torsion entre les deux boucles introduit une rotation Ω de la polarisation, proportionnelle à l'angle ξ entre les plans des deux boucles [Payne et al. 1982] :

$$\Omega = C_2 \xi. \quad (2.20)$$

Là encore, C_2 dépend du verre employé ; mais est égal à 1 pour une fibre à maintien de polarisation (décrite plus bas).

En faisant pivoter les oreilles de Mickey on peut introduire la biréfringence nécessaire pour rendre linéaire une polarisation elliptique, puis faire tourner l'axe de la polarisation jusqu'à l'amener dans la direction désirée. On remarquera que la biréfringence totale introduite par les oreilles de Mickey est proportionnelle au produit scalaire des vecteurs unitaires normaux au plan des boucles ; elle est nulle dès lors que les boucles sont perpendiculaires, c'est-à-dire que $\xi = \pi/2 + n\pi$. La procédure qui permet d'optimiser le contraste d'un interférogramme avec les oreilles de Mickey est décrite dans la section 4.1.4.

Les oreilles de Mickey sont simples à mettre en œuvre, mais présentent deux inconvénients : l'équation 2.19 montre que la biréfringence introduite est chromatique, et surtout les réglages de la biréfringence et de l'orientation de la polarisation sont couplés. D'autres systèmes, utilisant les propriétés magnéto-optiques des fibres (notamment la rotation Faraday du plan de polarisation dans un champ magnétique), permettent de contrôler la polarisation [Smith 1978 ; Stolen and Turner 1980 ; Tatam et al. 1988 ; Marrone and Kersey 1991].

La solution radicale consiste à employer des fibres dont la biréfringence intrinsèque est largement supérieure à celle qui peut être introduite par les perturbations. La biréfringence des fibres à maintien de polarisation (fibres MP, voir Noda

et al. [1986] pour une présentation générale) est introduite par une asymétrie de forme ou de contrainte. Les axes lents et rapides sont alors parfaitement définis par rapport à la géométrie de la fibre, et un champ polarisé linéairement dans la direction de l'un des axes garde son état de polarisation au cours de la propagation. Dans un interféromètre utilisant des fibres MP il est possible d'analyser séparément les interférogrammes correspondant à chacune des polarisations, et c'est même souhaitable dès lors que la biréfringence totale accumulée dans la fibre n'est pas rigoureusement la même dans chaque bras (dispersion de polarisation). A défaut, un compensateur est nécessaire pour superposer les franges centrales de chacun des deux interférogrammes.

Jusqu'à présent, un seul échantillon de fibre MP en verre fluoré a été produit (fibre à cœur rectangulaire de $3 \times 8.5 \mu\text{m}$), et nous n'avons pas encore pu tester de coupleur à maintien de polarisation.

2.3.2 Les fibres en verre fluoré

On trouvera ici quelques unes des caractéristiques principales propres aux fibres en verre fluoré. L'ouvrage de référence en la matière est le livre édité par Aggarwal et Lu [1991].

Les verres fluorés ont été découverts un peu par hasard à Rennes en 1974 [Poulain 1975]. Ils sont formés par la vitrification d'un mélange obtenu après réaction entre des ions fluorures (F^+) et des métaux lourds (baryum, zirconium, magnésium...). Comparés aux verres classiques à base de silicates, ils offrent une transmission étendue dans l'infrarouge (jusqu'à $5 \mu\text{m}$), la perspective d'une transparence ultime supérieure d'au moins un ordre de grandeur, et des propriétés intéressantes pour la fabrication d'amplificateurs optiques et de lasers à fibres. En revanche, ils sont moins résistants et leur technologie est encore loin d'être maîtrisée.

Propriétés physiques

Les fibres nues en verre fluoré sont plus fragiles que les fibres en silice [Wysocki 1987], et leur manipulation est plus délicate. En particulier leur résistance au cisaillement est très faible, ce dont l'expérimentateur s'aperçoit vite à ses dépens... Il est donc vivement conseillé de les câbler pour leur assurer la protection mécanique nécessaire.

Le coefficient de dilatation moyen d'un verre fluoré est $1.8 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$. Pour un interféromètre contenant 10 m de fibre et à $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$, cela représente un décalage de 80 franges pour chaque degré de variation différentielle de la température entre les deux bras. Au cours des expériences liées à FLUOR, nous n'avons jamais été gênés par la dilatation des fibres, car les fluctuations éventuelles de tempéra-

| | | |
|-------------------------------------|-------|---------------------------------------|
| Température de transition du verre | 320 | °C |
| Température de cristallisation | 395 | °C |
| Température de fusion | 513 | °C |
| Coefficient de dilatation thermique | 168 | 10^{-7} K^{-1} |
| Densité volumique | 4.54 | |
| Diffusivité thermique | 2.52 | $10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ |
| Capacité calorifique | 0.53 | $\text{Jg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ |
| Coefficient de Poisson | 0.28 | |
| Module d'Young | 55 | GPa |
| Module de cisaillement | 21.5 | GPa |
| Résistance aux fractures | 0.31 | $\text{MPam}^{1/2}$ |
| Microdureté | 250 | kg mm^{-2} |
| Indice de réfraction | 1.519 | |
| Indice non linéaire | 0.96 | 10^{-13} esu |
| Coefficient de température dn/dT | -1 | 10^{-5} K^{-1} |

TAB. 2.1 – Exemple de verre fluoré : caractéristiques physiques du ZBLA (composition en pourcentages molaires : 57 ZrF_4 , 34 BaF_2 , 5 LaF_3 , 4 AlF_3). D'après Aggarwal and Lu [1991].

ture sont bien plus lentes que le temps d'acquisition des interférogrammes. Dans les cas où cela est nécessaire, un contrôle thermique des fibres peut être mis en œuvre [Connes and Reynaud 1988 ; Burnett et al. 1991].

Les verres fluorés sont sensibles à l'eau. Certains peuvent être dissous dans une solution aqueuse [Simmons 1987]. Nous avons observé un cas de fibre qui s'est rompue spontanément au bout de 6 mois : elle a semble-t-il été attaquée par une gouttelette d'eau restée emprisonnée dans le connecteur à la suite du polissage. L'humidité atmosphérique induit à la surface d'un verre fluoré une réaction localisée qui n'en change pas les propriétés optiques, mais réduit considérablement sa résistance mécanique. On peut craindre, si la résine de protection et le câble ne sont pas assez étanches, l'apparition de microfractures dans la fibre [Mazé 1993].

Le tableau 2.1 regroupe les principales caractéristiques physiques pour un exemple de verre fluoré utilisé dans la fabrication des fibres : le ZBLA. On remarquera entre autres la valeur importante de la densité volumique, due à la présence d'ions lourds dans le mélange. Les verres fluorés ont une densité volumique comprise entre 4 et 6 g/cm^3 .

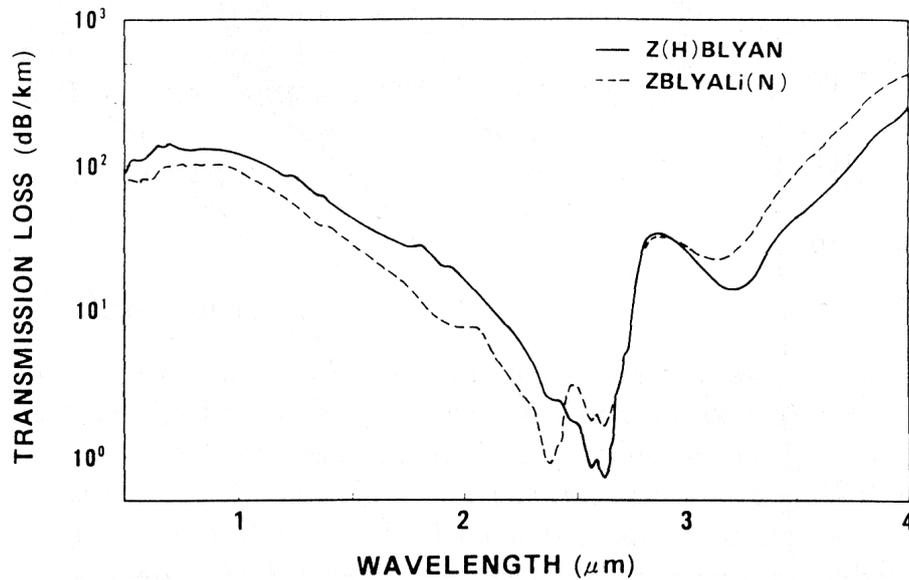


FIG. 2.7 – Courbe de transmission du verre fluoré.

Transmission et sources de pertes dans les fibres

La figure 2.7 montre l'état de l'art en matière de transmission pour une fibre en verre fluoré. La courbe présente la forme en V caractéristique que l'on retrouve aussi (mais décalée vers le bleu) pour les fibres en silice : aux courtes longueurs d'onde l'absorption est dominée par la diffusion Rayleigh des molécules ; aux grandes longueurs d'onde, elle est dominée par l'excitation vibratoire des phonons. Entre les deux existe une zone de minimum d'absorption (ici à 2 dB/km), qui peut se situer entre 2.5 et 3.5 μm suivant les verres.

Diffusion Rayleigh et absorption des phonons sont les causes intrinsèques de pertes dans les fibres. La profondeur du minimum d'absorption intrinsèque dépend de la composition du verre, et sa valeur reste assez spéculative. Un des premiers calculs [Shibata et al. 1981] faisait état d'une atténuation de seulement 0.001 dB/km entre 3 et 4 μm (verre $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-GdF}_3$). Ceci représente un gain de deux ordres de grandeur en transparence par rapport aux limites des fibres en silice. Mais dans un article plus récent sur les mécanismes de pertes dans les verres fluorés, France et al. [1987] citent des valeurs sensiblement plus élevées pour les verres existants : par exemple 0.012 dB/km à 2.45 μm pour le ZBLAN ($\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$).

Des causes extrinsèques d'absorption font que les minima obtenus jusqu'à présent sont encore loin de ces limites fondamentales. Parmi les sources de pertes dans les fibres, citons :

- La diffusion par les irrégularités de l'interface cœur/gaine ;

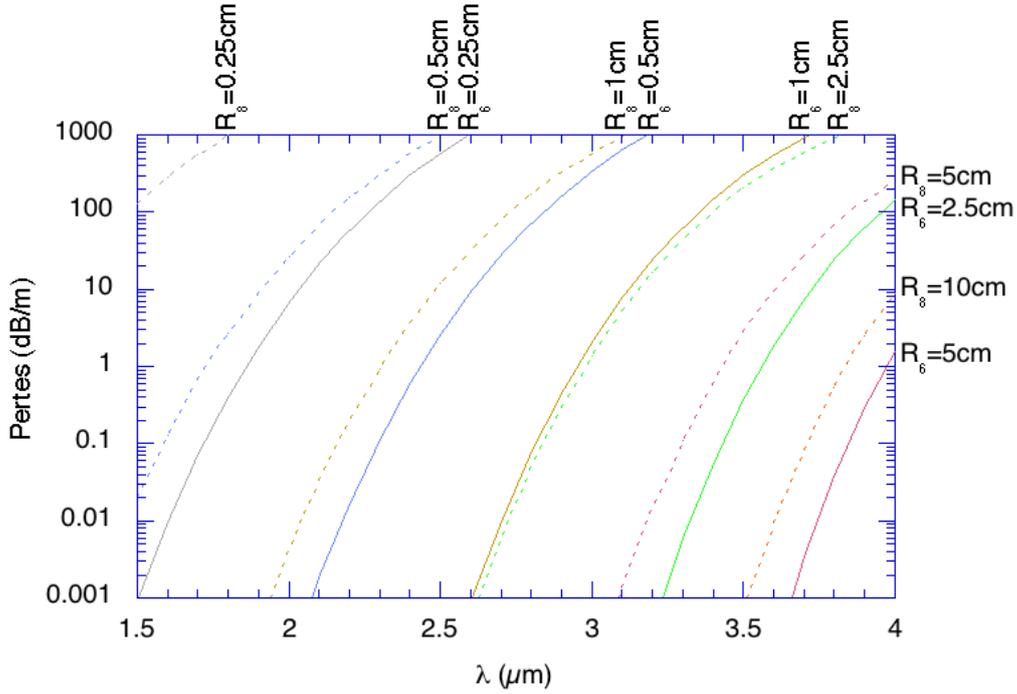


FIG. 2.8 – Pertes de macrocourbure dans une fibre enroulée sur un cylindre, pour différents rayons du cylindre. Traits pleins : fibre $2a = 6.5 \mu\text{m}$, $\Delta = 0.0116$, rayons de courbure R_b . Trait pointillés : fibre $2a = 8.5 \mu\text{m}$, $\Delta = 0.00651$, rayons R_b .

- L'absorption par des impuretés du verre (notamment l'absorption par les ions OH à $2.9 \mu\text{m}$) ;
- Les défauts localisés dans le guide (microcristaux, microfractures...) : chaque défaut crée une importante perturbation locale, bien visible (par diffusion) en éclairant la fibre avec un laser HeNe ;
- Les microcourbures de la fibre, liées à des petites perturbations aléatoires autour de la ligne droite : cause de pertes largement étudiée [Petermann 1976 ; Gambling et al. 1979a ; Méndez and Sunak 1987], mais le plus souvent négligeable [Bjarklev et al. 1990].

De plus, si la fibre est pliée (ou, a fortiori, enroulée sur un cylindre), il faut tenir compte d'éventuelles pertes de macrocourbure. Une perte de macrocourbure α_b , liée à la fuite du mode fondamental dans la partie extérieure de la gaine, se produit dans tout guide d'onde soumis à une courbure de rayon constant R_b . Exprimée en dB pour une longueur de fibre L , elle vaut [Gambling et al. 1979a] :

$$\alpha_b = 4.343 \frac{L}{2} \left(\frac{\pi}{aW^3 R_b} \right)^{1/2} \left(\frac{U}{V K_1(W)} \right)^2 \exp \left[\frac{-4\Delta W^3 R_b}{3aV^2} \right]. \quad (2.21)$$

La variation de la perte de courbure avec la longueur d'onde est très brutale (Fig. 2.8) : une fibre enroulée sur un cylindre se comporte pratiquement comme un filtre optique passe-bas. En contrôlant le rayon du cylindre, on peut choisir la longueur d'onde de coupure du filtre. La pente des courbes de la figure 2.8 est tellement raide que la longueur de fibre enroulée importe beaucoup moins, pour la transmission du système à une longueur d'onde donnée, que le rayon de courbure.

2.3.3 Connectique

La possibilité de connecter les différents éléments est un des atouts majeurs de l'optique guidée. Si ils sont correctement connectés, les composants peuvent être assemblés et désassemblés très rapidement, un peu à la manière d'éléments électroniques reliés entre eux par des câbles coaxiaux. Un montage optique complexe peut ainsi être facilement réarrangé suivant les besoins, sans qu'il y ait lieu d'effectuer des réglages entre deux changements de configuration. Ceci offre par exemple une souplesse exceptionnelle pour le choix des architectures de recombinaison⁴, et permet d'utiliser pour une observation donnée des composants optimisés (suivant la bande passante optique désirée, la luminosité de l'objet, etc. ...).

Le rôle principal d'un connecteur est de positionner le cœur de la fibre de manière précise et reproductible par rapport à une référence externe. Il existe différents niveaux de précision requis, suivant le type de fibre employé :

- Fibres multimodes : centrage du cœur à $\pm 10 \mu\text{m}$. Exemple : standard SMA ;
- Fibres monomodes classiques : précision de positionnement de l'ordre du micron. Exemples : standards FC, ST ;
- Fibres monomodes à cœur excentré : précision de positionnement de l'ordre du micron avec recentrage du cœur. Il n'y a que deux fabricants connus de connecteurs à centrage dynamique de cœur : les sociétés Diamond en Suisse et Radiall en France (séries VFO).

Le cœur des fibres monomodes en verre fluoré est souvent excentré et nous avons dû choisir la série VFO de chez Radiall. Dans les connecteurs VFO, la fibre est insérée dans une ferrule ajustable latéralement au moment du montage. La face avant de la fibre et de la ferrule sont polies. Ensuite un système permet de visualiser la position du cœur dans la ferrule ; puis de déplacer légèrement celle-ci pour venir centrer le cœur par rapport à un cône de référence. L'ensemble est alors figé par une colle et l'utilisateur n'a plus besoin de recentrer la fibre.

⁴Des architectures possibles pour des interféromètres multitélescopes à fibres ont été discutées par Léna et al. [1988] et Shaklan [1989].

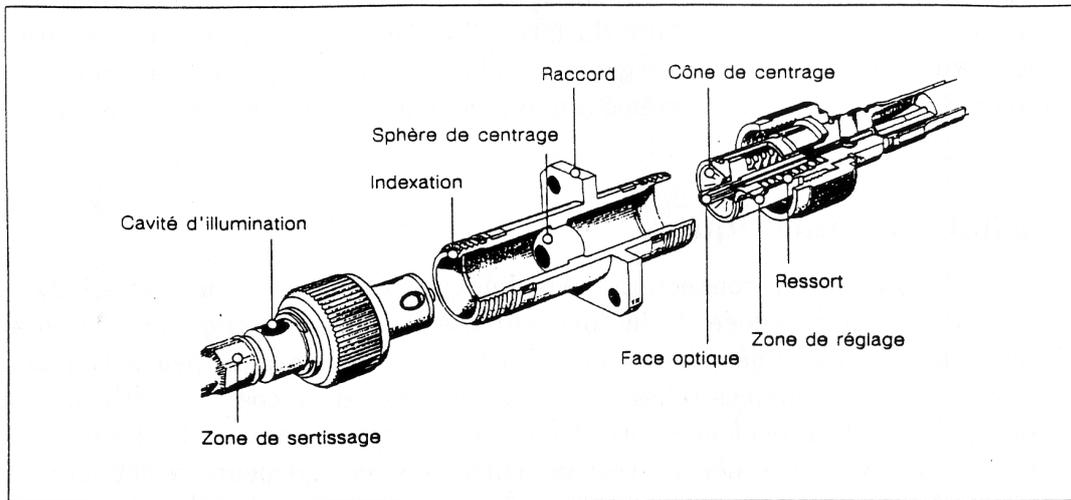


FIG. 2.9 – Détail d'une jonction par raccord droit entre deux fibres (système VFO de Radiall).

La figure 2.9 montre le détail de la jonction par un raccord droit de deux fibres connectées en VFO. Elle fait apparaître le système d'accouplement sphère/cône qui garantit le bon positionnement des deux cœurs. Eventuellement, un gel d'indice déposé sur les deux têtes de fibres permet de supprimer les pertes par réflexion Fresnel aux interfaces.

Lorsque les connecteurs sont propres et neufs, les performances que nous avons observées sont excellentes : pertes d'environ 5 à 7% pour une jonction à sec, et inférieures à la sensibilité de la mesure (2%) en présence d'un gel d'indice. Pour maintenir ces performances la propreté de l'environnement est capitale : une particule de quelques microns incrustée au fond du cône de centrage est invisible, mais a des effets catastrophiques sur la transmission et est très difficile à nettoyer. L'endurance annoncée par le fabricant est de 500 manœuvres (1000 pour une version endurcie) : celle que nous avons observée apparaît sensiblement inférieure.

2.3.4 Données numériques sur les fibres utilisées

Pour conclure, le tableau 2.2 reprend les principales caractéristiques des fibres monomodes en verre fluoré qui ont été utilisées au cours de cette thèse.

| Fibre | VF 1069 | VF 1566 | VF 1078 | VF (MP) 1492 |
|---|------------|------------|------------|-----------------|
| Diamètre du cœur $2a$ (μm) | 6.5 | 8.5 | 10 | (3×8.5) |
| Diamètre de la gaine (μm) | 125 | 125 | 125 | 125 |
| Ouverture numérique ON | 0.23 | 0.17 | 0.16 | 0.21 |
| λ_c (μm) | 1.95 | 1.91 | 2.04 | 1.65 |

TAB. 2.2 – Caractéristiques de quelques fibres monomodes en verre fluoré. La fibre VF (MP) 1492, à maintien de polarisation, a un cœur rectangulaire.

Chapitre 3

Interfacer l'optique guidée

La propagation du rayonnement est libre dans le milieu interstellaire et à travers l'atmosphère terrestre. Dans une fibre ou un coupleur monomode au contraire, la lumière avance à marche forcée, contrainte par la structure du guide d'onde. Comment se fait la transition entre les deux types de propagation, et surtout au prix de quelles pertes, tel est l'objet de ce chapitre.

Plusieurs cas de figure se présentent. Je commencerai par étudier l'injection dans une fibre monomode d'un faisceau issu d'une source ponctuelle (section 3.1), qu'il soit limité par la diffraction ou par la turbulence atmosphérique. Les aspects pratiques sont abordés dans la section 3.1.5 : faire rentrer la lumière collectée par un miroir de 1 m ou plus de diamètre dans un "trou" de quelques microns n'est pas trivial, il faut en particulier se doter de moyens de contrôle pour s'assurer que l'image de la source est bien superposée au cœur de la fibre. Enfin quelques données expérimentales (section 3.1.6), obtenues avec des télescopes de 0.4 m et 0.9 m à Kitt Peak, et avec le télescope de 3.6 m de l'ESO à La Silla équipé du système ComeOn+ d'optique adaptative, permettront de compléter le tableau.

Le second point est celui de l'injection d'une source étendue (section 3.2), qui est parfois nécessaire en laboratoire. Il ne saurait être question d'efficacité de couplage dans ce cas, mais plutôt de puissance totale injectable. En appliquant le calcul au rayonnement d'un corps noir, nous pourrons par exemple majorer la contribution du fond thermique dans l'énergie guidée par la fibre.

Enfin nous verrons dans la dernière partie avec quelle efficacité il est possible de collecter la lumière émise à la sortie d'une fibre.

3.1 Injection d'une source ponctuelle

3.1.1 Approche générale

Amplitude du champ couplé

La structure du mode fondamental (c'est-à-dire son profil normalisé) a été vue dans la section 2.1.2. Mais quelle est son amplitude lorsqu'il est excité par le champ électrique $\mathbf{E}_{\text{foyer}}$ créé au foyer du télescope sur la face avant de la fibre ? Pour répondre à cette question il existe une méthode élégante, dite "de l'intégrale de recouvrement", qui est détaillée dans Neumann [1988] et Jeunhomme [1993]. Je vais en reprendre les grandes lignes ci-dessous.

Le principe de la méthode est analogue à la décomposition en séries de Fourier et est fondé sur la propriété d'orthogonalité des modes d'un guide d'onde. Dans le cas qui nous intéresse, l'orthogonalité s'exprime de la façon suivante : pour toute paire de modes différents du guide, LP_{lm} et $\text{LP}_{l'm'}$, l'intégrale sur une section infinie de la fibre (dans un plan orthogonal à l'axe de propagation) du produit des champs électriques associés \mathbf{E}_{lm} et $\mathbf{E}_{l'm'}^*$ est nulle :

$$\int_{A_\infty} \mathbf{E}_{lm} \mathbf{E}_{l'm'}^* dA = 0. \quad (3.1)$$

Dans une fibre monomode, seul le mode fondamental (ou LP_{01}) est guidé. Les modes d'ordre supérieur peuvent éventuellement être excités en éclairant la tête de la fibre, mais ils fuient dans la gaine et disparaissent après de très courtes distances.

Pour calculer l'amplitude du champ couplé, nous allons écrire le champ total à l'intérieur de la fibre comme une combinaison linéaire de tous ses modes :

$$\mathbf{E}_{\text{fibre}} = \sum \mathbf{c}_{lm} \mathbf{E}_{lm}. \quad (3.2)$$

De part et d'autre de la face avant de la fibre, les conditions aux limites imposent la continuité des composantes tangentielles du champ électrique. Comme tous les champs considérés sont transverses, cette condition se traduit par l'égalité des vecteurs champs électriques de chaque côté de l'interface.

D'un côté se trouve le champ guidé par la fibre, et de l'autre côté la somme du champ créé par le télescope et la réflexion Fresnel sur la face avant de la fibre. Supposons pour l'instant que la tête de fibre a été plongée dans un liquide adaptateur d'indice, de sorte que cette réflexion est nulle. Alors la relation de continuité s'écrit :

$$\mathbf{E}_{\text{foyer}} = \sum \mathbf{c}_{lm} \mathbf{E}_{lm}. \quad (3.3)$$

L'équation 3.3 comporte une infinité d'inconnues, mais seul le premier coefficient \mathbf{c}_{01} , associé au mode fondamental, nous intéresse. Nous allons nous débarrasser

des autres en faisant jouer l'orthogonalité des modes, c'est-à-dire en faisant de chaque côté le produit par \mathbf{E}_{01}^* , puis en intégrant sur une section infinie de la fibre. Il vient alors

$$\mathbf{c}_{01} = \frac{\int_{A_\infty} \mathbf{E}_{\text{foyer}} \mathbf{E}_{01}^* dA}{\int_{A_\infty} |\mathbf{E}_{01}|^2 dA}, \quad (3.4)$$

et bien sûr, puisque seul le mode fondamental est guidé :

$$\mathbf{E}_{\text{fibre}} = \mathbf{c}_{01} \mathbf{E}_{01}. \quad (3.5)$$

On remarquera que le coefficient \mathbf{c}_{01} est une amplitude complexe : il contient un terme de phase qui dépend de la phase moyenne de $\mathbf{E}_{\text{foyer}}$, pondérée par le profil du champ guidé.

Efficacité du couplage

L'efficacité du couplage est le rapport entre l'énergie guidée par la fibre et celle collectée par le télescope. Comme les champs électriques $\mathbf{E}_{\text{foyer}}$ et $\mathbf{E}_{\text{fibre}}$ oscillent dans un milieu de même indice (n'oublions pas le gel d'indice qu'il a fallu déposer mentalement sur la tête de fibre pour éliminer le champ réfléchi), il est équivalent de calculer le rapport des intégrales (sur une section infinie à l'interface) du carré de leurs modules :

$$\rho = \frac{\int_{A_\infty} |\mathbf{E}_{\text{fibre}}|^2 dA}{\int_{A_\infty} |\mathbf{E}_{\text{foyer}}|^2 dA}. \quad (3.6)$$

En insérant dans l'équation 3.6 la valeur calculée de $\mathbf{E}_{\text{fibre}}$ (équations 3.4 et 3.5), on obtient

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{\left| \int_{A_\infty} \mathbf{E}_{\text{foyer}} \mathbf{E}_{01}^* dA \right|^2 \int_{A_\infty} |\mathbf{E}_{01}|^2 dA}{\left[\int_{A_\infty} |\mathbf{E}_{01}|^2 dA \right]^2 \int_{A_\infty} |\mathbf{E}_{\text{foyer}}|^2 dA} \\ &= \frac{\left| \int_{A_\infty} \mathbf{E}_{\text{foyer}} \mathbf{E}_{01}^* dA \right|^2}{\int_{A_\infty} |\mathbf{E}_{\text{foyer}}|^2 dA \int_{A_\infty} |\mathbf{E}_{01}|^2 dA}. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Cette équation très importante montre que le coefficient de couplage dans la fibre exprime la qualité du "recouvrement" du mode fondamental LP_{01} par le champ créé au foyer du télescope. Pour que l'efficacité du couplage soit égale à 1, il faut que les deux champs soient strictement identiques, en amplitude *et* en phase. L'injection de la lumière stellaire n'est efficace que dans la mesure où la structure du champ au foyer du télescope est semblable à celle du mode fondamental guidé par la fibre. Ce point va être développé dans les paragraphes suivants.

Remarquons que dans l'équation 3.7 les amplitudes de E_{foyer} et E_{01} sont arbitraires, puisque les deux apparaissent au carré à la fois dans le numérateur et dans le dénominateur. Nous pouvons donc choisir des amplitudes normalisées de

telle sorte que chaque intégrale du dénominateur (l'énergie de chaque champ) soit égale à 1, ce qui permet d'écrire pour ρ l'expression simplifiée qui sera utilisée par la suite :

$$\rho = \left| \int_{A_\infty} \mathbf{E}_{\text{foyer}} \mathbf{E}_{01}^* dA \right|^2. \quad (3.8)$$

Pertes Fresnel Pour faire le calcul ci-dessus il a fallu ignorer les réflexions Fresnel sur la face avant de la fibre. Si la fibre, d'indice effectif n_e , n'est pas traitée antireflet sur sa face avant, ρ doit être multiplié par la transmittance $4n_e/(n_e + 1)^2$ de l'interface air-verre [Hecht 1987] (soit environ 0.96) pour obtenir le coefficient de couplage effectif.

Amplitude du champ au foyer du télescope

Le coefficient de couplage dépend donc de la structure du champ au foyer du télescope, et nous allons l'étudier dans les deux cas de figure : faisceaux limités par la diffraction, puis perturbés par la turbulence atmosphérique.

Pour injecter la lumière stellaire, la fibre est située au foyer d'un télescope caractérisé par une fonction pupille $G(\vec{s})$, dont la transmission est nulle à l'extérieur de la pupille, et généralement égale à 1 à l'intérieur. L'étoile émet une onde plane qui traverse les couches turbulentes de l'atmosphère [Roddiier 1981 ; Léna 1986] : la perturbation se traduit par un déphasage aléatoire $\phi(\vec{s})$ au niveau de la pupille. Le vecteur champ électrique transmis par la pupille du télescope est donc

$$\mathbf{E}_{\text{pupille}}(\vec{s}) = \mathbf{E}_* \Psi(\vec{s}) G(\vec{s}), \quad (3.9)$$

où \mathbf{E}_* est le champ électrique émis par l'étoile, et $\Psi(\vec{s}) = e^{j\phi(\vec{s})}$ le masque de phase correspondant à la turbulence atmosphérique.

Le champ électrique au foyer du télescope est produit par la diffraction de Fraunhofer de l'onde incidente sur la pupille ; il est proportionnel à la transformée de Fourier de $\mathbf{E}_{\text{pupille}}$ [Born and Wolf 1980]. Les variables conjuguées dans la relation de Fourier sont les coordonnées réduites \vec{s}/λ sur la pupille, et la direction de diffraction correspondant au foyer à la position \vec{r}/f , où f est la focale du télescope. Après changement de variables pour se ramener aux variables conjuguées, il vient

$$\mathbf{E}_{\text{foyer}}(\vec{r}) \propto \tilde{\mathbf{E}}_{\text{pupille}}\left(\frac{\vec{r}}{\lambda f}\right). \quad (3.10)$$

3.1.2 Cas de faisceaux limités par la diffraction

En l'absence de turbulence, le masque de phase devant la pupille est unitaire : $\Psi(\vec{s}) = 1$. Pour une ouverture du télescope circulaire, de rayon S_0 et sans

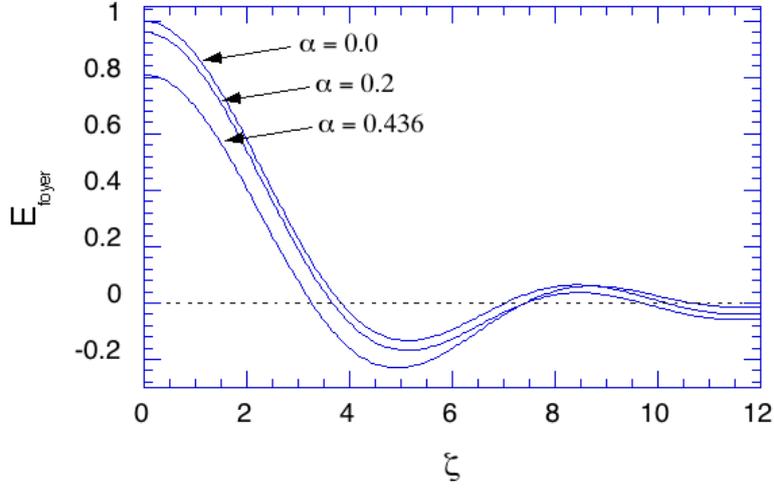


FIG. 3.1 – Profil en amplitude du champ électrique au foyer d'un télescope, pour différentes valeurs de l'obstruction relative α ($\alpha = 0.436$ est celle du télescope de 3.60 m de l'ESO à La Silla).

obstruction centrale, l'image de l'étoile formée au foyer est une figure d'Airy :

$$\mathbf{E}_{\text{foyer}} \propto \mathbf{E}_{\star} \frac{2 J_1(\zeta)}{\zeta}, \quad (3.11)$$

où ζ est, par rapport à l'axe optique, la distance radiale réduite

$$\zeta = 2\pi S_0 \frac{r}{\lambda f}. \quad (3.12)$$

Le plus souvent cependant la pupille du télescope présente une obstruction centrale de rayon s_0 , et le champ au foyer s'écrit alors ($\alpha = s_0/S_0$ est l'obstruction relative de la pupille) :

$$\mathbf{E}_{\text{foyer}} \propto \mathbf{E}_{\star} \left[\frac{2 J_1(\zeta)}{\zeta} - \alpha^2 \frac{2 J_1(\alpha\zeta)}{\alpha\zeta} \right]. \quad (3.13)$$

Le phaseur $\mathbf{E}_{\text{foyer}}$ est réel, et la figure 3.1 en montre le profil pour différentes valeurs de l'obstruction relative. Le principal effet de l'obstruction est de renforcer les anneaux de diffraction autour du disque central. Idéalement, pour obtenir un couplage parfait il faudrait que le profil du champ au foyer du télescope suive très exactement le profil du champ guidé, qui décroît uniformément du centre vers la périphérie. On voit donc que la présence des anneaux interdit d'obtenir une efficacité de couplage maximum. Mais, et c'est plus grave, entre le disque

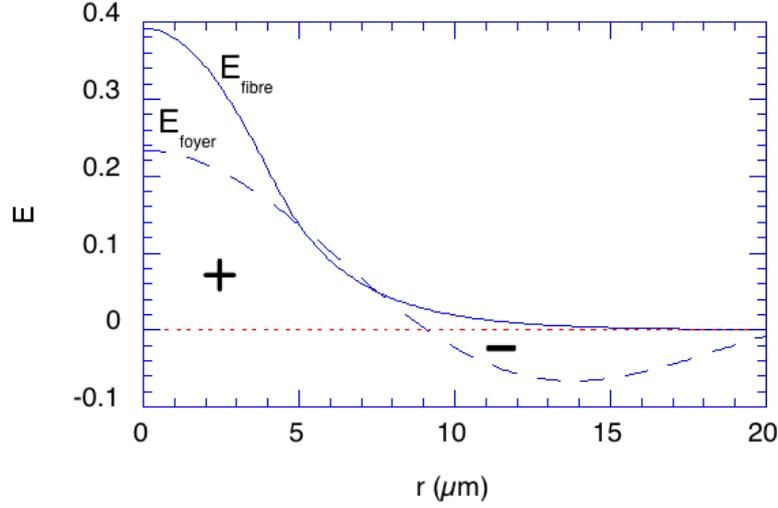


FIG. 3.2 – Profils comparés de l’amplitude du champ électrique au foyer d’un télescope ($\alpha = 0.436$, $f/d = 4$) et du champ guidé dans une fibre monomode (VF 1566, $2a = 8.5 \mu\text{m}$, $ON = 0.17$).

central et le premier anneau la phase présente un saut de π ; puis l’inversion de signe se reproduit pour chaque anneau successif. De son côté, le champ guidé reste réel et positif sur toute la section de la fibre. Donc non seulement l’énergie localisée dans le premier anneau de la figure d’Airy ne va pas bien “rentrer” dans la fibre, mais encore elle va contribuer *négativement* à l’intégrale de recouvrement de l’équation 3.8 (Fig. 3.2). Ainsi, l’obstruction centrale de la pupille limite la quantité de lumière injectable dans la fibre, bien plus par le fait du renforcement du premier anneau que par le manque à gagner en surface collectrice.

L’efficacité du couplage varie avec l’ouverture numérique du faisceau injecté (Fig. 3.3). Dans le cas d’une pupille pleine, le taux de couplage maximum est de 78 %, ce qui correspond à peu près à l’énergie contenue dans le disque central de la figure d’Airy. Il chute à 48 % pour une pupille présentant une obstruction relative $\alpha = 0.436$ (comme le télescope de 3.60 m de La Silla). La valeur du taux de couplage maximum varie peu avec l’ouverture numérique de la fibre.

3.1.3 Couplage avec une onde turbulente

En présence de turbulence, l’efficacité de l’injection se dégrade. La phase du front d’onde incident sur la pupille subit des perturbations aléatoires, et par conséquent la structure du champ au foyer est encore moins adaptée qu’une figure d’Airy à celle du champ guidé.

Les effets de la turbulence atmosphérique sur la qualité des images astro-

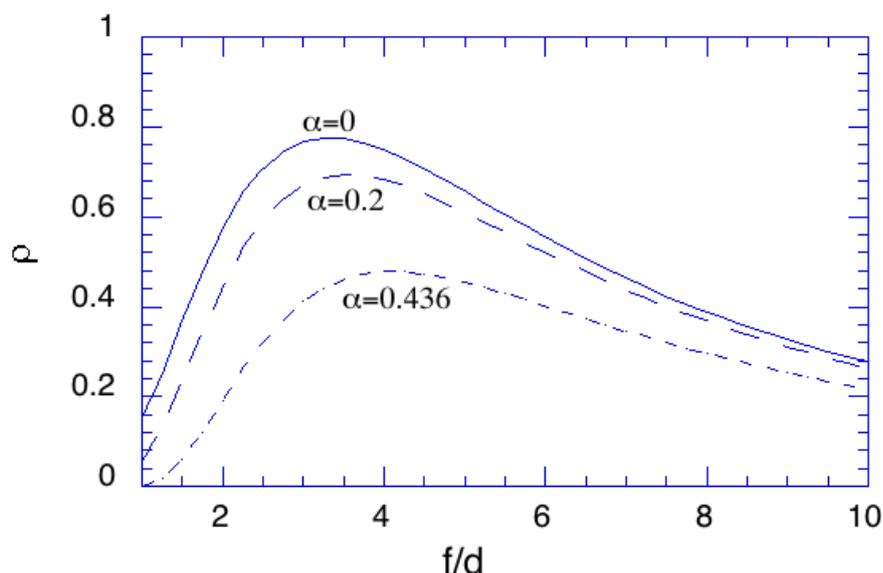


FIG. 3.3 – Taux de couplage dans la fibre VF 1566 en fonction de l'ouverture numérique du faisceau injecté, pour trois valeurs de l'obstruction relative α .

nomiques sont décrits dans l'article classique de Roddier [1981]. L'amplitude des perturbations peut être déterminée par une quantité unique, le paramètre de Fried ou r_0 [Fried 1966], dimension caractéristique d'une aire de cohérence sur la pupille (zone sur laquelle la variance de la phase de l'onde est égale à 1 rad^2). Dans le plan image, cela se traduit par l'apparition de "tavelures" (ou speckles), zones d'éclaircissement cohérent de dimensions caractéristiques $\lambda f/d$, au sein d'une tache de seeing de diamètre $\lambda f/r_0$.

Les tavelures évoluent avec une durée de vie caractéristique τ_0 , et les changements de structure du champ à l'entrée de la fibre entraînent des fluctuations temporelles de l'énergie injectée. Ce phénomène est une forme extrême de bruit modal, rencontré en télécommunications lorsque l'on couple une fibre multimode à une fibre monomode [Epworth 1978].

L'étude des variations du couplage est l'objet principal de cette section. Pour des calculs détaillés de l'efficacité de couplage moyenne (dans le temps) entre un front d'onde turbulent et une fibre monomode, je renvoie à Shaklan and Roddier [1988], tout en rappelant ci-dessous les principaux résultats :

- Le taux de couplage décroît rapidement quand le rapport d/r_0 augmente ;
- L'emploi d'un système de stabilisation de l'image (correction de basculement ou tip-tilt) permet d'améliorer l'efficacité d'injection d'un facteur pouvant atteindre 3.6 à $d/r_0 \simeq 4$;
- A r_0 fixé, si l'image est stabilisée, la puissance totale injectée passe par un

maximum pour $d/r_0 = 4.0$; sans stabilisation la puissance injectée augmente uniformément avec le diamètre de la pupille, mais très lentement à partir de $d/r_0 = 4$;

- Le rapport f/d pour un couplage optimum décroît sensiblement quand d/r_0 augmente : un faisceau plus ouvert, en diminuant l'échelle de l'image, réduit l'amplitude de ses mouvements au foyer et améliore le couplage moyen.

Reprenons maintenant l'équation 3.8 établissant le coefficient de couplage dans la fibre au foyer. En vertu du théorème de Parseval, la même relation peut s'écrire dans l'espace de Fourier conjugué, c'est-à-dire dans le plan pupille, où l'on a alors (après normalisation de l'énergie des champs) :

$$\rho = \left| \int_{A_\infty} \mathbf{E}_{\text{pupille}} \tilde{\mathbf{E}}_{01}^* dA \right|^2. \quad (3.14)$$

En insérant la valeur de $\mathbf{E}_{\text{pupille}}$ (Eq. 3.9) et en développant l'intégrale au carré, il vient

$$\rho = \int \int E_\star^2 \Psi(\vec{s}) \Psi^*(\vec{s}') G(\vec{s}) G^*(\vec{s}') \tilde{\mathbf{E}}_{01}^*\left(\frac{\vec{s}}{\lambda f}\right) \tilde{\mathbf{E}}_{01}\left(\frac{\vec{s}'}{\lambda f}\right) d\vec{s} d\vec{s}'. \quad (3.15)$$

Nous allons effectuer le changement de variable $\vec{s}_1 = \vec{s}' - \vec{s}$, et reconnaître le produit $G_a(\vec{s}) = G(\vec{s}) \tilde{\mathbf{E}}_{01}\left(\frac{\vec{s}}{\lambda f}\right)$ comme une fonction pupille apodisée par la fibre¹, ce qui permet de réécrire l'équation 3.15 sous la forme de l'intégrale d'un produit d'autocorrélation :

$$\begin{aligned} \rho &= E_\star^2 \int d\vec{s} \int \Psi(\vec{s}) \Psi^*(\vec{s}_1 + \vec{s}) G_a(\vec{s}) G_a^*(\vec{s}_1 + \vec{s}) d\vec{s}_1 \\ &= E_\star^2 \int A_{\Psi G_a}(\vec{s}) d\vec{s}. \end{aligned} \quad (3.16)$$

L'autocorrélation $A_{\Psi G_a}$ de ΨG_a n'est autre que la FTM de l'ensemble atmosphère + pupille apodisée.

L'efficacité du couplage est liée à l'autocorrélation de la pupille, c'est-à-dire à la cohérence sur cette pupille de l'onde incidente. On peut dire que le rôle d'une fibre monomode est d'extraire une aire de cohérence du rayonnement incident.

Pour exprimer la qualité d'une image observée à travers une atmosphère turbulente (et éventuellement corrigée par une optique adaptative), une quantité souvent utilisée est le rapport de Strehl \mathcal{S} , qui est défini comme le rapport de l'intensité au centre de l'image d'une source ponctuelle, sur l'intensité au centre de la tache de diffraction obtenue avec le télescope sans turbulence [Born and Wolf

¹C'est-à-dire pour être plus précis une pupille apodisée par la TF du champ guidé dans la fibre. La fonction d'apodisation a le même profil que l'éclairement en retour inverse de la pupille par la fibre (diffraction de Fraunhofer du champ guidé).

1980; Tyson 1991]. Comme l'intensité de l'image au centre est égale à l'intégrale de la FTM, on a (A_{G_a} est l'autocorrélation de la pupille apodisée seule) :

$$\begin{aligned} \mathcal{S} &= \frac{\int A_{\Psi_{G_a}} d\vec{s}}{\int A_{G_a} d\vec{s}} \\ &= \frac{\rho}{\rho_0}, \end{aligned} \quad (3.17)$$

où ρ_0 est l'efficacité de l'injection en l'absence de turbulence.

Ainsi, l'efficacité de l'injection en présence de turbulence est-elle proportionnelle au rapport de Strehl de l'image que donnerait la pupille du télescope apodisée par l'éclairement en retour inverse de la fibre. En prenant une fibre au cœur suffisamment petit (ou, ce qui revient au même, en choisissant un rapport f/d à l'injection suffisamment grand), la fonction d'apodisation est presque constante et les fluctuations de couplage sont un bon estimateur des fluctuations du rapport de Strehl. Une autre manière de voir les choses, dans le plan image, consiste à dire qu'une fibre au cœur suffisamment petit (quasiment ponctuel) échantillonne l'intensité en un point au centre de l'image — c'est-à-dire le rapport de Strehl.

En associant un photomètre rapide derrière la fibre il est possible d'enregistrer les fluctuations du rapport de Strehl instantané. Cette fonction de "Strehlmètre" d'une fibre monomode peut avoir des applications intéressantes, notamment pour la qualification des systèmes d'optique adaptative. Un exemple en est donné dans la section 3.1.6.

Transmission du mode piston

En plus des fluctuations de l'énergie injectée dans la fibre, la turbulence atmosphérique induit des variations de la phase du champ couplé.

Le premier mode de la turbulence atmosphérique est le mode piston [Noll 1976], qui représente la valeur moyenne de la phase sur la pupille. C'est aussi à peu de choses près la phase de l'amplitude complexe \mathbf{c}_{01} du champ guidé, telle qu'elle est calculée par l'intégrale de recouvrement de l'équation 3.4. Le mode piston se transmet donc presque intégralement à la fibre sous la forme de fluctuations de la phase du mode fondamental.

Le mode piston est indétectable avec une pupille unique car il ne modifie pas la qualité de l'image (ou l'intensité du champ couplé). Par contre en utilisation interférométrique, le mode piston différentiel entre les deux pupilles est particulièrement dommageable car il génère des fluctuations aléatoires du retard optique entre les deux faisceaux (section 7.4).

3.1.4 Chromatisme de l'efficacité d'injection

En toute rigueur, l'efficacité de couplage ρ est chromatique puisque la structure de $\mathbf{E}_{\text{fibre}}$, aussi bien que celle de $\mathbf{E}_{\text{foyer}}$, dépendent en général de la longueur d'onde.

Cependant pour une image limitée par la diffraction, la morphologie du champ au foyer du télescope (figure d'Airy) est invariante (à un facteur d'échelle près) par un changement de longueur d'onde. Dans la gamme utile des fréquences normalisées, le mode fondamental de la fibre garde un profil quasi-gaussien avec un rayon pratiquement proportionnel à λ [Neumann 1988]. Les deux champs évoluent donc en fonction de la longueur d'onde suivant une même homothétie, et l'intégrale de recouvrement (Eq. 3.7) reste inchangée. L'efficacité de l'injection est quasiment achromatique en l'absence de turbulence.

Il n'en est pas de même pour une source stellaire. Supposons par exemple la turbulence faible ($d/r_0 \leq 2$) : les modes de basculement (tip/tilt) sont dominants [Noll 1976] et l'image de l'étoile peut être modélisée par une tavelure unique (pseudo disque d'Airy) qui suit une marche aléatoire autour de sa position nominale. Le décentrement de la tavelure par rapport au cœur de la fibre dépend du temps exclusivement, alors que la sensibilité de ρ à un décentrement dépend seulement de la couleur. Ceci nous conduit à poser l'hypothèse suivante, raisonnable lorsque la turbulence est faible, et fort utile pour la suite (chapitre 7) : l'efficacité de couplage est une fonction à variables séparables du temps et du nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$. Autrement dit,

$$\rho(t, \sigma) = \rho_t(t) \rho_\sigma(\sigma). \quad (3.18)$$

Cette approximation est généralement valide en K pour $d \leq 1$ m. Ses limites sont mises en évidence dans des mesures présentées section 7.5.

3.1.5 Aspects pratiques

Quelles optiques utiliser ?

De la discussion ci-dessus il découle qu'une optique d'injection pour fibre monomode doit satisfaire un certain nombre de critères :

- La qualité optique doit être parfaite (l'efficacité de l'injection diminue de manière proportionnelle à la baisse de Strehl introduite par les aberrations), pour un faisceau assez ouvert (généralement compris entre $f/2$ et $f/5$). Par contre le champ hors aberrations peut être faible, la taille du cœur de la fibre étant comparable à celle d'un disque d'Airy ;
- L'obstruction centrale du faisceau ne doit pas être élargie par l'optique d'injection ;

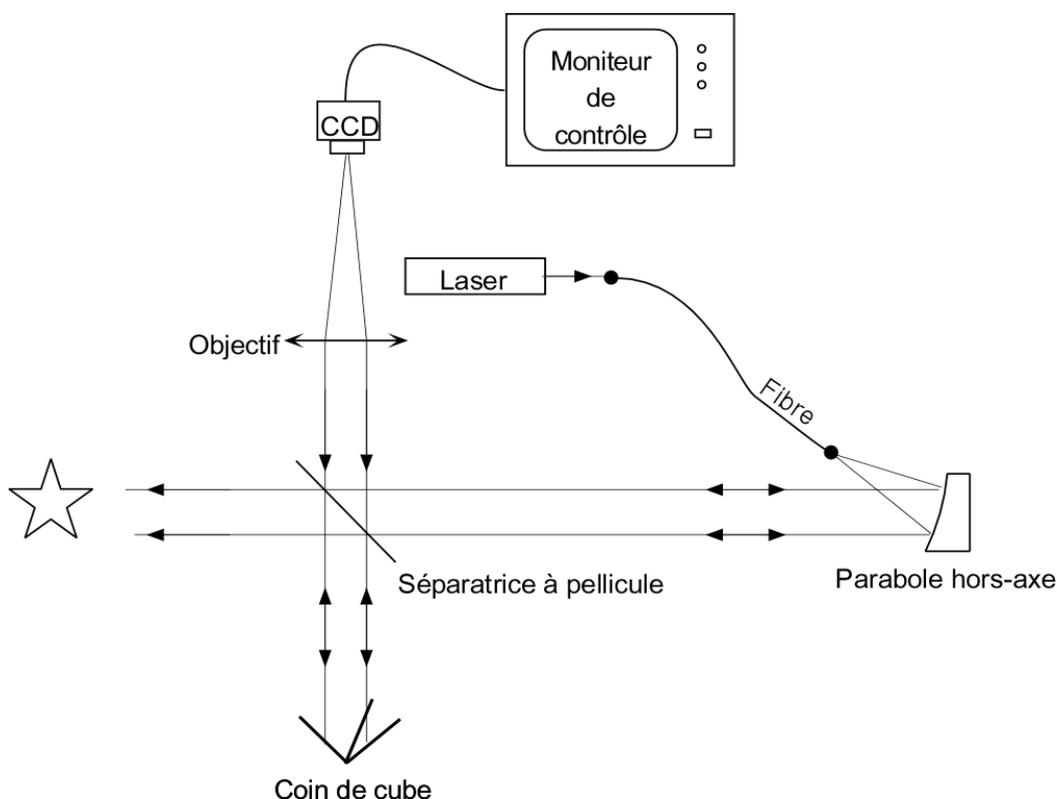


FIG. 3.4 – Montage optique permettant de contrôler la conjugaison de la tête de fibre et de l'image de l'étoile.

- L'optique doit être achromatique, pour pouvoir travailler en bande large et contrôler dans le visible le réglage de la focalisation.

Ces considérations nous ont conduit à utiliser un miroir parabolique hors-axe pour injecter un faisceau collimaté dans une fibre. Une parabole ouverte à $f/1$ avec un angle hors-axe de 30° permet de placer une fibre au foyer sans obstruer le faisceau, tout en préservant un champ hors aberrations sensiblement plus grand que le mode fondamental de la fibre. La parabole est le plus souvent utilisée sur sa partie centrale seulement, le diamètre du faisceau collimaté étant adapté au rapport d'ouverture souhaité pour l'injection.

Dans certains montages de laboratoire, lorsque l'efficacité de couplage n'est pas un paramètre critique, on peut se contenter de lentilles simples en CaF_2 qui présentent l'avantage d'être plus souples à manipuler.

Moyens de contrôle

Il est impératif de disposer d'une voie de contrôle pour conjuguer l'image de l'étoile avec le cœur de la fibre qui fait moins de $10\ \mu\text{m}$ de diamètre. Le système décrit par la figure 3.4 permet d'atteindre cet objectif. La fibre est rétroéclairée par une diode laser ou une source thermique, et les faisceaux collimatés provenant de l'étoile et de la fibre sont renvoyés dans une direction commune grâce à la combinaison de la séparatrice et du coin de cube. Si la source et la tête de fibre sont conjuguées, elles apparaissent superposées au foyer de la lunette. Ceci suppose que la précision de renvoi du coin de cube soit supérieure au diamètre angulaire de la tête de fibre vue au foyer de la parabole (20 secondes d'arc pour une fibre de $5\ \mu\text{m}$ au foyer d'une parabole de 50 mm). Par contre le système est insensible à une légère rotation de la séparatrice par rapport à sa position nominale. En contrôlant la qualité de l'image à travers la lunette, il est possible de positionner la fibre à l'endroit précis, au centre du champ de la parabole, où celle-ci ne présente pas d'aberrations. La focale de la lunette doit être au moins 5 fois supérieure à celle de la parabole afin de disposer d'un grandissement suffisant pour effectuer ce réglage.

Lorsque ce système est utilisé sur le ciel à des grandes distances zénithales, on constate que la position optimale n'est pas au centre de l'étoile. Cet effet est dû à la réfraction différentielle de l'atmosphère entre le visible et la bande K.

Réfraction différentielle

Le chromatisme de la réfraction atmosphérique a deux conséquences principales :

- La position de l'étoile n'est pas la même dans le visible et dans l'infrarouge : une correction doit être apportée à la position déterminée par la voie de contrôle dans le visible pour optimiser le flux injecté dans la fibre ;
- L'injection n'est véritablement optimisée que pour une seule longueur d'onde : le coefficient de couplage est chromatique.

Le premier effet n'est pas vraiment gênant dans la mesure où le réglage final de l'injection se fait toujours par optimisation du flux reçu sur le détecteur. Le second effet est plus sérieux car il menace de réduire la bande passante optique.

L'analyse ci-dessous va nous permettre de quantifier l'importance de la réfraction différentielle. L'approximation de la réfraction R au premier ordre par rapport à la distance zénithale z est [Saastamoinen 1972] :

$$R = R_0 \tan(z). \quad (3.19)$$

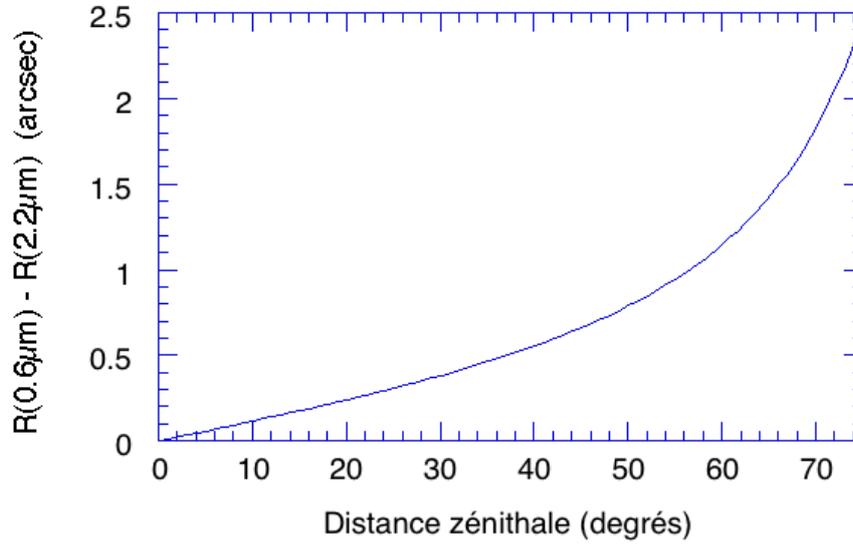


FIG. 3.5 – Réfraction différentielle entre 0.6 et 2.2 μm : écart entre la position dans le visible du centre de l'étoile (telle qu'indiquée par la caméra de contrôle), et la position moyenne pour la bande K.

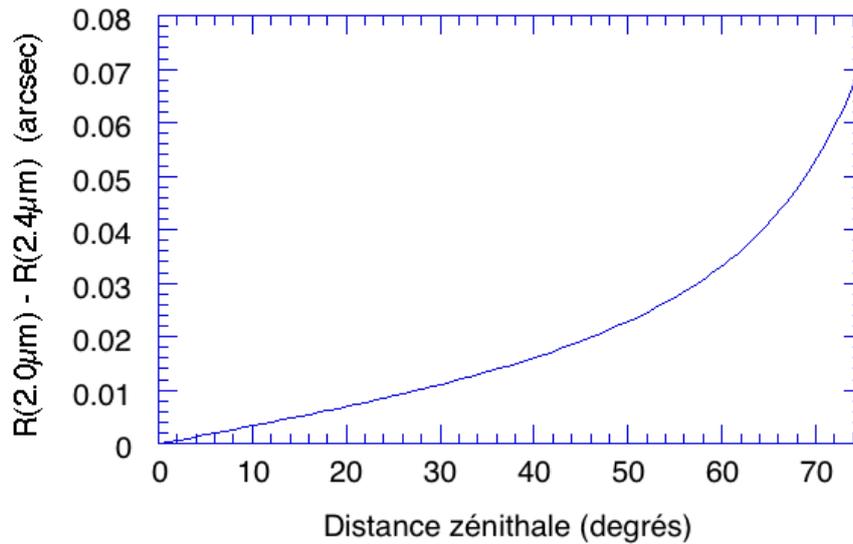


FIG. 3.6 – Réfraction différentielle entre 2.0 et 2.4 μm : étalement du centre de l'image de l'étoile en bande K.

Cette relation est valable pour des distances zénithales inférieures à 75° . Le facteur R_0 est lié à l'indice n de l'air par l'équation de Lorentz-Lorentz [Owens 1967] :

$$R_0 = \frac{n^2 - 1}{2n^2} \simeq n - 1. \quad (3.20)$$

L'indice de réfraction de l'air dépend des conditions atmosphériques et de l'humidité. Pour de l'air sec au niveau de la mer et dans des conditions standard ($p = 760$ mm Hg, $t = 15^\circ$ C, fraction volumique de CO_2 : 0.03 %), l'équation de dispersion s'écrit [Edlén 1953] :

$$(n - 1) 10^6 = 64.328 + \frac{29498.1}{146 - 1/\lambda^2} + \frac{255.4}{41 - 1/\lambda^2}. \quad (3.21)$$

La correction à apporter en fonction de la température t (en $^\circ$ C), de la pression p et de la pression de vapeur d'eau f (en mm Hg) a été déterminée expérimentalement par Barrel [1951] :

$$(n_{t,p} - 1) 10^6 = (n_{15,760} - 1) 10^6 \frac{p(1 + (1.049 - 0.0157t)10^{-6}p)}{720.883(1 + 0.003661t)} - f \frac{0.0624 - 0.000680/\lambda^2}{1 + 0.003661t}. \quad (3.22)$$

La réfraction différentielle entre le visible et la bande K (Fig. 3.5), ainsi que l'étalement de l'étoile pour la bande K (Fig. 3.6), ont été calculés jusqu'à une distance zénithale de 75° . Les conditions atmosphériques choisies sont typiques d'un observatoire situé dans un désert à 2000 m d'altitude : $p = 600$ mm Hg, $t = 15^\circ$ C, $f = 8$ mm Hg. L'amplitude de la réfraction différentielle est à rapprocher de la taille de l'image de l'étoile en K : entre 0.5 et 1.5 arcsec en présence de turbulence, ou bien 0.07 arcsec pour un télescope de 8 m limité par la diffraction (correction du front d'onde par optique adaptative). La dispersion chromatique de l'image, insignifiante pour des pupilles inférieures à 1 m ou bien limitées par la turbulence, n'est pas négligeable aux grandes distances zénithales lorsque la fibre est couplée à un très grand télescope.

3.1.6 Quelques mesures et résultats

Pupilles non corrigées

Au cours des campagnes FLUOR (chapitre 6) et Grand FLUOR (section 8.1), une vaste quantité d'enregistrements photométriques de lumière stellaire couplée dans une fibre monomode ont été réalisés. Ces mesures correspondent à différents types de pupilles, deux types de fibres différents ($2a = 6.5 \mu\text{m}$, $ON = 0.23$ et $2a =$

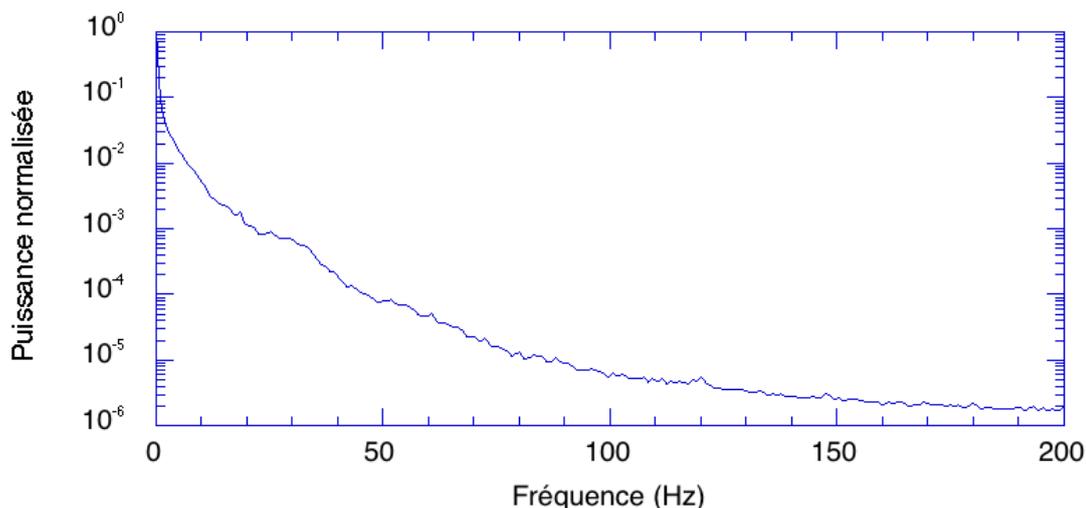


FIG. 3.7 – Spectre de puissance moyen (pour α Her le 6 avril 1992) des fluctuations de couplage dans une fibre monomode. Pupille de 80 cm.

$8.5 \mu\text{m}$, $ON = 0.17$), et des conditions de turbulence variées. Elles sont relatives car il n’y avait pas de source interne pour mesurer l’efficacité de l’injection hors turbulence, ni même de mesure simultanée de r_0 et de τ_0 . Pour ces mesures aucune correction de front d’onde, ni même de tip-tilt, n’est effectuée.

Un spectre de puissance moyen des fluctuations de couplage pour une pupille de 80 cm est montré figure 3.7. Il a été obtenu en sommant les spectres de 376 séquences d’une durée individuelle de 1 s, réparties sur une période de 140 minutes. Il est typique des fluctuations de couplage pour la nuit où il a été enregistré mais ne peut représenter la grande variété des conditions d’injections d’une nuit à l’autre, pour une même pupille (voir par exemple la figure 4 de l’article de la section 2.2).

L’influence du diamètre de la pupille est illustrée figure 3.8. Les deux séquences ont été enregistrées simultanément sur une même étoile, l’une avec un télescope de 0.4 m, l’autre avec un télescope de 0.9 m. Les deux télescopes sont séparés de 53 m et les fluctuations de phase sur les pupilles sont décorréélées, mais les paramètres r_0 et τ_0 sont les mêmes (au seeing de coupole près). La turbulence était très calme au moment de l’observation, et le petit télescope était probablement limité par la diffraction en K : la puissance injectée est pratiquement constante. Pour le télescope de 0.9 m, l’image est composée de quelques tavelures qui en passant devant la fibre engendrent des fluctuations plus importantes du signal. Le gain en puissance moyenne injectée est inférieure au rapport de la surface des pupilles : on retrouve le fait que l’efficacité du couplage diminue quand d/r_0 augmente.

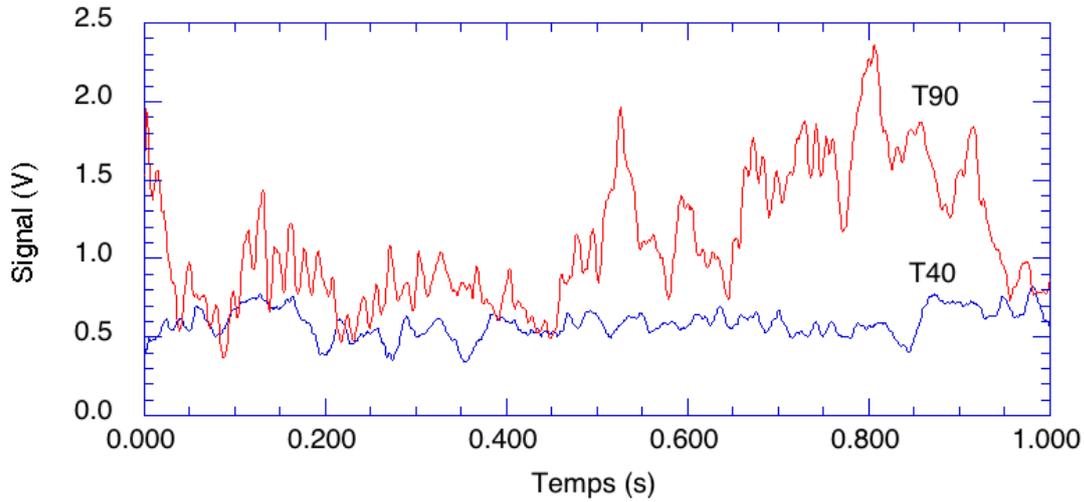


FIG. 3.8 – Fluctuations de couplage enregistrées simultanément en bande K au foyer de deux télescopes différents ($d = 0.4$ m et $d = 0.9$ m). Source α Ori (Bételgeuse) le 5 septembre 1993, signaux filtrés à 200 Hz.

Pupille corrigée par optique adaptative

Puisque une fibre monomode extrait la partie cohérente du rayonnement, l'efficacité de l'injection peut être grandement améliorée en augmentant, grâce à une optique adaptative, la cohérence de l'onde sur la pupille. L'optique adaptative [Tyson 1991 ; Alloin and Mariotti 1993] compense en temps réel les déformations du front d'onde incident pour phaser la pupille. Cette technique est particulièrement adaptée à l'infrarouge parce que les contraintes y sont considérablement diminuées [Kern 1990] : le nombre de degrés de liberté de l'asservissement est proportionnel à $(d/r_0)^2$, donc à $\lambda^{-12/5}$; la bande passante nécessaire varie en $\lambda^{-6/5}$; et le champ d'isoplanétisme (donc la probabilité de trouver une étoile de référence) augmente comme $\lambda^{12/5}$.

Le premier système d'optique adaptative mis en service pour l'astronomie est le prototype COME-ON [Kern 1990 ; Rigaut et al. 1991 ; Rigaut 1992], qui a permis d'obtenir des images limitées par la diffraction en K avec un télescope de 3.60 m. À terme, probablement tous les très grands télescopes présents ou à venir (Keck, VLT, Gemini...) seront équipés d'optique adaptative avec une correction totale en K (et partielle aux longueurs d'onde plus courtes).

Des tests de couplage ont été effectués en mars 94 avec le télescope de 3.60 m de l'ESO à La Silla équipé de COME-ON+, le successeur de COME-ON. Leur but était double :

- Vérifier le gain apporté par l'optique adaptative pour l'injection de la lu-

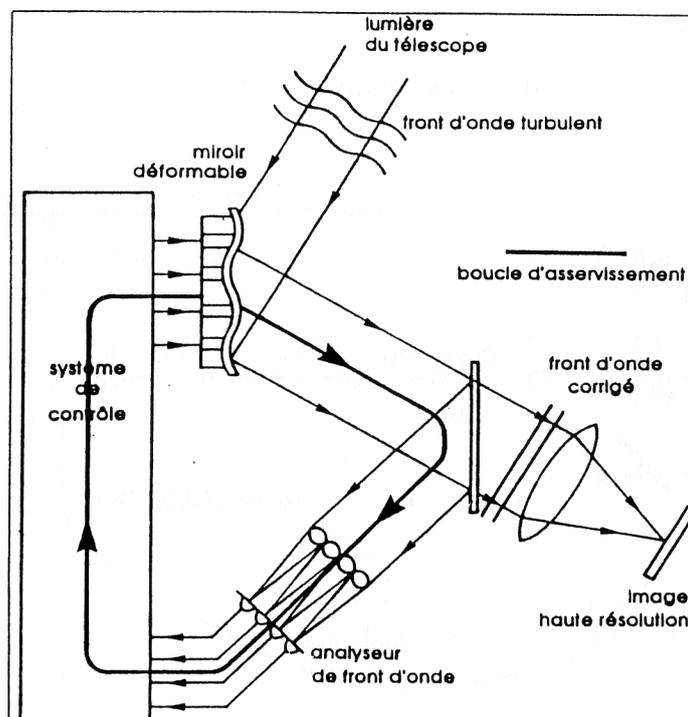


FIG. 3.9 – Principe du système COME-ON+ d'optique adaptative (d'après Rigaut et al. [1990]).

mière stellaire dans un guide d'onde monomode par un grand télescope ;

- Utiliser la fibre, associée à un photomètre rapide, comme "Strehlmètre" pour qualifier le comportement de COME-ON+ en mesurant les fluctuations du rapport de Strehl de l'image corrigée.

Le système COME-ON+ (illustré figure 3.9) est maintenant disponible comme instrument visiteur au foyer Cassegrain $f/8$ du télescope. Ses caractéristiques sont décrites en détail dans Rousset et al. [1994] et Beuzit et al. [1994]. Le système comprend une correction à deux niveaux : un miroir basculant (tip-tilt) compense les fluctuations d'angle d'arrivée du front d'onde, et un miroir déformable à 52 actionneurs compense les perturbations d'ordre supérieur. L'analyse du front d'onde se fait dans le visible, par un senseur de type Shack-Hartmann équipé d'un réseau de 32 microlentilles réparties sur une grille 7×7 .

Les tests de couplage ont été faits sur des étoiles brillantes qui sont normalement analysées par le détecteur "fort flux" (tube Reticon). Mais à la suite d'une défaillance de celui-ci, c'est le détecteur "faible flux" (CCD bombardé ou EBCCD), combiné à une lame neutre de densité 2.7, qui a été utilisé au foyer du Shack-Hartmann. Le signal fourni par l'EBCCD (à un rythme maximum de

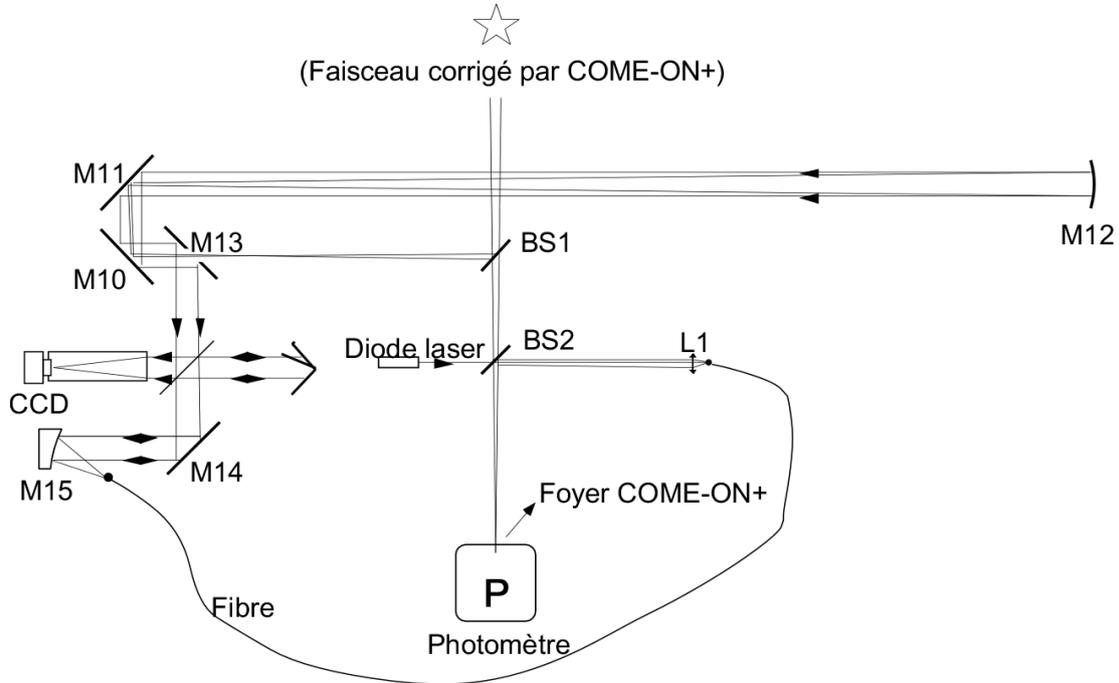


FIG. 3.10 – Montage optique permettant de faire des mesures d'efficacité de couplage à la sortie de ComeOn+.

100 images par seconde) est envoyé à un ordinateur câblé qui établit les pentes élémentaires pour chaque sous-pupille. La boucle d'asservissement est fermée par un ordinateur programmable qui calcule la matrice de commande des actuators. La bande passante en boucle fermée du miroir déformable (erreur à 0 dB) est de 25 Hz lorsque le flux de l'étoile est suffisant. Celle du miroir basculant est légèrement plus faible (20 ou 23 Hz suivant l'axe).

La voie imagerie (infrarouge) est focalisée à $f/45$ et renvoyée sous le banc de l'optique adaptative où l'interface utilisateur de COME-ON+ définit, sur 60 cm en amont du foyer, une zone où le faisceau corrigé est accessible. C'est là qu'a été monté le banc de test, schématisé figure 3.10.

Description du banc de test Le principe de la mesure consiste à prélever une partie d'un faisceau stellaire pour l'injecter dans une fibre monomode, et à procéder à une photométrie comparative entre la sortie du guide d'onde et l'étoile vue directement. A la sortie de COME-ON+, le faisceau corrigé est donc divisé en amplitude sur la séparatrice BS1 :

| | Voie directe | Voie fibre |
|--|------------------------------|--------------------------------|
| Réflexion sur BS1 et BS2 | | $0.694 \times 0.734 = 0.509$ |
| Transmission de BS1 et BS2 | $0.306 \times 0.266 = 0.081$ | |
| Réflexion miroirs Al | | $(0.96)^6 = 0.783$ |
| Réflexion miroirs Au | | $(0.98)^2 = 0.960$ |
| Transmission de la séparatrice à pellicule | | 0.92 |
| Efficacité d'injection dans la fibre | | ρ |
| Pertes Fresnel fibre | | $(0.96)^2 = 0.922$ |
| Atténuation de la fibre (30 dB/km) | | 0.979 |
| Pertes Fresnel de la lentille L1 | | $(0.96)^2 = 0.922$ |
| Transmission globale | 0.081 | 0.293 ρ |

TAB. 3.1 – Transmissions comparées de la voie directe et de la voie fibre.

- La partie transmise traverse la séparatrice BS2 puis est focalisée directement sur le détecteur ;
- La partie réfléchiée traverse le miroir percé M13, est collimatée par le miroir sphérique M12 puis injectée dans une courte longueur (3 m) de fibre monomode par la parabole hors-axe M15. Une unité de contrôle (décrite section 3.1.5) est insérée pour s'assurer de la conjugaison de l'étoile et de la tête de fibre. La sortie de la fibre est imagée sur le photomètre par la lentille L1, après une réflexion sur BS2.

Un obturateur situé entre BS1 et BS2 permet de couper la voie directe pour ne mesurer que le flux injecté dans la fibre. Inversement, la voie fibre peut être supprimée en dépointant l'étoile de la tête du guide d'onde. Le rapport des deux valeurs fournit l'efficacité d'injection ρ , après étalonnage des séparatrices et correction des pertes additionnelles (tableau 3.1)

Le détecteur est une photodiode InSb de 0.5 mm de diamètre. Les caractéristiques du photomètre, telles qu'elles ont été mesurées lors de la mission de mars 1994, sont regroupées dans le tableau 3.2.

L'ouverture numérique du faisceau injecté dépend de la focale du miroir collimateur M12 et de la parabole hors-axe M15. Le programme prévoyait de faire les mesures avec des miroirs différents pour faire varier l'ouverture ; mais en définitive des optiques défailantes n'ont permis d'obtenir des mesures fiables que pour $f/d = 3$.

| | |
|--------------------------------|--------------------------------------|
| Détecteur | Cincinnati IDH100 |
| Diamètre | 0.5 mm |
| Température de fonctionnement | 77 K |
| Résistance de contre-réaction | 5 G Ω |
| Fréquence de coupure (à -3 dB) | 110 Hz |
| Gain (sortie $\times 2.5$) | 6.6×10^9 V/W |
| NEP | 2.1×10^{-14} W/ \sqrt{Hz} |

TAB. 3.2 – Caractéristiques du photomètre rapide de l'ESO employé pour les tests.

| Fibre | | ρ_0 |
|--------------|--|----------|
| VF 1078 | Efficacité théorique | 0.39 |
| VF 1078 | Efficacité mesurée (avec correction statique des aberrations) | 0.35 |
| VF 1078 | Efficacité mesurée (sans correction des aberrations) | 0.29 |
| VF (MP) 1492 | Efficacité mesurée (avec correction statique des aberrations) | 0.25 |

TAB. 3.3 – Efficacité de couplage d'une source ponctuelle non turbulente avec une fibre à cœur circulaire (VF 1078) et une fibre à maintien de polarisation (VF (MP) 1492).

Efficacité de l'injection pour une source interne (statique) Les premiers tests de couplage ont été effectués avec une source ponctuelle interne au banc COME-ON+ (donc non turbulente). Les mesures effectuées sur une fibre à cœur circulaire (VF 1078, $2a = 10 \mu\text{m}$, $ON = 0.16$) et une fibre à maintien de polarisation (VF (MP) 1492, cœur rectangulaire de $3 \times 8.5 \mu\text{m}$) sont regroupées dans le tableau 3.3. Pour une pupille de 3.60 m avec une obstruction centrale de 1.57 m, et un faisceau ouvert à $f/d = 3$, l'intégrale de recouvrement (Eq. 3.7) du disque d'Airy par le champ guidé dans le cœur circulaire donne une efficacité théorique d'injection $\rho_0 = 0.39$. L'ouverture numérique du faisceau injecté n'est pas optimale pour cette fibre : l'efficacité maximum $\rho_{\text{max}} = 0.49$ est obtenue pour $f/d = 4.3$.

La voie imagerie du banc COME-ON+ présente des aberrations qui nuisent à l'efficacité de l'injection, mais peuvent être réduites en bouclant l'asservissement de manière quasi-statique. L'injection est d'autant meilleure que les aberrations sont bien corrigées, c'est-à-dire (entre autres) que la matrice d'interaction entre les pentes des sous-pupilles et les actuateurs est de bonne qualité. La matrice d'interaction de COME-ON+ dépend de nombreux paramètres et doit être déterminée expérimentalement à chaque nouveau réglage du banc de l'optique adaptative. La valeur présentée dans le tableau ($\rho_0 = 0.35$) est celle obtenue pour la meilleure matrice d'interaction. Avec un autre réglage et une moins bonne matrice, le couplage peut être moins efficace. Dans le pire des cas, la valeur mesurée est $\rho_0 = 0.20$.

Enfin la qualité de l'injection dans la fibre à maintien de polarisation ($\rho_0 = 0.25$) est meilleure que ce que la morphologie très allongée du cœur, peu compatible avec une figure d'Airy, pouvait laisser craindre.

Efficacité de l'injection pour une source stellaire (turbulente) L'observation d'une source stellaire permet de mesurer à la fois l'efficacité de couplage ρ et le rapport de Strehl $\mathcal{S} = \rho/\rho_0$ (Eq. 3.17), après avoir calibré ρ_0 sur la source statique interne.

Pour la première fois il était donc possible de suivre les variations rapides du rapport de Strehl de l'image corrigée par COME-ON+ (figures 3.11 et 3.12). Le résultat fut une surprise, puisque au lieu de présenter des fluctuations aléatoires dues au résidu de turbulence atmosphérique non corrigée par l'optique adaptative, le flux couplé est surtout modulé par une composante à 25 Hz dont l'origine instrumentale ne saurait faire de doute.

L'intensité de la composante à 25 Hz est variable suivant la direction pointée par le télescope, mais elle est encore présente lorsque l'asservissement est éteint (figure 3.13). Elle a aussi été observée après avoir débranché toutes les électroniques de l'instrumentation (COME-ON+ et banc de test) au foyer Cassegrain. Par contre, elle n'apparaît jamais avec la source interne de COME-ON+. Il s'agit

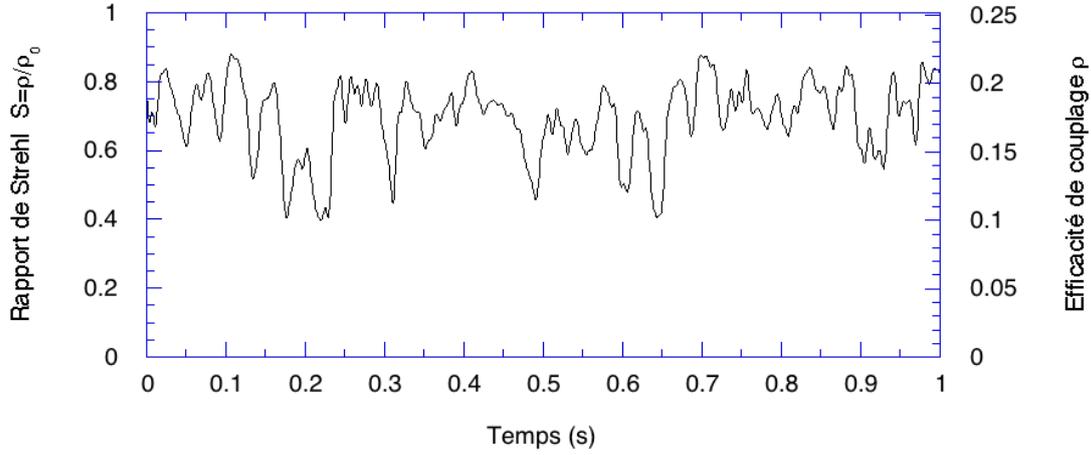


FIG. 3.11 – Rapport de Strehl et efficacité de l’injection d’une source stellaire (GM Lup) dans une fibre monomode (VF 1078) ; pupille de 3.60 m corrigée par COMEON+. Noter la présence d’une modulation de période 0.04 s (25 Hz), due à une vibration du tube du télescope. Turbulence atmosphérique très calme ($r_0 = 65$ cm et $\tau_0 = 0.4$ s en K). Une mesure préliminaire du couplage sur la source interne a permis d’étalonner $\rho_0 = 0.25$ pour ce réglage du banc d’optique adaptative.

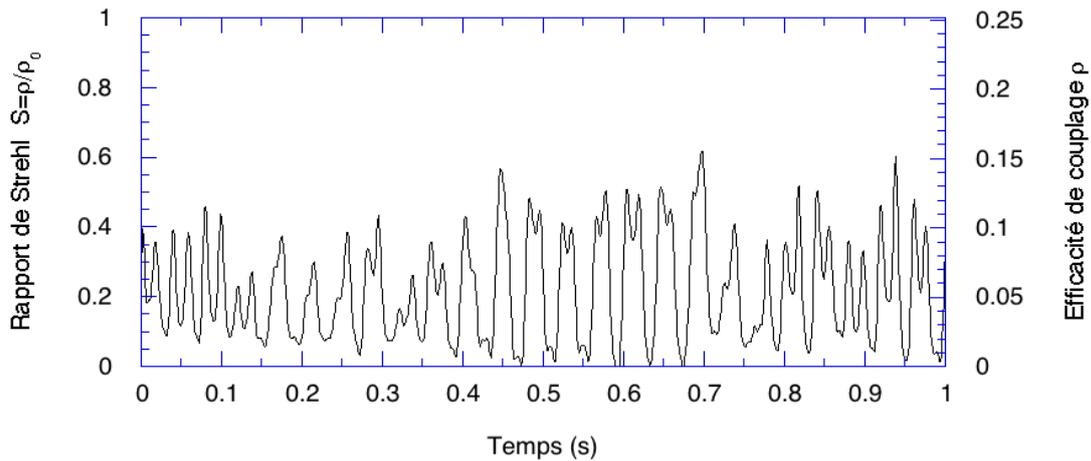


FIG. 3.12 – Autre enregistrement des fluctuations de couplage, dans des conditions expérimentales identiques. La modulation de l’énergie injectée est maintenant totale.

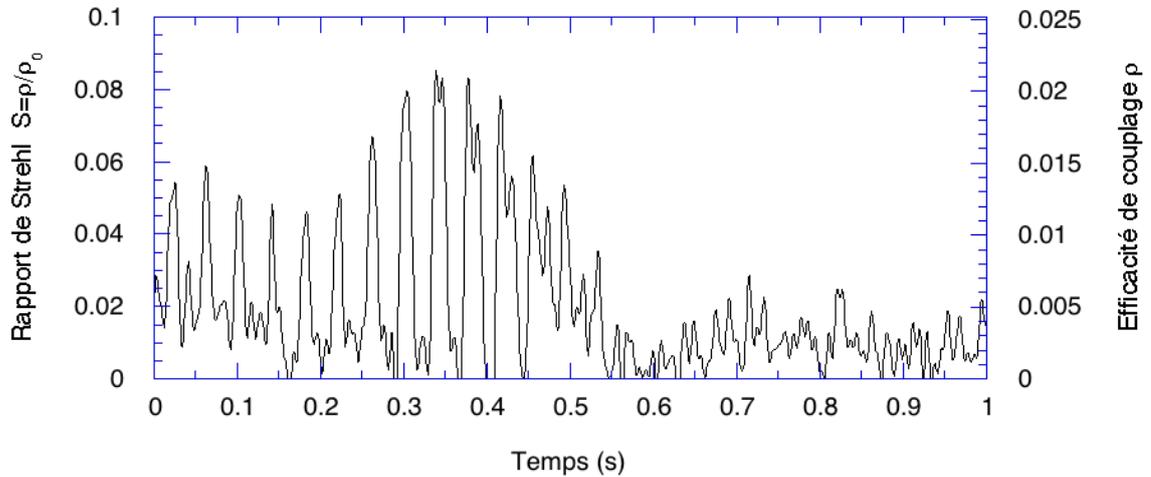


FIG. 3.13 – Rapport de Strehl et efficacité de l'injection d'une source stellaire (GM Lup) dans une fibre monomode (VF 1078) ; pupille de 3.60 m non corrigée.

donc d'une vibration mécanique de l'ensemble de la structure du télescope, trop rapide pour pouvoir être compensée par le miroir tip-tilt l'optique adaptative. Lorsque la modulation du flux injecté est totale (comme pour la séquence de la figure 3.12), l'amplitude de l'oscillation est au moins égale au diamètre d'un disque d'Airy en K, soit 150 mas. Lors des images en longue pose habituellement réalisées au foyer de COME-ON+, cette vibration est indétectable directement mais se traduit par une dégradation du rapport de Strehl moyen pouvant atteindre 70 %. L'origine de la perturbation reste à identifier (elle semble liée au moins en partie à des ventilateurs récemment installés dans la cage Cassegrain), à moins qu'il ne s'agisse d'une fréquence de résonance naturelle du tube du télescope.

A cause de l'effet instrumental mis en évidence par la modulation à 25 Hz, les mesures de l'efficacité de couplage et du rapport de Strehl moyens ($\langle \mathcal{S} \rangle = 0.019$ sans correction et $\langle \mathcal{S} \rangle = 0.22$ à 0.70 avec correction suivant l'intensité de la modulation) ne sont pas très significatives des performances normales d'une optique adaptative. Le gain en efficacité de couplage apporté par la correction est à comparer à la quantité $(d/r_0)^2 = 30$.

3.2 Injection d'une source étendue

Il est parfois nécessaire de coupler une fibre à une source étendue (multimode), comme par exemple un corps noir ou une lampe à incandescence. Une lampe à filament de tungstène fournit une bonne source thermique pour le laboratoire, à

peu près équivalente à un corps gris de température 3300 K, et d'émissivité 0.4 [Oriol 1992].

3.2.1 Cas général

Le couplage entre une source étendue et une fibre peut se faire soit en faisant l'image de la source sur la tête de fibre, soit en plaçant directement la fibre devant la source. En supposant lambertien le rayonnement émis, un raisonnement heuristique simple faisant appel à l'optique géométrique² permet de connaître la puissance injectable dans la fibre. La "surface" S d'une fibre monomode peut être définie à partir du rayon w_0 du mode fondamental introduit dans la section 2.1.2 :

$$S = \pi w_0^2. \quad (3.23)$$

Son "angle solide d'acceptance" peut être calculé à partir de la divergence θ_d du faisceau émis en sortie de fibre (cf. section 3.3). En utilisant les approximations classiques pour les angles faibles, on a

$$\Omega = \pi \theta_d^2 \quad (3.24)$$

et dans l'air (Eq. 3.34)

$$\theta_d = \frac{\lambda}{\pi w_0}, \quad (3.25)$$

d'où

$$\Omega = \frac{\lambda^2}{\pi w_0^2}. \quad (3.26)$$

La puissance injectable est le produit de la brillance B de la source (énergie rayonnée par unité de surface et d'angle solide) par l'étendue de faisceau $S\Omega$ acceptée par la fibre³. On a donc

$$P_{\text{inj}} = B \lambda^2. \quad (3.27)$$

Dans la pratique la puissance effectivement injectée est moindre car il n'est pas facile de faire en sorte que la source soit suffisamment étendue, ou suffisamment proche de la tête de fibre, pour en saturer le champ de vision.

Il est important de noter que *la puissance injectable dans une fibre monomode à partir d'une source étendue ne dépend pas de la puissance de la source, mais seulement de sa brillance, et de l'angle solide sous lequel elle est vue de la tête de fibre. De même, les caractéristiques de la fibre (ouverture numérique, diamètre du cœur) sont indifférentes.*

²Bien que l'optique géométrique ne soit pas adéquate pour décrire les propriétés des fibres monomodes, une analyse rigoureuse aboutit au même résultat [McMahon 1975; Marcuse 1975].

³Ce n'est pas un hasard si l'étendue de faisceau acceptée par la fibre est égale à λ^2 , c'est-à-dire l'étendue de cohérence d'un rayonnement quasi monochromatique [Léna 1986].

3.2.2 Application au rayonnement thermique

La brillance monochromatique (en $\text{W m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{m}^{-1}$) du corps noir à température T est donnée par la relation de Planck :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (3.28)$$

La puissance injectable pour une bande passante optique de largeur $\Delta\lambda$ autour de la longueur d'onde centrale λ_0 est donc

$$\begin{aligned} P_{\text{inj}} &\simeq B_\lambda(T) \lambda_0^2 \Delta\lambda \\ &= \frac{2hc^2 \Delta\lambda}{\lambda_0^3} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda_0 kT}\right) - 1 \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Lampe à filament En tenant compte d'une émissivité de 0.4 pour le tungstène, et d'une température de 3300 K, la puissance maximum injectable dans la bande K à partir d'une lampe à filament est de l'ordre de $0.3 \mu\text{W}$, ce qui correspond au flux collecté par un miroir de 1 m^2 sur une étoile de magnitude $K = -8.2$.

Fond thermique On peut majorer le niveau du fond thermique guidé dans la bande K par une fibre monomode à température ambiante, en supposant celle-ci plongée dans un corps noir à 300 K. Le calcul donne $P_{\text{inj}} = 5.5 \times 10^{-15} \text{ W}$, ce qui est inférieur d'au moins un ordre de grandeur au bruit des détecteurs qui ont été utilisés (NEP minimum de $4 \times 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ et bande passante de 1000 Hz).

En bande L ($\lambda_0 = 3.75 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0.7 \mu\text{m}$), le niveau du fond thermique qui passe à travers la fibre n'est pas négligeable ($P_{\text{inj}} = 4.7 \times 10^{-12} \text{ W}$); mais le bruit de photon associé à ce flux correspond à une NEP de $5.0 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ qui reste encore inférieure aux performances des meilleurs photomètres actuels. L'interférométrie par optique guidée monomode en bande L est donc envisageable, à condition de faire en sorte que le détecteur ne voie de fond thermique à 300 K qu'à travers le cœur de la fibre, comme c'est le cas par exemple avec des détecteurs fibrés (section 9.1.4).

3.3 Couplage en sortie de fibre

L'extraction du faisceau guidé par une fibre monomode pour alimenter un système optique est un problème nettement moins délicat que l'injection de la lumière stellaire dans le guide d'onde. Le fait que la tête de fibre soit en général fixe et délivre un faisceau "propre" (quasi gaussien) arrange bien les choses. Le plus souvent le faisceau de sortie est collecté par une lentille qui le collimate, ou

bien réimage la tête de fibre sur un détecteur. Alternativement, il est possible de placer un détecteur directement en regard de la tête de fibre, ce qui permet d'éviter les optiques intermédiaires. Cette solution est actuellement à l'étude pour des photomètres infrarouges fibrés (section 9.1.4).

Le faisceau émis par une fibre largement multimode est un cône aux limites précises, correspondant à son ouverture numérique. Ce n'est pas le cas avec une fibre monomode, et la question se pose de savoir quelle est la taille du détecteur, ou l'ouverture des optiques collectrices, qui permettent d'intercepter une fraction suffisante de l'énergie rayonnée.

Dans cette partie j'adopterai l'approximation gaussienne pour la structure du mode fondamental guidé par la fibre (section 2.1.2), ce qui permettra de sortir une expression analytique du coefficient de couplage en sortie. En bout de fibre, le champ n'étant plus guidé diffracte et forme un faisceau gaussien à propagation libre [Neumann 1988]. Visuellement, si on place un écran devant la fibre, on observe une tache circulaire aux contours imprécis, dont le diamètre croît avec l'éloignement entre l'écran et la tête de fibre. Le profil en intensité du faisceau gaussien libre s'écrit

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left[\frac{-r^2}{w^2(z)} \right], \quad (3.30)$$

où w_0 est le rayon à $1/e^2$ en intensité du champ guidé dans la fibre. Le rayon $w(z)$ du faisceau libre à la distance z de la tête de fibre est donné par Kogelnik and Li [1966] :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}, \quad (3.31)$$

où z_R est la longueur de Rayleigh qui vaut [Siegman 1971]

$$z_R = \frac{\pi n w_0^2}{\lambda}. \quad (3.32)$$

Pour une fibre monomode standard à $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$, la longueur de Rayleigh dans l'air est comprise entre 20 et 45 μm . Lorsque la distance à la tête de fibre est grande devant la longueur de Rayleigh, le rayon du faisceau libre est proportionnel à l'éloignement :

$$w(z) \simeq w_0 \frac{z}{z_R} = \frac{z\lambda}{\pi n w_0} \quad (z \gg z_R). \quad (3.33)$$

Considérons maintenant le cône dont la surface est le lieu où l'intensité atteint $1/e^2$ fois sa valeur sur l'axe. Son angle de divergence vérifie la relation

$$\tan \theta_d = \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi n w_0}. \quad (3.34)$$

La divergence totale ($2\theta_d$) dans l'air d'un faisceau émis par une fibre monomode à $2.2\ \mu\text{m}$ est comprise entre 15 et 20° . Dans le cadre de l'approximation gaussienne, le produit Vw_0 est constant [Neumann 1988]. Le diamètre de mode est proportionnel à λ , et la divergence en sortie de fibre indépendante de la longueur d'onde.

Le flux passant à travers un diaphragme de rayon R à une distance z de la tête de fibre est l'intégrale de l'intensité sur la surface du diaphragme :

$$\begin{aligned} P_R &= \int_0^R 2\pi I(r, z) r dr & (3.35) \\ &= \int_0^R 2\pi I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)}\right)^2 \exp\left[\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right] r dr \\ &= \frac{\pi}{2} I_0 w_0^2 \left(1 - \exp\left[\frac{-2R^2}{w^2(z)}\right]\right). \end{aligned}$$

Il est intéressant de le comparer au flux total rayonné par la fibre, correspondant à la puissance passant à travers un diaphragme de rayon infini :

$$P_\infty = \frac{\pi}{2} I_0 w_0^2. \quad (3.36)$$

On peut ainsi écrire le coefficient de couplage en sortie pour une lentille ou un détecteur de rayon R :

$$\rho_{\text{sortie}} = \frac{P_R}{P_\infty} = 1 - \exp\left[\frac{-2R^2}{w^2(z)}\right]. \quad (3.37)$$

En introduisant la valeur du rayon du faisceau gaussien libre (Eq. 3.31) et celle de la longueur de Rayleigh (Eq. 3.32) dans l'équation 3.37, on obtient finalement :

$$\rho_{\text{sortie}} = 1 - \exp\left[\frac{-2R^2}{w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z\lambda}{n\pi w_0^2}\right)^2\right)}\right]. \quad (3.38)$$

Les figures 3.14 et 3.15 illustrent le coefficient de couplage en sortie dans le cas d'une lentille collectrice située en champ lointain, et celui d'un détecteur circulaire placé directement devant la fibre, à une distance comparable à la longueur de Rayleigh.

3.4 Conclusion

Il existe une différence de nature fondamentale entre l'optique dioptrique classique et l'optique guidée, et on ne peut transformer sans perte une onde se propageant librement en faisceau guidé, même dans une configuration idéale où la

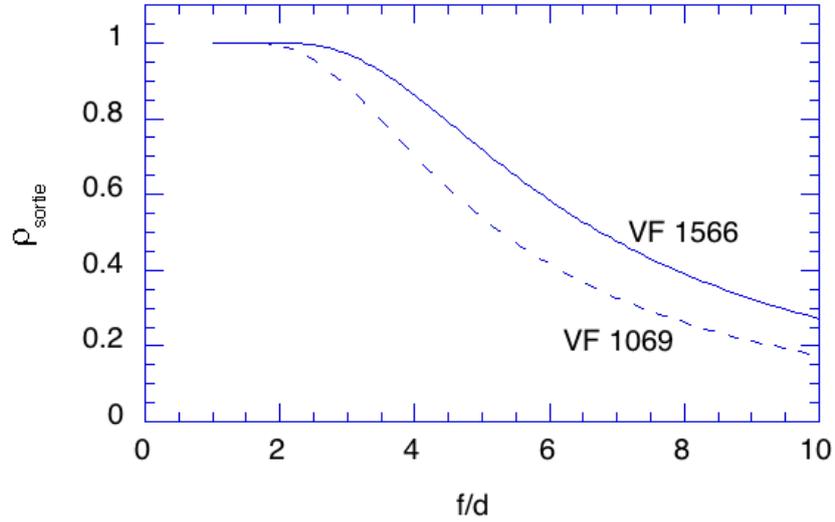


FIG. 3.14 – Efficacité de couplage en sortie en fonction de l'ouverture numérique de la lentille collimatrice, pour les fibres VF 1069 ($2a = 6.5 \mu\text{m}$, $ON = 0.23$) et VF 1566 ($2a = 8.5 \mu\text{m}$, $ON = 0.17$).

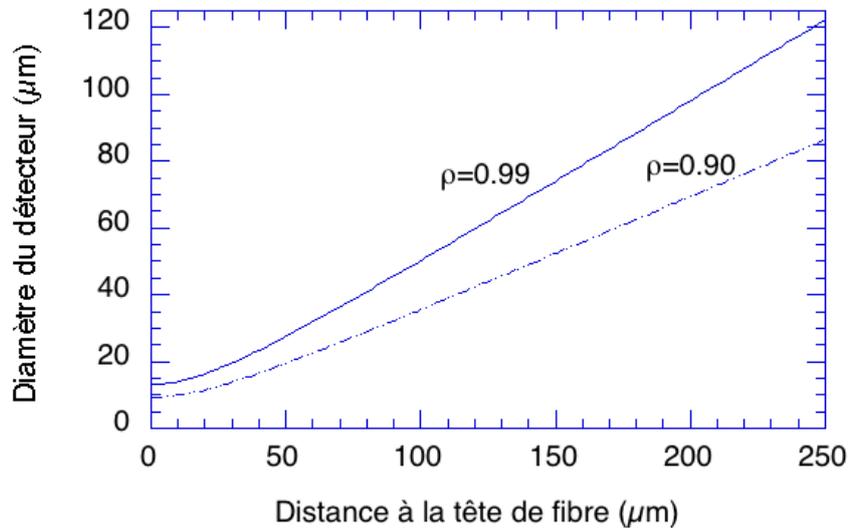


FIG. 3.15 – Cas d'un détecteur placé directement en regard de la tête de fibre. Diamètre de la surface sensible nécessaire pour collecter respectivement 90 et 99% de la lumière émise par la fibre. Fibre VF 1069.

turbulence est absente. C'est le prix à payer pour obtenir le filtrage spatial fourni par une fibre monomode.

En optique dioptrique, le champ de la figure d'Airy formée au foyer d'un télescope par une source ponctuelle comporte des sauts de phase, alors que la phase doit être constante sur toute la section du mode fondamental. Cette incompatibilité explique que des pertes existent même dans une configuration idéale (image limitée par la diffraction, pupille sans obstruction centrale), où l'efficacité maximale de l'injection est de 78%. Cette valeur peut être réduite d'un facteur 2 si la pupille présente une obstruction centrale importante.

En présence de turbulence, le rendement à l'injection présente des fluctuations temporelles importantes. On montre que l'efficacité du couplage est alors directement liée au rapport de Strehl de l'image, ou ce qui revient au même, à l'intégrale de l'autocorrélation de la pupille. L'énergie totale qui peut être injectée dans la fibre est donc limitée par la taille r_0 d'une aire de cohérence sur la pupille. A cet égard, la situation est nettement plus favorable en infrarouge, puisque r_0 croît comme $\lambda^{6/5}$ [Roddier 1981].

L'efficacité du couplage avec un grand télescope peut être considérablement augmentée si on recourt à l'optique adaptative pour phaser l'onde incidente. La mesure de cette efficacité est aussi un excellent moyen d'évaluer le résidu de phase non corrigé par le système d'optique adaptative. Ainsi, le couplage d'un guide d'onde monomode avec le système COME-ON+ sur le télescope de 3.60 m de l'ESO à La Silla a permis d'isoler une perturbation instrumentale à 25 Hz, trop rapide pour pouvoir être identifiée autrement, mais qui provoque une dégradation du rapport de Strehl moyen pouvant atteindre 70%.

Tout de même, à cause des pertes fondamentales et de la lourdeur des optiques de transfert on aura soin, dans la conception d'un interféromètre à fibres, de minimiser le nombre d'interfaces entre l'optique guidée et l'optique dioptrique. Autant que possible, il faut éviter que la propagation dans l'instrument comporte une alternance de parties aériennes et de parties guidées. Une fois la lumière injectée dans la fibre, elle ne doit en sortir que pour aller directement sur le détecteur.

Chapitre 4

Qualification des composants

Dans ce chapitre sont présentées les techniques qui ont été mises au point pour caractériser les composants monomodes en vue de leur utilisation dans un interféromètre stellaire. Dans le cadre des expériences FLUOR, la société Le Verre Fluoré nous a fourni plus de 200 m de fibre infrarouge de différentes sortes, et une dizaine de coupleurs.

Certains des paramètres fondamentaux (longueur d'onde de coupure, ouverture numérique...) sont bien déterminés car directement maîtrisés par le fabricant. Par ailleurs, la procédure de réduction des données de FLUOR (chapitre 7) permet d'éviter des calibrations préalables en laboratoire. Pourquoi alors procéder à des tests ? Pour deux raisons principales. D'une part il est, pour l'utilisateur, indispensable d'acquérir un savoir-faire en laboratoire avant d'aller manipuler les composants "sur le ciel". La pratique en laboratoire permet de faire varier les paramètres expérimentaux à volonté, ce qui n'est pas possible avec un interféromètre stellaire. On peut par exemple déterminer quel est le flux minimum nécessaire pour détecter les franges (section 4.5). D'autre part les processus de fabrication sont encore relativement artisanaux et peu stabilisés. Chaque pièce, même si elle fait partie d'un lot de composants sensés être identiques, est en fait unique. Il est important de connaître sa "personnalité" afin de pouvoir appairer chaque composant de la manière la plus judicieuse dans le montage final de l'interféromètre.

En pratique, les points essentiels à vérifier sont les suivants :

- Photométrie : transmission des fibres, coefficients de couplage et pertes intrinsèques des coupleurs ;
- Différences de longueur : deux composants appariés doivent en principe être de la même longueur pour réduire la dispersion ;
- Dispersion intrinsèque : une dispersion différentielle peut subsister entre deux composants de même longueur.

La caractérisation photométrique est absolue (une mesure par composant), alors

que les deux autres sont relatives (une mesure par paire de composants comparables). Le banc de test le mieux adapté pour les mesures relatives est un interféromètre Mach-Zehnder mixte (séparation des faisceaux sur une lame de verre et recombinaison dans un coupleur), qui peut aussi être utilisé comme un spectromètre à transformée de Fourier (*Fourier Transform Spectrometer*, ou FTS). Il est décrit en détail dans la section 4.1. Nous verrons en 4.2 comment le montage interférométrique peut servir à mesurer les différences de longueur. Le formalisme associé à un FTS à fibres est présenté section 4.3 : il permet de lier l'amplitude de la TF de l'interférogramme à la courbe de transmission du composant, et la phase à la dispersion différentielle entre les deux bras.

La réduction de la dispersion et le contrôle de la polarisation sont les deux problèmes principaux à résoudre pour obtenir un bon rapport S/B dans un interféromètre à fibres. Le contrôle de la polarisation se fait au moyen d'"oreilles de Mickey" (présentées dans le chapitre précédent) selon une procédure décrite section 4.1.4.

La dispersion augmente artificiellement le nombre de franges de l'interférogramme et oblige l'utilisateur à acquérir des séquences plus longues pour une même résolution spectrale, ce qui entraîne une perte de sensibilité. Elle apparaît si la longueur des fibres diffère dans chaque bras de l'instrument, ou si celles-ci n'ont pas la même constante de propagation moyenne. J'ai voulu savoir quelles étaient les limites dans ce domaine : dans quelle mesure peut-on rendre non dispersif un interféromètre à fibres ? L'origine de la dispersion dans une fibre monomode est double : une partie vient de la variation de l'indice du verre avec la longueur d'onde, et l'autre est propre à la structure du guide d'onde. Avec des fibres en verre fluoré il est possible, en modifiant la structure du guide, de faire en sorte que les deux composantes se compensent presque exactement sur une bande spectrale assez large. Ces considérations sur la dispersion font l'objet de l'article "Minimization of fiber dispersion effects in double Fourier stellar interferometers".

4.1 Un interféromètre Mach-Zehnder à fibres

4.1.1 Description générale

Le banc interférométrique a été monté sous diverses formes, mais son principe reste le même. La version présentée ici (Fig. 4.1) est celle qui a été assemblée à Kitt Peak au cours de l'été 93 pour tester les composants de Grand FLUOR. Le choix des optiques était commandé par leur disponibilité plus que par un souci d'optimisation. Néanmoins l'ensemble forme déjà un outil très performant pour l'analyse des composants fibrés.

La source cohérente (source secondaire) est la sortie d'une fibre monomode éclairée en entrée par le filament d'une lampe de poche Maglite. La température de couleur est d'environ 3000 K (correspondant à une étoile de type spectral M), et légèrement modulable en faisant varier la tension aux bornes du filament. La collimation du faisceau, et sa réinjection sur les entrées des bras de l'interféromètre, est effectuée par des lentilles simples en IRGN6 de 22 mm de focale. Etant donnée la médiocre qualité des optiques (aberration de sphéricité et chromatisme), l'efficacité de l'injection de la source secondaire dans les entrées des deux voies est faible. Cependant, le mauvais rendement du système est compensé par la grande luminosité de la source (comparée à celle d'une étoile). Le dispositif (coin de cube + CCD) pour contrôler dans le visible la conjugaison de la source secondaire avec les entrées de chaque voie a été décrit dans la section 3.1.5. A cause de l'important chromatisme des lentilles, il ne permet pas de régler la focalisation qui doit être ajustée par tâtonnements successifs en optimisant le flux à travers chaque voie.

La ligne à retard est une unité de translation asservie en vitesse, fabriquée par la société ANORAD. La stabilité de la vitesse est meilleure que 4% crête à crête. Sur la partie mobile, un montage en "œil de chat" (parabole et miroir plan focal) assure une modulation de la différence de marche double du déplacement de la ligne à retard.

Le dispositif de contrôle de la polarisation se situe dans chaque bras, en amont du coupleur.

Le détecteur est une photodiode InSb dans un cryostat refroidi à l'azote liquide (NEP $\simeq 2 \times 10^{-14}$ W.Hz $^{-1/2}$). Sa réponse est linéaire jusqu'à environ 2000 Hz. Le signal est amplifié, éventuellement filtré, puis numérisé et enregistré avec une carte Lab-NB et un logiciel développé en langage LabVIEW sous Macintosh. Parallèlement, une sortie du préampli est envoyé sur un haut-parleur, ce qui permet de détecter les franges à l'oreille lorsqu'elles défilent à une fréquence audible.

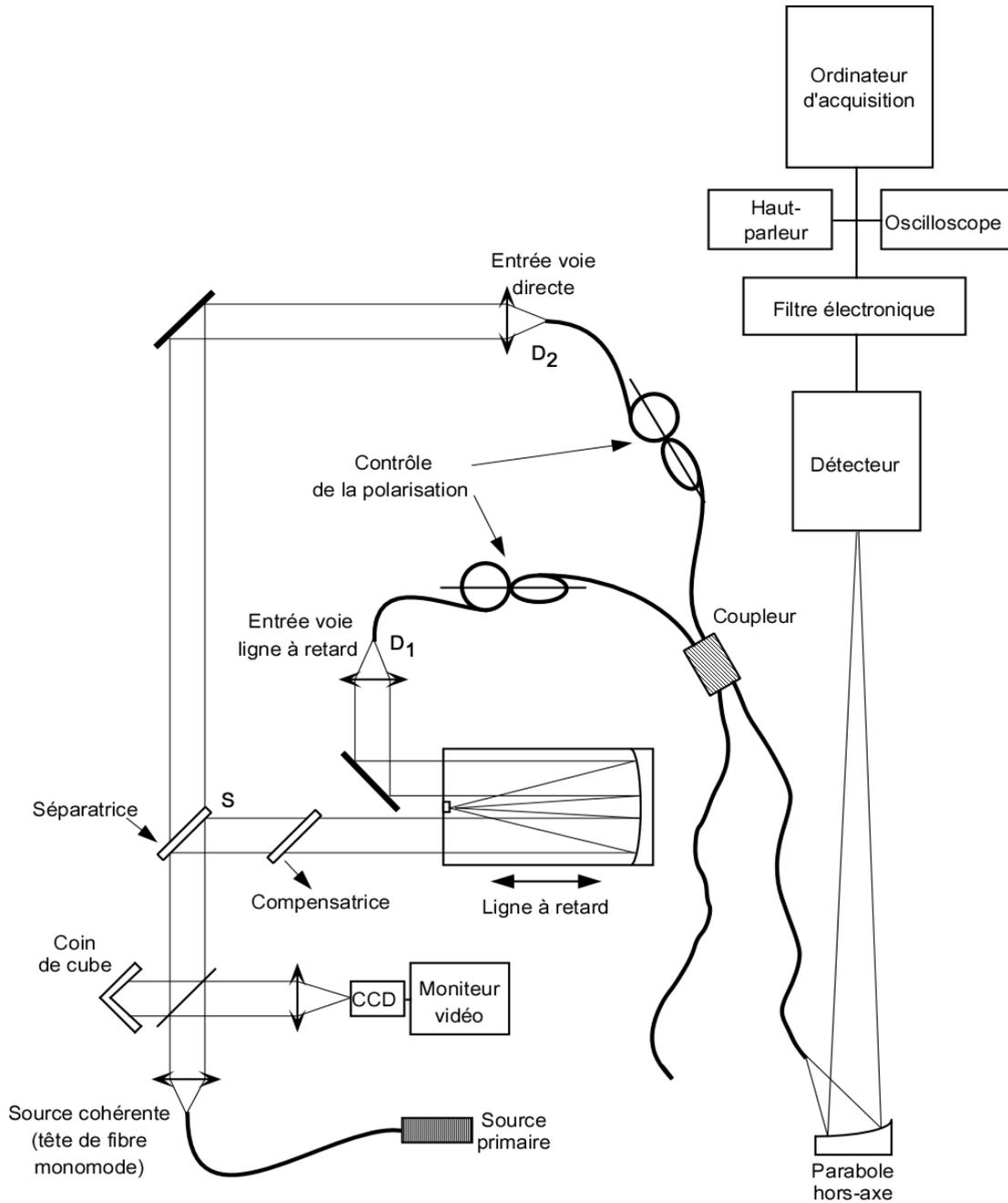


FIG. 4.1 – Interféromètre Mach Zehnder utilisé pour la qualification des composants monomodes en verre fluoré.

4.1.2 Principe de fonctionnement

Prenons par exemple une source monochromatique : l'intensité de l'addition cohérente des deux faisceaux à l'intérieur du coupleur est une fonction sinusoïdale de la ddm, dont l'amplitude est proportionnelle à l'intensité de la source, et la période égale à sa longueur d'onde.

Pour une source polychromatique, l'interférogramme est la somme des sinusoïdes correspondant aux radiations de chaque longueur d'onde : c'est la réalisation physique de la transformée de Fourier de la densité spectrale de la source. Grâce au balayage uniforme de la ddm par la ligne à retard, l'interférogramme peut être mesuré par un photomètre comme une séquence temporelle et la relation de Fourier subsiste, les deux variables conjuguées (longueur d'onde et nombre d'onde) étant remplacées par le temps et la fréquence. On retrouve ici le principe du spectromètre à transformée de Fourier, utilisé depuis plusieurs années en laboratoire et pour l'astronomie [Connes 1970 ; Chamberlain 1979 ; Ridgway and Brault 1984 ; Brault 1985].

Un exemple d'interférogramme, obtenu en laboratoire sur une source thermique (filament de lampe de poche) est montré figure 4.2. Le montage comprend 1 m de fibre avant recombinaison dans le coupleur. L'amplitude de la TF est conforme à la distribution spectrale du rayonnement d'un corps noir de température $T \simeq 3000$ K, filtré par un filtre K standard. La phase n'est définie que sur le support du spectre de la source (correspondant aux fréquences 1625–1950 Hz). Dans cet intervalle, elle n'est pas constante, ni même linéaire : c'est la marque d'une dispersion différentielle entre les deux bras (section 4.3), qui est aussi visible dans la séquence temporelle comme une déformation de l'enveloppe du train de franges.

Voyons maintenant quelques aspects spécifiques du montage.

4.1.3 Ligne à retard

La ligne à retard est l'élément critique du montage, dès lors qu'un minimum de résolution spectrale est nécessaire (pour la mesure de la dispersion par exemple). Sa vitesse doit être la plus stable possible : sinon l'échantillonnage, qui se fait à intervalles de temps constants, ne correspond pas à des intervalles de différence de marche uniformes. La relation de Fourier entre l'interférogramme mesuré et le spectre de la source est alors brisée. La plupart des unités de translation du commerce ne sont pas adaptées car elles sont asservies en position et non en vitesse.

La figure 4.3, obtenue avec une source monochromatique ($\lambda_0 = 0.6328 \mu\text{m}$), montre les effets désastreux des irrégularités de vitesse de la ligne à retard (il s'agit ici d'une unité du commerce asservie en position, dont la vitesse nominale

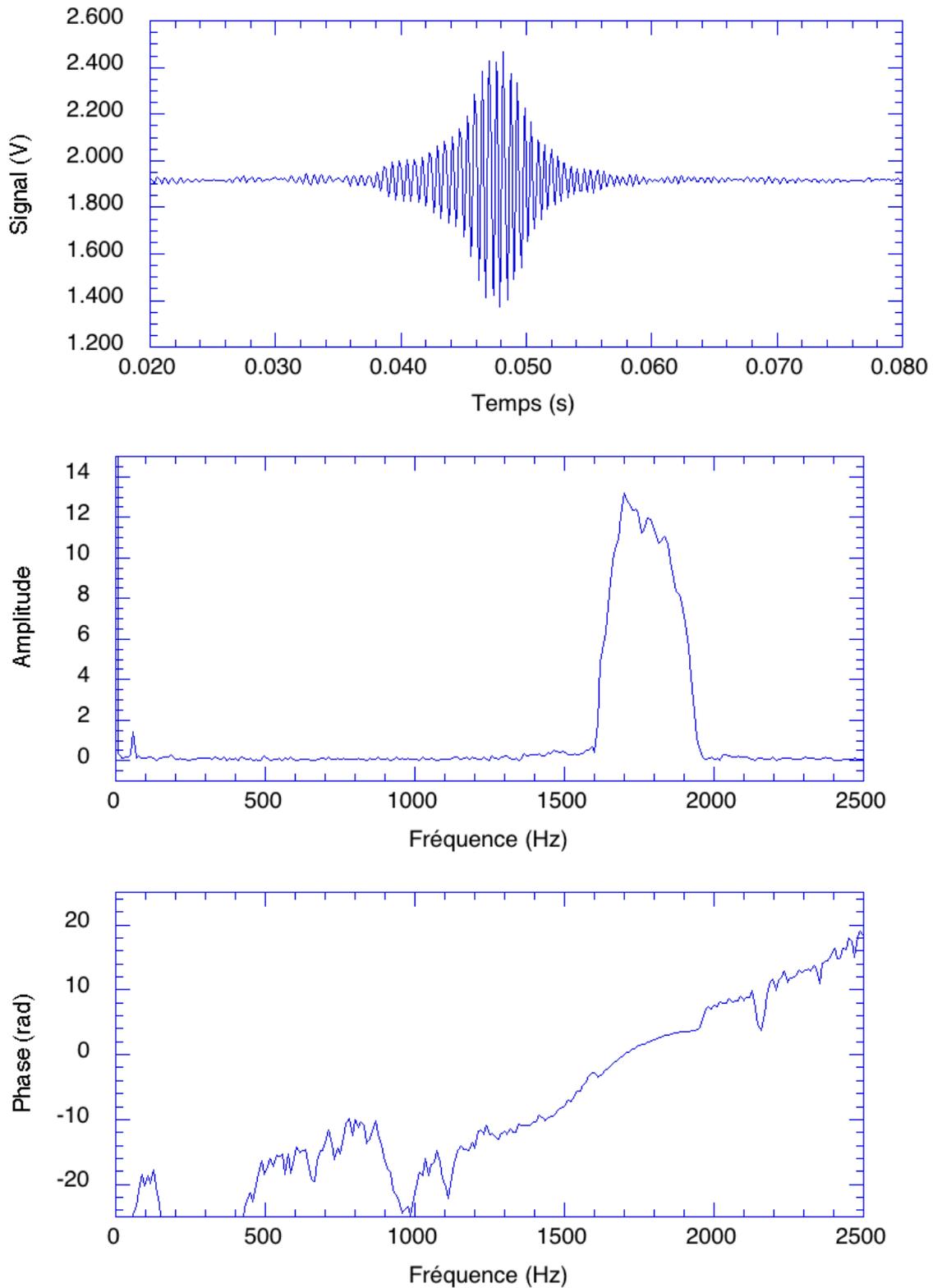


FIG. 4.2 – Exemple d'interférogramme obtenu en laboratoire sur une source thermique de température $T \simeq 3000$ K. Vitesse de déplacement des franges $v = 3.905$ mm/s. En haut : séquence temporelle ; au milieu : spectre d'amplitude ; en bas : phase.

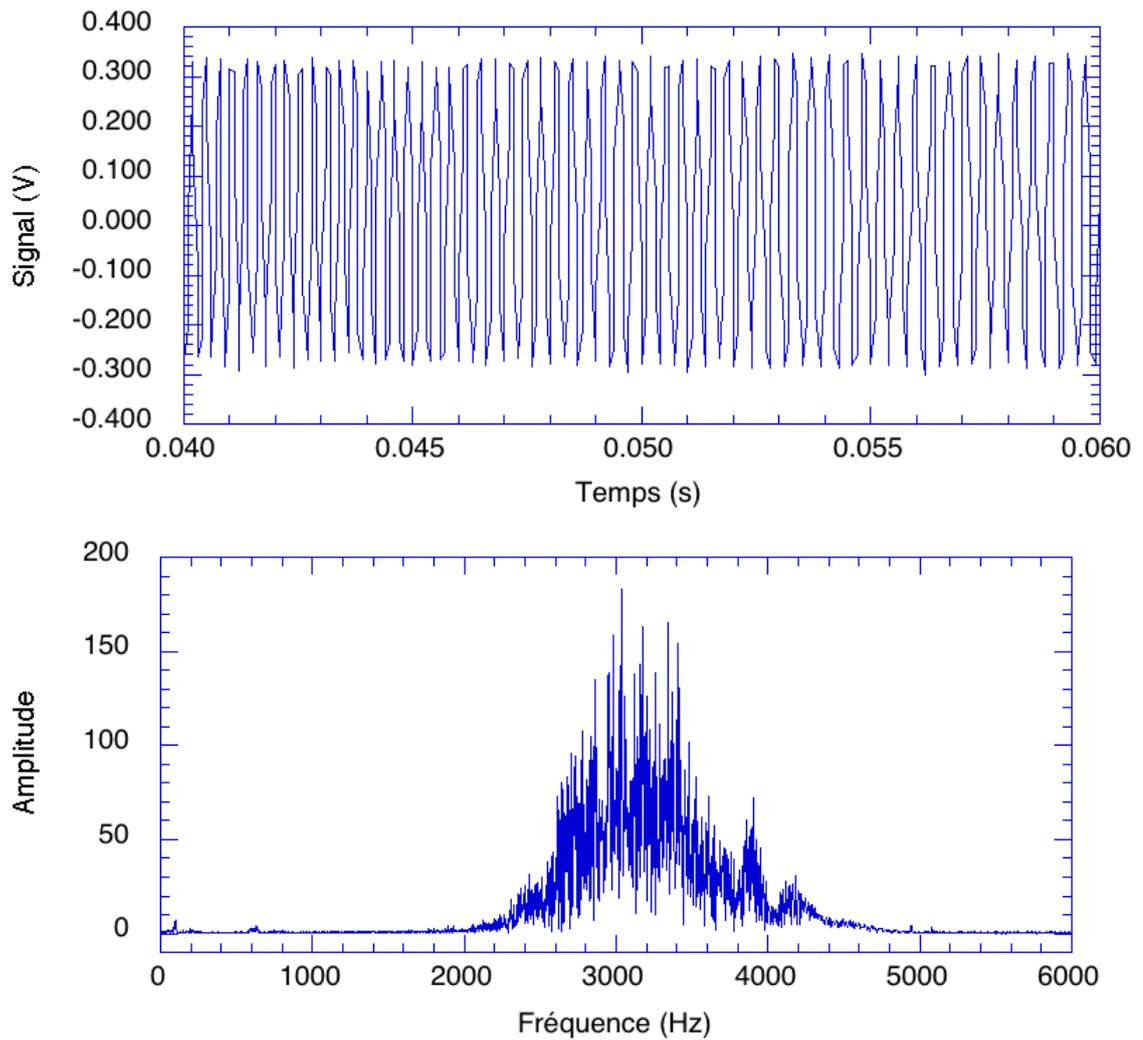


FIG. 4.3 – Interférogramme obtenu sur une source monochromatique (laser HeNe) avec une ligne à retard mal stabilisée en vitesse (unité de translation du commerce asservie en position). Modulation nominale de la ddm : $v = 2 \text{ mm/s}$. En haut : séquence temporelle ; en bas : spectre d'amplitude.

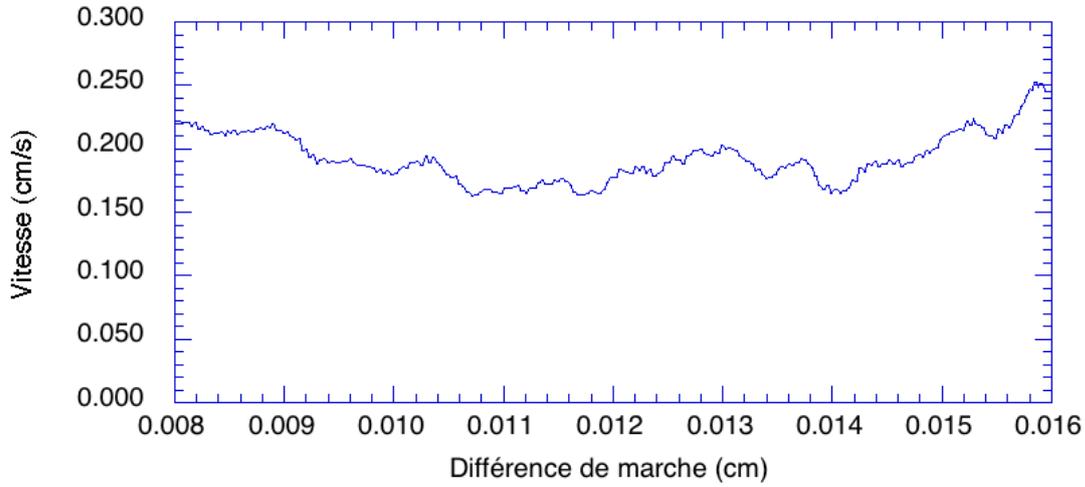


FIG. 4.4 – Fluctuations de la vitesse de balayage de l'interférogramme de la figure 4.3.

est $v/2 = 1 \text{ mm/s}$). Alors que le spectre de la séquence temporelle devrait être un pic de Dirac à la fréquence $f_0 = v/\lambda_0 = 3160 \text{ Hz}$, l'énergie est répartie sur 1600 Hz autour de la fréquence nominale. La mesure des intervalles de temps entre les passages à zéro successifs des franges (qui correspondent à un intervalle spatial fixe λ_0) permet de dresser la courbe de stabilité en vitesse de l'unité (Fig. 4.4). Dans cet exemple, les fluctuations de vitesse dépassent 30 % crête à crête, et 10 % rms. La courbe de vitesse donne, par intégration, un signal d'erreur en position à partir duquel peut être calculé un interférogramme rééchantillonné à intervalle spatial constant (Fig. 4.5). Le module de la TF est bien cette fois-ci proportionnel au spectre de la source (en l'occurrence ici un pic de Dirac au nombre d'onde $\sigma = 15803 \text{ cm}^{-1}$).

Il est possible de pallier les irrégularités de la ligne à retard en montant, en parallèle du Mach-Zehnder fibré, un interféromètre de Michelson aérien utilisant la même unité de translation, et alimenté par un laser. Les deux signaux sont enregistrés simultanément, et une correction a posteriori utilise l'interférogramme laser comme référence de phase pour rééchantillonner régulièrement l'interférogramme en bande large.

Le prix à payer pour la correction est une certaine lourdeur dans l'acquisition et le calcul (nombreuses interpolations et TF sur des séquences longues). La résolution est essentiellement limitée par le rapport S/B de l'interférogramme en bande large : elle est égale au nombre de franges de l'interférogramme qui sortent suffisamment du bruit pour qu'une interpolation du signal soit possible.

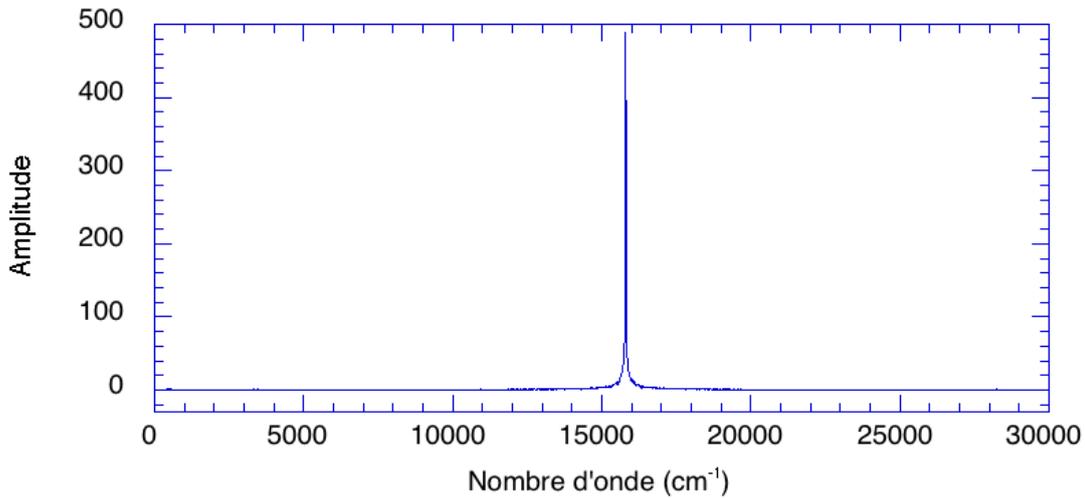


FIG. 4.5 – Spectre de l'interférogramme de la figure 4.3, après rééchantillonnage à intervalle spatial constant.

4.1.4 Contrôle de la polarisation

Un mauvais contrôle de la polarisation affecte directement le rapport signal sur bruit de l'interférogramme, puisqu'il entraîne une diminution de la visibilité des franges. Or l'état de la polarisation après quelques mètres de propagation dans une fibre standard est imprévisible, à cause des imperfections de la fibre et des perturbations qu'elle peut subir. Au point de recombinaison, la biréfringence accumulée n'a a priori aucune raison d'être la même dans chaque bras ; de plus, dans chaque fibre, la rotation de la polarisation induit un couplage entre les modes correspondant aux deux polarisations orthogonales.

En présence de biréfringence différentielle ($\delta\beta_1 \neq \delta\beta_2$), les interférogrammes produits par chaque polarisation sont décalés. Le détecteur qui est sensible à la somme des deux intensités mesure un interférogramme à contraste réduit. Tant que les polarisations, dans chaque bras, ont tourné de la même quantité, un polariseur placé en entrée et convenablement orienté permet de restituer le plein contraste de l'interférogramme. Sinon la contamination d'un mode de polarisation par un autre, qui lui est incohérent, entraîne aussi une diminution de la visibilité des franges.

Nous avons vu dans la section 2.3.1 qu'un dispositif en oreilles de Mickey permettait de maîtriser l'état de polarisation de la fibre. On trouvera ci-dessous une méthode pour optimiser le contraste de l'interférogramme. Elle met à profit une propriété remarquable des guides d'onde monomodes [Ramaswamy et al. 1978] :

supposons une entrée de fibre éclairée par une lumière polarisée linéairement, et d'orientation quelconque. La polarisation en sortie est en général elliptique. Pourtant il existe, quel que soit l'état de la fibre et sa longueur, une orientation privilégiée en entrée qui fait que la lumière en sortie est polarisée linéairement (cependant la direction reste indéterminée par rapport à celle de l'entrée). Les oreilles de Mickey vont nous permettre de modifier l'état des fibres pour faire en sorte que la direction privilégiée soit la même pour les deux entrées, et que les directions de polarisation en sortie soient parallèles.

Pour optimiser le contraste on procède donc comme suit :

1. On place un polariseur après la source secondaire et un analyseur devant le détecteur (les deux composants peuvent être orientés dans une direction quelconque). On bloque le faisceau dans le bras 2 ; puis on cherche par tâtonnement une configuration des oreilles de Mickey qui annule le flux à travers l'analyseur (il est possible de s'aider en tournant l'analyseur ou le polariseur). Le bras 1 fournit maintenant une polarisation linéaire à sa sortie.
2. Le polariseur et l'analyseur restent en position. Le faisceau est bloqué dans le bras 1 cette fois. On joue avec les oreilles de Mickey du bras 2 jusqu'à annuler le flux qui passe à travers l'analyseur. Les deux polarisations de sortie sont maintenant linéaires et parallèles, à partir d'une même polarisation linéaire en entrée.
3. On sait alors que la biréfringence accumulée entre l'entrée et le point de recombinaison est la même pour les deux voies, et que les axes des ellipses sont parallèles. En effet la partie de fibre comprise entre le point de recombinaison et la sortie agit de la même manière sur le bras 1 et le bras 2.

En laboratoire, pour des fibres protégée par des câbles, nous avons observé que le réglage ainsi obtenu reste valable pendant au moins 24 heures. Cette constante de temps est comparable à celle mesurée sur des fibres en silice [Harmon 1982].

Le contrôle de la polarisation par les oreilles de Mickey n'est en général pas nécessaire pour la mesure de composants courts, lorsque la longueur totale de fibre dans chaque bras ne dépasse pas 1 ou 2 m.

4.1.5 Sortie audio

Le signal électrique fourni par le photomètre, une fois amplifié, est envoyé sur un haut-parleur. Les interférogrammes peuvent ainsi être détectés et analysés à l'oreille, pour peu que les franges défilent à une fréquence audible (les fréquences les plus favorables à cet égard sont comprises entre 1 et 2 kHz).

L'écoute des interférogrammes présente plusieurs avantages. L'oreille est un excellent outil d'analyse du signal, plus performant que l'ordinateur pour extraire en temps réel les premières informations d'un interférogramme. Chaque combinaison de composants a sa propre signature acoustique qu'il est aisé de reconnaître avec un peu d'entraînement. Ainsi, si la vitesse des franges est réglée aux alentours de 1.5 kHz, un coupleur non dispersif se traduit par un son très semblable à un bref sifflement humain ; dans un montage dispersif au contraire le son dure plus longtemps et la tonalité subit une montée (ou une descente) chromatique assez marquée.

L'intérêt majeur de la sortie audio est apparu lors des tests de sensibilité (section 4.5). La capacité qu'a l'oreille humaine pour identifier un signal cohérent au milieu d'un bruit blanc est étonnante. Elle s'est avérée être entre 2 et 3 fois plus sensible que l'ordinateur pour détecter les franges dans un signal faible (mais de photométrie constante). Lorsque une étoile est injectée dans la fibre, le système auditif filtre naturellement la plus grande partie du bruit photométrique (fluctuations de couplage), qui se situe dans le domaine des infrasons ($f < 20$ Hz) et se rajoute au bruit blanc du détecteur.

4.2 Mesures des différences de longueur

Deux types de mesure sont possibles : différence de longueur entre deux bras d'un même coupleur jusqu'au point de recombinaison (mesure en deux temps), et différence de longueur entre deux fibres (mesure en un seul temps, dès lors qu'une référence a été prise sur un coupleur de base).

4.2.1 Différence de longueur dans un coupleur

Premier temps : le bras L_1 du coupleur est connecté en D_1 sur l'entrée de la voie ligne à retard, et le bras L_2 est connecté sur l'entrée directe D_2 . On observe les franges à la position P_0 de la ligne à retard, lorsque l'égalité des chemins optiques est vérifiée, de la séparatrice au point de recombinaison :

$$SD_1 + 2P_0 + n_e L_1 = SD_2 + n_e L_2, \quad (4.1)$$

où n_e est l'indice effectif de la fibre (Eq. 2.16). On peut, à la place de n_e , utiliser l'indice de la gaine n_g qui en est très proche.

Dans un second temps, on permute les deux entrées de l'interféromètre. Les franges sont observées à la position P qui vérifie l'égalité entre les chemins optiques :

$$SD_1 + 2P + n_e L_2 = SD_2 + n_e L_1. \quad (4.2)$$

Par différence entre les équations 4.1 et 4.2, on en déduit l'écart de longueur entre les deux bras du coupleur :

$$\Delta L = L_1 - L_2 = \frac{P - P_0}{n_e} \quad (4.3)$$

Cette technique permet une détermination des différences de longueur avec une précision équivalente à la longueur d'un interférogramme, soit une centaine de microns environ.

4.2.2 Différence de longueur entre deux fibres

Il est nécessaire de disposer au préalable d'une mesure "à vide" avec un coupleur de base, qui fournit la position P_0 de référence des franges. On peut alors insérer les fibres dans l'interféromètre : la fibre F_1 au bout du bras L_1 , et la fibre F_2 au bout du bras L_2 du coupleur. Les franges sont observées à la position P de la ligne à retard, telle que :

$$SD_1 + 2P + n_e L_1 + n_e F_1 = SD_2 + n_e L_2 + n_e F_2. \quad (4.4)$$

Par différence entre 4.4 et 4.1, il vient directement :

$$\Delta L = F_1 - F_2 = 2 \frac{P_0 - P}{n_e} \quad (4.5)$$

4.2.3 Résultats et commentaires

A l'exception d'une paire de câbles de 24 m qui diffèrent de 6 mm, toutes les mesures ont fait apparaître des inégalités de longueur inférieures à 2 mm entre les segments comparables, avec un écart moyen de 0.7 mm.

La longueur totale de guide d'onde en amont du point de recombinaison doit en principe être la même dans chaque bras de l'interféromètre, afin de maintenir la dispersion au minimum. Pour une fibre de verre fluoré et une observation en bande K, un écart de 10 mm entraîne une baisse de 10% de la modulation des franges. Cependant, avec les composants que nous avons utilisés la principale cause de dispersion n'est pas l'inégalité des longueurs, mais celle des constantes de propagation moyennes (voir section 4.3 et l'article qui suit). Dans le pire des cas, cette dispersion intrinsèque correspond à une différence de longueur de plus de 1.5 m... Dans ces conditions, apparier les dimensions au millimètre près n'améliore guère la situation.

4.3 Formalisme

Je vais dériver ici une expression de l'interférogramme obtenu avec l'interféromètre Mach-Zehnder à fibres. Cette section permet aussi de jeter les bases du formalisme qui sera repris et étendu dans le chapitre 7, pour décrire les interférogrammes obtenus sur des sources stellaires. L'expression de l'interférogramme est établie en deux temps : d'abord pour un signal monochromatique, puis en bande large par intégration du signal monochromatique sur la bande passante optique du système.

4.3.1 Interférogramme monochromatique

D'une manière générale, les signaux monochromatiques (de nombre d'onde σ et de fréquence angulaire $\omega = 2\pi c\sigma$) guidés par les fibres 1 et 2 ont respectivement pour représentation complexe au point de recombinaison :

$$\mathbf{E}_1(t) = E_{01} e^{j(\phi_1 - \omega t)} \quad (4.6)$$

et

$$\mathbf{E}_2(t) = E_{02} e^{j(\phi_2 - \omega t)}. \quad (4.7)$$

Les amplitudes E_{0i} et les phases ϕ_i seront détaillées plus bas. Lors de la recombinaison à l'intérieur du coupleur, les amplitudes instantanées des champs s'additionnent :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(t) &= \mathbf{E}_1(t) + \mathbf{E}_2(t) \\ &= E_{01} e^{j(\phi_1 - \omega t)} + E_{02} e^{j(\phi_2 - \omega t)}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

A la sortie du coupleur, l'observateur mesure une quantité proportionnelle à la moyenne (sur une période longue devant le temps de cohérence) du carré du module de l'amplitude :

$$\begin{aligned} I_\sigma &= g_I [\langle \mathbf{E}(t) \mathbf{E}^*(t) \rangle] \\ &= g_I [E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2 \langle \mathbf{E}_1(t) \mathbf{E}_2^*(t) \rangle] \\ &= g_I [E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \operatorname{Re}\{\gamma_{12}\}]. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Le facteur de proportionnalité g_I est le gain du détecteur et de son électronique, que nous supposerons égal à 1 pour simplifier les choses. La quantité γ_{12} est le degré complexe de cohérence entre les signaux issus de chaque fibre [Goodman 1985]. Ici, puisque les champs \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 proviennent de la même source monomode (cohérence spatiale parfaite) et monochromatique, on a :

$$\gamma_{12} = T_1 e^{j(\phi_2 - \phi_1)}. \quad (4.10)$$

La fonction de transfert en modulation T_i de l'instrument exprime une éventuelle perte de cohérence de nature instrumentale (par exemple due à un mauvais contrôle des polarisations). Le terme $\phi_2 - \phi_1$ inclut le délai introduit de manière contrôlée par la ligne à retard, et des phases d'origine instrumentale. On aboutit finalement à l'expression générale pour l'interférogramme monochromatique :

$$I_\sigma = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02}T_i \cos(\phi_2 - \phi_1). \quad (4.11)$$

Module

De l'équation 4.11 il ressort que, lorsque $\phi_2 - \phi_1$ varie, l'intensité à la sortie du coupleur oscille autour d'une valeur moyenne $E_{01}^2 + E_{02}^2$, qui est la somme des intensités transmises par chaque fibre au point de recombinaison.

L'intensité transmise par la fibre i est le produit de trois quantités :

- La densité spectrale du rayonnement $B_0B(\sigma)$, où $B(\sigma)$ est la densité spectrale normalisée, telle que $B(\sigma) = 0$ pour $\sigma < 0$ et

$$\int_0^\infty B(\sigma) d\sigma = 1. \quad (4.12)$$

La densité spectrale du rayonnement comprend l'intensité spectrale de la source et la transmission globale du système (fibre plus filtre optique principalement) ;

- L'efficacité ρ_i de l'injection. Nous supposons pour simplifier les choses que la qualité d'image est parfaite et que ρ_i est achromatique¹ (section 3.1.4) ;
- La transmission chromatique $\kappa_i(\sigma)$ du coupleur.

Dans le cas de la fibre 1 par exemple, l'intensité transmise au point de recombinaison est

$$E_{01}^2(\sigma) = B_0B(\sigma) \kappa_1(\sigma) \rho_1. \quad (4.13)$$

Définissant $\kappa = \sqrt{\kappa_1\kappa_2}$ et $\rho = \sqrt{\rho_1\rho_2}$, nous pouvons réécrire l'interférogramme monochromatique sous la forme

$$I_\sigma = B_0B(\sigma) [\kappa_1(\sigma) \rho_1 + \kappa_2(\sigma) \rho_2] + 2B_0B(\sigma) \kappa(\sigma) \rho T_i(\sigma) \cos(\phi_2 - \phi_1). \quad (4.14)$$

¹Si ce n'est pas le cas, le traitement de cette section reste valable à condition d'appliquer à la fonction de transmission globale du système un facteur correctif exprimant la dépendance de ρ_i avec la longueur d'onde.

Phase

Pour calculer la phase de l'interférogramme nous devons d'abord établir la phase (au point de recombinaison) du phaseur pour chacune des fibres.

Prenons par exemple la fibre 1, et supposons pour simplifier les choses qu'elle est insérée dans la voie 1. A la sortie de la source secondaire, l'onde parcourt un chemin de longueur A_1 dans l'air, le long duquel la phase croît uniformément à un rythme déterminé par la constante de propagation k de l'air (assimilé au vide) :

$$\phi_{\text{air}} = kA_1 = 2\pi\sigma A_1. \quad (4.15)$$

La lumière pénètre ensuite dans la fibre sur une longueur L_1 . Sa vitesse n'y est pas nécessairement uniforme : l'expérience avec les fibres en verre fluoré montre en effet (section 4.4.3) qu'on ne peut considérer a priori le guide d'onde comme régulier. La constante de propagation β_1 peut présenter des variations le long de l'abscisse curviligne z , si bien que la phase accumulée dans la fibre jusqu'au point de recombinaison est :

$$\phi_{\text{fibre}} = \int_0^{L_1} \beta_1(z) dz. \quad (4.16)$$

Toutefois, il sera plus commode en général de considérer une fibre uniforme équivalente, et de se rapporter à la constante de propagation moyenne $\bar{\beta}_1$:

$$\bar{\beta}_1 = \frac{1}{L_1} \int_0^{L_1} \beta_1(z) dz, \quad (4.17)$$

de sorte que l'on puisse écrire

$$\phi_{\text{fibre}} = \bar{\beta}_1 L_1. \quad (4.18)$$

Un déphasage ϕ_{X_1} peut éventuellement être introduit lors du couplage des deux ondes. Enfin, la phase est définie à une constante additive ϕ_{0_1} près, qui dépend de la source et d'éventuels sauts de phase lors des réflexions sur les miroirs. En définitive, on obtient

$$\phi_1 = \phi_{0_1} + \phi_{X_1} + 2\pi\sigma A_1 + \bar{\beta}_1 L_1. \quad (4.19)$$

De la même manière, pour la fibre 2 :

$$\phi_2 = \phi_{0_2} + \phi_{X_2} + 2\pi\sigma A_2 + \bar{\beta}_2 L_2. \quad (4.20)$$

La différence entre les deux phases vaut donc

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_2 - \phi_1 \\ &= \phi_0 + \phi_X + 2\pi\sigma(A_2 - A_1) + \bar{\beta}_2 L_2 - \bar{\beta}_1 L_1. \end{aligned} \quad (4.21)$$

Dans des conditions normales d'utilisation, les longueurs de fibres sont très semblables, ce que l'on peut mettre en évidence en posant $L_2 = L_1 + \Delta L$. Le trajet dans l'air est aussi comparable pour les deux voies. Il est fixe dans la voie directe, et dans l'autre voie la ligne à retard permet de varier le chemin optique autour d'une différence de marche nulle, ce que nous traduisons en écrivant : $A_2 = A_1 + (x - x_0)$. C'est x qui est modulé lors du déplacement de la ligne à retard, et la quantité x_0 exprime le fait que, dans la mesure de l'interférogramme, l'origine des abscisses n'est pas nécessairement prise au niveau de la différence de marche nulle (frange centrale). Ces changements de variables nous amènent à réécrire la différence des phases sous la forme :

$$\begin{aligned}\phi &= 2\pi\sigma x + \phi_0 - 2\pi\sigma x_0 + \bar{\beta}_2\Delta L + (\bar{\beta}_2 - \bar{\beta}_1)L_1 + \phi_X \\ &= 2\pi\sigma x + \Phi(\sigma).\end{aligned}\quad (4.22)$$

On remarque qu'un terme de phase dû aux fibres apparaît, dès lors que celles-ci ne sont pas de longueurs égales, ou bien qu'elles n'ont pas la même constante de propagation moyenne.

Finalement, nous pouvons écrire l'interférogramme pour le nombre d'onde σ comme une fonction de la différence de marche :

$$\begin{aligned}I_\sigma &= I_\sigma(x) \\ &= B_0B(\sigma) [\kappa_1(\sigma) \rho_1 + \kappa_2(\sigma) \rho_2] + 2B_0B(\sigma) \kappa(\sigma) \rho T_i(\sigma) \cos(2\pi\sigma x + \Phi(\sigma)).\end{aligned}\quad (4.23)$$

L'interférogramme monochromatique comporte une composante continue et une sinusoïde d'amplitude $2B_0B(\sigma) \kappa(\sigma) \rho T_i(\sigma)$, de période $\lambda = 1/\sigma$ et de phase $\Phi(\sigma)$.

En pratique, puisque la différence de marche est balayée séquentiellement à la vitesse v par la ligne à retard, c'est un signal temporel $I(t)$ que l'on observe, avec $t = x/v$. Toutefois nous continuerons à raisonner sur $I(x)$, car lui seul a une signification physique véritable, et le changement de variable est trivial tant que v est constant. Nous avons vu dans la section 4.1.3 ce qu'il en est lorsque la vitesse de balayage n'est pas uniforme.

4.3.2 Interférogramme en bande large

On obtient une expression de l'interférogramme en bande large en sommant les interférogrammes monochromatiques sur la bande passante optique du système. Pour cela nous allons utiliser le développement exponentiel complexe du cosinus : $\cos x = \frac{1}{2} [e^{jx} + e^{-jx}]$. Il vient alors

$$\begin{aligned}I(x) &= \int_0^{+\infty} I_\sigma(x) d\sigma \\ &= B_0 \rho_1 \int_0^{+\infty} B(\sigma) \kappa_1(\sigma) d\sigma + B_0 \rho_2 \int_0^{+\infty} B(\sigma) \kappa_2(\sigma) d\sigma\end{aligned}\quad (4.24)$$

$$\begin{aligned}
& +B_0 \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) \kappa(\sigma) \rho T_i(\sigma) e^{j\Phi(\sigma)} e^{j2\pi\sigma x} d\sigma \\
& +B_0 \int_{-\infty}^{+\infty} B(\sigma) \kappa(\sigma) \rho e^{-j\Phi(\sigma)} T_i(\sigma) e^{-j2\pi\sigma x} d\sigma.
\end{aligned}$$

Remarquons que $\bar{\kappa}_1 = \int_0^{+\infty} B(\sigma) \kappa_1(\sigma) d\sigma$ n'est autre que la transmission moyenne (pondérée par la densité spectrale de la source) du coupleur pour la fibre 1 ; de même, la transmission moyenne pour la fibre 2 est $\bar{\kappa}_2 = \int B(\sigma) \kappa_2(\sigma) d\sigma$. Par ailleurs, on reconnaît la forme d'une transformée de Fourier inverse [Roddier 1971 ; Bracewell 1986] dans les intégrales des deux dernières lignes de l'équation 4.24, ce qui nous amène à réécrire $I(x)$ sous la forme

$$\begin{aligned}
I(x) = & B_0 \bar{\kappa}_1 \rho_1 + B_0 \bar{\kappa}_2 \rho_2 \\
& + \mathcal{F}^{-1} \left\{ B_0 B(\sigma) \kappa(\sigma) \rho T_i(\sigma) e^{j\Phi(\sigma)} + B_0 B(-\sigma) \kappa(-\sigma) \rho T_i(-\sigma) e^{-j\Phi(-\sigma)} \right\}.
\end{aligned} \tag{4.25}$$

Les deux variables conjuguées dans cette relation de Fourier sont la différence de marche x et le nombre d'onde σ . Lorsque l'interférogramme est traité comme un signal temporel, les variables conjuguées sont le temps t et la fréquence $f = v\sigma$. La TF de $I(x)$ se calcule aisément (en notant $\delta(\sigma)$ la distribution de Dirac) :

$$\begin{aligned}
\tilde{\mathbf{I}}(\sigma) = & \mathcal{F}(I(x)) \\
= & [B_0 \bar{\kappa}_1 \rho_1 + B_0 \bar{\kappa}_2 \rho_2] \delta(\sigma) \\
& + B_0 B(\sigma) \kappa(\sigma) \rho T_i(\sigma) e^{j\Phi(\sigma)} \\
& + B_0 B(-\sigma) \kappa(-\sigma) \rho T_i(-\sigma) e^{-j\Phi(-\sigma)}.
\end{aligned} \tag{4.26}$$

La TF de l'interférogramme en bande large comporte donc trois composantes aux supports distincts :

- Un terme continu qui est la somme des intensités transmises par chaque fibre ;
- Un terme dans les hautes fréquences positives qui est le produit de l'intensité de la source par la transmission du système. Nous considérons ici la *transmission complexe*, qui inclut un terme de phase $e^{j\Phi(\sigma)}$ lié à la dispersion éventuelle de l'instrument ;
- Un terme dans les hautes fréquences négatives dont le module est le symétrique, et la phase l'antisymétrique, du précédent.

Ainsi, à partir d'un interférogramme obtenu par balayage de part et d'autre de la différence de marche nulle, il est possible de mesurer la densité spectrale de la source.

Il existe une différence notable cependant entre le formalisme que nous venons de développer et celui d'un FTS classique [Brault 1985], par exemple construit

autour d'un interféromètre de Michelson à miroirs. L'écart vient de la nature dispersive d'un instrument à fibres. Nous avons dû introduire une transmission complexe pour tenir compte des déphasages. Sans le terme de phase, l'intégrale de l'équation 4.23 se réduit à une transformée en cosinus, et on montre que l'interférogramme en bande large est la TF de la partie paire $B_e(\sigma) = \frac{1}{2} [B(\sigma) + B(-\sigma)]$ de la densité spectrale. Inversement, à cause de la parité, $B_e(\sigma)$ est égal à la TF directe de $I(x)$. Parce que le terme de phase brise la parité, cette double relation de Fourier directe entre l'interférogramme et la densité spectrale de la source n'existe pas dans le cas qui nous intéresse.

Pour la suite, nous définissons ici le *spectre* de l'interférogramme comme étant la TF de $I(x)$, restreinte aux valeurs positives de σ :

$$\mathbf{S}(\sigma) = \begin{cases} 0 & \sigma < 0 \\ [B_0 \bar{\kappa}_1 \rho_1 + B_0 \bar{\kappa}_2 \rho_2] & \sigma = 0 \\ B_0 B(\sigma) \kappa(\sigma) \rho e^{j\Phi(\sigma)} & \sigma > 0 \end{cases} . \quad (4.27)$$

En pratique, nous raisonnerons toujours sur le spectre, dont la partie hautes fréquences est le produit de la densité spectrale de la source par la transmission complexe du système.

Application pratique : mesure de la transmission L'analyse de l'amplitude du spectre permet d'effectuer rapidement une caractérisation photométrique multispectrale des composants. Si l'on dispose d'une source stable et d'un coupleur de référence (dont le $\kappa_{\text{ref}}(\sigma)$ a soigneusement été étalonné par ailleurs), on obtient $\kappa(\sigma)$ pour un coupleur quelconque directement par division avec le module du spectre de référence.

Une méthode similaire a été proposée et utilisée pour mesurer la transmission spectrale de fibres en verre fluoré [Ohishi 1987]. La fibre à tester est alors insérée dans un des deux bras de l'interféromètre, la propagation dans l'autre bras se faisant à l'air libre.

4.4 Dispersion

Regardons d'un peu plus près la phase de l'interférogramme, telle qu'elle apparaît en (4.23) :

$$\Phi(\sigma) = \phi_0 - 2\pi\sigma x_0 + \bar{\beta}_2 \Delta L + (\bar{\beta}_2 - \bar{\beta}_1) L_1 + \phi_X. \quad (4.28)$$

La phase est définie à une constante arbitraire ϕ_0 près. La pente $d\Phi/d\sigma$ peut être rapportée à un déplacement en bloc du paquet de franges : par exemple, en l'absence de terme de phase dû aux fibres et au coupleur, la dérivée première vaut

$-2\pi x_0$, où x_0 est l'abscisse de la frange centrale. Comme dans la réalité, l'origine des abscisses n'est pas connue avec une précision suffisante (il faudrait pour cela établir la métrologie de l'instrument à une fraction de λ près), la pente de la phase peut aussi être considérée comme arbitraire. Pour analyser la dispersion c'est donc la dérivée seconde qui est utile :

$$\frac{d^2\Phi}{d\sigma^2} = \frac{d^2\bar{\beta}_2}{d\sigma^2}\Delta L + \left(\frac{d^2\bar{\beta}_2}{d\sigma^2} - \frac{d^2\bar{\beta}_1}{d\sigma^2}\right)L_1 + \frac{d^2\phi_X}{d\sigma^2} \quad (4.29)$$

Dans un FTS classique à miroirs, la figure d'interférence présente une symétrie par rapport à la frange centrale. Ici, si la courbure de la phase n'est pas nulle, l'interférogramme perd sa symétrie et subit des déformations.

L'équation 4.29 met en évidence trois causes de dispersion :

1. Les fibres ne sont pas de longueurs égales ;
2. Les guides d'onde ne sont pas identiques (les constantes de propagation sont légèrement différentes) ;
3. Le couplage entre les deux ondes introduit une dispersion propre $d^2\phi_X/d\sigma^2$.

Avec les composants en verre fluoré que nous avons utilisés, la dispersion est surtout dominée par l'hétérogénéité des guides d'onde, ou par les inégalités de longueur des câbles si ceux-ci sont courts. La dispersion due au couplage est apparemment beaucoup plus faible, puisque nous ne l'avons jamais observée de manière isolée.

4.4.1 Dispersion dans les fibres

En présence de dispersion uniquement due aux fibres, la courbure de la phase est

$$\frac{d^2\Phi}{d\sigma^2} = \frac{d^2\bar{\beta}_2}{d\sigma^2}\Delta L + \left(\frac{d^2\bar{\beta}_2}{d\sigma^2} - \frac{d^2\bar{\beta}_1}{d\sigma^2}\right)L_1. \quad (4.30)$$

Nous allons commencer par relier le terme $d^2\beta/d\sigma^2$ à une autre quantité, peu significative en astronomie mais très utile dans le domaine des télécommunications, et par conséquent abondamment utilisée dans la littérature : le "paramètre de dispersion du premier ordre", c'est-à-dire la dérivée du temps de groupe par rapport à la longueur d'onde.

En télécommunications, un signal se propage à la vitesse de groupe qui est la dérivée de la fréquence angulaire par rapport à la constante de propagation [Hecht 1987] :

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta}. \quad (4.31)$$

Le temps de groupe est le retard introduit dans le signal par une fibre de longueur unité :

$$\tau_g = \frac{1}{v_g} = \frac{d\beta}{d\omega}. \quad (4.32)$$

Le paramètre de dispersion D est donc défini par

$$D = \frac{d(\tau_g)}{d\lambda}. \quad (4.33)$$

Le temps de groupe est généralement exprimé en picosecondes par kilomètre de fibre, et la variation de longueur d'onde en nanomètres. L'unité communément employée pour D est donc le ps/(km nm). En utilisant les relations $\omega = 2\pi c/\lambda = 2\pi c\sigma$, nous pouvons réécrire le paramètre de dispersion sous la forme

$$D = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d(\tau_g)}{d\omega} = -2\pi c\sigma^2 \frac{d^2\beta}{d\omega^2} = -\frac{\sigma^2}{2\pi c} \frac{d^2\beta}{d\sigma^2}, \quad (4.34)$$

ce qui nous permet d'exprimer la courbure de la phase due aux fibres en fonction de D :

$$\frac{d^2\Phi}{d\sigma^2} = -2\pi c\lambda^2 \left(\bar{D}_2\Delta L + L_1\Delta\bar{D} \right), \quad (4.35)$$

avec $\Delta\bar{D} = \bar{D}_2 - \bar{D}_1$ la différence entre le paramètre de dispersion moyen des deux fibres.

Numériquement, si $d^2\Phi/d\sigma^2$ est exprimé en $\mu\text{rad cm}^2$, \bar{D}_1 (ou $\Delta\bar{D}$) en ps/(km nm) et L_1 (ou ΔL) en mm, l'équation 4.35 devient, pour $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$:

$$\frac{d^2\Phi}{d\sigma^2} = -0.0912 \left(\bar{D}_2\Delta L + L_1\Delta\bar{D} \right). \quad (4.36)$$

Deux phénomènes sont à l'origine de la dispersion chromatique dans une fibre :

1. Les indices n_c et n_g du cœur et de la gaine dépendent de la longueur d'onde (dispersion de matériau) ;
2. La distribution spatiale du champ guidé varie avec la longueur d'onde : près de la longueur d'onde de coupure, l'énergie est pratiquement confinée dans le cœur et la constante de propagation s'approche de celle du cœur $n_c k$; aux plus grandes longueurs d'onde, la plus grande partie de l'énergie se trouve dans la gaine et la constante de propagation tend vers celle de la gaine $n_g k$ (dispersion de guide).

Pour les fibres en verre fluoré, les deux composantes sont de signe opposé dans la bande K. La dispersion totale est donc plus faible dans un guide d'onde que dans un bloc de verre.

L'article qui suit aborde plus en détail le problème de la dispersion dans les fibres et montre comment, en contrôlant la structure du guide, on peut obtenir des fibres optimisées à dispersion aplatie.

4.4.2 Article :

***Minimization of fiber dispersion effects in double
Fourier stellar interferometers***

A paraître dans Astronomy & Astrophysics.

Référence :

“Minimization of fiber dispersion effects in double Fourier stellar interferometers”,
V. Coudé Du Foresto, G. Perrin, M. Boccas ; *Astronomy & Astrophysics*, **293**, 278-
286 (1995).

ADS <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1995A%26A...293..278C>

4.4.3 Mesure de la dispersion et résultats

Sur des données réelles (bruitées), il n'est pas possible de mesurer la dispersion en dérivant directement la phase, car l'opération de dérivation amplifie considérablement le bruit. On préfère ajuster d'abord la phase par un polynôme de degré n :

$$\Phi(\sigma) = \sum_{i=0}^n a_i \sigma^i + \varepsilon(\sigma). \quad (4.37)$$

La double dérivation du polynôme et l'équation 4.35 permettent alors de calculer la dispersion différentielle totale :

$$\begin{aligned} \overline{D}_2 \Delta L + L_1 \Delta \overline{D} &= -\frac{\sigma^2}{2\pi c} \frac{d^2 \Phi}{d\sigma^2} \\ &\simeq -\frac{1}{2\pi c} \sum_{i=0}^{n-2} (i+2)(i+1) a_{i+2} \sigma^{i+2}. \end{aligned} \quad (4.38)$$

Le rapport S/B sur la phase dépend essentiellement de la stabilité en vitesse de la ligne à retard, et dans une moindre mesure du bruit du détecteur. Plus le rapport S/B est bon sur la phase, et plus il est possible de lui ajuster un polynôme d'ordre élevé. On accède ainsi à des ordres supérieurs de la dispersion. Le nombre de termes dans le développement polynomial de la dispersion (Eq. 4.38) est $n-1$. Avec les données que nous avons obtenues, la valeur maximale possible pour n est 4. Si $n > 4$, le polynôme ajusté présente des oscillations aberrantes.

Mesure de la dispersion intrinsèque

Pour mesurer la dispersion intrinsèque d'un composant, l'interféromètre doit être utilisé en deux temps. Un premier interférogramme est d'abord enregistré dans une configuration de référence. La courbure de phase mesurée est (Eq. 4.29) :

$$\frac{d^2 \Phi}{d\sigma^2} = \frac{d^2 \overline{\beta}_2}{d\sigma^2} L_1 + \frac{d^2 \overline{\beta}_2}{d\sigma^2} \Delta L - \frac{d^2 \overline{\beta}_1}{d\sigma^2} L_1 + \frac{d^2 \phi_X}{d\sigma^2}. \quad (4.39)$$

On insère ensuite devant la fibre 2 le composant (longueur L_c , indice effectif n_e) dont on veut mesurer la dispersion. Lors de la propagation dans le composant l'onde accumule une phase $\phi_c = n_e k L_c = \beta_c L_c$, et on mesure une nouvelle courbure de phase

$$\frac{d^2 \Phi'}{d\sigma^2} = \frac{d^2 \overline{\beta}_2}{d\sigma^2} L_1 + \frac{d^2 \overline{\beta}_2}{d\sigma^2} \Delta L + \frac{d^2 \beta_c}{d\sigma^2} L_c - \frac{d^2 \overline{\beta}_1}{d\sigma^2} L_1 + \frac{d^2 \phi_X}{d\sigma^2}. \quad (4.40)$$

En faisant la différence entre les deux mesures, et en tenant compte de la relation 4.34, on obtient :

$$D_c = -\frac{\sigma^2}{2\pi c L_c} \left[\frac{d^2 \Phi'}{d\sigma^2} - \frac{d^2 \Phi}{d\sigma^2} \right]. \quad (4.41)$$

Cette méthode peut par exemple être appliquée à la mesure de la dispersion de matériau dans un bloc de verre.

Résultats complémentaires

Pour une fibre standard ($2a = 8.5 \mu\text{m}$, $ON = 0.17$), la courbure de phase supplémentaire introduite par l'insertion d'un segment de 60 mm de long est $-49.4 \mu\text{rad cm}^2$, d'où on déduit une dispersion moyenne $\overline{D} = 9.0 \text{ ps}/(\text{km nm})$ entre 2 et $2.4 \mu\text{m}$. Ce résultat est compatible avec la courbe de dispersion calculée dans l'article de la section 4.4.2.

Les fibres en verre fluoré ne sont pas homogènes. Pour les grandes longueurs de câble, et même entre deux segments provenant d'un même étirage de fibre, on observe une dispersion très importante qui est dominée par le terme $L_1 \Delta \overline{D}$. Suivant la paire de câbles choisie, les valeurs de la courbure de phase varient considérablement. Dans le cas le plus extrême, nous avons mesuré une courbure d'environ $-1260 \mu\text{rad cm}^2$ entre deux segments de 26.5 m de long (extraits d'une fibre d'environ 200 m), ce qui implique un écart entre les dispersions moyennes $\Delta \overline{D} = 0.5 \text{ ps}/(\text{km nm})$.

L'uniformité de la dispersion dans des fibres en silice a été mesurée il y a une dizaine d'années [Sears et al. 1984; Saunders and Gardner 1985]. Une cause probable d'hétérogénéité viendrait de la variation du diamètre du cœur dans le guide d'onde. Dans cette hypothèse, le calcul montre que la dispersion différentielle observée entre les deux segments en verre fluoré mentionnés ci-dessus correspond à un écart dans le diamètre moyen des cœurs de $0.3 \mu\text{m}$ environ. Cette valeur est à comparer aux résultats de Sears et al., qui ont mesuré une variation de diamètre de cœur inférieure à $0.2 \mu\text{m}$ entre les deux extrémités d'une fibre en silice de 1 km de long.

L'irrégularité des fibres en verre fluoré interdit en général le transport de la lumière sur des distances supérieures à 10 m avec un seul segment dans chaque bras de l'interféromètre. Si on dispose de plusieurs segments, on peut tenter de constituer une paire de câbles de grande longueur avec une dispersion acceptable, en mettant bout à bout des éléments choisis de telle sorte que leurs défauts se compensent mutuellement.

4.5 Mesures de sensibilité

A partir de quel rapport S/B du signal photométrique moyen devient-il possible de détecter les franges? En supposant que les résultats de laboratoire (où le flux injecté dans la fibre est constant) peuvent être appliqués à une source stellaire, la réponse permet de prévoir la sensibilité d'un interféromètre astronomique à fibres (chapitre 5).

| Dispersion (courbure de phase) | 16 $\mu\text{rad cm}^2$ | 420 $\mu\text{rad cm}^2$ |
|---------------------------------------|-------------------------|--------------------------|
| | <i>S/B</i> | <i>S/B</i> |
| Seuil de détection par l'ordinateur : | 3.7 | 6.5 |
| Seuil de détection par l'oreille : | 2.0 | 2.1 |

TAB. 4.1 – Mesures du flux limite pour la détection des interférogrammes, lorsque le contraste des franges est optimisé.

Des mesures ont été effectuées dans deux cas de figure : système peu dispersif (courbure de phase 16 $\mu\text{rad cm}^2$) et système très dispersif (courbure de phase 420 $\mu\text{rad cm}^2$). Les configurations sont celles qui donnent (pour une source brillante) les interférogrammes des figures 2 et 3 de l'article de la section 4.4.2. Dans chacune d'entre elles l'état de la polarisation à la sortie de la fibre a été contrôlé pour optimiser le contraste des franges.

Pour les tests, la vitesse de défilement des franges choisie est $v = 3.905 \text{ mm/s}$. La bande passante optique $2.0 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2.4 \mu\text{m}$ correspond à une gamme de fréquences de 1625 à 1950 Hz. La luminosité de la source est diminuée progressivement jusqu'à disparition du signal des franges. Deux outils de détection sont utilisés pour être comparés : ordinateur et oreille humaine.

Avec l'ordinateur d'acquisition, la procédure de détection la plus sensible qui a été trouvée est la suivante : le signal est échantillonné à 0.25 ms, puis le spectre de puissance est calculé pour chaque bloc de 512 échantillons (interférogramme peu dispersif) ou 1024 échantillons (interférogramme très dispersif). Il y a détection dans une séquence si l'énergie comprise entre 1650 et 1925 Hz est au moins 1.5 fois supérieure à l'énergie moyenne des autres blocs dans la même bande de fréquence. Le facteur 1.5 est le résultat d'un compromis entre la sensibilité et la fiabilité (taux de fausses alertes).

Il y a détection à l'oreille si l'interférogramme est entendu simultanément par deux expérimentateurs. En pratique, lorsque les franges sont entendues, elle le sont toujours clairement : aussi les cas ambigus (détection par une seule personne) sont-ils rares.

Les résultats (tableau 4.1) font apparaître une nette supériorité de l'oreille. Pour le calcul du rapport *S/B*, le signal est la tension fournie par le détecteur loin de la ddm nulle (flux moyen). Le bruit est l'écart type du bruit (blanc) du détecteur sur la bande passante de l'électronique (approximativement 0–5000 Hz). A titre de comparaison, pour les interférogrammes publiés dans l'article de la

section 4.4.2 (source brillante), le rapport signal/bruit est d'environ 250.

Dans ce montage de laboratoire la seule source de bruit est le bruit du photomètre. En détectant le signal des franges simultanément aux deux sorties de l'interféromètre on peut gagner un rapport $\sqrt{2}$ sur la sensibilité, car les bruits des deux photomètres ne sont pas corrélés.

4.6 Conclusion

Ce chapitre nous a permis de passer en revue la panoplie des méthodes qui ont été développées pour qualifier les composants monomodes fibrés. La plupart reposent sur l'utilisation d'un interféromètre Mach-Zehnder de laboratoire, dont la réalisation et l'exploitation est un préliminaire indispensable à la construction d'un interféromètre stellaire utilisant l'optique guidée.

Le problème qui a demandé le plus d'attention est celui de la dispersion. Si les fibres sont homogènes, il suffit d'utiliser des longueurs égales de câble pour éliminer la dispersion différentielle entre les deux bras de l'interféromètre. Mais dans l'état actuel de la technologie, les fibres en verre fluoré présentent une dispersion intrinsèque peu uniforme qui interdit de réaliser des liaisons interférométriques de plus de quelques mètres, sauf si on recourt à des expédients peu pratiques tels que le raboutage de plusieurs segments dont la dispersion se compense.

Paradoxalement, cette même dispersion qui est aujourd'hui le point faible des fibres en verre fluoré risque bien de devenir leur point fort à l'avenir. En effet, leurs propriétés fondamentales laissent envisager la possibilité de fabriquer des câbles à dispersion quasiment nulle dans la bande K, si on sait bien maîtriser la structure du guide d'onde. Des simulations numériques montrent qu'un interféromètre équipé de fibres ainsi optimisées pourrait supporter des inégalités de longueurs de plusieurs mètres, ce qui ouvre des perspectives très intéressantes pour la réalisation de longues lignes à retard intégrées en optique guidée. Un travail de recherche et développement est clairement à entreprendre dans ce domaine.

Pour l'analyse des interférogrammes, l'oreille humaine s'est révélée être un auxiliaire précieux — et inattendu — de l'ordinateur. Elle surclasse même aisément la machine lorsqu'il s'agit de détecter des franges faibles sur un fond bruité.

Les composants en verre fluoré ayant livré une grande partie de leurs secrets en laboratoire, il nous reste maintenant à leur faire goûter leurs premières franges stellaires. C'est l'objet de l'expérience FLUOR, décrite dans le chapitre 6.

Chapitre 5

Quelles capacités pour un interféromètre à fibres ?

Les considérations développées dans ce chapitre sont appliquées à un interféromètre en optique guidée à deux télescopes, mais l'analyse est assez générale et peut être menée avant la réalisation d'instruments de conception plus classique. La question est de savoir, à partir des caractéristiques prévues pour le système (longueur et orientation du vecteur de base \vec{L}_B , longueur d'onde de travail, bruit de détection), quels objets sont accessibles et, une fois l'instrument réalisé, d'être capable de prédire quand ces objets peuvent être observés avec profit. Le concept de magnitude limite est insuffisant pour décrire la sensibilité d'un interféromètre stellaire et je propose de l'affiner.

Qualitativement, le problème se pose en ces termes : les programmes astrophysiques pour les interféromètres de Michelson actuels concernent essentiellement des sources stellaires (section 5.2), dont la brillance (énergie reçue par unité de surface et d'angle solide) peut être évaluée approximativement à partir de la température de couleur. D'autre part un interféromètre à deux télescopes fournit des informations utiles seulement pour des objets dont les dimensions sont comparables à la résolution λ/L_B de la ligne de base, projetée sur le plan du ciel dans la direction de l'étoile (chapitre 7). Or la taille et la brillance d'un objet conditionnent sa luminosité.

Il existe donc une relation entre la longueur de la base projetée et la magnitude des objets observables. Un objet trop faible ne pourra être détecté par les télescopes individuels. Inversement pour une base donnée, si l'objet est trop brillant, il est aussi trop gros (complètement résolu) et les franges d'interférence ne pourront être observées.

La longueur de la base projetée dépend de l'orientation de l'interféromètre et de la position de l'étoile dans le ciel, donc de son angle horaire. On peut ainsi dresser des diagrammes qui permettent de prédire, en fonction de l'angle horaire,

| | |
|--|--|
| Télescope | $d = 0.9 \text{ m}$ |
| Obstruction centrale | $\alpha = 0.45$ |
| Turbulence | Moyenne, aucune correction |
| Détecteur | Photodiode InSb de $500 \mu\text{m}$ |
| Bande passante | 100 Hz |
| NEP photomètre | $4 \times 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ |
| Magnitude pour $S/B = 1$ | $K = +2.4$ |

TAB. 5.1 – Conditions expérimentales constatées à Kitt Peak pour observer un rapport $S/B = 1$ sur le signal injecté dans une fibre courte (absorption négligeable).

quand une étoile peut être observée utilement (section 5.3.1).

5.1 Résolution et sensibilité

Idéalement, la sensibilité d'un télescope dépend de la surface totale collectrice de lumière, et son pouvoir de résolution est proportionnel à la plus grande dimension de la pupille. Ceci est vrai aussi pour un interféromètre de Michelson, mais dans ce cas la pupille est "diluée" : le rapport entre la surface et la plus grande dimension (la longueur de la base projetée) est beaucoup plus faible que dans un instrument monolithique. La résolution est donc privilégiée par rapport à la sensibilité, ce qui implique que l'interférométrie optique à synthèse d'ouverture est principalement destinée à observer des objets brillants et compacts.

En présence de turbulence atmosphérique, la sensibilité d'un interféromètre de Michelson pour un temps d'intégration court dépend essentiellement de r_0 , et peu du diamètre des télescopes individuels [Roddiier and Léna 1984a] : la conclusion précédente n'en est que plus valable.

Pour fixer les idées dans le cas d'un interféromètre à fibres infrarouges, il est bon de préciser un ordre de grandeur de la magnitude limite de la source pour une détection au foyer d'un des télescopes. Estimer l'efficacité de tous les éléments qui interviennent pour l'injection d'un flux stellaire dans une fibre monomode, et sa détection par un photomètre, est un peu hasardeux. Je préfère présenter dans le tableau 5.1 un ensemble de conditions expérimentales qui, dans une situation réelle et pour une fibre courte (dont l'absorption est négligeable), ont abouti à un rapport signal sur bruit égal à 1. Ces valeurs pourront servir de base à des extrapolations. Le signal est ici défini comme la valeur moyenne typique (sur 1 s)

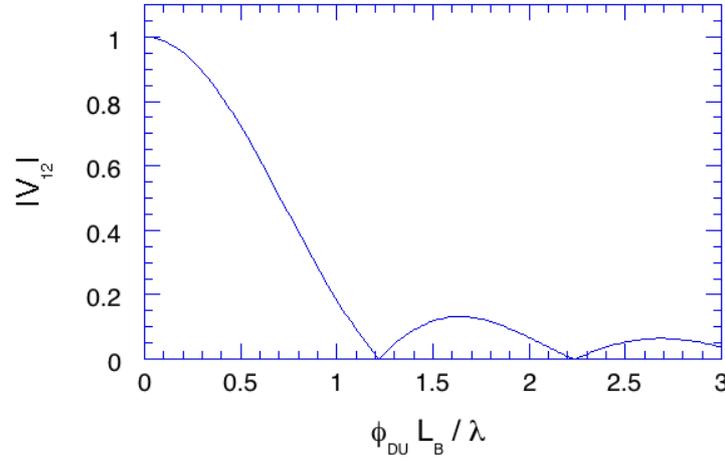


FIG. 5.1 – Module de la fonction de visibilité pour un disque uniforme de diamètre ϕ_{DU} .

du signal mesuré par le photomètre en sortie de fibre. Le bruit est l'écart type du bruit du détecteur, qui est de loin la source de bruit dominante en bande K.

Si on excepte quelques astéroïdes, les objets non stellaires les plus lumineux et qui ne sont pas résolus par une pupille individuelle de diamètre r_0 ont une magnitude $K > 7$. Clairement, pour aborder l'astronomie extragalactique avec un interféromètre infrarouge à fibres il est nécessaire de disposer de grands télescopes phasés par optique adaptative, de suiveurs de franges (section 7.4) pour pouvoir intégrer le signal pendant un temps supérieur à τ_0 , ou de détecteurs d'au moins deux ordres de grandeur plus sensibles que ceux disponibles actuellement.

La physique stellaire est donc le domaine de prédilection d'un interféromètre à fibres "ordinaire". Les photosphères stellaires sont des sources brillantes et très compactes : la plus lumineuse ($K = -4.0$) est α Ori (Bételgeuse) pour un diamètre de disque uniforme $\phi_{DU} = 44.2$ mas [Dyck et al. 1992].

5.2 Quelles observations pour un interféromètre stellaire infrarouge ?

Un interféromètre sert essentiellement à mesurer des visibilités $V_{12}^{(*)}$ de franges d'interférence pour différentes bases. Rappelons (ce point sera précisé au chapitre 7) que $V_{12}^{(*)}$ n'est autre que la composante de Fourier de la distribution d'intensité de la source pour la fréquence spatiale $(L_B/\lambda)\vec{w}$, où \vec{w} est un vecteur unitaire parallèle à \vec{L}_B . Dans le cas où la source est un disque uniforme par exemple, le module de sa visibilité est lié à la longueur de la base par une fonction

de Bessel [Goodman 1985 ; Léna 1986] :

$$V_{12}^{(*)} = \frac{2 J_1(\pi \phi_{\text{DU}} L_{\text{B}}/\lambda)}{\pi \phi_{\text{DU}} L_{\text{B}}/\lambda}. \quad (5.1)$$

La fonction de visibilité pour un disque uniforme est montrée figure 5.1. Elle est maximale pour une base nulle, décroît uniformément quand L_{B} augmente, pour s'annuler lorsque $L_{\text{B}} = 1.22 \lambda/\phi_{\text{DU}}$, puis présente des lobes secondaires. Comme nous allons le voir ci-dessous, c'est de part et d'autre du premier zéro de visibilité que se trouve l'information la plus intéressante. Il est donc important de pouvoir observer l'étoile avec des bases correspondantes.

La mesure la plus élémentaire que permet un interféromètre est celle des diamètres stellaires : elle est obtenue en ajustant une fonction de visibilité aux visibilités observées à différentes bases. L'ajustement sera beaucoup plus précis si le premier zéro peut être localisé, en observant la disparition puis la réapparition des franges lorsque la base augmente. La mesure du diamètre des étoiles est riche en information astrophysique et utile pour contraindre les modèles photosphériques : par exemple, combinée à la photométrie, elle est le seul moyen de déterminer directement la température effective de l'étoile [Ridgway 1988].

Une description plus réaliste d'une photosphère stellaire est celle d'un disque présentant un assombrissement centre-bord plus ou moins marqué. L'assombrissement introduit un biais dans l'estimation des diamètres [Hanbury Brown et al. 1974a] quand tous les points de mesure sont en deçà du premier zéro de la fonction de visibilité. Il faut alors appliquer un facteur correctif obtenu à partir d'une estimation empirique de l'assombrissement.

Pour un disque assombri, la hauteur des lobes secondaires dans la fonction de visibilité est sensiblement diminuée. Si la qualité des données le permet, l'assombrissement peut être déterminé en ajustant aux visibilités observées un modèle à plusieurs paramètres. Il est nécessaire pour cela d'obtenir des mesures précises de $V_{12}^{(*)}$ de part et d'autre du premier zéro. La détermination de l'assombrissement centre-bord est importante pour accéder à la structure verticale de la température dans l'atmosphère de l'étoile [Davis 1978].

L'information sur l'objet étudié croît avec le nombre de points mesurés dans le plan de Fourier. Ainsi des données plus complètes (visibilités pour différentes orientations de la base, pour différentes longueurs d'onde...) permettent de se livrer à des investigations encore plus détaillées de l'atmosphère stellaire. Je renvoie à Ridgway [1988] pour une revue des possibilités dans ce domaine.

Certaines classes d'objet sont particulièrement intéressantes à observer en bande K. C'est le cas des étoiles géantes évoluées (types spectral M0 et au-delà) qui émettent une grande partie de leur énergie entre 2 et $2.5 \mu\text{m}$ et dont le diamètre, pour les plus brillantes, est bien adapté à l'étude par des bases de 5 à 50 m.

Le mécanisme qui entraîne la perte de masse dans les étoiles de la branche asymptotique des géantes et leur transformation en nébuleuse planétaire est encore mal connu. L'observation à haute résolution de la partie interne des enveloppes circumstellaires permet d'étudier la région de formation des grains et de préciser les modèles de transfert radiatif. Enfin un interféromètre infrarouge est bien adapté à l'étude du changement de morphologie au cours du cycle des variables à longue période comme les étoiles de type Mira.

Remarquons que tous ces objets ont en commun une température effective relativement basse ($T_{\text{eff}} < 3500 \text{ K}$).

5.3 Un critère de sensibilité

Comment exprimer la sensibilité d'un interféromètre stellaire ? Le signal mesuré n'est pas le flux reçu de l'étoile, mais l'énergie modulée dans les franges. La notion de magnitude limite n'a donc pas beaucoup de sens. En effet, une étoile brillante peut être difficile à observer si elle est très résolue pour la base L_B , car le contraste des franges (donc la modulation relative du flux de l'objet) est faible. Inversement, une étoile moins lumineuse mais plus petite, pour laquelle la visibilité est proche de 1, peut être plus accessible.

Je propose pour mesurer l'énergie totale modulée dans les franges d'employer comme unité le *véga*¹, c'est-à-dire l'énergie modulée dans les franges obtenues sur un point source ($V_{12}^{(*)} = 1$) de magnitude 0. Le nombre de végas associés à un objet n'est pas constant : il dépend du module de la visibilité, donc de la longueur de la base projetée L_B qui varie avec l'angle horaire.

La sensibilité d'un interféromètre peut être exprimée par le nombre minimum de végas nécessaires pour détecter des franges. A titre d'exemple, considérons un interféromètre à fibres comportant deux télescopes de 0.9 m de diamètre en entrée, et deux sorties interférométriques équipées chacune d'un photomètre infrarouge ($NEP = 4 \times 10^{-14} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$) de 5000 Hz de bande passante. Les pertes en ligne dans les fibres et les coupleurs sont supposées négligeables. Une extrapolation à partir du tableau 5.1 permet d'affirmer que, dans des conditions moyennes, le rapport signal sur bruit au niveau de chaque détecteur pour une étoile de magnitude $K = 0$ est $S/B = 1.3$. Si les franges défilent à $\sim 4 \text{ mm/s}$ et le système est peu dispersif alors le tableau 4.1 nous apprend qu'un rapport S/B minimum de 2.0 est nécessaire pour détecter l'interférogramme sur une voie. Le seuil de détection d'un tel interféromètre est donc de 2.6 végas.

¹Ce nom est inspiré par le fait que l'étoile Véga ($\alpha \text{ Lyr}$) a par définition une magnitude nulle dans toutes les bandes photométriques ; son petit diamètre (3.24 mas d'après les mesures d'interférométrie d'intensité [Hanbury Brown et al. 1974b]) en fait une source quasi-ponctuelle en K pour des bases décimétriques.

Cette valeur est bien sûr indicative car les tests en laboratoire ont été effectués avec un flux constant, alors que sur le ciel l'énergie injectée dans la fibre subit d'importantes fluctuations (section 3.1.6). Par ailleurs, dans un interféromètre à fibres tout le flux de l'étoile n'est pas nécessairement utilisé dans la recombinaison interférométrique. Une partie de la lumière peut être prélevée avant la recombinaison pour obtenir des signaux photométriques de calibration (chapitre 6).

La sensibilité d'un interféromètre doit être comparée au nombre de végas de l'étoile que l'on veut étudier pour établir la faisabilité d'une observation. Celui-ci dépend à la fois, pour une base donnée, de la luminosité et des dimensions apparentes de l'objet. Il est donc utile, avant d'entamer une observation, d'avoir une connaissance approximative du diamètre de l'étoile. On peut se référer à une valeur publiée si le diamètre a déjà été mesuré directement², ou bien employer une méthode photométrique indirecte plus ou moins empirique [Barnes et al. 1978; Leggett et al. 1986; Ridgway 1994] qui fait en général intervenir la magnitude et un indice de couleur.

5.3.1 Quelques exemples

Les capacités d'observation pour une étoile sont visualisées en traçant la variation de l'énergie modulée dans les franges (exprimée en végas) en fonction de l'angle horaire. La courbe peut être tracée de l'angle horaire au lever à l'angle horaire au coucher de l'étoile, lorsque celui-ci est défini (source non circumpolaire).

La figure 5.3 permet de comparer les capacités d'observation pour α Boo (Arcturus) des deux interféromètres qui ont été construits au cours de cette thèse : FLUOR (chapitre 6) et Grand FLUOR (chapitre 8). Les deux instruments ont chacun une base unique orientée approximativement Est-Ouest, de 5.48 m pour FLUOR et 53 m pour Grand FLUOR. La longueur de la base projetée dans la direction d'Arcturus est montrée en fonction de l'angle horaire dans la figure 5.2 : elle est maximale au moment du passage de l'étoile au méridien.

Arcturus est une étoile brillante ($K = -3$), au diamètre apparent relativement important ($\phi_{DU} = 20.36$ mas [Di Benedetto and Foy 1986]). Elle n'est que très partiellement résolue par FLUOR dont la base est courte : la visibilité des franges, égale à 0.94 en moyenne (chapitre 7), est presque maximale et l'énergie modulée est importante (15 végas environ). Cependant celle-ci est pratiquement constante au cours du transit d'Arcturus dans le ciel (et encore plus si on considère que la ligne à retard de FLUOR limite les observations à ± 1.5 h autour du méridien) : une telle configuration ne permet d'explorer qu'une très petite partie de la courbe de visibilité, ce qui limite la possibilité de mesurer précisément le diamètre de l'étoile.

²Une compilation des étoiles dont le diamètre a été mesuré directement (par interférométrie ou occultation lunaire) se trouve dans Lang [1991].

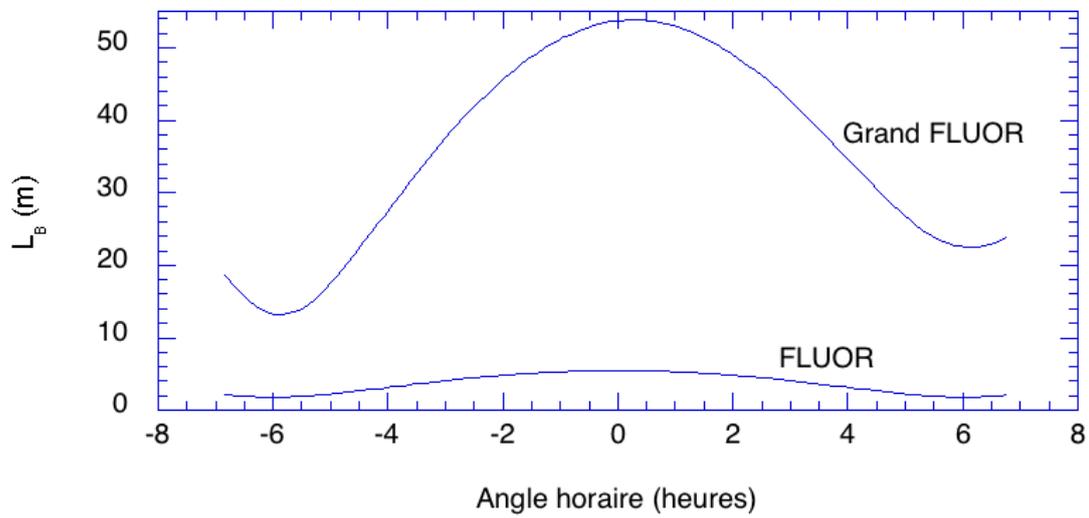


FIG. 5.2 – Longueur de la base projetée dans la direction de α Boo en fonction de l'angle horaire pour les interféromètres FLUOR et Grand FLUOR.

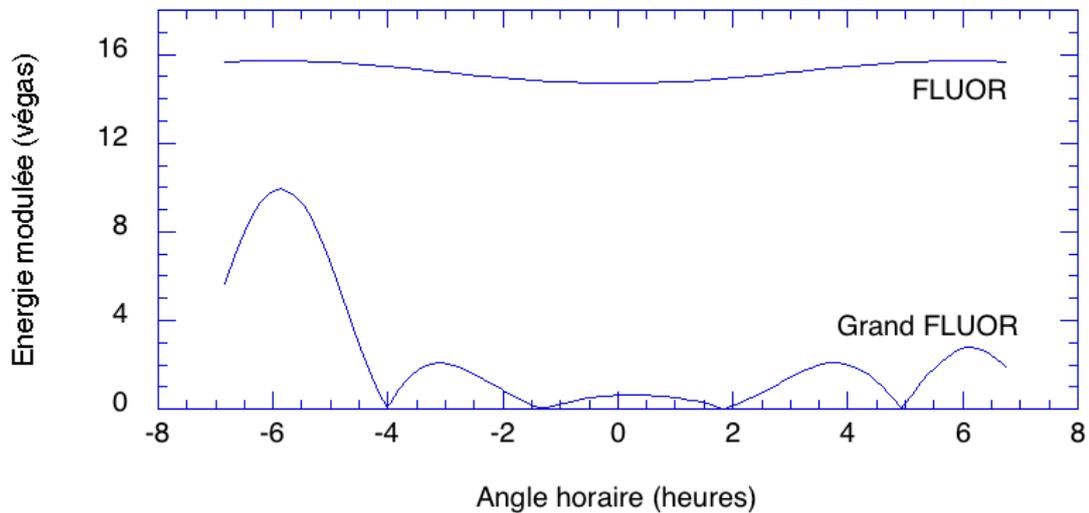


FIG. 5.3 – Énergie modulée des franges obtenues sur α Boo avec les interféromètres FLUOR et Grand FLUOR.

En comparaison la courbe pour Grand FLUOR offre des perspectives beaucoup plus intéressantes, puisque deux zéros de visibilité peuvent être observés. Par contre l'énergie modulée est nettement plus faible et ne dépasse pas 1 véga dans le second lobe au moment du passage au méridien. Si la sensibilité de l'instrument est de 2.6 végas, les observations ne sont possibles qu'entre le lever d'Arcturus et $-4\text{h}30'$ d'angle horaire. Si on veut pouvoir observer utilement le premier lobe de la fonction de visibilité (par exemple pour mesurer l'assombrissement centre-bord), il faut pouvoir abaisser le seuil de détection de l'instrument à 1 véga ou moins. On peut par exemple décider de gagner sur la NEP des photomètres en les refroidissant à l'hélium liquide, ou bien de réduire la vitesse des franges et par conséquent la bande passante électronique nécessaire.

Il faut bien garder à l'esprit que ces courbes n'ont qu'une valeur indicative, le modèle de disque uniforme étant très rudimentaire. Néanmoins pour Grand FLUOR l'énergie modulée dépasse rarement 1 véga au moment du passage au méridien, puisque la totalité des étoiles de magnitude $K < 0$ sont au moins partiellement résolues avec une base de 53 m. Le fait d'avoir agrandi la base par rapport à FLUOR implique que le seuil de sensibilité nécessaire pour pouvoir faire des observations a été abaissé. Résolution et sensibilité sont deux caractéristiques qui doivent être prises en compte simultanément lors de la conception d'un interféromètre stellaire.

Chapitre 6

L'expérience FLUOR

6.1 Contexte et motivations

L'expérience FLUOR (pour *Fiber Linked Unit for Optical Recombination*) est une collaboration entre le Département de Recherche Spatiale (DESPA) de l'Observatoire de Paris et le National Optical Astronomy Observatories qui gère l'observatoire de Kitt Peak en Arizona. Son but est de tester le concept de recombinaison interférométrique par fibres, et d'explorer les avantages que procure l'optique guidée monomode pour la calibration des interférogrammes (chapitre 7). A cet égard, il s'agit essentiellement d'un démonstrateur technologique.

FLUOR n'est pas un interféromètre à proprement parler mais un "kit" permettant de transformer en interféromètre une paire de télescopes ordinaires. Il est construit autour d'un composant d'optique guidée monomode infrarouge : trois coupleurs directionnels en verre fluoré, intégrés en une pièce unique¹. Ceux-ci fournissent quatre signaux en sortie : les deux signaux interférométriques, plus deux signaux photométriques utilisés pour corriger les interférogrammes des effets de la turbulence atmosphérique.

Les deux instruments qui ont été reliés sont les télescopes auxiliaires de la tour solaire McMath, dont une coupe dans un plan nord-sud est montrée figure 6.1. La tour McMath a la forme d'un 7 couché aux dimensions impressionnantes : hauteur 30 m, longueur du tube 150 m, dont les deux tiers sont enfouis dans la montagne. Des héliostats situés au sommet renvoient la lumière dans les miroirs primaires installés à l'intérieur du tube, et dont les focales sont respectivement 35.8 m côté ouest et 40.37 m côté est. Les faisceaux sont ensuite repliés à la verticale vers une salle d'observation par des miroirs secondaires plans. La ligne de base formée par les deux télescopes, longue de 5.488 m, est orthogonale au plan de la coupe.

¹Les connecteurs décrits dans la section 2.3.3 n'étaient pas disponibles au moment de la préparation de l'expérience.

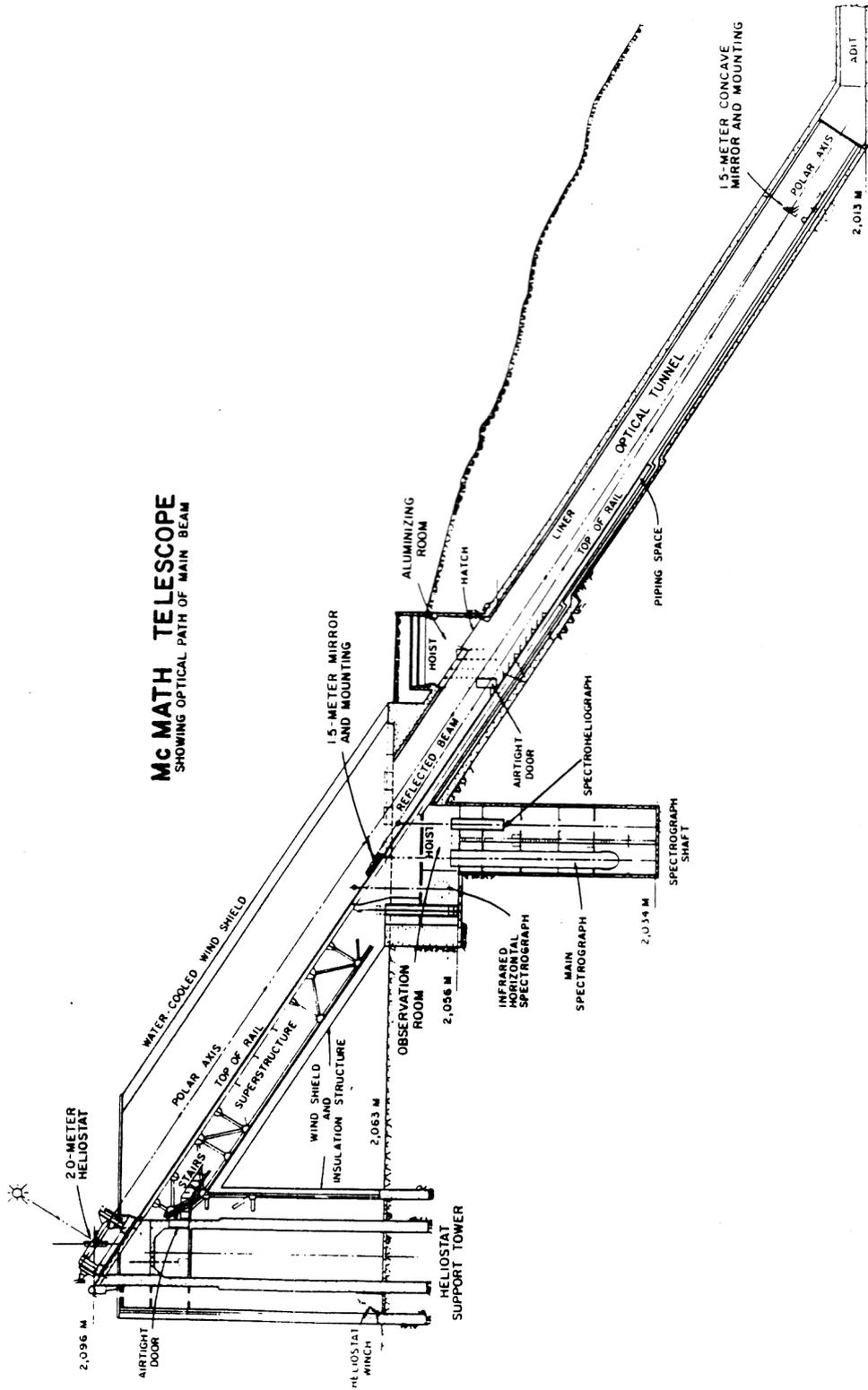


FIG. 6.1 – Vue en coupe de la tour solaire McMath.

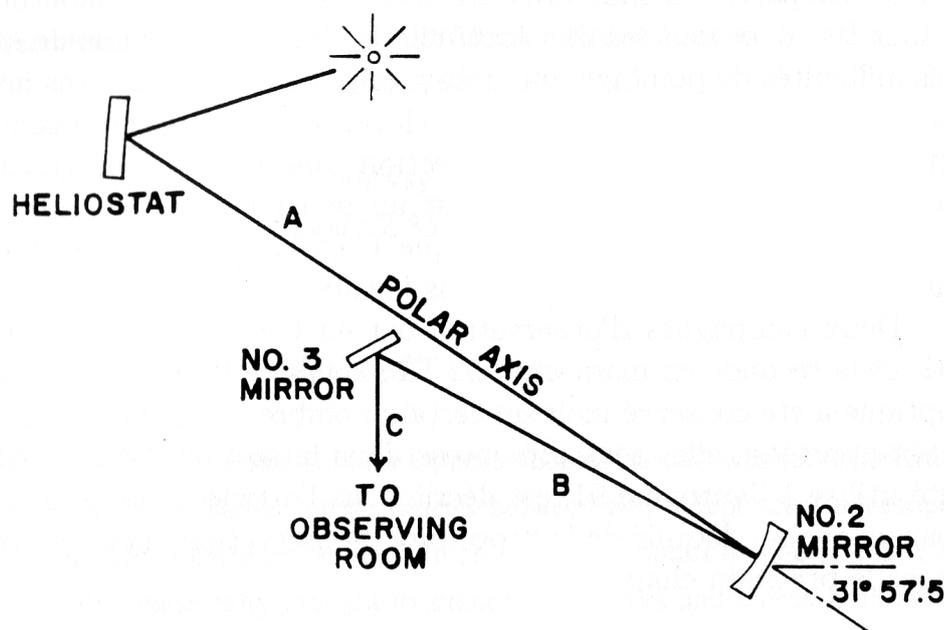


FIG. 6.2 – Chemin optique dans les deux télescopes auxiliaires.

Le choix des télescopes auxiliaires du McMath fut motivé par plusieurs raisons :

- Les pupilles sont sans obstruction centrale² ; leur taille (environ 0.8 m) est bien adaptée à l'utilisation de fibres monomodes en bande K (rapports d/r_0 compris entre 1 et 4 suivant la turbulence) ;
- Les foyers primaires des deux télescopes sont fixes et situés dans la même salle d'observation. La recombinaison des faisceaux peut donc se faire dans des conditions proches du laboratoire ;
- Les héliostats peuvent être retournés vers les miroirs primaires pour mettre les télescopes en autocollimation. Ceci facilite les réglages et la métrologie ;
- L'observatoire de Kitt Peak dispose de quatre photomètres infrarouges rapides (utilisés en temps normal pour le spectro FTS du télescope Mayall de 4 m) ;
- Enfin, la demande pour ces télescopes est faible, ce qui nous a permis d'obtenir facilement deux fois 30 nuits d'observation.

²La forme des pupilles dépend de la déclinaison : elle correspond à l'intersection d'un disque de 0.805 m (section du tube dans la partie supérieure du télescope) et de l'ellipse que fait la projection de l'héliostat (de diamètre 0.875 m). A cause du vignettage, les observations sont en général limitées aux déclinaisons inférieures à $+30^\circ$.

En contrepartie, il faut citer la mauvaise qualité des montures des héliostats (dont les roues dentées ont accumulé les usures en 30 ans de service) et surtout les difficultés de pointage, qui doit se faire manuellement : ces instruments ont été conçus pour observer le soleil... Au foyer primaire le grandissement est important et il est difficile de voir en projection une étoile de magnitude $V > 2$. Par ailleurs, la longueur de la base est un peu faible (comparable au diamètre des plus grands télescopes monolithiques), et la turbulence instrumentale est très importante (effet de cheminée dans le tube de la tour).

Deux campagnes d'observation ont eu lieu : la première en août–septembre 91, et la seconde en mars–avril 92. Au cours de la seconde campagne le montage optique a été conservé mais un certain nombre d'améliorations fonctionnelles ont été apportées : elles sont présentées dans la section 6.4. Le système, tel qu'il a été utilisé à l'automne 91, est décrit dans l'article de la section 6.2, qui est suivi par un rappel détaillé de la procédure d'observation. Les résultats sont présentés dans le prochain chapitre.

6.2 Article :

FLUOR: a stellar interferometer using single-mode infrared fibers

Communication à la conférence ESO “High-resolution imaging by interferometry II”, 15–18 octobre 1991, Garching bei München.

Référence :

“FLUOR : a stellar interferometer using single-mode infrared fibers”, *V. Coudé Du Foresto*, S. Ridgway; *Ground-Based Interferometry at Visible and Infrared Wavelengths*, Proceedings on ESO Astrophysics Symposia, ESO, J. M. Beckers, F. Merkle (ed.), **39**, 731-740 (1992).

ADS <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1992ESOC...39..731C>

6.3 Procédure d'observation

Les signaux fournis par les 4 photomètres InSb de FLUOR subissent un traitement analogique avant acquisition : les deux sorties photométriques P_1 et P_2 passent par un filtre passe-bas 0–200 Hz, et les deux sorties interférométriques I_1 et I_2 par un autre filtre 0–500 Hz. Un cinquième signal (différence $I_1 - I_2$) est généré pour le contrôle en temps réel des franges. Idéalement dans la différence le bruit corrélé (bruit photométrique) disparaît, alors que l'amplitude des franges, qui sont en antiphasse, est doublée. En pratique il faut veiller à ce que les gains sur I_1 et I_2 soient rigoureusement identiques, et le résidu de bruit photométrique est supprimé en dehors de la bande de fréquence des franges par un filtre passe-bande 80-200 Hz. La fréquence d'échantillonnage est de 1000 Hz. La "longueur" d'un train de franges (durée pendant laquelle le signal des franges dans $I_1 - I_2$ est supérieur au bruit des détecteurs) varie entre 0.1 et 0.8 s suivant le rapport S/B. La durée d'un interférogramme est sensiblement rallongée par la dispersion : environ 35 franges défilent (à mi-hauteur) contre 5 franges seulement dans un système en bande K ($\lambda/\Delta\lambda = 5$) non dispersif.

Rappelons que, dans FLUOR, la ligne à retard reste fixe pendant l'enregistrement d'un interférogramme. C'est le mouvement diurne qui assure la modulation de la différence de marche. Près du méridien où se font les observations, celle-ci se fait à un rythme d'environ $320 \mu\text{m/s}$. La longueur de la ligne à retard est de 2.5 m, pour une course de 2 m qui correspond à une compensation de 4 m du chemin optique et offre une autonomie d'environ 3 h.

Le contrôle de la ligne à retard se fait comme suit : une observation est prévue à un instant t_1 situé dans le futur, quelques secondes après l'instant présent. L'ordinateur calcule quelle extension de la ligne à retard est nécessaire pour annuler la ddm à l'instant t_1 . La position est déterminée en fonction de la métrologie interne de l'instrument et des paramètres géométriques du système formé par l'étoile et les deux télescopes [Thompson et al. 1986 ; Boccas 1993] ; un terme de correction variable doit être rajouté, pour prendre en compte la différence de longueur entre les fibres des deux bras, d'éventuelles dilatations thermiques, de légers déplacements des composants etc³. . . Une fois la ligne à retard positionnée, l'ordinateur est mis en attente de l'instant $t_1 - \Delta t/2$, où il déclenche une séquence d'acquisition de longueur Δt . Pendant ce temps, la valeur absolue de la ddm diminue uniformément pour s'annuler à l'instant t'_1 , où le signal des franges est observé. La différence $\varepsilon = t'_1 - t_1$ sert de base au calcul d'un nouveau terme de correction pour l'acquisition suivante. La métrologie globale est donc réétalonnée à chaque observation des franges, ce qui évite une dérive des erreurs de positionnement.

³Pour l'anecdote, le terme de correction calculé après l'observation du tout premier train de franges, et qui correspond donc à la précision de la métrologie établie avant la mise en service de l'instrument, était de 18 mm sur la position de la ligne à retard.

Pour récapituler, un cycle complet d'acquisition comporte plusieurs phases :

1. Détermination de la position de la ligne à retard qui annule la différence de marche à l'heure d'acquisition souhaitée ;
2. Positionnement de la ligne à retard ;
3. Acquisition simultanée des 5 signaux pendant la durée Δt : les sorties interférométriques I_1 et I_2 , leur différence $I_1 - I_2$, et les deux sorties photométriques P_1 et P_2 ;
4. Fermeture d'un obturateur au foyer de chaque télescope puis acquisition pendant 1024 points ($\simeq 1$ s) des courants d'obscurité pour chacun des 5 signaux ;
5. Visualisation de $I_1 - I_2$;
6. Extraction d'une séquence de 1024 points centrée sur l'interférogramme ; si le rapport S/B est jugé suffisant, sauvegarde de cette séquence à laquelle est juxtaposée la séquence des courants d'obscurité ;
7. Calcul de la correction à apporter à la métrologie.

Lors de la première campagne FLUOR, toutes ces opérations étaient gérées manuellement par un observateur. Ceci comprend l'ajustement de la ligne à retard en faisant coulisser sur des rails un chariot supportant le coin de cube, dont la position est repérée par l'abscisse d'un curseur sur un mètre à ruban. Avec un peu d'expérience, la durée du cycle peut être réduite à 3 mn. La précision de positionnement du coin de cube est de ± 1 mm, correspondant à une incertitude de ± 6 s sur l'heure de passage des franges. La durée choisie pour la fenêtre d'observation est en général $\Delta t = 20$ s.

Pendant tout ce temps, il faut assurer le guidage des télescopes pour maintenir l'étoile sur la tête de fibre. Ce rôle est dévolu à deux observateurs supplémentaires : des caméras de guidage du commerce (SBIG ST-4) avaient été prévues mais n'ont pu fonctionner à cause de l'hystérésis trop importante des montures des héliostats. Chaque opérateur de guidage dispose :

- D'un moniteur de contrôle où il peut surveiller la position relative de l'étoile et de la tête de fibre au foyer de son télescope (cf. section 3.1.5) ;
- D'un oscilloscope où sont affichés deux signaux :
 - le signal photométrique correspondant à son télescope pour contrôler l'efficacité du couplage ;

- la différence $I_1 - I_2$ entre les deux signaux interférométriques pour observer les interférogrammes en temps réel.
- D'une raquette de commande agissant sur les moteurs de l'héliostat pour corriger les mouvements de l'étoile. Le champ libre d'aberrations de la parabole hors-axe est trop faible pour pouvoir compenser les mouvements de l'étoile par des déplacements de la fibre au foyer.

FLUOR n'étant pas un système intégrateur de lumière, son efficacité est directement liée à son rendement, c'est-à-dire au nombre d'interférogrammes qui peuvent être acquis en un temps donné. Son fonctionnement nécessite la présence de trois observateurs. En particulier, la multiplicité des tâches à accomplir le plus vite possible par le premier est source d'une tension qui peut engendrer des erreurs de manipulation ; lesquelles ralentissent en retour le rythme des observations. Il a été décidé, pour la seconde campagne de FLUOR, d'automatiser la procédure d'acquisition, ce qui laissait espérer des gains importants en efficacité et permettait de réduire le nombre d'observateurs à deux.

6.4 Automatisation

Lors de la seconde campagne de FLUOR, la gestion du fonctionnement de l'interféromètre a été assurée entièrement par l'ordinateur d'acquisition des données : un Macintosh IICI équipé d'une carte analogique/numérique Lab-NB de National Instruments et du langage de programmation LabVIEW. L'automatisation a entraîné quelques modifications du système :

- Il était nécessaire de motoriser le mouvement de la ligne à retard. Nous avons pu nous faire prêter une unité de déplacement en translation motorisée (vis entraînée par un moteur pas à pas) de 0.55 m de course, sur laquelle est montée le coin de cube. L'unité peut glisser sur les rails de 2.5 m lorsque son chariot arrive en bout de course. L'ordinateur commande le contrôleur du moteur et reçoit la mesure de l'indexeur par l'intermédiaire d'une liaison série RS-232. La résolution est de $50 \mu\text{m}$. On dispose donc de périodes de 55 mn pendant lesquelles le déplacement, motorisé, est de grande précision. Entre deux courses complètes, un déplacement manuel de l'unité est nécessaire, avec une précision de 1 mm. L'autonomie totale reste toujours de l'ordre de 3 h.
- Chaque obturateur est monté sur un levier dont l'extrémité peut être tirée par un cylindre métallique coulissant dans un solénoïde. Le solénoïde est alimenté par un relais, commandé depuis l'ordinateur par un signal logique TTL.

- Un algorithme de détection de la position de l'interférogramme à l'intérieur de la fenêtre d'acquisition a été mis en œuvre. Le centroïde du train de franges est la moyenne arithmétique de l'abscisse des pics valides dans le signal. Un pic valide est un maximum (ou minimum) local du signal différence $D_I(t) = I_1(t) - I_2(t)$ où la condition suivante est vérifiée pendant un nombre consécutif N_p d'échantillons :

$$|D_I(t) - \langle D_I \rangle| \geq A \sigma_{D_I}, \quad (6.1)$$

où σ_{D_I} est l'écart type de D_I dans la séquence d'acquisition. L'expérience a montré que le meilleur choix des paramètres, dans ce système où chaque frange est échantillonnée sur 6 à 7 points, est $N_p = 1$ et $A = 5$. L'ordinateur est alors notablement plus sensible qu'un œil humain pour détecter les interférogrammes, et le taux de fausses alertes reste négligeable⁴. En fin de routine, une tonalité aiguë ou grave est émise pour informer l'utilisateur de la détection ou non des franges.

La figure 6.3 montre l'interface utilisateur principale du programme de contrôle de FLUOR. Lorsque l'unité de translation vient d'être positionnée sur les rails, une première acquisition doit être effectuée manuellement avec une fenêtre de 20 s pour localiser les franges et vérifier que tout fonctionne correctement. Ensuite on bascule en mode "Auto" et l'ordinateur se charge du reste des opérations, jusqu'à la fin de la course du chariot sur la vis.

La précision du positionnement est maintenant telle que des fenêtres d'observation de 4 s suffisent. Un cycle complet peut s'effectuer en 12 s : sa décomposition chronologique est montrée figure 6.4. Grâce à l'automatisation de la procédure d'acquisition, le rendement de FLUOR a été multiplié par 15.

⁴Une procédure de détection des interférogrammes dans l'espace de Fourier (section 4.5) est encore plus sensible, mais ne permet pas de les centrer avec précision (à moins d'analyser la pente de la phase).

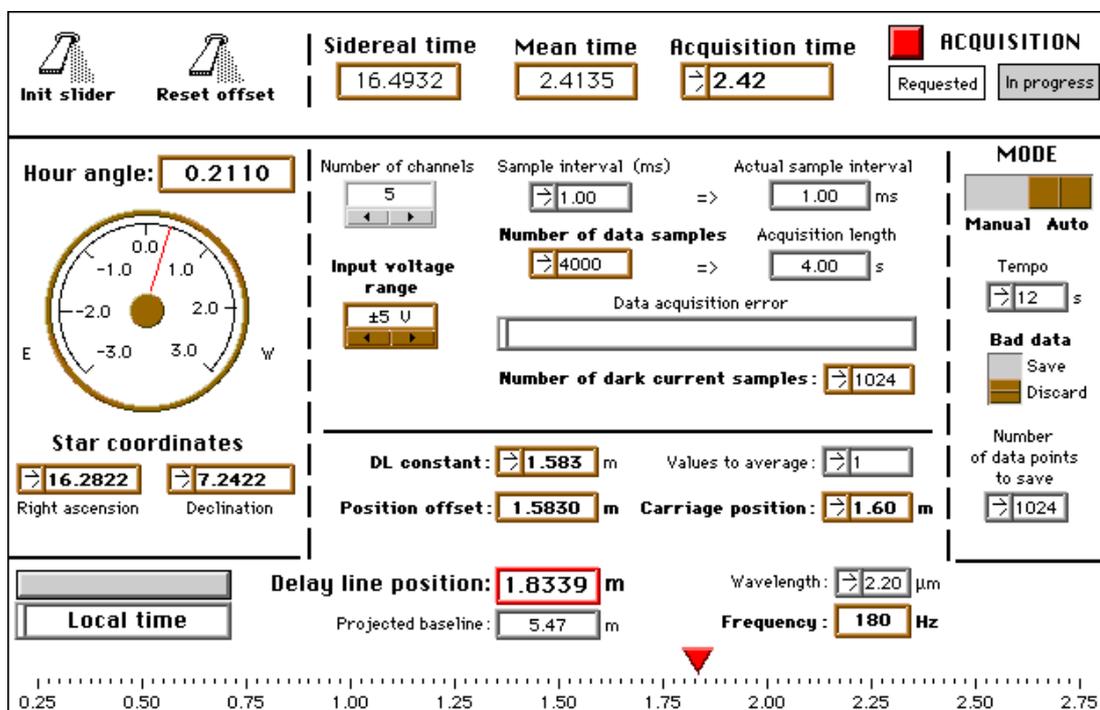


FIG. 6.3 – Interface utilisateur principale du programme de contrôle de FLUOR.

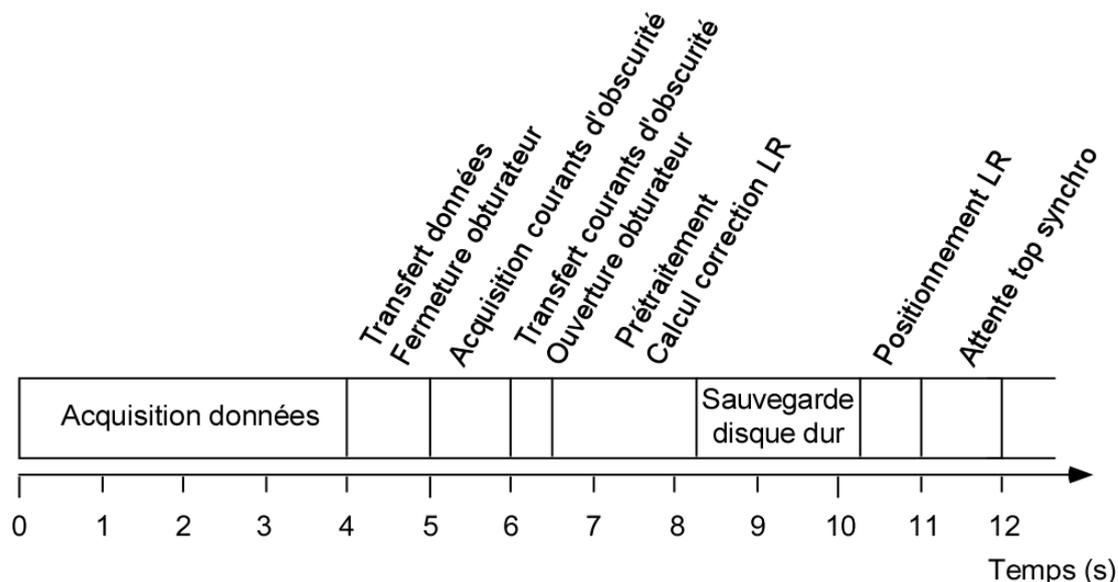


FIG. 6.4 – Chronogramme d'un cycle d'acquisition.

6.5 Conclusion

FLUOR a tout à fait rempli son rôle de démonstrateur, en établissant un certain nombre de "premières" : première utilisation de l'optique guidée en interférométrie astronomique ; première liaison cohérente entre une paire de télescopes ordinaires (qui n'ont pas été conçus pour une utilisation interférométrique) ; enfin, installation et mise en service en un temps record pour un interféromètre stellaire.

Le programme a démarré début 91. La période de conception à Meudon a duré 6 mois, puis l'installation à Kitt Peak s'est faite en moins de 2 mois. A la fin de la première campagne d'observation l'interféromètre a dû être démonté et mis en caisses pour libérer les télescopes : il fut remonté en 1 mois environ.

Ces délais illustrent le gain en simplicité apporté par l'utilisation de composants intégrés en optique guidée.

En fait, la principale difficulté que nous avons rencontrée a consisté à savoir injecter la lumière stellaire simultanément dans les fibres des deux télescopes. Une fois ce point maîtrisé, les franges ont presque aussitôt été observées : moins de 20 mn après leur première recherche... Au cours de la campagne d'automne 91, environ 60 interférogrammes (sur 3 étoiles) ont été acquis en 3 nuits ; au printemps 92, grâce à l'amélioration du rendement apportée par l'automatisation, plus de 1500 interférogrammes (sur 13 étoiles) ont été enregistrés pendant la même durée.

Chapitre 7

La réduction des données de FLUOR

7.1 Introduction

Ce chapitre traite de la réduction des données fournies par FLUOR, et présente les résultats obtenus.

Dans FLUOR, le front d'onde émis par la source est échantillonné par les pupilles autour de deux points formant, vu de l'objet, les extrémités d'une base \bar{L}_B . Les champs électriques recueillis au foyer des télescopes sont transmis par les fibres en un point commun à l'intérieur du coupleur, qui agit comme un corrélateur optique. On peut alors mesurer le degré complexe de cohérence entre les deux radiations. Parce que le mode d'observation (par balayage autour de la ddm nulle) permet d'explorer à la fois la cohérence temporelle de l'onde et la cohérence relative entre les deux pupilles, l'information contenue dans un interférogramme est extrêmement riche : elle fait intervenir à la fois les propriétés spectrales et spatiales de la source. Le problème consiste à savoir l'extraire des données brutes, en neutralisant au mieux les sources de perturbation (turbulence, effets instrumentaux, sources de bruit...).

Le formalisme de ce chapitre reprend, en le généralisant, celui qui a été développé pour l'interféromètre de laboratoire (section 4.3). La principale différence vient du fait que, pour une source astronomique vue à travers une atmosphère turbulente, l'efficacité ρ de l'injection dans la fibre varie dans le temps (cf. section 3.1.3). Les deux télescopes étant séparés par une distance très supérieure à r_0 , les fluctuations de couplage dans chacune des deux fibres sont totalement décorrélées. Il en résulte que les intensités guidées dans chaque bras sont le plus souvent inégales, et le déséquilibre de l'interféromètre entraîne une modulation aléatoire du signal des franges.

Cet effet peut être corrigé grâce à l'utilisation des signaux photométriques

auxiliaires, mais il est nécessaire au préalable de bien connaître le comportement photométrique du système pour être capable de relier les amplitudes des champs guidés qui se présentent au point de recombinaison avec les signaux fournis par les détecteurs P_1 et P_2 (section 7.2). Les relations sont un peu lourdes à cause des nombreux coefficients de transmission et d'efficacité qui entrent en jeu ; mais elles ont le bon goût de se ramener à une simple matrice 2×2 de coefficients intégrés $\bar{\kappa}_{ij}$, qui peut se déterminer pour chaque objet directement à partir des données (section 7.5).

La correction photométrique supprime tous les modes de la turbulence, sauf le mode piston différentiel entre les deux pupilles, dont les effets sur la TF de l'interférogramme sont décrits section 7.4. La présence du mode piston nous oblige à renoncer à l'information de phase et à la résolution spectrale : c'est donc le carré du module du facteur de cohérence, intégré sur la bande passante optique, qui est mesuré par FLUOR (section 7.6).

Les aspects pratiques de la réduction des données sont abordés section 7.7, et les différentes causes d'erreur statistique sont étudiées section 7.8. Enfin, les résultats obtenus sur 7 étoiles différentes sont discutés section 7.9, et comparés avec les valeurs publiées dans la littérature.

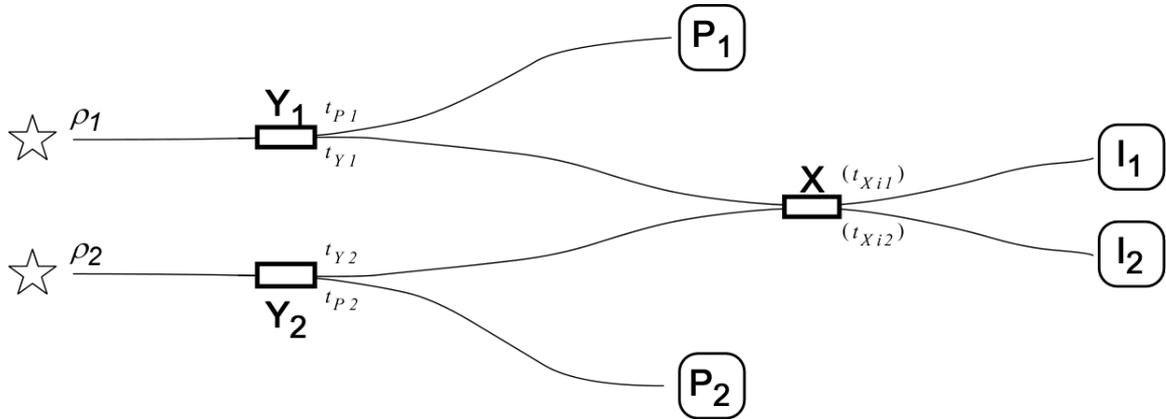


FIG. 7.1 – Unité centrale d'un interféromètre à fibres, avec les notations pour les transmissions de chacun des composants.

7.2 Propriétés photométriques du système

Nous voulons établir ici quelles sont, lorsque la recombinaison est totalement incohérente (par exemple lorsque la source est étendue), les intensités des faisceaux aux différents points du coupleur triple utilisé dans FLUOR.

L'unité centrale de FLUOR est schématisée figure 7.1. Elle comporte deux coupleurs photométriques (Y_1 et Y_2) et un coupleur interférométrique (X). Chaque entrée est éclairée par la source d'intensité $B_0B(\sigma)$ au nombre d'onde σ , dont une fraction ρ est couplée dans la fibre. Nous utiliserons l'approximation (discutée section 3.1.4) selon laquelle l'efficacité de l'injection est le produit de deux fonctions séparables du temps et du nombre d'onde :

$$\rho = \rho_t(t)\rho_\sigma(\sigma). \quad (7.1)$$

L'intensité recueillie en sortie du système est mesurée sous forme de signaux électriques grâce à quatre photomètres P_1 , P_2 , I_1 et I_2 .

7.2.1 Signaux monochromatiques

Le signal monochromatique produit à un instant donné par le détecteur photométrique P_j ($j = 1$ ou 2) est proportionnel à son gain g_{P_j} , et à la transmission t_{P_j} du coupleur Y_j vers la sortie P_j :

$$P_{\sigma,j} = g_{P_j}(\sigma) [t_{P_j}(\sigma) B_0B(\sigma) \rho_{t,j} \rho_{\sigma,j}(\sigma)]. \quad (7.2)$$

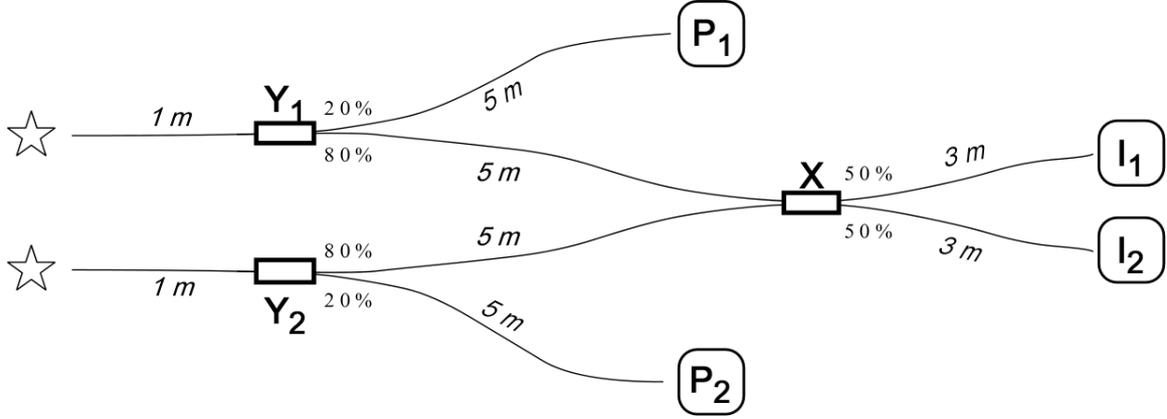


FIG. 7.2 – Caractéristiques nominales (longueur des segments et transmission des composants) du coupleur triple utilisé dans l'expérience FLUOR.

Pour la suite il sera commode d'introduire l'efficacité globale de la voie photométrique P_j :

$$\eta_{P_j}(\sigma) = g_{P_j} t_{P_j} \rho_{\sigma,j}, \quad (7.3)$$

de sorte que

$$P_{\sigma,j} = B_0 B(\sigma) \eta_{P_j}(\sigma) \rho_{t,j}. \quad (7.4)$$

Les pertes intrinsèques des composants ne sont pas négligeables (elles varient entre 6 et 32 % pour les coupleurs que nous avons pu mesurer), aussi ne peut-on supposer a priori par exemple que $t_{P_1} + t_{Y_1} = 1$. La plus grande partie de l'énergie perdue l'est aux points de recombinaison dans les coupleurs. Les pertes en ligne dans la fibre, dont l'absorption moyenne en bande K est de l'ordre de 30 dB/km (soit 0.7 % par mètre), sont minimales.

Le signal fourni par les détecteurs interférométriques I_1 et I_2 est proportionnel aux puissances optiques $E_{0_1}^2$ et $E_{0_2}^2$ en sortie du coupleur X, et au gain des photomètres :

$$\begin{aligned} I_{\sigma,1} &= g_{I_1}(\sigma) E_{0_1}^2 \\ I_{\sigma,2} &= g_{I_2}(\sigma) E_{0_2}^2 \end{aligned} \quad (7.5)$$

Les puissances optiques en entrée et en sortie de X sont liées par une matrice de transmission (les coefficients $t_{X_{ij}}$ et t_{Y_j} dépendent de σ) :

$$\begin{pmatrix} E_{0_1}^2 \\ E_{0_2}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{X_{11}} & t_{X_{12}} \\ t_{X_{21}} & t_{X_{22}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t_{Y_1} B_0 B(\sigma) \rho_{t,1} \rho_{\sigma,1}(\sigma) \\ t_{Y_2} B_0 B(\sigma) \rho_{t,2} \rho_{\sigma,2}(\sigma) \end{pmatrix}, \quad (7.6)$$

mais la matrice de passage observable est celle qui relie les signaux photométriques aux signaux interférométriques :

$$\begin{pmatrix} I_{\sigma,1} \\ I_{\sigma,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \kappa_{11}(\sigma) & \kappa_{12}(\sigma) \\ \kappa_{21}(\sigma) & \kappa_{22}(\sigma) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_{\sigma,1} \\ P_{\sigma,2} \end{pmatrix}. \quad (7.7)$$

En combinant les relations 7.2, 7.6 et 7.7, on établit aisément

$$\kappa_{ij}(\sigma) = \frac{g_{ti}}{g_{Pj}} \frac{t_{Xij} t_{Yj}}{t_{Pj}}. \quad (7.8)$$

7.2.2 Signaux en bande large

Les relations photométriques en bande large s'obtiennent par intégration sur σ . Pour les détecteurs P_j :

$$\begin{aligned} P_j &= \int_0^{+\infty} P_{\sigma,j}(\sigma) d\sigma \\ &= B_0 \rho_{t,j} \int_0^{+\infty} B(\sigma) \eta_{Pj}(\sigma) d\sigma. \end{aligned} \quad (7.9)$$

On en déduit donc :

$$B_0 \rho_{t,j} = \frac{P_j}{\bar{\eta}_{Pj}}, \quad (7.10)$$

où $\bar{\eta}_{Pj}$ est l'efficacité globale intégrée de la voie photométrique P_j .

D'après la relation 7.7, le signal monochromatique $I_{\sigma,i}$ fourni par le détecteur I_i est lié à $P_{\sigma,1}$ et $P_{\sigma,2}$ par

$$\begin{aligned} I_{\sigma,i}(\sigma) &= \kappa_{i1}(\sigma) P_{\sigma,1} + \kappa_{i2}(\sigma) P_{\sigma,2} \\ &= \kappa_{i1}(\sigma) B_0 B(\sigma) \eta_{P1}(\sigma) \rho_{t,1} + \kappa_{i2}(\sigma) B_0 B(\sigma) \eta_{P2}(\sigma) \rho_{t,2} \end{aligned} \quad (7.11)$$

et l'intégration donne

$$\begin{aligned} I_i &= \sum_{j=1,2} B_0 \rho_{t,j} \int_0^{+\infty} \kappa_{ij}(\sigma) \eta_{Pj}(\sigma) B(\sigma) d\sigma \\ &= \sum_{j=1,2} \frac{P_j}{\bar{\eta}_{Pj}} \int_0^{+\infty} \kappa_{ij}(\sigma) \eta_{Pj}(\sigma) B(\sigma) d\sigma. \end{aligned} \quad (7.12)$$

Une nouvelle relation matricielle relie donc les deux paires de signaux en bande large :

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{\kappa}_{11} & \bar{\kappa}_{12} \\ \bar{\kappa}_{21} & \bar{\kappa}_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \end{pmatrix}, \quad (7.13)$$

avec :

$$\bar{\kappa}_{ij} = \frac{1}{\bar{\eta}_{Pj}} \int_0^{+\infty} \kappa_{ij}(\sigma) \eta_{Pj}(\sigma) B(\sigma) d\sigma. \quad (7.14)$$

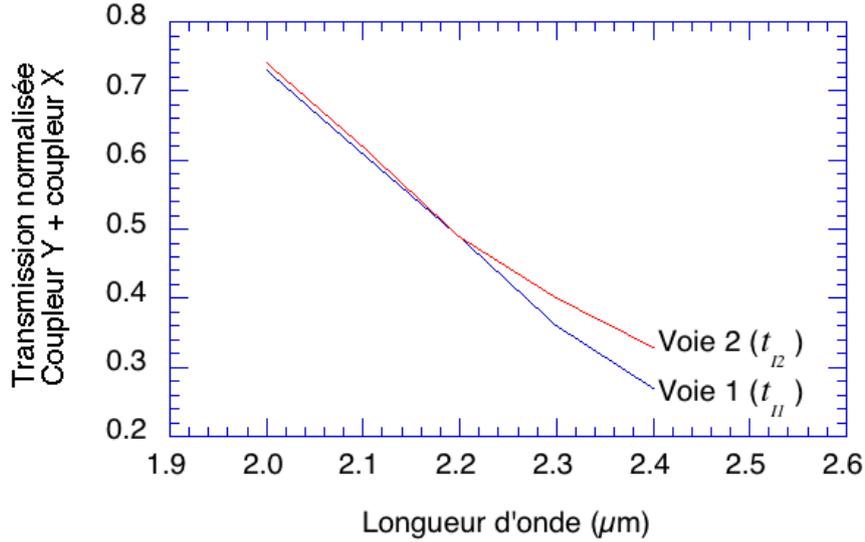


FIG. 7.3 – Transmission normalisée (données fabricant) des voies interférométriques I_1 (coefficient $t_{I1} = t_{Y1} [t_{X11}/(t_{X11} + t_{X12})]$) et I_2 (coefficient $t_{I2} = t_{Y2} [t_{X22}/(t_{X21} + t_{X22})]$).

La calibration préalable en laboratoire des divers coefficients de transmission est en général délicate, car les coupleurs sont très chromatiques (Fig. 7.3) et les valeurs intégrées dépendent de la distribution spectrale d'énergie de la source. Dans le cas du coupleur triple intégré de FLUOR où les composants ne peuvent être mesurés séparément, il est même impossible d'accéder à tous les coefficients de transmission. Heureusement, les $\bar{\kappa}_{ij}$ peuvent être estimés directement à partir des données (section 7.5). La calibration photométrique des coupleurs en laboratoire n'est donc pas nécessaire.

Dans la réduction des données les deux signaux interférométriques sont traités de manière totalement indépendante. Nous n'en considérerons qu'un seul, ce qui nous permettra d'alléger les équations en abandonnant l'indice i . Ainsi par exemple pour les signaux en bande large, lorsque la recombinaison est incohérente :

$$I = \bar{\kappa}_1 P_1 + \bar{\kappa}_2 P_2. \quad (7.15)$$

7.3 Recombinaison cohérente

L'addition cohérente des signaux s'observe autour de la différence de marche nulle. La ligne à retard étant fixe pendant l'acquisition, le balayage de part et d'autre de la ddm nulle est effectué naturellement grâce au mouvement diurne.

En l'absence de turbulence atmosphérique, la variation de la ddm peut être

considérée comme uniforme pendant la durée du balayage. En présence de turbulence, nous avons vu (section 3.1) que tous les modes sont filtrés par les fibres, à l'exception du mode piston. Le mode piston différentiel entre les deux pupilles génère des fluctuations aléatoires du retard optique entre les faisceaux guidés.

L'analyse de cette section ne prend pas en compte le piston différentiel, et maintient l'approximation $\rho = \rho_t \rho_\sigma$. Ces conditions sont indispensables pour obtenir une expression analytique (bien qu'idéalisée) du signal interférométrique. Nous verrons dans la section 7.4 l'influence du mode piston sur les données fournies par FLUOR. Le chromatisme de ρ et le mode piston différentiel produisent des effets semblables sur les signaux, toutefois pour FLUOR ce sont les perturbations dues au piston qui dominent largement.

Sous ces hypothèses, et si v est la vitesse nominale de défilement des franges, la séquence temporelle observée $I(t)$ correspond à l'interférogramme $I(x) = I(vt)$. Le signal est échantillonné à intervalles de temps δt constants, qui correspondent à des espacements $\delta x = v \delta t$ uniformes.

Dans l'espace de Fourier, la variable conjuguée de la position x est le nombre d'onde σ , et la fréquence $f = v\sigma$ est la variable conjuguée pour les séquences temporelles. Ici l'interférogramme sera écrit sous sa forme $I(x)$, mais il est important de garder sa dualité à l'esprit, afin de pouvoir raisonner indifféremment en termes de temps/fréquence ou de position/nombre d'onde. Dans tout ce qui suit l'un ou l'autre couple de variables sera utilisé selon les besoins, le changement d'échelle éventuellement nécessaire étant implicite.

Nous allons procéder comme dans la section 4.3 pour établir l'expression de l'intensité en sortie du coupleur X : en décrivant d'abord l'interférogramme monochromatique au nombre d'onde σ , puis en calculant l'interférogramme en bande large par intégration sur la bande passante optique du système.

7.3.1 Interférogramme monochromatique

L'expression générale de l'intensité du faisceau après recombinaison est donnée par l'équation 4.9 :

$$I_\sigma = g_I \left(E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \operatorname{Re}\{\gamma_{12}\} \right), \quad (7.16)$$

où γ_{12} est le degré complexe de cohérence entre les signaux issus de chaque fibre. Parce que dans ce cas la source est, par hypothèse, monochromatique (de fréquence optique ν et de nombre d'onde σ), le degré complexe de cohérence prend une forme simplifiée [Goodman 1985] : c'est une fonction oscillante du retard τ entre les deux ondes :

$$\begin{aligned} \gamma_{12} &= \mu_{12} e^{-j2\pi\nu\tau} \\ &= \mu_{12} e^{-j2\pi\sigma x}, \end{aligned} \quad (7.17)$$

où $\boldsymbol{\mu}_{12} = \mu_{12} e^{j\Phi_{12}}$ est le facteur de cohérence complexe entre les deux faisceaux au point de recombinaison. Il est lié par une fonction de transfert instrumentale $\mathbf{T}_i = T_i e^{j\Phi_i}$ au facteur de cohérence $\mathbf{V}_{12}^{(*)} = V_{12}^{(*)} e^{j\Phi_{12}^{(*)}}$ de l'onde entre les deux pupilles à l'entrée de l'interféromètre :

$$\boldsymbol{\mu}_{12} = \mathbf{T}_i \mathbf{V}_{12}^{(*)}. \quad (7.18)$$

La quantité $\mathbf{V}_{12}^{(*)}$ est aussi la visibilité complexe de l'objet (au nombre d'onde σ) pour la base de l'interféromètre. En effet selon le théorème de Van Cittert–Zernike [Born and Wolf 1980; Goodman 1985], le facteur de cohérence complexe entre deux points situés aux extrémités d'une ligne de base \vec{L}_B n'est autre que la composante de Fourier de la distribution spatiale de l'intensité normalisée de la source, pour la fréquence spatiale $(L_B/\lambda)\vec{w}$, où $L_B = |\vec{L}_B|$ est la distance (projetée sur le plan du ciel) entre les deux pupilles, et \vec{w} est un vecteur unitaire parallèle à \vec{L}_B .

La fonction de transfert en modulation T_i de l'instrument exprime essentiellement une perte de cohérence liée à un contrôle imparfait des polarisations. La phase Φ_i comprend la dispersion des composants d'optique guidée, et d'éventuels écarts dans les sauts de phases lors des réflexions sur les miroirs.

Il est important de constater que la fonction de transfert, telle qu'elle a été définie ici, est purement instrumentale et ne fait pas intervenir la turbulence atmosphérique. Si l'instrument est suffisamment stable, la réponse impulsionnelle du système peut être calibrée en observant un objet de référence dont la visibilité complexe $\mathbf{V}_{12}^{(\text{ref})}$ est connue (le plus souvent il s'agit d'une étoile non résolue (point source) pour laquelle $\mathbf{V}_{12}^{(\text{ref})} = 1$). Si $\boldsymbol{\mu}_{12}^{(\text{ref})}$ est le facteur de cohérence complexe mesuré sur la référence, la fonction de transfert de l'instrument est

$$\mathbf{T}_i = \frac{\boldsymbol{\mu}_{12}^{(\text{ref})}}{\mathbf{V}_{12}^{(\text{ref})}}. \quad (7.19)$$

Le module et la phase de la TF d'un objet quelconque sont alors donnés par les relations :

$$\begin{aligned} V_{12}^{(*)} &= \mu_{12}/T_i \\ \Phi_{12}^{(*)} &= \Phi_{12} - \Phi_i \end{aligned} \quad (7.20)$$

Revenons maintenant à l'expression générale de l'interférogramme (Eq. 7.16). En tenant compte de la relation 7.17, elle s'écrit sous la forme

$$I_\sigma = g_1 E_{01}^2 + g_1 E_{01}^2 + 2g_1 E_{01} E_{02} \mu_{12}(\sigma) \cos(2\pi\sigma x + \Phi_{12}(\sigma)). \quad (7.21)$$

Grâce aux résultats de la section précédente (équations 7.7, 7.4 et 7.10), nous pouvons relier les carrés des amplitudes monochromatiques des champs, difficiles

à estimer, aux signaux P_1 et P_2 produits par les détecteurs photométriques, qui sont des quantités directement mesurables :

$$\begin{aligned} g_{\text{I}} E_{0j}^2 &= \kappa_j(\sigma) P_{\sigma,j} \\ &= \kappa_j(\sigma) B_0 B(\sigma) \eta_{\text{P}j}(\sigma) \rho_t \\ &= \kappa_j(\sigma) \frac{P_j}{\bar{\eta}_{\text{P}j}} B(\sigma) \eta_{\text{P}j}(\sigma). \end{aligned} \quad (7.22)$$

Pour le terme croisé nous avons, en posant $P = \sqrt{P_1 P_2}$ et $\kappa = \sqrt{\kappa_1 \kappa_2}$:

$$\begin{aligned} g_{\text{I}} E_{01} E_{02} &= P B(\sigma) \kappa(\sigma) \frac{\sqrt{\eta_{\text{P}1}(\sigma) \eta_{\text{P}2}(\sigma)}}{\sqrt{\bar{\eta}_{\text{P}1} \bar{\eta}_{\text{P}2}}} \\ &= P B(\sigma) \kappa'(\sigma). \end{aligned} \quad (7.23)$$

L'interférogramme monochromatique s'écrit donc, en remarquant que les signaux photométriques P_1 et P_2 varient dans le temps, c'est-à-dire qu'ils dépendent de la position x :

$$\begin{aligned} I_{\sigma}(x) &= \kappa_1(\sigma) \frac{P_1(x)}{\bar{\eta}_{\text{P}1}} B(\sigma) \eta_{\text{P}1}(\sigma) + \kappa_2(\sigma) \frac{P_2(x)}{\bar{\eta}_{\text{P}2}} B(\sigma) \eta_{\text{P}2}(\sigma) \\ &\quad + 2P(x) B(\sigma) \kappa'(\sigma) \mu_{12}(\sigma) \cos(2\pi\sigma x + \Phi_{12}(\sigma)). \end{aligned} \quad (7.24)$$

Ce n'est plus une simple sinusoïde comme en laboratoire : l'amplitude des franges est modulée par la valeur instantanée de l'efficacité moyenne d'injection (bruit multiplicatif). De plus, la valeur autour de laquelle oscillent les franges fluctue comme la somme des intensités couplées dans chaque fibre (bruit photométrique).

7.3.2 Interférogramme en bande large

L'interférogramme en bande large s'obtient toujours en intégrant les interférogrammes monochromatiques :

$$I(x) = \int_0^{+\infty} I_{\sigma}(x) d\sigma, \quad (7.25)$$

soit en développant :

$$\begin{aligned} I(x) &= P_1(x) \frac{1}{\bar{\eta}_{\text{P}1}} \int_0^{+\infty} \kappa_1(\sigma) \eta_{\text{P}1}(\sigma) B(\sigma) d\sigma \\ &\quad + P_2(x) \frac{1}{\bar{\eta}_{\text{P}2}} \int_0^{+\infty} \kappa_2(\sigma) \eta_{\text{P}2}(\sigma) B(\sigma) d\sigma \\ &\quad + \int_{-\infty}^{+\infty} P(x) B(\sigma) \kappa'(\sigma) \mu_{12}(\sigma) e^{j\Phi_{12}(\sigma)} e^{j2\pi\sigma x} d\sigma \\ &\quad + \int_{-\infty}^{+\infty} P(x) B(\sigma) \kappa'(\sigma) \mu_{12}(\sigma) e^{-j\Phi_{12}(\sigma)} e^{-j2\pi\sigma x} d\sigma. \end{aligned} \quad (7.26)$$

On reconnaît dans les deux premières lignes de l'équation 7.26 le bruit photométrique intégré sur la bande passante (équations 7.13 et 7.14). Les deux dernières lignes peuvent être identifiées à une transformée de Fourier inverse, le bruit multiplicatif sur le signal des franges se traduisant par une convolution dans l'espace des nombres d'onde :

$$\begin{aligned} I(x) &= \bar{\kappa}_1 P_1(x) + \bar{\kappa}_2 P_2(x) \\ &+ \mathcal{F}^{-1} \left\{ \tilde{\mathbf{P}}(\sigma) * \left(B(\sigma) \kappa'(\sigma) \mu_{12}(\sigma) e^{j\Phi_{12}(\sigma)} \right) \right\} \\ &+ \mathcal{F}^{-1} \left\{ \tilde{\mathbf{P}}(\sigma) * \left(B(-\sigma) \kappa'(-\sigma) \mu_{12}(-\sigma) e^{-j\Phi_{12}(-\sigma)} \right) \right\} \end{aligned} \quad (7.27)$$

Ainsi la TF du signal interférométrique a-t-elle pour expression :

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{I}}(\sigma) &= \bar{\kappa}_1 \tilde{\mathbf{P}}_1(\sigma) + \bar{\kappa}_2 \tilde{\mathbf{P}}_2(\sigma) \\ &+ \tilde{\mathbf{P}}(\sigma) * \left(B(\sigma) \kappa'(\sigma) \mu_{12}(\sigma) e^{j\Phi_{12}(\sigma)} \right) \\ &+ \tilde{\mathbf{P}}(\sigma) * \left(B(-\sigma) \kappa'(-\sigma) \mu_{12}(-\sigma) e^{-j\Phi_{12}(-\sigma)} \right) \\ &= \tilde{\mathbf{I}}_{\text{BF}} + \tilde{\mathbf{I}}_{\text{HF}^+} + \tilde{\mathbf{I}}_{\text{HF}^-} \end{aligned} \quad (7.28)$$

L'interférogramme comporte donc, dans le domaine des fréquences, trois parties :

- Une partie basse fréquence, qui représente le *bruit photométrique*, c'est à dire le spectre des fluctuations de couplage à l'intérieur des fibres ;
- Deux parties haute fréquence (positive et négative). La partie haute fréquence positive est proportionnelle au produit de la densité spectrale de la source par le facteur de cohérence entre les deux faisceaux, convolué par la TF des fluctuations de couplage.

Parce que le facteur de cohérence entre les deux faisceaux est lié à la distribution spatiale de l'intensité de la source, l'interférogramme contient de l'information à la fois spatiale et spectrale sur l'objet observé : nous reviendrons sur ce point plus bas. Typiquement, les fluctuations de P ont une largeur spectrale (à mi-hauteur) inférieure à quelques Hz (section 3.1.6), alors que le signal des franges est compris entre 150 et 200 Hz. L'élargissement du signal des franges par la convolution est donc très faible.

Un exemple d'interférogramme est montré figure 7.4 avec la partie positive de sa TF figure 7.5. La source est α Boo (Arcturus), une étoile géante froide de type K2IIIp et de température effective $T_{\text{eff}} = 4294 \pm 30$ K [Di Benedetto and Foy 1986]. C'est un objet bien connu, stable, qui a déjà été observé en interférométrie infrarouge [Di Benedetto and Rabbia 1987] et peut servir de référence. Son diamètre en K (20.36 mas) est nettement inférieur à la résolution de FLUOR ($\simeq 100$ mas).

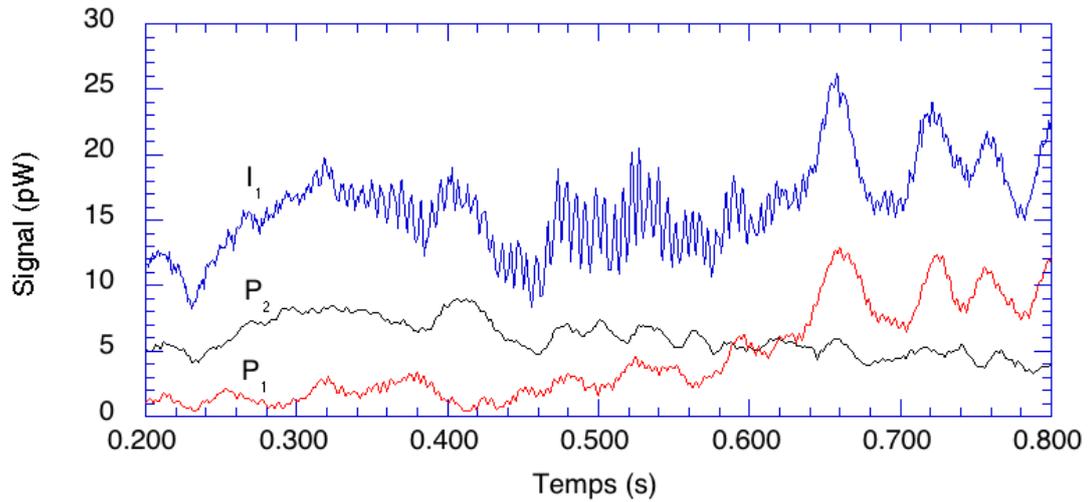


FIG. 7.4 – Exemple de séquence, avec le signal interférométrique $I(x)$ et les deux signaux photométriques $P_1(x)$ et $P_2(x)$. La vitesse de défilement des franges est $359 \mu\text{m/s}$. L'unité en ordonnée a été ramenée au flux optique à la sortie de la fibre (en pWatt), après calibration photométrique des détecteurs sur un corps noir de laboratoire.

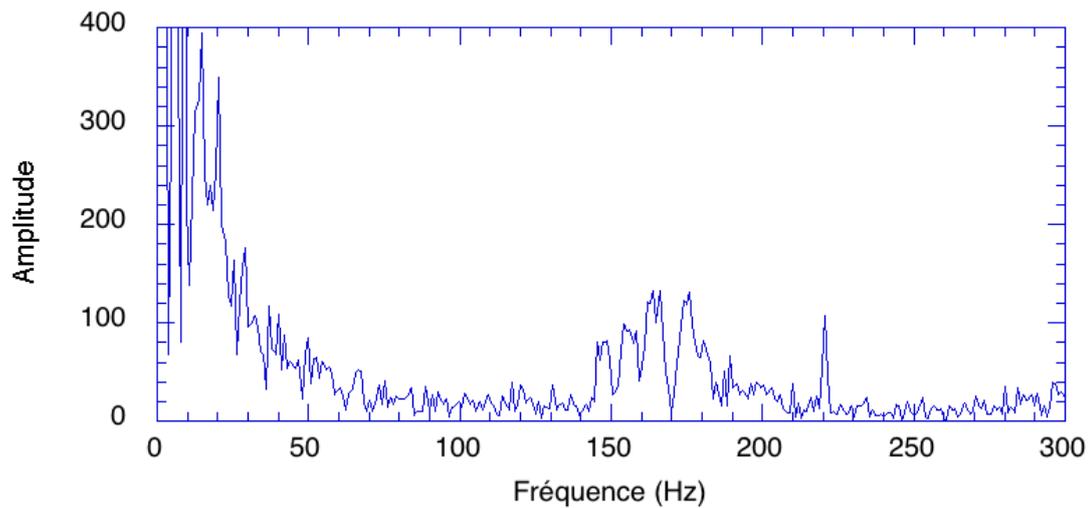


FIG. 7.5 – Module de la TF de $I(x)$.

7.4 Mode piston différentiel

Comme il a été évoqué au début de la section 7.3, le signal effectivement mesuré diffère sensiblement de l'expression 7.28 à cause du piston atmosphérique.

Les effets du piston sont de même nature que ceux introduits en laboratoire par une ligne à retard de mauvaise qualité (section 4.1.3). Si une fluctuation aléatoire $\epsilon(t)$ du retard optique se rajoute au balayage uniforme de la ddm, le signal observé à l'instant t correspond à une ddm $x = vt + \epsilon(t)$ et, sous réserve que la relation entre x et t reste biunivoque, on mesure l'interférogramme :

$$I_{\text{mesuré}}(x) = I(x + \epsilon(x)). \quad (7.29)$$

Le piston génère un bruit non pas sur la mesure du signal, mais sur la variable x , qui détruit la relation de Fourier entre l'interférogramme et la densité spectrale de la source.

La statistique du piston différentiel entre deux pupilles séparées de L_B se calcule à partir du modèle de Kolmogorov de la turbulence atmosphérique [Roddier 1981]. La distribution de $\epsilon(t)$ est gaussienne avec un écart type

$$\sigma_\epsilon = \frac{2.62}{2\pi} \lambda \left(\frac{L_B}{r_0} \right)^{5/6}. \quad (7.30)$$

Comme le paramètre de Fried r_0 varie proportionnellement à $\lambda^{6/5}$, l'amplitude du piston ne dépend pas de la longueur d'onde. L'équation 7.30 reste valable tant que L_B est inférieur à l'échelle externe de la turbulence, dont la valeur est encore mal connue, et varie probablement dans le temps et dans l'espace [Ziad et al. 1994].

On peut ajuster le signal d'erreur par un polynôme $\epsilon = \sum_0^n a_i t^i + \varepsilon(t)$. Le terme d'ordre 0 est indécélable en pratique car il correspond à un déplacement en bloc de l'interférogramme. La perturbation d'ordre 1 est équivalente à une modification de la vitesse moyenne des franges : elle induit une translation de $\tilde{\mathbf{I}}_{\text{HF}+}$ et $\tilde{\mathbf{I}}_{\text{HF}-}$ sur l'axe des fréquences. Les termes d'ordre plus élevé introduisent des perturbations chaotiques dans le signal des franges, et détruisent l'information spectrale sur la source.

Un cas particulier détaillé par Brault [1985] est celui où le signal d'erreur comporte une composante sinusoïdale, de fréquence ω_ϵ et d'amplitude $a_\epsilon \delta t$ (avec $a_\epsilon \ll 1$), où δt est l'intervalle d'échantillonnage. Le signal des franges (de fréquence centrale f_0) est alors flanqué de deux répliques autour de $f = f_0 + \omega_\epsilon$ et $f = f_0 - \omega_\epsilon$. L'amplitude des répliques est a_ϵ fois celle du signal principal. Ces artefacts apparaissent parfois sur les données de FLUOR (Fig. 7.6).

D'une manière plus générale, l'effet piston peut être perçu comme une modulation de phase (ou de fréquence) d'un signal dont la porteuse (l'interférogramme) est inconnue a priori.

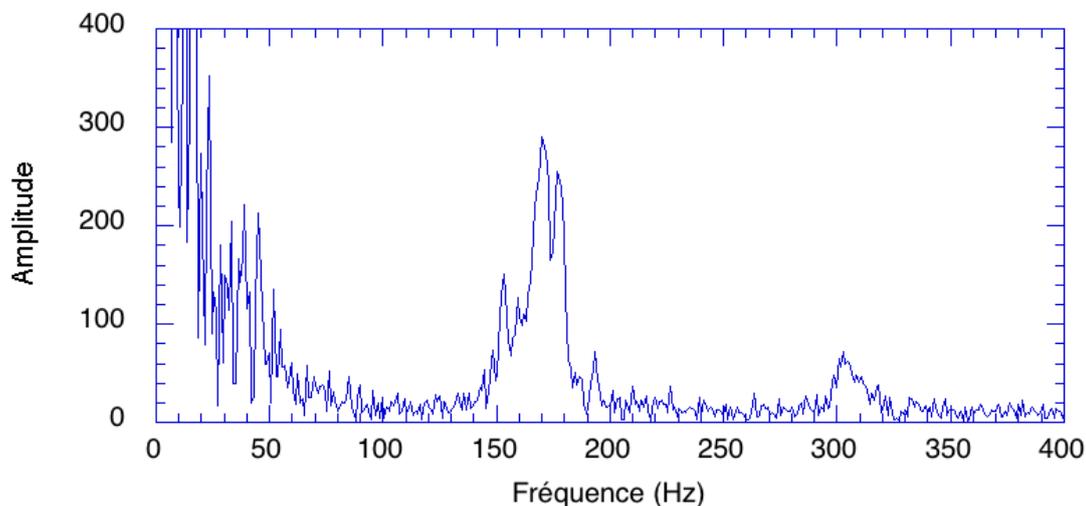


FIG. 7.6 – Réplique fantôme du signal des franges due à une composante sinusoïdale dans le mode piston différentiel entre les deux pupilles. La réplique symétrique (à très basse fréquence) est noyée dans le bruit photométrique.

Un moyen de réduire l'importance du piston consiste à tronquer l'interférogramme afin de figer ϵ pendant la mesure. Ceci se produit quand la durée de la séquence est petite devant le temps de cohérence τ_0 de la turbulence atmosphérique. La troncation se traduit dans la TF de l'interférogramme par un accroissement de l'intervalle $\delta\sigma$ entre deux éléments spectraux successifs. Pour une séquence de durée τ_0 , la longueur de l'interférogramme est $\Delta x = v\tau_0$ et la résolution nominale associée (pour un interférogramme non dispersif) est

$$\mathcal{R} = \frac{\sigma}{\delta\sigma} = 2v\tau_0\sigma. \quad (7.31)$$

Cette relation donne une borne supérieure de la résolution spectrale que l'on peut espérer obtenir en présence du piston atmosphérique. Pour FLUOR, les temps de cohérence estimés lors des observations varient entre 10 et 50 ms, et limitent la résolution à une valeur inférieure à celle du filtre K.

L'équation 7.31 suggère aussi qu'il est souhaitable d'augmenter la vitesse des franges pour améliorer la résolution spectrale et diminuer les effets du piston. On peut par exemple rajouter une petite ligne à retard annexe dans un des bras de l'interféromètre pour contrôler le balayage de la ddm. Mais augmenter la vitesse des franges (donc la bande passante Δf du système) signifie aussi perdre en sensibilité. Dans un système limité, comme FLUOR, par la puissance équivalente de bruit (NEP) du détecteur, la puissance totale de bruit est proportionnelle au

produit $NEP \sqrt{\Delta f}$, et la NEP du photomètre est proportionnelle à la racine de la bande passante de l'électronique d'amplification. La sensibilité de l'interféromètre est donc inversement proportionnelle à la vitesse des franges.

Le piston peut être totalement éliminé en cophasant les pupilles grâce à un suiveur de franges, comme par exemple dans l'interféromètre Mark III [Shao et al. 1988]. Cette solution offre en plus un gain considérable en sensibilité, car elle permet d'intégrer le signal interférométrique sur un temps en principe arbitrairement long [Mariotti 1993]. Des suiveurs de franges utilisant l'optique guidée ont déjà été proposés ou sont à l'étude [Rohloff 1991, Gay et al. 1994].

7.5 Mesure des coefficients $\bar{\kappa}_j$

Les coefficients $\bar{\kappa}_1$ et $\bar{\kappa}_2$ peuvent être évalués directement à partir des données, en ajustant à I (par une méthode de moindres carrés) une combinaison linéaire de P_1 et de P_2 ¹. On peut définir comme critère de qualité de l'ajustement l'erreur quadratique relative sur les fréquences photométriques (correspondant à 80 Hz de bande passante) :

$$q_\kappa = \frac{\int_0^{80\text{Hz}} |\tilde{\mathbf{I}}(f) - \bar{\kappa}_1 \tilde{\mathbf{P}}_1(f) - \bar{\kappa}_2 \tilde{\mathbf{P}}_2(f)|^2 df}{\int_0^{80\text{Hz}} |\tilde{\mathbf{I}}(f)|^2 df} \quad (7.32)$$

La figure 7.7 montre un exemple de mesure des coefficients $\bar{\kappa}_j$ pour une série de séquences enregistrées sur Arcturus. On remarque la dispersion substantielle des résultats (6 % pour $\bar{\kappa}_1$ et 10 % pour $\bar{\kappa}_2$). Pourtant la qualité de l'ajustement est toujours excellente : l'erreur relative résiduelle ne dépasse pas 9×10^{-6} pour la moins bonne des séquences.

La corrélation très forte pour chaque séquence entre les signaux I , P_1 et P_2 indique que les fluctuations sensibles dans la mesure des $\bar{\kappa}_j$ ne sont dues que pour une faible part au bruit des photomètres. Par ailleurs, il paraît peu probable que les divers coefficients de transmission du système évoluent de manière significative d'une séquence à l'autre, l'intervalle entre deux acquisitions successives étant relativement court (12 s en général). Les fluctuations des $\bar{\kappa}_j$ trahissent l'approximation utilisée dans la section 7.2 (séparation des variables t et σ dans l'expression de l'efficacité d'injection) : l'équation 7.14 n'est pas rigoureusement valable. Le chromatisme de ρ (section 3.1.4) biaise l'estimateur $\hat{\kappa}_j$ de $\bar{\kappa}_j$ obtenu par ajustement d'une combinaison linéaire de P_1 et P_2 à I . Le biais dépend du seeing et varie d'une séquence à l'autre.

¹On pourrait être tenté de filtrer I avant l'ajustement pour enlever la composante haute fréquence qui ne se trouve pas dans P_1 et P_2 , mais cela ne change pas le résultat puisque le signal des franges est à valeur moyenne nulle.

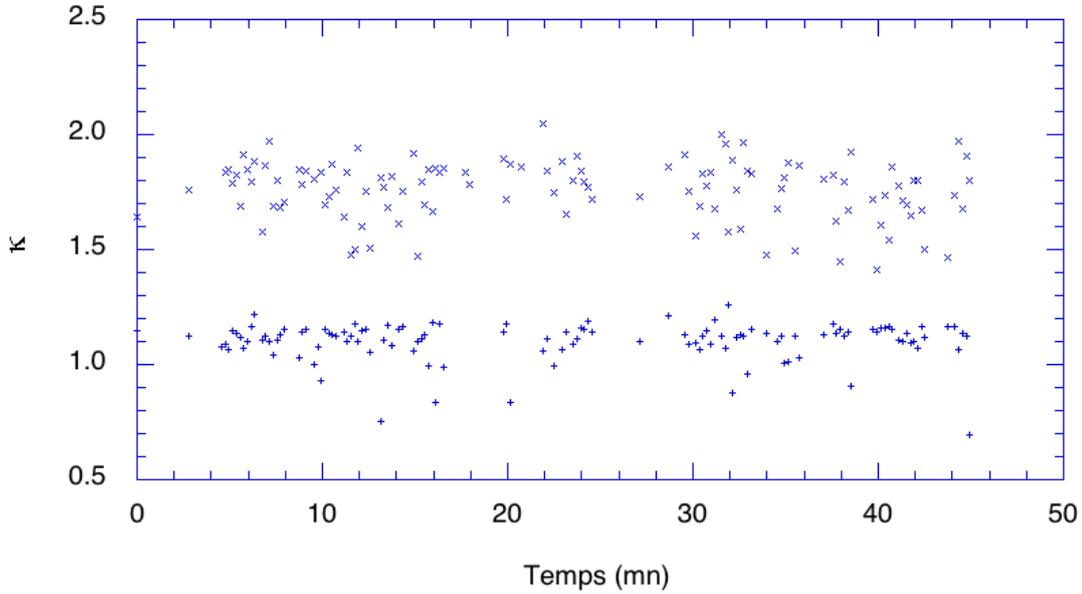


FIG. 7.7 – Dispersion des coefficients $\bar{\kappa}_1$ (+) et $\bar{\kappa}_2$ (x), mesurés lors d’une série de 122 séquences enregistrées sur Arcturus, le 7 avril 1992 entre 7h19 et 8h04 TU.

7.6 Estimation du facteur de cohérence

L’expression 7.28 va servir de base pour calculer un estimateur du facteur de cohérence à partir des données fournies par FLUOR.

7.6.1 Correction de l’interférogramme

La première opération consiste à séparer les composantes haute et basse fréquence du signal, pour isoler le signal interférométrique du bruit photométrique. Si la vitesse des franges est suffisamment grande, les supports de $\tilde{\mathbf{I}}_{\text{BF}}$, $\tilde{\mathbf{I}}_{\text{HF}+}$ et $\tilde{\mathbf{I}}_{\text{HF}-}$ sont disjoints, et un simple filtrage peut suffire. Ce n’est pas le cas pour FLUOR où en général le résidu de bruit photométrique à la fréquence des franges est faible, mais pas négligeable devant le signal interférométrique. Le bruit photométrique est supprimé par soustraction dans le domaine séquentiel :

$$I_{\text{HF}}(x) = I(x) - \bar{\kappa}_1 P_1(x) - \bar{\kappa}_2 P_2(x). \quad (7.33)$$

On sait d’après l’équation 7.28 que dans l’espace des nombres d’onde $\tilde{\mathbf{I}}_{\text{HF}}$ s’écrit :

$$\tilde{\mathbf{I}}_{\text{HF}}(\sigma) = \tilde{\mathbf{P}}(\sigma) * \left[B(\sigma) \kappa'(\sigma) \mu_{12}(\sigma) e^{j\Phi_{12}(\sigma)} + B(-\sigma) \kappa'(-\sigma) \mu_{12}(-\sigma) e^{-j\Phi_{12}(-\sigma)} \right], \quad (7.34)$$

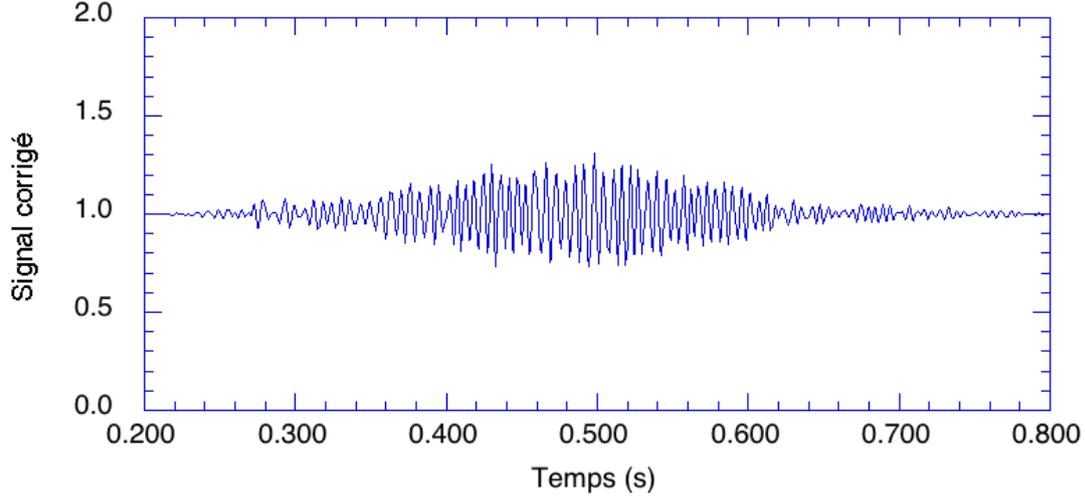


FIG. 7.8 – Interférogramme de la figure 7.4, après correction.

ce qui donne par TF inverse dans le domaine séquentiel (la convolution par le bruit photométrique se transforme en produit) :

$$I_{HF}(x) = P(x) \mathcal{F}^{-1} \left\{ B(\sigma) \kappa'(\sigma) \mu_{12}(\sigma) e^{j\Phi_{12}(\sigma)} + B(-\sigma) \kappa'(-\sigma) \mu_{12}(-\sigma) e^{-j\Phi_{12}(-\sigma)} \right\}. \quad (7.35)$$

Une division par $P(x)$ et un retour dans l'espace des nombres d'onde nous permettent d'établir un signal interférométrique $\tilde{\mathbf{I}}_{\text{cor}}$ corrigé des fluctuations d'origine atmosphérique :

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{I}}_{\text{cor}}(\sigma) &= \frac{1}{2} \mathcal{F} \left\{ \frac{I_{HF}(x)}{P(x)} \right\} \\ &= \frac{1}{2} B(\sigma) \kappa'(\sigma) \mu_{12}(\sigma) e^{j\Phi_{12}(\sigma)} + \frac{1}{2} B(-\sigma) \kappa'(-\sigma) \mu_{12}(-\sigma) e^{-j\Phi_{12}(-\sigma)} \end{aligned} \quad (7.36)$$

Le facteur $1/2$ est introduit pour normaliser à 1 l'intégrale du module \tilde{I}_{cor} de $\tilde{\mathbf{I}}_{\text{cor}}$ dans le cas canonique où $\kappa' = 1$ et $\mu_{12} = 1$.

La figure 7.8 montre la séquence corrigée $1 + I_{\text{cor}}(x)$ pour l'interférogramme de la figure 7.4.

7.6.2 Mode double Fourier

A partir de la relation 7.36 peut être mesuré le produit $\mu_{12}^{(*)}(\sigma) B(\sigma)$ de la visibilité complexe de l'objet par sa densité spectrale. Pour obtenir ce résultat,

qui est à la base de l'interférométrie double Fourier [Itoh and Ohtsuka 1986; Mariotti and Ridgway 1988], trois conditions sont à remplir :

1. La réponse instrumentale doit être complètement connue. Nous avons vu que la fonction de transfert complexe \mathbf{T}_i peut être mesurée sur une étoile de référence (en général une source non résolue) ; la courbe $\kappa'(\sigma)$ doit aussi pouvoir être étalonnée (ce qui n'est pas le cas pour le coupleur triple de FLUOR, dont seule la valeur intégrée sur la bande passante est accessible) ;
2. Le piston différentiel entre les deux pupilles doit être absent, ou supprimé ;
3. Le découplage des variables t et σ de l'efficacité d'injection dans la fibre doit être effectif.

L'interférométrie double Fourier met en évidence la nature fondamentalement tridimensionnelle des données interférométriques [ESO/VLT Interferometry Panel 1992]. La cohérence spatiale de l'onde, explorée par la pupille double de l'interféromètre, fournit la TF bidimensionnelle de la distribution spatiale de l'intensité de l'objet ; la cohérence temporelle, explorée par le balayage autour de la différence de marche nulle, est proportionnelle à la densité spectrale de la source. L'ensemble est regroupé dans la version étendue du théorème de Van Cittert-Zernike [Born and Wolf 1980], où la cohérence mutuelle des faisceaux recueillis est liée à la distribution spatio-spectrale de l'intensité par une TF tridimensionnelle (voir à ce sujet l'article de la section 9.2.1). Dans un interféromètre comme FLUOR, chaque séquence permet en principe de mesurer une droite (coupe à (u, v) constant) dans le cube de données. Les cubes de données interférométriques sont familiers aux radioastronomes [Perley 1985], mais leur interprétation dans le domaine optique est un art encore nouveau ; on pourra consulter Claret et al. [1991] pour une première approche.

7.6.3 Facteur de cohérence intégré

Pour ce qui concerne les données de FLUOR, l'information de phase étant détruite par le piston différentiel (section 7.4), nous ne nous intéresserons dorénavant qu'au carré du module de la TF, qui représente la densité spectrale de puissance du signal interférométrique corrigé :

$$\begin{aligned} \tilde{I}_{\text{cor}}^2(\sigma) &= |\tilde{\mathbf{I}}_{\text{cor}}(\sigma)|^2 \\ &= \frac{1}{4} B^2(\sigma) \kappa'^2(\sigma) \mu_{12}^2(\sigma) + \frac{1}{4} B^2(-\sigma) \kappa'^2(-\sigma) \mu_{12}^2(-\sigma). \end{aligned} \quad (7.37)$$

Il est clair cependant que l'équation 7.37 reste une idéalisation car elle fait abstraction du piston atmosphérique. Nous n'espérons donc pas qu'elle soit vraie pour tout σ et, de fait, la densité spectrale de puissance de l'interférogramme

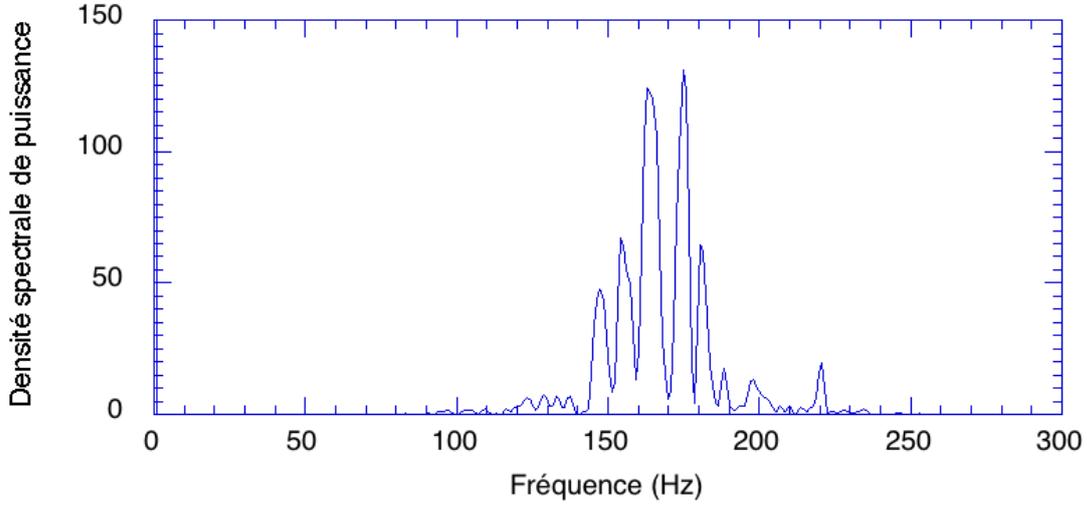


FIG. 7.9 – Densité spectrale de puissance de l'interférogramme corrigé.

corrigé de α Boo (Fig. 7.9) ne ressemble guère au spectre en K (élevé au carré) d'un continuum photosphérique à $T_{\text{eff}} \simeq 4300$ K. Pour ne prendre qu'un exemple, les structures observées sont bien plus profondes que celles qui existent dans un spectre stellaire. Néanmoins, si le piston n'est pas trop important, il est raisonnable de supposer qu'il ne fait que redistribuer l'énergie des franges dans le spectre, de sorte que la relation 7.37 est valable sous sa forme intégrée² :

$$\begin{aligned} S &= \int_0^{+\infty} \tilde{I}_{\text{cor}}^2(\sigma) d\sigma \\ &= \int_0^{+\infty} \frac{1}{4} B^2(\sigma) \kappa'^2(\sigma) \mu_{12}^2(\sigma) d\sigma. \end{aligned} \quad (7.38)$$

Si $\overline{\mu_{12}^2}$ est la valeur moyenne (pondérée par $B^2(\sigma)\kappa'^2(\sigma)$) du carré du module du facteur de cohérence :

$$\overline{\mu_{12}^2} = \frac{\int_0^{+\infty} B^2(\sigma) \kappa'^2(\sigma) \mu_{12}^2(\sigma) d\sigma}{\int_0^{+\infty} B^2(\sigma) \kappa'^2(\sigma) d\sigma}, \quad (7.39)$$

alors $\overline{\mu_{12}^2}$ peut être déduit de S grâce à la relation

$$\overline{\mu_{12}^2} = \frac{4S}{\int_0^{+\infty} B^2(\sigma) \kappa'^2(\sigma) d\sigma}. \quad (7.40)$$

²Cette hypothèse sera justifiée a posteriori par les résultats obtenus section 7.9. Il est possible en effet de majorer la contribution du mode piston dans le bruit sur la mesure de l'intégrale de l'énergie des franges (section 7.8.2).

Facteur de forme

La valeur de $\overline{\mu_{12}^2}$ dépend d'un facteur de forme

$$F = \int_0^{+\infty} B^2(\sigma) \kappa'^2(\sigma) d\sigma, \quad (7.41)$$

qui est propre au comportement photométrique du système et à la distribution spectrale de la source³.

En pratique, la quantité qui nous intéresse n'est pas le facteur de cohérence pour lui-même mais la visibilité $V_{12}^{(*)}$ de l'objet observé, obtenue après calibration de l'interféromètre sur une source de référence, dont on connaît la visibilité $V_{12}^{(\text{ref})}$. D'après les relations 7.19 et 7.20, le module de la visibilité de l'objet est donné par :

$$V_{12}^{(*)} = V_{12}^{(\text{ref})} \frac{\mu_{12}}{\mu_{12}^{(\text{ref})}}, \quad (7.43)$$

et si la densité spectrale $B(\sigma)$ de l'objet et de la référence sont les mêmes le facteur de forme disparaît dans la calibration⁴. Lorsque la référence est bien choisie, la détermination de F n'est donc pas critique.

Dans le cas de FLUOR, le coefficient F ne peut être établi avec précision car nous ne connaissons pas, pour chaque nombre d'onde, la quantité $\kappa'(\sigma)$ qui est définie par l'équation 7.23 :

$$\kappa'(\sigma) = \kappa(\sigma) \frac{\sqrt{\eta_{P1}(\sigma)\eta_{P2}(\sigma)}}{\sqrt{\bar{\eta}_{P1}\bar{\eta}_{P2}}}. \quad (7.44)$$

Nous procéderons à l'approximation $\kappa'(\sigma) = \text{cte} = \bar{\kappa}$. Cette supposition est d'autant plus vraie que les coupleurs sont achromatiques, mais elle n'est jamais rigoureusement exacte à cause du chromatisme ρ_σ de l'efficacité d'injection qui est inclus dans les coefficients η_{Pj} (efficacité globale des voies photométriques).

Il nous reste à calculer le facteur de forme F_B de la source :

$$F_B = \int_0^{+\infty} B^2(\sigma) d\sigma, \quad (7.45)$$

³Rappelons (section 4.3.1) que $B(\sigma)$ est la densité spectrale normalisée du rayonnement, telle que

$$\int_0^\infty B(\sigma) d\sigma = 1. \quad (7.42)$$

C'est une quantité homogène à $1/\sigma$.

⁴En toute rigueur, il faut aussi s'assurer que la fonction de chromatisme ρ_σ de l'efficacité d'injection, qui apparaît implicitement dans F (voir plus bas), ne varie pas entre l'observation de l'objet et de la référence. Il est possible que cet effet soit sensible avec des très grands télescopes à cause de la réfraction différentielle (section 3.1.5), si les deux sources sont observées à des distances zénithales différentes.

| Source | F_B (cm) |
|--------------------------|-----------------------|
| Etoile type G5III | 8.95×10^{-4} |
| Etoile type M0III | 9.08×10^{-4} |
| Etoile type M2V | 8.98×10^{-4} |
| Etoile type M4III | 9.20×10^{-4} |
| Etoile type M7V | 9.17×10^{-4} |
| Etoile type M8III | 1.02×10^{-3} |
| Corps noir $T = 3000$ K | 8.91×10^{-4} |
| Corps noir $T = 6000$ K | 8.94×10^{-4} |
| Corps noir $T = 10000$ K | 8.96×10^{-4} |

TAB. 7.1 – Facteur de forme pour différentes sources vues à travers le filtre K standard (défini en annexe A). Le calcul pour les étoiles a été effectué à partir de spectres obtenus avec un FTS infrarouge par P. Connes et J.-P. Maillard [Lançon 1993].

qui est tel que $F = \bar{\kappa} F_B$. La table 7.1 donne la valeur numérique de F_B pour différents types de sources vues à travers un filtre K standard. La variation relative du facteur de forme avec la classe spectrale peut atteindre 15%. Pour un spectre continu (corps noir), F_B dépend très peu de la température de couleur.

Bruit additif

Le signal interférométrique effectivement mesuré à la sortie du détecteur n'est pas exactement égal à $I(x)$. La mesure $M(x)$ est entachée d'un bruit additif $b_I(x)$ dont l'origine vient principalement du bruit de détecteur qui est dominant en K :

$$M(x) = I(x) + b_I(x). \quad (7.46)$$

Si on applique à $M(x)$ le traitement détaillé dans cette section, on aboutit dans l'espace des nombres d'onde à

$$\tilde{M}_{\text{cor}}(\sigma) = \tilde{I}_{\text{cor}}(\sigma) + \tilde{b}_{\text{cor}}(\sigma), \quad (7.47)$$

et puisque le bruit et le signal sont décorrélés, leurs modules s'additionnent de manière quadratique :

$$\tilde{M}_{\text{cor}}^2(\sigma) = \tilde{I}_{\text{cor}}^2(\sigma) + \tilde{b}_{\text{cor}}^2(\sigma). \quad (7.48)$$

Sous la forme intégrale qui est par hypothèse valable en présence du piston, la relation 7.48 devient :

$$\begin{aligned} \int_0^{+\infty} \tilde{M}_{\text{cor}}^2(\sigma) d\sigma &= \int_0^{+\infty} \tilde{I}_{\text{cor}}^2(\sigma) d\sigma + \int_0^{+\infty} \tilde{b}_{\text{cor}}^2(\sigma) d\sigma \\ S_M &= S + S_b \end{aligned} \quad (7.49)$$

Un estimateur \widehat{S}_b de l'intégrale du bruit est obtenu en appliquant au courant d'obscurité enregistré après chaque séquence (section 6.3) le même traitement qu'au signal interférométrique mesuré. L'équation 7.49 fournit alors un estimateur de S :

$$\widehat{S} = S_M - \widehat{S}_b, \quad (7.50)$$

à partir duquel la relation 7.40 nous permet d'établir un estimateur non biaisé du carré du module du facteur de cohérence moyen :

$$\widehat{\mu}_{12}^2 = \frac{4\widehat{S}}{\bar{\kappa} F_B}. \quad (7.51)$$

Remarque : réduction sans déconvolution

Nous avons pu établir un estimateur non biaisé du facteur de cohérence parce que, dans la section 7.6.1, l'interférogramme a été corrigé des fluctuations d'origine atmosphérique par une déconvolution. La déconvolution est une méthode puissante mais potentiellement instable si le signal photométrique présente des zéros locaux (section 7.7.2). Est-il possible d'éviter la division par $P(x)$? La réponse est oui, mais seulement dans le cas peu réaliste où le bruit de détecteur est nul.

Reprenons l'équation 7.34 : en y incorporant $\tilde{\mathbf{I}}_{\text{cor}}(\sigma)$ tel qu'il est établi dans l'équation 7.36, on obtient

$$\tilde{\mathbf{I}}_{\text{HF}}(\sigma) = \tilde{\mathbf{P}}(\sigma) * [2\tilde{\mathbf{I}}_{\text{cor}}(\sigma)]. \quad (7.52)$$

Dans l'espace conjugué, le produit de convolution se transforme en produit simple des transformées de Fourier. Ceci est vrai pour toutes les valeurs de l'argument, y compris en particulier pour la TF en 0 des fonctions, c'est-à-dire leur intégrale :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{I}}_{\text{HF}}(\sigma) d\sigma = \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{P}}(\sigma) d\sigma \right] \left[2 \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{I}}_{\text{cor}}(\sigma) d\sigma \right]. \quad (7.53)$$

Si on s'en tient aux modules, la relation 7.53 s'écrit aussi

$$\begin{aligned} \frac{\int_0^{+\infty} \tilde{I}_{\text{HF}}(\sigma) d\sigma}{\int_0^{+\infty} \tilde{P}(\sigma) d\sigma} &= 2 \int_0^{+\infty} \tilde{I}_{\text{cor}}(\sigma) d\sigma \\ &= \int_0^{+\infty} B(\sigma) \kappa'(\sigma) \mu_{12}(\sigma) d\sigma. \end{aligned} \quad (7.54)$$

Les bornes d'intégration ont pu être réduites car le module de la TF d'un signal réel est pair. En procédant à l'approximation déjà discutée $\kappa'(\sigma) = \text{cte} = \bar{\kappa}$, on aboutit à la valeur intégrée du module du facteur de cohérence (et non plus son carré) :

$$\begin{aligned} \overline{\mu_{12}} &= \int_0^{+\infty} B(\sigma) \mu_{12}(\sigma) d\sigma \\ &= \frac{1}{\bar{\kappa}} \frac{\int_0^{+\infty} \tilde{I}_{\text{HF}}(\sigma) d\sigma}{\int_0^{+\infty} \tilde{P}(\sigma) d\sigma}. \end{aligned} \quad (7.55)$$

Ainsi la déconvolution a-t-elle été remplacée par la division de l'intégrale du spectre du signal photométrique moyen, une opération dont la stabilité n'est pas sujette aux fluctuations locales de $P(x)$. Cependant, en présence de bruit de détecteur, la relation 7.55 est peu utile car il n'existe pas d'estimateur non biaisé de \tilde{I}_{HF} et \tilde{P} .

7.7 Mise en œuvre de la réduction des données

7.7.1 Décalage temporel des signaux

Les électroniques d'amplification et de filtrage introduisent un retard électrique dans les signaux fournis par les détecteurs. Comme les filtres analogiques sont différents pour les détecteurs photométriques et interférométriques, un décalage temporel est observé dans les signaux enregistrés entre P_1 et P_2 d'une part, et I d'autre part. La synchronisation doit être rétablie pour ne pas introduire de biais dans l'évaluation des coefficients $\bar{\kappa}_j$.

Si le retard différentiel τ_d n'est pas connu, le calcul des coefficients $\bar{\kappa}_j$ se fait en trois étapes successives :

1. Une première estimation $\widehat{\kappa}_j^{(1)}$ est obtenue par ajustement d'une combinaison linéaire de $P_1(t)$ et $P_2(t)$ à $I(t)$;
2. Le décalage τ_d est déterminé par recherche du pic de corrélation entre $I(t)$ et $\widehat{\kappa}_1^{(1)}P_1(t + \tau) + \widehat{\kappa}_2^{(1)}P_2(t + \tau)$;
3. L'estimation finale des $\bar{\kappa}_j$ est alors effectuée par ajustement d'une combinaison linéaire de $P_1(t + \tau_d)$ et $P_2(t + \tau_d)$ à $I(t)$.

La valeur de τ_d observée pour FLUOR est de -2 ms.

7.7.2 Estimation des signaux photométriques

Comme pour le signal interférométrique, la mesure M_{P_j} du signal produit par le détecteur photométrique P_j est entachée d'un bruit additif non corrélé b_{P_j} :

$$M_{P_j}(x) = P_j(x) + b_{P_j}(x). \quad (7.56)$$

Le meilleur estimateur \widehat{P}_j de P_j (ou plus précisément, celui qui minimise l'erreur quadratique moyenne entre le signal vrai et le signal mesuré) s'obtient par un filtrage optimal [Max 1987, Press et al. 1988] :

$$\widehat{P}_j(x) = \mathcal{F}^{-1}\{W(\sigma) \tilde{\mathbf{M}}_{P_j}(\sigma)\}, \quad (7.57)$$

où $W(\sigma)$ est le filtre de Wiener :

$$\begin{aligned} W(\sigma) &= \frac{|\tilde{\mathbf{P}}_j(\sigma)|^2}{|\tilde{\mathbf{P}}_j(\sigma)|^2 + |\tilde{\mathbf{b}}_{P_j}(\sigma)|^2} \\ &= \frac{|\tilde{\mathbf{M}}_{P_j}(\sigma)|^2 - |\tilde{\mathbf{b}}_{P_j}(\sigma)|^2}{|\tilde{\mathbf{M}}_{P_j}(\sigma)|^2}. \end{aligned} \quad (7.58)$$

Le spectre de puissance du courant d'obscurité enregistré après chaque séquence (section 6.3) peut servir à estimer $|\tilde{\mathbf{b}}_{P_j}(\sigma)|^2$. Sauf circonstances particulières (par exemple une dégradation de la turbulence ou un échauffement du cryostat), les signaux P_j et b_{P_j} sont des processus aléatoires ergodiques, et il est préférable de calculer le filtre de Wiener en moyennant les spectres de puissance d'un grand nombre de séquences d'une même série, afin d'en lisser les fluctuations.

La qualité du signal de déconvolution $\widehat{P} = \sqrt{\widehat{P}_1 \widehat{P}_2}$ est critique pour une bonne correction de l'interférogramme. Le critère important n'est pas la valeur moyenne de $\widehat{P}(x)$ mais plutôt sa valeur minimale : il suffit que le rapport S/B soit localement dégradé en un seul point ("passage à zéro") pour qu'une divergence apparaisse dans la division de l'équation 7.36, qui rend l'interférogramme corrigé inexploitable (Fig. 7.10).

7.7.3 Apodisation

Une apodisation du signal interférométrique est nécessaire après la correction. Elle permet de supprimer les effets de bord dûs au recalage de P_1 et P_2 , ainsi que ceux qui apparaissent lors de la transformation de Fourier si le premier et le dernier échantillon de la séquence n'ont pas la même valeur. En diminuant la longueur effective de la séquence, l'apodisation aide aussi à réduire les contributions du bruit de détecteur et du mode piston.

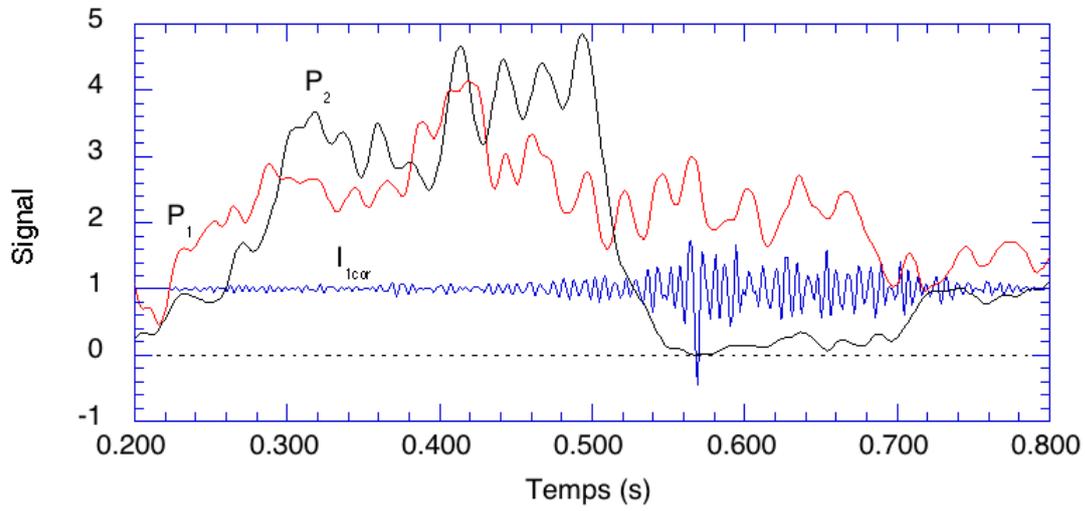


FIG. 7.10 – Divergence introduite dans la correction d'un interférogramme par un passage à zéro dans le signal de déconvolution $\hat{P}(x)$.

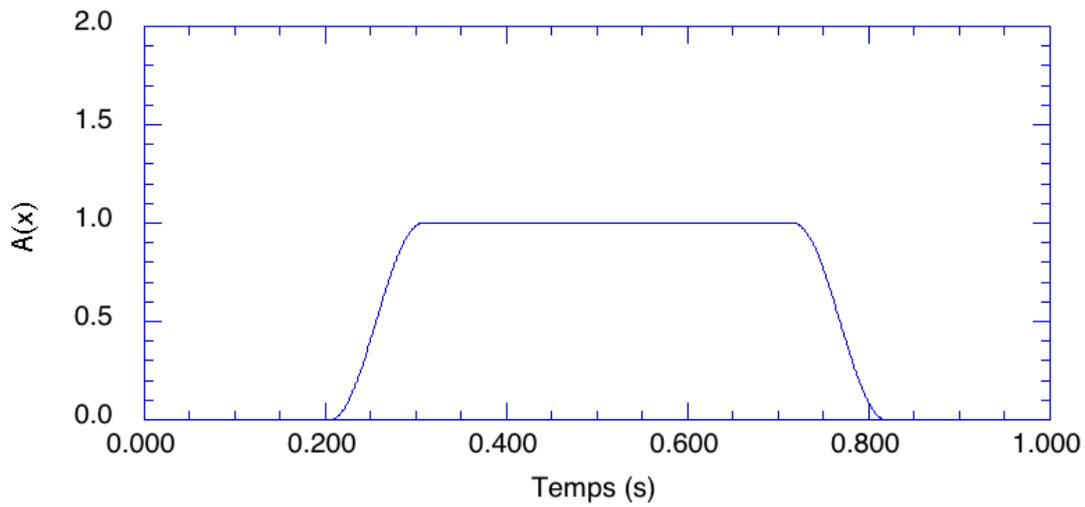


FIG. 7.11 – Fonction d'apodisation $A(x)$.

Avant la mesure de \hat{S} , le signal $M_{\text{cor}}(x)$ est donc multiplié par la fonction d'apodisation $A(x)$ définie comme suit (Fig. 7.11) :

$$A(x) = \begin{cases} 0 & |x - x_0| > |x_2 - x_0| \\ \cos \left[\frac{\pi}{4} \left(\frac{|x - x_0| - |x_1 - x_0|}{|x_2 - x_1|} \right) \right] & |x_1 - x_0| \leq |x - x_0| \leq |x_2 - x_0| \\ 1 & |x - x_0| < |x_1 - x_0| \end{cases}, \quad (7.59)$$

où $x_0 = x_{\text{max}}/2$ est l'abscisse du milieu de la séquence. Les valeurs numériques retenues pour les données de FLUOR sont $x_1 = 0.2 x_{\text{max}}$ et $x_2 = 0.3 x_{\text{max}}$.

7.7.4 Evaluation numérique de \hat{S}

Le signal physique $M(x)$ est échantillonné avec un pas de δx par la carte d'acquisition et enregistré dans l'ordinateur comme une série de nombres y_i ($i = 0, 1, \dots, N - 1$) tels que :

$$y_i = M(i \delta x). \quad (7.60)$$

L'ordinateur effectue la réduction des données sur la série des y_i . La transformée de Fourier continue est remplacée par une transformée de Fourier discrète (DFT ou de préférence FFT, voir par exemple Brigham [1974]) qui produit une nouvelle série de N nombres \mathbf{Y}_k . Supposons N pair⁵, alors les fréquences positives sont représentées par les harmoniques \mathbf{Y}_1 à $\mathbf{Y}_{N/2}$ ($\mathbf{Y}_{N/2}$ est l'harmonique de Nyquist). Supposons aussi que le signal physique est à spectre borné et a été correctement échantillonné (autrement dit que $\tilde{M}(\sigma) = 0$ pour $\sigma \geq N\delta\sigma/2$) : chaque \mathbf{Y}_k ($k = 0, \dots, N/2$) est lié à $\tilde{\mathbf{M}}(\sigma)$ par la relation [Brigham 1974] :

$$\mathbf{Y}_k = N \delta\sigma \tilde{\mathbf{M}}(k \delta\sigma). \quad (7.61)$$

Par conséquent, le traitement des données produit une série finale \mathbf{Z}_k dont le module pour $k = 0, \dots, N/2$ est lié à $\tilde{M}_{\text{cor}}(\sigma)$ par :

$$Z_k^2 = N^2 \delta\sigma^2 \tilde{M}_{\text{cor}}^2(k \delta\sigma). \quad (7.62)$$

L'intégrale S_M du carré du module de $\tilde{\mathbf{M}}_{\text{cor}}$ peut être évaluée numériquement par la méthode des trapèzes :

$$\begin{aligned} S_M &= \int_0^{+\infty} \tilde{M}_{\text{cor}}^2(\sigma) d\sigma \\ &\simeq \frac{\delta\sigma}{2} \left(\tilde{M}_{\text{cor}}^2(0) + \tilde{M}_{\text{cor}}^2\left(\frac{N}{2} \delta\sigma\right) \right) + \sum_{k=1}^{\frac{N}{2}-1} \tilde{M}_{\text{cor}}^2(k \delta\sigma) \delta\sigma \end{aligned} \quad (7.63)$$

⁵Cette condition est toujours vérifiée en pratique puisque la mise en œuvre de l'algorithme rapide FFT nécessite que N soit une puissance entière de 2.

En tenant compte de la relation 7.62 dans l'équation 7.63, on obtient S_M à partir de la série des données réduites par l'ordinateur :

$$S_M = \frac{1}{N^2 \delta\sigma} \left[\frac{1}{2} (Z_0^2 + Z_{N/2}^2) + \sum_{k=1}^{\frac{N}{2}-1} Z_k^2 \right]. \quad (7.64)$$

L'évaluation numérique de \widehat{S}_b se fait de manière analogue.

7.8 Qualité des mesures et sources de bruit

7.8.1 Facteur de qualité et précision des mesures

Dans une série de séquences, les mesures M_{μ^2} de $\overline{\mu_{12}^2}$ sont pondérées par un facteur de qualité q_μ avant d'être moyennées pour fournir la mesure finale du facteur de cohérence.

Le choix de q_μ est empirique. Il est évident que la qualité d'une mesure n'est pas proportionnelle à l'énergie du signal corrigé dans le domaine spectral des franges : celle-ci peut en effet être artificiellement enflée par une divergence localisée dans le domaine temporel, provoquée par la division par un zéro de $\widehat{P}(x)$ lors de la correction de l'interférogramme. Des trois sources de bruit répertoriées pour le signal corrigé (bruit de détecteur, bruit de piston, bruit de déconvolution), seul le bruit de déconvolution est susceptible de varier d'une séquence à l'autre ; les deux autres ayant des statistiques a priori stationnaires. Il est donc naturel de ne faire intervenir que le bruit de convolution dans la pondération, et le choix de q_μ s'est porté sur la moyenne géométrique du minimum et de la valeur moyenne de $\widehat{P}(x)$ sur la séquence :

$$q_\mu = \sqrt{\text{Min}\{\widehat{P}(x)\} \langle \widehat{P}(x) \rangle}. \quad (7.65)$$

On remarque que si $\widehat{P}(x)$ prend localement une valeur négative, le facteur de qualité n'est pas défini et l'interférogramme n'est pas pris en compte. Sont exclus également de la moyenne les quelques interférogrammes pour lesquels la valeur mesurée de $\overline{\mu_{12}^2}$ est notoirement aberrante ($\widehat{\mu_{12}^2} \leq -1$ ou $\widehat{\mu_{12}^2} \geq 2$).

Si on suppose par ailleurs parfaitement connu le facteur de forme F de l'équation 7.41, la précision ϵ_{μ^2} de la mesure finale $\langle M_{\mu^2} \rangle$ dépend de l'écart type σ_{μ^2} de M_{μ^2} , et du nombre N_s de séquences qui ont été retenues :

$$\epsilon_{\mu^2} = \frac{\sigma_{\mu^2}}{\sqrt{N_s}}. \quad (7.66)$$

La figure 7.12 montre en exemple une série de mesures de $\widehat{\mu_{12}^2}$ effectuée sur Arcturus. Sur les 122 séquences, 63 ont donné lieu à une évaluation. Leurs facteurs de qualité sont montrés figure 7.13.

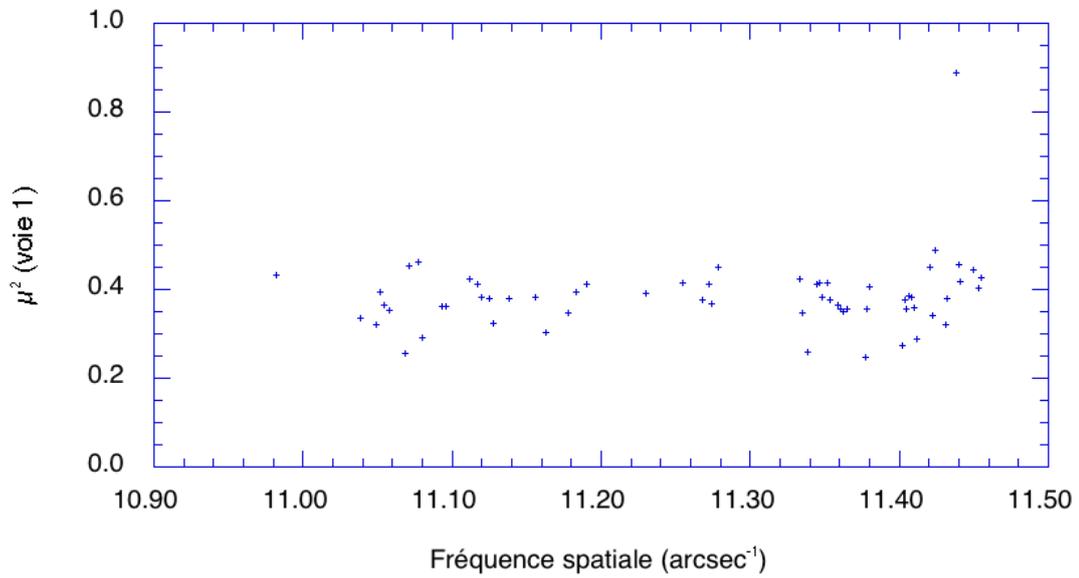


FIG. 7.12 – Dispersion du facteur de cohérence au carré $\widehat{\mu}_{12}^2$ mesuré sur Arcturus (voie interférométrique I₁) le 7 avril 1992.

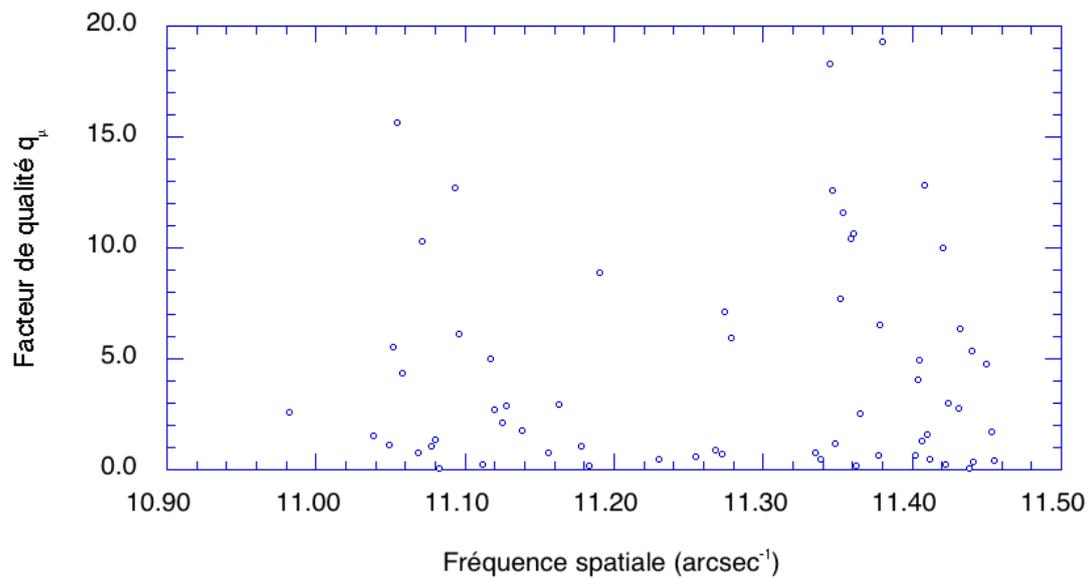


FIG. 7.13 – Facteurs de qualité pour $\widehat{\mu}_{12}^2$.

7.8.2 Différenciation des bruits

Jusqu'à présent nous n'avons considéré qu'une seule sortie interférométrique, mais il existe bien sûr pour chaque séquence deux mesures de $\overline{\mu_{12}^2}$. Cette situation peut être mise à profit pour déterminer l'importance relative des différentes sources de bruit.

Le bruit de détecteur est totalement décorrélé entre les deux sorties interférométriques; le bruit dû au mode piston, au contraire, est à chaque mesure exactement le même pour les deux voies. Le bruit de déconvolution est très fortement corrélé (puisque le signal de déconvolution est le même pour les deux voies), mais pas totalement car la déconvolution se fait sur les mesures $M_i(x) = I_i(x) + b_{I_i}(x)$ qui contiennent chacune du bruit de détecteur indépendant.

Soient $M_{\mu^2}^{(1)}$ l'estimateur de $\overline{\mu_{12}^2}$ pour la voie 1 (Eq. 7.51) et $M_{\mu^2}^{(2)}$ l'estimateur pour la voie 2. On peut écrire sans faire de supposition sur la nature des bruits :

$$\begin{cases} M_{\mu^2}^{(1)} = \overline{\mu_{12}^2} + b_c + b_{nc}^{(1)} \\ M_{\mu^2}^{(2)} = \overline{\mu_{12}^2} + b_c + b_{nc}^{(2)} \end{cases}, \quad (7.67)$$

où b_c est la partie corrélée du bruit et $b_{nc}^{(i)}$ la partie non corrélée pour la voie i . Si maintenant on évalue la différence $M_{\Delta\mu^2}$ entre les deux estimateurs, on mesure

$$\begin{aligned} M_{\Delta\mu^2} &= M_{\mu^2}^{(2)} - M_{\mu^2}^{(1)} \\ &= b_{nc}^{(2)} - b_{nc}^{(1)} \end{aligned} \quad (7.68)$$

et la variance de $M_{\Delta\mu^2}$ sur une série de séquences est la somme des variances des bruits non corrélés :

$$\sigma_{\Delta\mu^2}^2 = \sigma_{nc1}^2 + \sigma_{nc2}^2. \quad (7.69)$$

Si le même modèle de photomètre est employé aux deux sorties interférométriques, la statistique du bruit décorrélé est la même pour les deux voies. On peut alors déterminer l'écart type commun du bruit décorrélé :

$$\sigma_{nc} = \frac{\sigma_{\Delta\mu^2}}{\sqrt{2}}. \quad (7.70)$$

L'écart type du bruit corrélé se déduit immédiatement de l'équation 7.67 ($\sigma_{\mu^2}^2$ est la variance de l'estimateur de $\overline{\mu_{12}^2}$) :

$$\sigma_c = \sqrt{\sigma_{\mu^2}^2 - \sigma_{nc}^2}. \quad (7.71)$$

D'après ce qui a été dit plus haut, nous pouvons avec une bonne approximation identifier σ_{nc} avec l'écart type du bruit de détecteur, et σ_c avec la contribution conjointe du bruit de piston et de déconvolution. La mesure simultanée des deux sorties interférométriques permet donc de séparer le bruit du détecteur des autres sources de bruit.

7.8.3 Mesure de la visibilité et barre d'erreur

Le carré de la visibilité est estimé à partir des moyennes (sur une série de séquences) des mesures du facteur de cohérence pour l'étoile et sa référence :

$$\widehat{V}^2 = \frac{\langle M_{\mu^2}^{(*)} \rangle}{\langle M_{\mu^2}^{(\text{ref})} \rangle}. \quad (7.72)$$

Si les dispersions $\epsilon_{\mu^2}^{(*)}$ et $\epsilon_{\mu^2}^{(\text{ref})}$ de $\langle M_{\mu^2}^{(*)} \rangle$ et $\langle M_{\mu^2}^{(\text{ref})} \rangle$ sont suffisamment faibles, la précision relative de la mesure de V^2 peut s'en déduire par différentiation logarithmique :

$$\frac{\epsilon_{V^2}}{V^2} = \frac{\epsilon_{\mu^2}^{(*)}}{\mu_{12}^{(*)}} + \frac{\epsilon_{\mu^2}^{(\text{ref})}}{\mu_{12}^{(\text{ref})}}. \quad (7.73)$$

La visibilité V est estimée à partir de la mesure de son carré :

$$\begin{aligned} \widehat{V} &= \sqrt{\widehat{V}^2} \\ &= \frac{\sqrt{\langle M_{\mu^2}^{(*)} \rangle}}{\sqrt{\langle M_{\mu^2}^{(\text{ref})} \rangle}}, \end{aligned} \quad (7.74)$$

et les incertitudes relatives sur V^2 et sur V sont liées par

$$\frac{\epsilon_{V^2}}{V^2} = 2 \frac{\epsilon_V}{V}. \quad (7.75)$$

La combinaison des relations 7.73 et 7.75 nous amène à définir la demi-largeur de la barre d'erreur sur la mesure de V comme étant

$$\epsilon_V = \frac{1}{2} \widehat{V} \left(\frac{\epsilon_{\mu^2}^{(*)}}{\langle M_{\mu^2}^{(*)} \rangle} + \frac{\epsilon_{\mu^2}^{(\text{ref})}}{\langle M_{\mu^2}^{(\text{ref})} \rangle} \right). \quad (7.76)$$

7.9 Résultats et discussion

7.9.1 Facteurs de cohérence

Les observations exploitables se sont réparties sur trois nuits (du 5 au 7 avril 1992 en UT), et ont porté sur 7 étoiles différentes de la classe des géantes ou supergéantes, de type K0 à M5.

Le tableau 7.2 reprend les principaux résultats concernant les mesures des facteurs de cohérence et des sources de bruit. Les mesures de $\overline{\mu_{12}^2}$ ont été établies en choisissant le même facteur de forme $F_B = 9.0 \times 10^{-4}$ pour toutes les étoiles

| | | | | Voie 1 | Voie 2 | | | |
|----------------------------------|-----------|------------------------|----------------|-----------------------------------|-----------------------------------|-----------------|-------------------------------|------------------|
| Etoile | Magnitude | Nombre total séquences | Nombre mesures | Facteur cohérence au carré | Facteur cohérence au carré | Bruit détecteur | Bruit piston et déconvolution | Bruit total |
| | K | N_t | N_s | $\langle M_{\mu^2}^{(1)} \rangle$ | $\langle M_{\mu^2}^{(2)} \rangle$ | σ_{nc} | σ_c | σ_{μ^2} |
| Nuit du 4 au 5 avril 1992 | | | | | | | | |
| α Boo | -3.0 | 25 | 5 | 0.350 | 0.350 | 0.029 | 0.003 | 0.029 |
| α Sco | -3.9 | 153 | 28 | 0.221 | 0.211 | 0.050 | 0.093 | 0.105 |
| Nuit du 5 au 6 avril 1992 | | | | | | | | |
| α Boo | -3.0 | 145 | 18 | 0.510 | 0.487 | 0.057 | 0.035 | 0.067 |
| α Her | -3.5 | 376 | 55 | 0.410 | 0.373 | 0.033 | 0.054 | 0.063 |
| Nuit du 6 au 7 avril 1992 | | | | | | | | |
| β Gem | -1.1 | 50 | 35 | 0.478 | 0.413 | 0.111 | 0.073 | 0.133 |
| α Boo | -3.0 | 122 | 63 | 0.393 | 0.371 | 0.021 | 0.035 | 0.041 |
| σ Lib | -1.4 | 14 | 9 | 0.475 | 0.412 | 0.118 | 0.016 | 0.119 |
| δ Oph | -1.2 | 194 | 97 | 0.426 | 0.404 | 0.092 | 0.066 | 0.113 |
| η Sgr | -1.6 | 250 | 131 | 0.458 | 0.423 | 0.052 | 0.038 | 0.064 |

TAB. 7.2 – Mesures interférométriques à $\lambda = 2.3 \mu\text{m}$.

observées. Pour une même série, les facteurs de cohérence diffèrent sensiblement suivant la sortie interférométrique, car la fonction de transfert n'est pas la même pour les deux voies.

La durée totale d'observation pour une série est très variable : entre 4 mn (pour σ Lib le 7 avril) et 2h20 (pour α Her le 6 avril). Les mesures du 7 avril sont les plus significatives, car pour les deux autres nuits un vignettage important était présent dans la voie du télescope est, qui a perturbé les observations.

On remarquera qu'après déconvolution des interférogrammes, la proportion de séquences exploitables dans une série est à peu près constante pour une nuit donnée et ne dépend pas de la magnitude de l'étoile. La probabilité de présence de zéros dans le signal photométrique est donc beaucoup plus fortement liée à la turbulence qu'au rapport S/B photométrique moyen. Autrement dit, il est pratiquement impossible de compenser par un détecteur plus sensible un mauvais seeing où le signal photométrique disparaît souvent (comme dans l'exemple de droite de la figure 4 de l'article de la section 2.2). Une "mauvaise" turbulence est celle pour laquelle la dynamique de l'efficacité d'injection est maximale ; et dans une moindre mesure seulement celle pour laquelle le coefficient de couplage moyen est faible.

Le bruit total dépend de la luminosité de la source. Le bruit propre au détecteur est, de manière prévisible, inversement proportionnel au flux de l'étoile. La part du bruit corrélé (piston et déconvolution) dans le bruit total est donc d'autant plus importante que la source est brillante. Dans le cas limite où la source est infiniment brillante, le bruit de détecteur et de déconvolution disparaissent ; le bruit total, entièrement corrélé, n'est dû qu'au piston : sa valeur peut être majorée par la mesure du bruit corrélé sur la source la plus brillante observée le 7 avril. On en déduit que l'écart type de l'erreur effectuée en supposant que le mode piston ne modifie pas l'énergie intégrée des franges est inférieur à 9% de la valeur μ_{12}^2 .

La même source de référence (α Boo) a été observée pendant les trois nuits pour établir une comparaison et calibrer la fonction de transfert de l'instrument. La fréquence spatiale médiane correspondant à la base était légèrement différente suivant l'observation : 10.6 arcsec^{-1} le 5 avril, 11.1 arcsec^{-1} le 6 avril et 11.3 arcsec^{-1} le 7 avril. Si on adopte pour la référence un modèle de disque uniforme, de diamètre ϕ_{DU} , sa visibilité

$$V_{12}^{(\text{ref})} = \frac{\mu_{12}^{(\text{ref})}}{T_i} \quad (7.77)$$

dépend du module w de la fréquence spatiale selon la relation classique [Goodman 1985 ; Léna 1986]

$$V_{12}^{(\text{ref})} = \frac{2 J_1(\pi \phi_{\text{DU}} w)}{\pi \phi_{\text{DU}} w}. \quad (7.78)$$

| Date UT | T_i Sortie I ₁ | T_i Sortie I ₂ | ϵ_{T_i} |
|--------------|--------------------------------|--------------------------------|------------------|
| 5 avril 1992 | 0.627 | 0.628 | 0.012 |
| 6 avril 1992 | 0.761 | 0.721 | 0.012 |
| 7 avril 1992 | 0.670 | 0.651 | 0.004 |

TAB. 7.3 – Module de la fonction de transfert de FLUOR.

Pour calculer la visibilité de α Boo le diamètre de disque uniforme adopté ($\phi_{\text{DU}} = 20.36 \pm 0.2 \text{ mas}$) est celui mesuré en K par Di Benedetto and Foy [1986]. On détermine alors $V_{12}^{(\text{ref})} = 0.944 \pm 0.001$ le 5 avril, $V_{12}^{(\text{ref})} = 0.938 \pm 0.001$ le 6 et $V_{12}^{(\text{ref})} = 0.936 \pm 0.001$ le 7 avril.

En combinant ces valeurs aux mesures de $\mu_{12}^{(\text{ref})}$ on déduit T_i pour chaque nuit et chaque sortie interférométrique (tableau 7.3). La fonction de transfert de l'instrument évolue d'une nuit sur l'autre au gré des fluctuations du comportement en polarisation de la fibre. La précision sur la mesure de T_i est suffisamment bonne pour mettre en évidence une évolution différentielle entre les deux voies interférométriques.

7.9.2 Visibilités

A partir des mesures brutes des facteurs de cohérence et de la calibration de la fonction de transfert, les modules des visibilités ont été évalués pour chaque objet observé. Les résultats numériques sont regroupés dans le tableau 7.4.

Une série d'interférogrammes fournit deux mesures de visibilité semi-indépendantes (pour les voies I₁ et I₂), ayant chacune la même précision formelle ϵ_V (Eq. 7.76). Il faut bien garder à l'esprit que ϵ_V ne prend pas en compte le biais dû à la dépendance du facteur de forme F avec la densité spectrale de la source. Toutefois les étoiles observées ont un type spectral assez semblable, et la cohérence des résultats incite à penser que le biais est faible devant l'erreur statistique de la visibilité.

Parmi les six étoiles mesurées, trois sont clairement résolues (α Sco, α Her et δ Oph), et il est possible d'obtenir leur diamètre à partir de la moyenne des deux mesures de visibilité, en inversant la relation 7.78. On obtient un diamètre de disque uniforme qui ne prend pas en compte un éventuel assombrissement centre-

| Etoile | Type spectral | w (arcsec ⁻¹) | \hat{V}_1 | \hat{V}_2 | ϵ_V |
|----------------------------------|---------------|--------------------------------|-------------|-------------|--------------|
| Nuit du 4 au 5 avril 1992 | | | | | |
| α Boo | K1.5 III | 10.6 | [0.944] | [0.944] | [0.001] |
| α Sco | M1.5 Iab | 10.8 | 0.750 | 0.733 | 0.050 |
| Nuit du 5 au 6 avril 1992 | | | | | |
| α Boo | K1.5 III | 11.1 | [0.938] | [0.938] | [0.001] |
| α Her | M5 II | 11.4 | 0.841 | 0.821 | 0.022 |
| Nuit du 6 au 7 avril 1992 | | | | | |
| β Gem | K0 III | 10.6 | 1.032 | 0.988 | 0.031 |
| α Boo | K1.5 III | 11.3 | [0.936] | [0.936] | [0.001] |
| σ Lib | M4 III | 11.5 | 1.029 | 0.986 | 0.051 |
| δ Oph | M0.5 III | 11.4 | 0.975 | 0.977 | 0.020 |
| η Sgr | M3 II–III | 11.4 | 1.010 | 0.999 | 0.012 |

TAB. 7.4 – Visibilités établies en prenant Arcturus (valeurs entre crochets []) pour référence.

bord. L'estimation est nécessairement grossière car un seul point est mesuré sur la courbe de visibilité, et à une fréquence spatiale assez basse. On retrouve là le handicap d'une base courte (5.48 m), orientée est-ouest.

Les valeurs obtenues sont comparées numériquement avec celles publiées dans la littérature dans le tableau 7.5, et sous forme graphique dans la figure 7.14. Des mesures directes et relativement précises en K sont disponibles pour α Sco (Antarès), α Her et β Gem (Pollux). Le diamètre infrarouge publié pour δ Oph a été obtenu par une méthode indirecte (analyse photométrique). Pour η Sgr et σ Lib où aucun diamètre infrarouge n'est disponible, j'ai calculé les diamètres visibles en utilisant la méthode photométrique de Barnes et al. [1978], basée sur la magnitude visible et l'indice de couleur $V - R$.

Pour α Sco et α Her (des supergéantes froides de classe I), les diamètres estimés par FLUOR sont biaisés par l'assombrissement centre-bord qui est supérieur à celui de la référence (α Boo, une géante de classe III). Plus l'assombrissement centre-bord est important, plus le diamètre observé est supérieur au diamètre de disque uniforme équivalent [Hanburry Brown et al. 1974a], la différence relative atteignant 12.7% pour un assombrissement total au bord. Les valeurs obtenues par FLUOR doivent donc être corrigées à la baisse et sur le diagramme de la figure 7.14, où la visibilité est portée en fonction de la valeur normalisée du diamètre publié ϕ_{DU} , les marqueurs correspondant à α Her et α Sco doivent être légèrement décalés vers la droite.

Pour les trois étoiles non résolues un diamètre maximum peut être déterminé à partir de la valeur inférieure de la visibilité sur la barre d'erreur. Le diamètre maximum de β Gem (Pollux) est compatible avec celui mesuré par Di Benedetto and Rabbia [1987]. La contrainte sur σ Lib est faible, principalement à cause de la largeur de la barre d'erreur ; elle n'a aucun mal à être en accord avec l'estimation du diamètre visible.

L'étoile η Sgr est un cas à part : malgré la bonne qualité des données ($\epsilon_V/V = 1.2\%$), elle n'est pas résolue alors que d'après la photométrie son diamètre apparent est plus important que celui de δ Oph qui est résolue. En supposant l'estimation photométrique correcte, la visibilité attendue (pour un diamètre $\phi_{DU} = 13.8$ mas) est $V_{12}^{(*)} = 0.970$. La probabilité pour que la valeur mesurée diffère autant de $V_{12}^{(*)}$ par simple fluctuation statistique est inférieure à 0.5%. Pour expliquer cet écart plusieurs hypothèses sont à envisager :

- Erreur instrumentale : soit un biais dû à un facteur de forme ou à un assombrissement centre-bord très différent (hypothèse peu probable car η Sgr est d'un type spectral proche de δ Oph et σ Lib qui donnent des résultats cohérents), soit une modification brutale de la fonction de transfert de FLUOR en fin de nuit (η Sgr était la dernière étoile observée) ;
- Erreur dans l'estimation photométrique : malgré la faible distance de η Sgr

(25 parsecs), l'étoile est rougie par le milieu interstellaire sur la ligne de visée et l'indice de couleur employé pour appliquer la méthode de Barnes et al. doit être corrigé. Cette hypothèse est corroborée par le fait que le $V - R$ de η Sgr est supérieur à celui de σ Lib, une étoile de même classe qui est pourtant plus évoluée. Pour que la méthode de Barnes et al. donne un diamètre égal à l'estimation supérieure de FLUOR (9.4 mas), il faut que le rougissement $E(V - R)$ soit de 0.26 mag, une valeur très importante pour une étoile aussi proche ;

- Surplus de visibilité dû à une petite structure brillante dans la photosphère (point chaud).

Des observations complémentaires seront nécessaires pour pouvoir trancher entre ces hypothèses.

7.10 Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre comment les interférogrammes produits par FLUOR peuvent être corrigés des fluctuations de la modulation des franges produites par la turbulence atmosphérique. Cette capacité permet d'obtenir une précision 5 à 10 fois supérieure aux instruments traditionnels dans la mesure des visibilités.

Contrairement à un interféromètre classique qui est dominé par les variations de phase sur la pupille, les principales causes d'erreur statistique dans FLUOR sont (avec des proportions qui varient suivant la luminosité de l'objet) le bruit des détecteurs et le mode piston différentiel de la turbulence.

Le mode piston détruit l'information spectrale. Il peut être soit réduit en modulant plus rapidement la ddm, soit supprimé par un suiveur de franges. Dans ce dernier cas, l'interféromètre peut être utilisé en mode double Fourier, et la limite ultime en résolution spectrale est alors dictée par le couplage entre le temps et le nombre d'onde dans la fonction d'efficacité d'injection. Ce point semble indiquer une limitation fondamentale dans l'utilisation des fibres pour l'interférométrie spatio-spectrale, qu'il sera nécessaire de quantifier.

Au cours des 3 nuits d'observation d'avril 1992, les visibilités de 6 étoiles différentes ont été mesurées pour une base d'environ 5.40 m, en choisissant Arcturus comme référence. Les résultats sont en accord avec les valeurs connues ou estimées des diamètres, sauf pour η Sgr qui n'est pas résolue (avec une précision formelle de 1.2%), alors que son diamètre estimé par la méthode photométrique de Barnes et al. [1978] est supérieur à celui d'une autre étoile de type semblable (δ Oph), qui est nettement résolue par FLUOR. L'unicité de l'observation ne permet pas d'exclure un biais instrumental imprévu (brusque variation de la fonction de

| Diamètre ϕ_{DU} du disque uniforme équivalent (en mas) | | | | | | | | |
|---|---------------|-------|------|---------|--|----------------------------|---------------------------|---|
| Etoile | Type spectral | K | V | $V - R$ | Estimation méthode photométrique (bande V) | Estimation FLUOR (bande K) | Diamètre publié (bande K) | Référence publication |
| α Sco | M1.5 Iab | -3.9 | 0.80 | 1.53 | 38.1 | 44.4 | 40.2 ± 0.1 | [Richichi 1988] (occultation lunaire) |
| α Her | M5 II | -3.49 | 3.07 | 2.16 | 34.0 | 33.5 | 32.2 ± 0.8 | [Benson et al. 1991] (interférométrie IRMA) |
| β Gem | K0 III | -1.1 | 1.14 | 0.75 | 9.80 | < 9.3 | 7.70 ± 0.31 | [Di Benedetto and Rabbia 1987] (interférométrie I2T) |
| σ Lib | M4 III | -1.4 | 3.27 | 1.53 | 12.2 | < 20.2 | | |
| δ Oph | M0.5 III | -1.2 | 2.75 | 1.29 | 10.9 | 12.3 | 10.4 ± 0.8 | [Legett et al. 1986] (photométrie) |
| η Sgr | M3 II-III | -1.56 | 3.11 | 1.56 | 13.8 | < 9.4 | | |

TAB. 7.5 – Diamètres estimés et valeurs publiées du diamètre (modèle de disque uniforme) dans la littérature. L'estimation du diamètre visible est faite par la méthode photométrique de Barnes et al. [1978].

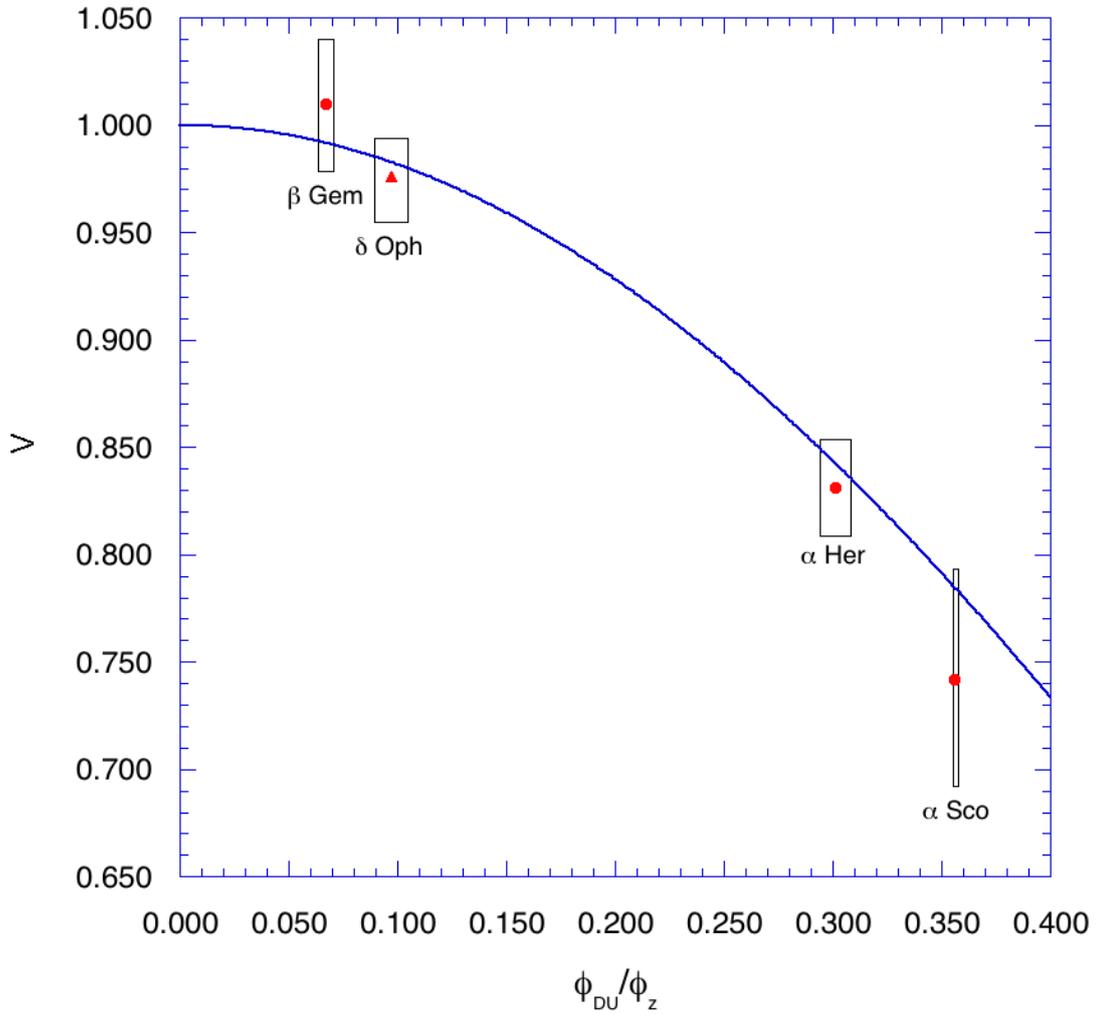


FIG. 7.14 – Visibilité en fonction du diamètre normalisé ϕ_{DU}/ϕ_z (où ϕ_z est le diamètre correspondant au premier zéro de la fonction de visibilité). La courbe de visibilité nominale est en trait plein, et la position des marqueurs en abscisse est déterminée par la valeur publiée du diamètre (répertoriée dans le tableau 7.5). La position en ordonnée est la moyenne des mesures de visibilité obtenues pour les deux voies. Le diamètre publié pour δ Oph a été évalué de manière indirecte (par photométrie) ; les autres diamètres ont été mesurés directement (par occultation lunaire ou interférométrie).

transfert); mais si elle est confirmée, l'interprétation la plus probable est un rougissement important ($E(V - R) = 0.26$ mag pour une distance de 25 parsecs) dans la direction de η Sgr ou l'existence d'un point chaud dans la photosphère.

Malgré la qualité des données qui a permis de valider le principe de la correction des interférogrammes, les limites du démonstrateur FLUOR sont évidentes et interdisent une véritable exploitation scientifique. En effet la base projetée est courte et ne varie presque pas : elle ne permet de mesurer qu'un seul point sur la courbe de visibilité. Une évolution de FLUOR vers d'autres bases est donc nécessaire pour mener à bien des programmes astrophysiques à haute résolution angulaire qui bénéficieront pleinement du gain en précision apporté par les fibres.

Chapitre 8

Les enfants de FLUOR

8.1 Le projet Grand FLUOR

Malgré la qualité intrinsèque des données fournies par l'interféromètre du McMath et sa valeur comme banc d'essai, celui-ci a un intérêt limité pour une exploitation astrophysique. La distance entre les deux pupilles est comparable au diamètre des plus grands télescopes monolithiques en service, et la durée des observations est limitée à 3 heures autour du méridien, temps pendant lequel la longueur de la base projetée sur le ciel ne varie guère (section 5). On ne peut ainsi accéder pratiquement qu'à un seul point sur la courbe de visibilité.

Le projet Grand FLUOR (toujours une collaboration DESPA/NOAO) est né de la volonté d'exploiter les acquis technologiques de FLUOR dans un instrument permettant d'avoir une base variable, et dont la longueur maximale est plus importante.

Le choix s'est porté sur une liaison interférométrique entre le télescope de 0.9 m (T90) et le télescope de 0.4 m (T40) de l'observatoire de Kitt Peak. Les deux instruments sont séparés par 53.8 m, sur un axe orienté pratiquement est-ouest. Une vue générale de Grand FLUOR est montrée figure 8.1. Bien que très inspiré de l'expérience du McMath, ce montage fait apparaître plusieurs éléments nouveaux :

- L'utilisation de fibres en grande longueur (80 m) pour le transport des faisceaux vers la station de recombinaison ;
- L'emploi de composants modulaires, grâce à l'utilisation de connecteurs Radiall (section 2.3.3). Ainsi, le coupleur triple est-il remplacé par trois coupleurs simples, plus faciles à calibrer individuellement. De plus, la connectivisation permet de n'employer qu'une seule ligne à retard, derrière un seul des télescopes : la fibre de transport dans l'autre bras de l'interféromètre est directement reliée au coupleur. Après passage de l'étoile au méridien de la

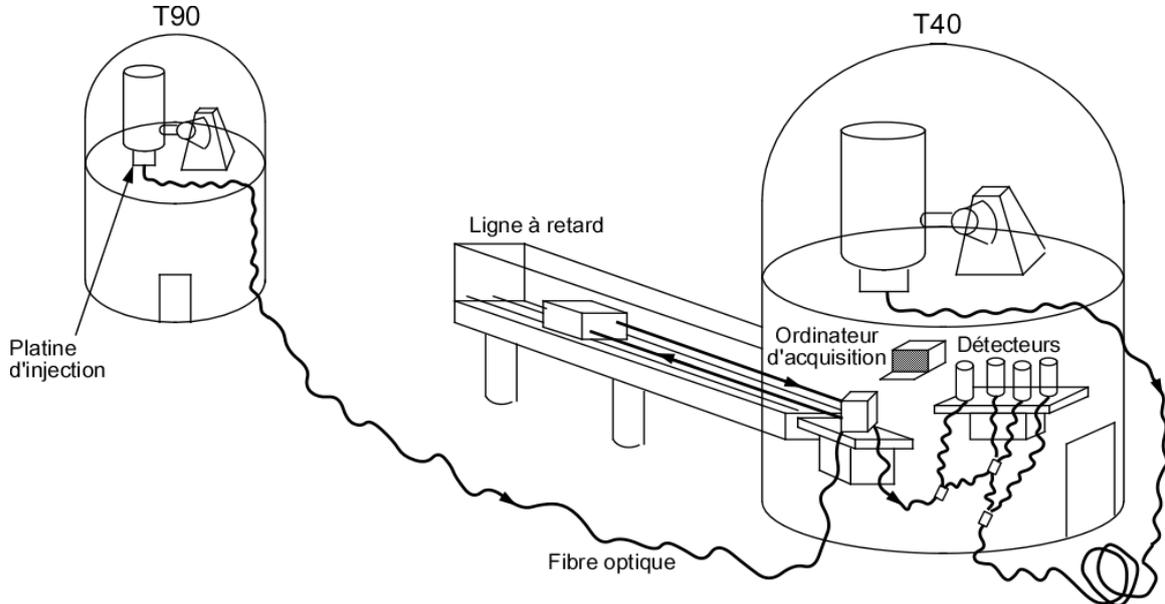


FIG. 8.1 – Vue générale de Grand FLUOR.

base, la même ligne à retard est utilisée dans l'autre bras de l'interféromètre en permutant les sorties des télescopes.

- L'emploi de détecteurs plus performants, grâce au refroidissement à l'hélium liquide des photodiodes InSb ;
- Une ligne à retard "aérienne" entre la fibre de transport et le coupleur, ce qui implique la gestion d'une double interface supplémentaire fibre/air/fibre. La ligne à retard est aussi beaucoup plus longue (même proportionnellement à la base), pour pouvoir observer une étoile de son coucher à son lever et bénéficier d'une base projetée variant pratiquement de 0 à 53 m ;

8.1.1 Transport de faisceaux par fibres

Dans FLUOR les fonctions de recombinaison et de filtrage spatial des faisceaux sont assurées par l'optique guidée ; mais le transport des foyers à la table de recombinaison se fait de manière aérienne. Dans Grand FLUOR il n'est pas possible de transporter, autrement que par des fibres, la lumière collectée par les télescopes vers le laboratoire interférométrique.

Les faisceaux sont donc recueillis par les fibres directement au foyer Cassegrain de chaque télescope ; l'autre extrémité du câble est connectée soit au coupleur, soit à la ligne à retard. Le laboratoire interférométrique se trouve non pas à

mi-chemin entre les deux télescopes, mais sous le T40, et un câble d'au moins 75 m de long est nécessaire pour assurer la liaison entre le T90 et la table de recombinaison. Le câble de liaison du T40, de longueur égale, fait une boucle à l'extérieur du bâtiment pour subir des conditions thermiques similaires à celui de l'autre télescope.

Un problème est apparu car le fabricant n'avait pas les moyens d'égaliser les longueurs de fibre pour des câbles de plus de 24 m de long. Chaque câble est donc constitué de 4 segments reliés entre eux par des raccords droits (section 2.3.3).

La dispersion intrinsèque de la fibre employée (section 4.4.3) s'est avérée extrêmement importante. Bien que tous les segments de 24 m soient de même longueur à 1 mm près, la dispersion différentielle pouvait atteindre l'équivalent d'un écart de longueur de 1400 mm entre les deux fibres. A partir des mesures de dispersion différentielle entre toutes les paires de segments possibles, nous avons établi la combinaison qui forme la paire de câbles ayant la dispersion différentielle la plus faible. Le résultat donne en laboratoire l'interférogramme montré dans la figure 3 de l'article de la section 4.4.2, qui exhibe une dispersion encore assez considérable.

Enfin, la qualité de l'environnement un peu sévère pour les connecteurs¹ s'est traduite par des pertes en lignes sensibles au niveau des raccords. La transmission totale des câbles (tous segments connectés) était de l'ordre de 35 %, d'où une perte de sensibilité supplémentaire.

Ligne à retard

La ligne à retard employée dans Grand FLUOR a été décrite en détail par Boccas [1993]. Comme pour FLUOR, elle introduit un délai statique dans le chemin optique interne de l'instrument, le mouvement diurne assurant la modulation de la différence de marche. Le schéma optique (Fig. 8.2) fait apparaître un quadruple passage de la lumière, grâce à une combinaison de trois coins de cubes : une pièce fixe et deux pièces mobiles liées à un chariot motorisé roulant sur des rails. Un système de contrôle conforme à celui décrit section 3.1.5 est intercalé pour surveiller la conjugaison de la tête de fibre d'entrée et de la tête de fibre de sortie.

Le choix (classique) du triple coin de cube est motivé par le fait que ce montage est insensible à de légers basculements du chariot mobile lorsque celui-ci est déplacé sur les rails. Un quadruple passage permet de réduire la longueur des rails, 12 m de rail assurant un retard optique de 48 m qui permet de couvrir tout le ciel. La longueur totale des rails est un élément important car ceux-ci coûtent

¹Le niveau de propreté dans un abri semi-ouvert au sommet d'une montagne atteint difficilement celui d'un laboratoire optique. . .

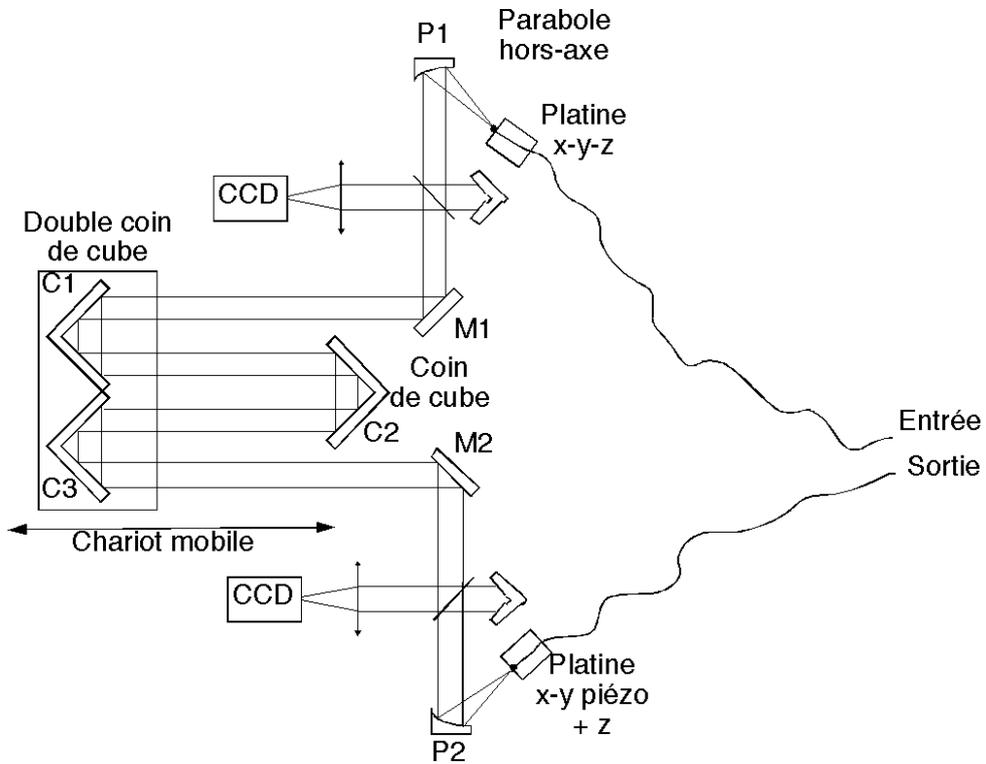


FIG. 8.2 – Schéma optique de la ligne à retard employée pour Grand FLUOR (d'après Boccas [1993]).

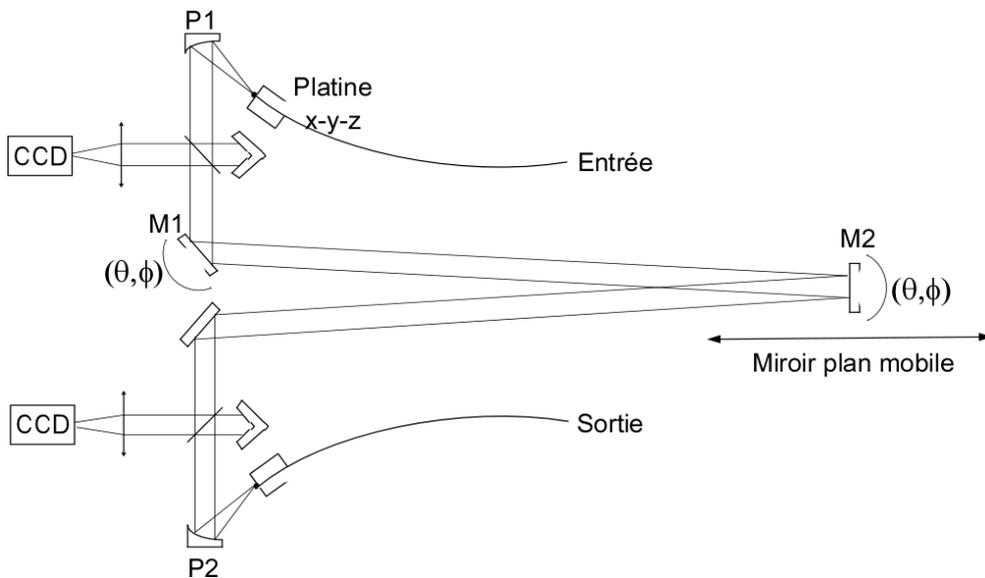


FIG. 8.3 – Schéma de principe pour une solution alternative de ligne à retard.

cher et leur montage est délicat : ils doivent former un ensemble bien rectiligne, et parfaitement parallèle au faisceau optique incident (entre M_1 et C_1). En effet tout écart transverse des deux coins de cubes mobiles par rapport à leur position nominale entraîne une translation du faisceau retardé sur la parabole de réinjection P_2 . Bien que les deux têtes de fibres restent conjuguées, il s'en suit une perte de couplage car la fibre de réception se comporte comme une antenne assez directive et est très sensible à la position du point d'impact du faisceau sur la parabole. La tolérance sur la rectitude et le parallélisme est de l'ordre du millimètre ; elle est très sévère aussi sur la précision de renvoi des coins de cubes (à peine plus d'une seconde d'arc). Etant donné l'environnement difficile et la qualité médiocre de certains des rails, le meilleur réglage a permis seulement de circonscrire le déplacement du point d'impact de l'axe du faisceau dans un cercle de 8 mm environ (à comparer avec un diamètre de mode d'environ 13 mm au niveau de la parabole pour le faisceau émis par la fibre).

A la lumière de cette expérience il apparaît qu'une autre solution, moins traditionnelle, est sans doute plus satisfaisante pour retarder un faisceau entre deux fibres. Elle fait intervenir deux miroirs plans sur des montures asservies en position angulaire, et commandées par deux écartomètres du commerce (Fig. 8.3). Les contraintes de rectitude et de parallélisme disparaissent, puisque la position du faisceau réfléchi est insensible à un écart transverse du miroir parallèlement à son plan. La monture de M_1 supporte la source du premier écartomètre (une diode laser) ; celle de M_2 la cible du premier écartomètre, et la source du second. La cible du second écartomètre est solidaire de la parabole P_2 . Le miroir M_1 est maintenu en permanence pointé vers le centre de M_2 ; et M_2 vers le centre de la parabole P_2 . En dernier lieu un réglage fin de la position de la tête de fibre réceptrice au foyer de P_2 est nécessaire pour parfaire sa conjugaison avec la tête de fibre émettrice. Ceci se fait juste avant chaque acquisition en allumant le faisceau de contrôle, qui est réinjecté dans la fibre réceptrice : un balayage de la platine piézo permet d'optimiser rapidement le flux transmis.

Dans cette solution les contraintes optomécaniques sont remplacées par deux asservissements relativement rustiques. Leur coût est à comparer aux économies faites sur l'optique (pas de coins de cubes à haute précision) et sur les rails dont la qualité peut être grossière. Le faisceau n'étant retardé que sur un double passage, il faut une course deux fois plus importante ; mais ceci n'est pas trop gênant dans la mesure où les rails employés sont bon marché. Enfin, la suppression de 8 réflexions procure un gain en luminosité de 28 % (si l'efficacité de chaque réflexion est de 96 %).

8.1.2 Les leçons de Grand FLUOR

Les difficultés rencontrées au cours de l'installation de Grand FLUOR appellent plusieurs réflexions :

- Si l'optique guidée excelle pour la recombinaison et le filtrage spatial, la technologie des fibres en verre fluoré n'est pas encore assez mûre pour permettre le transport des faisceaux sur plusieurs dizaines de mètres. C'est l'homogénéité des fibres (uniformité des constantes de propagation), plus que leur transparence, qui est en cause.
- Le transport de la lumière par fibre oblige à effectuer un double transfert fibre/air/fibre pour passer dans la ligne à retard : c'est une opération délicate, qui s'accompagne nécessairement de pertes. Si le matériel n'est pas de qualité suffisante, les réglages sont à refaire en permanence et peuvent monopoliser une grande partie de l'énergie des expérimentateurs.
- Il est sain dans la réalisation d'un interféromètre de pouvoir découpler l'instrumentation des fonctions de base (collecte, transport et retard des faisceaux). Ce principe est le même que celui qui prévaut pour tous les télescopes des grands observatoires. Pour Grand FLUOR, la gestion du bon fonctionnement des télescopes et de la ligne à retard ont monopolisé une grande partie des efforts qui n'ont pu se concentrer sur les aspects plus spécifiques de la recombinaison par fibres.

8.2 FLUOR/IOTA

Dans l'évolution de FLUOR actuellement en cours seule est conservée l'unité de recombinaison par optique guidée (dans une configuration proche de celle de l'expérience au McMath), qui sera installée comme instrument focal de l'interféromètre IOTA. L'accent sera mis sur l'exploitation scientifique plutôt que de nouveaux développements technologiques.

IOTA (Infrared-Optical Telescope Array) est le produit d'un effort conjoint entre l'Université de Harvard, l'Université du Massachusetts, le Smithsonian Astrophysical Observatory, le MIT et l'Université du Wyoming. L'instrument est situé au sommet du Mont Hopkins en Arizona, juste sous le télescope MMT. Dans sa forme finale, il comprendra un réseau de trois collecteurs de 45 cm de diamètre répartis sur une structure en forme de L contenant 17 stations d'accueil. La longueur des bases possibles varie entre 5 et 38 m. Le système comprend deux tables de recombinaison séparées, pour l'infrarouge et le visible. Dans la version actuelle, deux collecteurs sont installés sur une base Nord-Sud de 21.2 m de long.

Les premières franges ont été observées dans l'infrarouge sur l'étoile ι Aur en décembre 1993 [Carleton et al. 1994].

FLUOR ne se substituera pas à la table de recombinaison infrarouge déjà existante mais constituera une instrumentation séparée pour la mesure des visibilités avec une grande précision ; le système de recombinaison en optique dioptrique reste indispensable pour observer les objets les plus faibles car son rendement photométrique est meilleur.

La ligne à retard de IOTA comprend un premier étage statique pour compenser la partie principale de la différence de marche, et une unité de translation stabilisée en vitesse pour contrôler la modulation de la ddm. Ainsi en faisant défiler rapidement les franges, on a la possibilité de geler le mode piston pendant la durée de l'interférogramme et d'obtenir une certaine résolution spectrale. A terme, le cophasage des pupilles est prévu pour augmenter la sensibilité et permettre un véritable mode double Fourier. La correction du basculement du front d'onde sur chaque pupille par un miroir tip-tilt est déjà opérationnelle.

La seule modification majeure de FLUOR par rapport à la version du McMath est la possibilité de le reconfigurer rapidement avec les deux entrées sur le même télescope (ou sur une source interne de laboratoire) et avec une petite ligne à retard interne pour le transformer en spectromètre à transformée de Fourier. On pourra ainsi mesurer les spectres stellaires pour accéder à une base nulle en mode double Fourier, ou bien déterminer directement le facteur de forme dans une mesure en bande large.

En tant qu'interféromètre infrarouge monomode, IOTA peut bénéficier du gain en précision apporté par FLUOR. De son côté, FLUOR gagnera un véritable environnement interférométrique (bases reconfigurables, images stabilisées, ligne à retard de bonne qualité etc...). L'objectif de leur association est de produire sur une base régulière des données qui servent les besoins en très haute résolution de la communauté des astrophysiciens stellaires.

Chapitre 9

Perspectives

Quel avenir pour l'optique guidée en interférométrie astronomique ?

Précisons d'abord le champ d'application des fibres en interférométrie. Pour qu'un instrument puisse bénéficier des fonctionnalités et du gain en précision apporté par l'optique guidée, tout en gardant une efficacité décente, il doit nécessairement être de conception quasi-monomode :

- Les pupilles doivent être (au moins partiellement) phasées : soit en étant de dimension modeste, adaptée à la taille r_0 d'une aire de cohérence de la turbulence atmosphérique à la longueur d'onde d'observation, soit en étant corrigées par optique adaptative. Dans les deux cas, l'infrarouge sera favorisé par rapport au visible : le nombre de photons par aire de cohérence y est bien supérieur, et la faisabilité de l'optique adaptative y est acquise ;
- L'objet observé doit lui-même être monomode, autrement dit plus petit que le disque d'Airy d'un télescope individuel. Naturellement, les structures à étudier sont de dimension comparable à la résolution de la base de l'interféromètre. Il s'en suit que l'instrument est de préférence à pupille diluée (diamètre des télescopes individuels petit devant la longueur de base), par opposition à un interféromètre compact.

Les fibres imposent une conception nouvelle de l'interférométrie optique, mais en même temps très classique (et sans doute aussi plus proche de la réalité physique). Si on excepte en effet l'œuvre de pionniers de Michelson et Pease [1921], l'interférométrie astronomique a débuté dans le domaine radio, et à bien des égards un instrument à fibres est plus semblable à un interféromètre radio qu'à un interféromètre de Michelson traditionnel : les notions de faisceau, de plan image, de plan pupille, etc... n'y ont pas cours. La lumière est perçue comme un signal électromagnétique, collecté par une antenne (un télescope), et transporté par un guide d'onde jusqu'à un corrélateur. Seul le processus de détection (quadratique) diffère essentiellement de celui de l'interféromètre radio (linéaire).

Un des aspects les plus séduisants de l'optique guidée est son côté "jeu de Mécano" : des fonctions optiques complexes sont effectuées par assemblage de composants élémentaires, lesquels sont intégrés dans des boîtiers et virtuellement indé réglables. Le montage ou le démontage d'un composant se fait par simple connexion ou déconnexion, sans devoir procéder à de longs réalignements comme en optique traditionnelle. Cette flexibilité sera particulièrement appréciable dans les interféromètres à bases multiples du futur, pour autoriser des reconfigurations fréquentes.

La contrepartie est qu'un système à fibres ne vaudra jamais que ce que valent ses briques élémentaires, l'expérimentateur ayant une latitude très réduite pour pallier un éventuel défaut : il peut par exemple facilement changer un coupleur défaillant, mais pas le réparer, au moins sur place. Les progrès en interférométrie par optique guidée passent donc en grande partie par la maîtrise de la qualité des composants de base, et la mise au point d'éléments offrant de nouvelles fonctions. Il s'agit là d'une aventure industrielle dont les enjeux dépassent largement le cadre de la recherche astronomique.

Actuellement dans l'infrarouge moyen (bandes K et L), la situation peut être comparée à celle de l'électronique il y a quarante ans, au moment de l'arrivée des premiers transistors : quelques composants intégrés seulement sont disponibles ; ils offrent des fonctions encore très limitées (seulement le transport et la recombinaison des signaux) et leurs caractéristiques sont loin d'être idéales (chromatisme, dispersion, pertes en ligne...). Mais ils ont l'immense mérite d'exister et leur utilisation permet déjà des progrès importants par rapport aux solutions conventionnelles.

Dans le visible et l'infrarouge proche (jusqu'à la bande H ($1.5 \mu\text{m} < \lambda < 1.8 \mu\text{m}$)), le contexte est un peu différent car il est possible d'utiliser des composants en silice dont la technologie, développée pour l'industrie des télécommunications, est nettement plus évoluée. Les composants de base disponibles sont plus variés ; ils font souvent l'objet d'une production en série et leur qualité est plus régulière. Deux bémols doivent cependant être apportés à ce constat : tout d'abord, les composants en silice sont le plus souvent optimisés pour des bandes passantes étroites, centrées autour des longueurs d'onde des télécommunications (principalement 1.3 et $1.55 \mu\text{m}$). Ensuite, comme nous l'avons vu plus haut, l'emploi des fibres en interférométrie stellaire est nettement moins aisé lorsque la longueur d'onde est plus courte.

Dans la section qui suit (9.1) je propose un rapide survol des composants qui sont susceptibles de devenir disponibles à court terme, s'ils ne le sont déjà en silice. Puis nous verrons un exemple d'application en développement au DESPA, et à laquelle je participe : une ligne à retard en optique guidée pour l'interférométrie double Fourier. Enfin, la section 9.3 montre à quoi pourrait ressembler à moyen terme (~ 5 ans) un interféromètre stellaire utilisant l'optique guidée.

9.1 Des nouveaux composants

9.1.1 Fibres

Les fibres actuelles en verre fluoré permettent le transport cohérent de la lumière en bande large sur quelques mètres au plus : la limitation vient principalement de l'hétérogénéité du guide d'onde, qui introduit une importante dispersion différentielle entre les deux bras de l'interféromètre (section 4.4). Des progrès sont donc à attendre du côté de la régularité des processus de fabrication. Une fois ce point maîtrisé, il sera possible d'aborder la fabrication de fibres à dispersion minimale, qui affranchiront l'utilisateur des contraintes sur les longueurs critiques des composants, et permettront peut-être à plus long terme la réalisation de lignes à retard métriques.

Pour la dispersion comme pour la transparence, les fibres en verre fluoré sont encore très en retard par rapport aux fibres en silice ; mais contrairement à ces dernières, elles sont loin d'avoir atteint leurs limites et leurs performances potentielles sont bien meilleures.

Pour l'instant, une seule fibre infrarouge à maintien de polarisation a été produite ; la biréfringence est créée par une anisotropie de forme très marquée (cœur rectangulaire de $3 \times 8.5 \mu\text{m}$). L'injection d'une source stellaire dans une telle fibre est environ 30 % moins efficace que dans une fibre standard (section 3.1.6). En silice, des fibres à haute biréfringence existent qui conservent la symétrie circulaire du cœur grâce à une anisotropie de tension (structure Panda par exemple).

9.1.2 Coupleurs

Les coupleurs existants dans l'infrarouge sont exclusivement à 4 ports (2×2 ou 1×2 avec une entrée neutralisée) ; ils sont jusqu'à présent fabriqués par polissage de deux fibres adjacentes, ce qui implique un chromatisme très prononcé. L'offre variée du côté des composants en silice permet d'avoir une idée de ce qui est envisageable pour l'infrarouge :

- Coupleurs multiports (jusqu'à 16×16), réalisés le plus souvent par fusion-étirement et peu chromatiques (bande passante optique relative allant jusqu'à 35 % (SIFAM, Gould)) ;
- Coupleurs 2×2 fabriqués par polissage, à ratio accordable de 0 à 95 % (SIFAM) ;
- Coupleurs dichroïques ;
- Coupleurs à maintien ou à séparation de polarisation (Photonetics).

Dans un interféromètre en optique guidée comme FLUOR, la modification de l'état de polarisation introduite par les fibres est la seule cause de variation du module T_i de la FTM de l'instrument, telle qu'elle a été définie au chapitre 7. L'utilisation de fibres et de coupleurs à maintien de polarisation permet d'obtenir une fonction de transfert maximale ($T_i \simeq 1$, à comparer avec $T_i = 0.6-0.8$ pour FLUOR), et en principe constante d'une nuit à l'autre. On évite ainsi d'avoir à dépenser du temps d'observation chaque nuit pour calibrer T_i sur une étoile de référence, et une source potentielle d'erreur systématique (variation de T_i au cours de la nuit) est éliminée.

D'un point de vue astrophysique, la possibilité d'observer séparément les deux polarisations orthogonales est très intéressante pour l'étude de la lumière diffusée par les poussières dans les environnements circumstellaires proches (étoiles à enveloppe, disques protoplanétaires...). Dans un interféromètre à séparation de polarisation, les deux états peuvent être traités par les mêmes composants, mais doivent être séparés avant la détection et analysés de manière indépendante. Comme la structure du guide d'onde (à haute biréfringence) diffère pour les deux modes, l'intégrale de recouvrement (Eq. 3.8) n'est pas la même et il n'y a a priori aucune raison pour que les fluctuations de couplage soient identiques pour les deux polarisations. Un interféromètre pour l'étude de la polarisation du rayonnement comprend donc 2 sorties interférométriques et 2 sorties photométriques pour chaque polarisation, et nécessite 8 photomètres.

9.1.3 Commutateurs

Des commutateurs mécaniques ($1 \times N$ et $N \times N$, jusqu'à $N = 16$) par déplacement de fibres sur une tourelle existent avec des fibres en silice en standard (Dicon, BT&D). Leur bande passante optique est celle de la fibre et les pertes d'insertion sont comparables à celles des connecteurs monomodes (0.5 à 1 dB). Ils sont contrôlables par des signaux TTL et leur vitesse de commutation est suffisante pour reconfigurer totalement une architecture de recombinaison en moins de 1 s.

Des commutateurs entièrement optiques, au temps de réaction extrêmement court (inférieur à 10^{-12} s), peuvent être réalisés en utilisant des effets non linéaires dans les guides d'onde [Islam 1992]. Par exemple un segment de fibre peut agir comme une cellule de Kerr sur un signal faible mais polarisé. Le champ électrique nécessaire à la génération de l'effet Kerr (effet électro-optique quadratique) est appliqué dans le cœur de la fibre par l'intermédiaire d'un signal de pompe à une fréquence différente, qui est filtré en sortie.

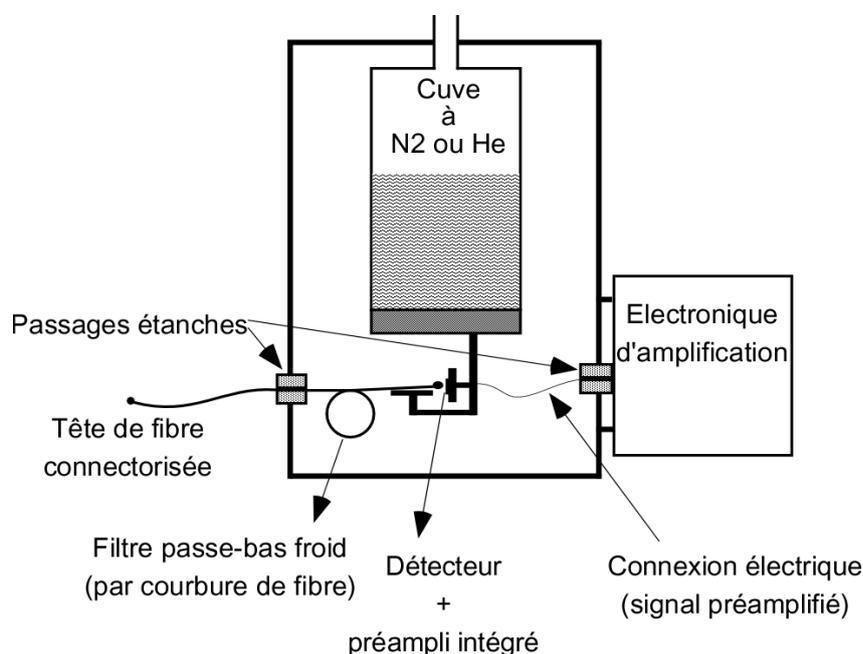


FIG. 9.1 – Cryostat fibré pour photomètre infrarouge.

9.1.4 Détecteurs fibrés

Comme il a été dit dans le chapitre 3, il est préférable d'éviter une interface optique supplémentaire entre la sortie de la fibre et le photomètre : celui-ci doit donc être fixé directement en regard de la tête du guide d'onde. Le détecteur peut être rendu solidaire soit d'un petit segment de fibre (détecteur fibré), soit d'une embase qui accueillera un connecteur monomode (détecteur connectorisé).

Les photodiodes jointes à des fibres en silice sont des composants courants pour les télécommunications ; malheureusement pour l'astronome elles sont en général optimisées pour une grande rapidité (bande passante typique de plusieurs MHz) et non pour une grande sensibilité (NEP de 10^{-11} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ ou plus). Souvent d'ailleurs elles ne détectent que la partie modulée du signal, ce qui complique beaucoup les mesures de contraste des franges.

Aucun détecteur fibré n'existe encore pour l'infrarouge au-delà de $1.8 \mu\text{m}$. Leur réalisation est compliquée par le fait que les détecteurs les plus sensibles à ces longueurs d'onde fonctionnent à la température de l'azote liquide (77 K), ou même de l'hélium liquide (4 K). Ils doivent donc être montés sous vide dans un cryostat aux parois étanches (Fig. 9.1). Pourtant, outre les aspects pratiques, les motivations pour utiliser des détecteurs fibrés en bande K sont très fortes :

- La suppression des optiques de transfert réduit les pertes associées (notamment les réflexions Fresnel) ;

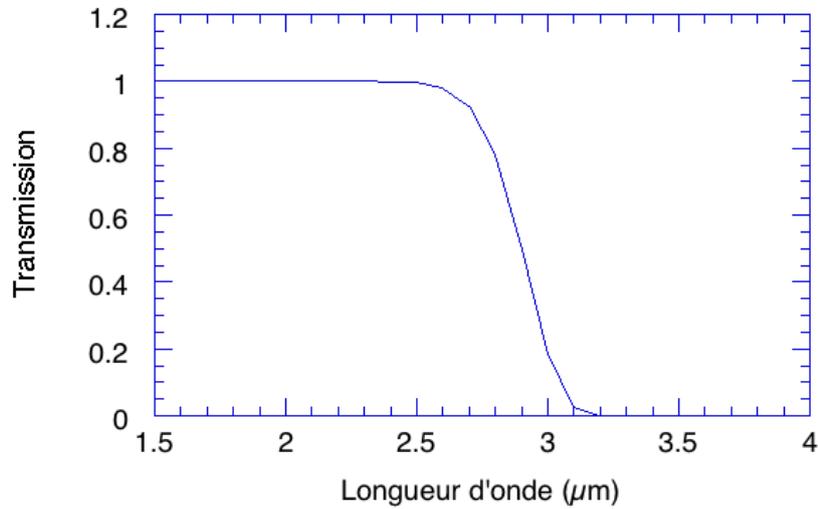


FIG. 9.2 – Courbe de transmission d’un filtre passe-bas bloquant le rayonnement thermique, constitué d’un segment de 10 cm de fibre enroulé sur un cylindre de 3 cm de diamètre.

- La taille du détecteur est limitée en principe seulement par le diamètre de mode de la fibre ; or pour une photodiode la détectivité est inversement proportionnelle au diamètre [Kingston 1978]. On peut ainsi gagner 2.7 mag en sensibilité en passant d’un détecteur de 500 μm (comme dans les photomètres utilisés à Kitt Peak et à l’ESO) à une diode de 40 μm ;
- La suppression de la fenêtre rend le cryostat “aveugle” et réduit au strict minimum la contribution du rayonnement thermique provenant de l’extérieur. Seuls sont vus par le détecteur les photons thermiques qui se trouvent dans l’étendue de faisceau λ^2 de la fibre (section 3.2).

Un filtre froid (filtre optique passe-bas) est indispensable à l’intérieur du cryostat pour rejeter le rayonnement thermique transmis par la fibre aux grandes longueurs d’onde. Par ailleurs, un filtre passe-bande est souvent nécessaire pour délimiter la bande photométrique d’observation ; mais celui-ci peut se trouver à l’extérieur du cryostat. En général le filtre passe-bande est monté avec le détecteur et tient lieu aussi de filtre passe-bas. Dans le cas d’un photomètre fibré, c’est le détecteur qui doit être le substrat car les impératifs de distance entre la tête de fibre et la photodiode (section 3.3) interdisent d’insérer une lame de verre entre les deux. Déposer un traitement multicouche sur une photodiode est une affaire délicate et je propose à la place d’utiliser les pertes de macrocourbure de la fibre (section 2.3.2) pour constituer un filtre passe bas en enroulant une partie du guide d’onde sur un cylindre de petit diamètre (Fig. 9.2).

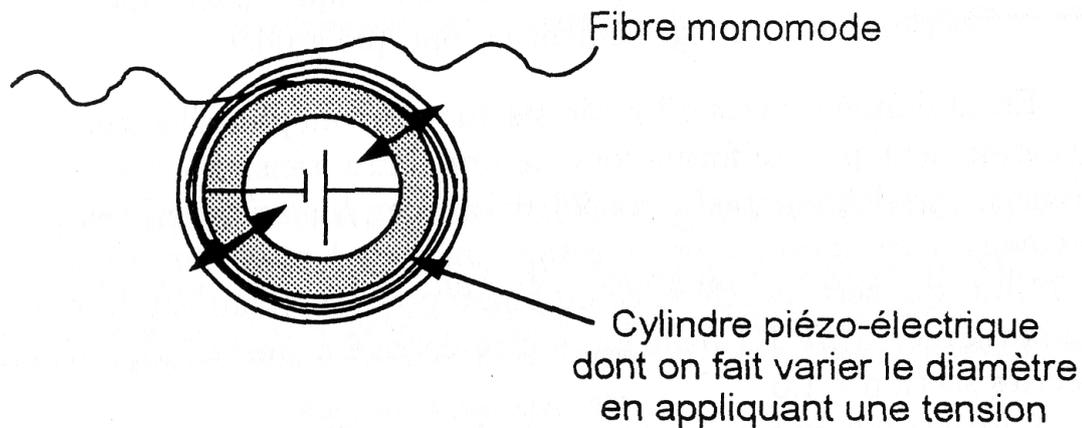


FIG. 9.3 – Etirement d'une fibre par enroulement autour d'un cylindre en céramique piézoélectrique.

9.2 Une ligne à retard en optique guidée

L'étirement d'une fibre permet de moduler la différence de marche dans un interféromètre en optique guidée. L'allongement se fait de manière directe entre les deux extrémités d'un segment [Thevenaz et al. 1988 ; Shaklan 1990], ou bien en enroulant le guide d'onde sur un cylindre en céramique piézoélectrique dont on fait varier le diamètre par application d'une tension électrique entre les parois (Fig. 9.3). Cette dernière solution présente l'avantage de répartir l'effort de manière uniforme sur la fibre.

Dans un interféromètre où la ddm nominale entre les deux faisceaux est compensée par des moyens traditionnels, le contrôle actif de la longueur de fibre pour supprimer les erreurs résiduelles (au plus quelques dizaines de microns) de l'égalité des chemins optiques est maintenant bien maîtrisé [Connes and Reynaud 1988 ; Burnett et al. 1991 ; Reynaud et al. 1992]. Le programme de R&D initié au DESPA vise à balayer la ddm sur une longueur plus importante (quelques millimètres) pour constituer une petite ligne à retard qui explore la cohérence temporelle du rayonnement. Cet instrument, compact et sans pièce mobile, a deux applications principales :

- En temps que tel, il offre la possibilité de concevoir un spectromètre à transformée de Fourier (FTS) ultra-compact et ultra-simple pour le laboratoire, l'astronomie au sol ou surtout l'astronomie spatiale. En particulier, la modulation du chemin optique n'est plus réalisée par translation d'un composant optique "sensible" (rétroreflecteur). Il faut cependant noter que le prix à payer est une couverture spectrale relativement réduite et une faible étendue de faisceau ;

- Installé en ligne dans un interféromètre stellaire à fibres, il permet de mettre en œuvre la technique interférométrique spatio-spectrale double Fourier (section 7.6.2) intégralement en optique guidée.

Etant donné le cycle d'hystérésis du matériau piézoélectrique, le balayage n'est généralement pas uniforme lorsque une haute tension est appliquée au cylindre. Nous ne cherchons pas à contrôler ces non-linéarités en temps réel, mais simplement à les mesurer en injectant un signal monochromatique (laser HeNe à $1.52\ \mu\text{m}$) qui sert de référence de phase pour l'instrument. L'interférogramme en bande large (filtre K) peut alors être corrigé a posteriori, suivant une méthode décrite section 4.1.3.

L'article qui suit présente les résultats préliminaires d'un interféromètre double Fourier de laboratoire réalisé intégralement en optique guidée. Je renvoie à Zhao et al. [1994a; 1994b] pour des considérations théoriques plus complètes sur les caractéristiques et les performances d'une ligne à retard fibrée.

9.2.1 Article :

Double Fourier Interferometry with IR Single-Mode Fiber Optics

Référence :

“*Double Fourier Interferometry with IR Single-Mode Fiber Optics*”, P. Zhao, J.-M. Mariotti, P. Léna, V. Coudé Du Foresto, B. Zhou; *Optics Communications*, **110**, 497-502 (1994).

ADS <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1994OptCo.110..497Z>

9.3 Proposition ESO VLTI :

A proposal for a temporary VLTI mode with the 8-meter VLT telescopes based on guided optics

J.-M. Mariotti, V. Coudé Du Foresto, G. Perrin, P. Zhao, P. Léna (1994).

Chapitre 10

Conclusion

En guise de conclusion je voudrais tirer les enseignements de l'expérience acquise au cours du travail de ces dernières années.

Deux interféromètres stellaires à fibres ont été construits pendant cette thèse. Le premier a démontré de manière éclatante l'extraordinaire potentiel de l'optique guidée monomode en permettant, avec un équipement somme toute rustique, des mesures de visibilités stellaires d'une précision record. Les problèmes rencontrés lors de la réalisation du second ont clairement indiqué quelles sont, dans l'état actuel de la technologie, les limites de l'utilisation des fibres.

Ainsi à la suite de ce travail se dégage une vision plus claire du rôle des composants fibrés pour l'interférométrie astronomique. L'optique guidée monomode n'est certainement pas une panacée. Mais elle offre un *avantage fondamental* : la possibilité de corriger facilement les interférogrammes des effets de la perte de cohérence induite sur les pupilles par la turbulence atmosphérique, et par là d'obtenir des données d'une qualité pratiquement inégalable avec une optique traditionnelle. Cette performance a un prix : la perte de lumière qu'implique le filtrage spatial et qui fait que, pour les objets les plus faibles où le fait d'"accrocher" du flux modulé prime sur la nécessité d'obtenir une mesure précise du contraste des franges, l'optique dioptrique reste irremplaçable. Dans tous les autres cas cependant l'expérimentateur préférera travailler avec des photons plus rares mais "choisis", plutôt qu'avec un flot de particules dont seulement une partie inconnue contient l'information utile.

L'optique guidée est surtout utile dans un interféromètre de conception quasi-monomode (petites pupilles ou pupilles corrigées par optique adaptative, champ limité au disque d'Airy d'un télescope individuel), et son champ d'application s'étend pour l'instant au filtrage des faisceaux, à leur recombinaison et à la modulation de la différence de marche sur de petites longueurs (quelques millimètres). Dans ces domaines elle apporte des solutions très séduisantes, beaucoup plus simples à mettre en œuvre que leur équivalent en optique classique, et cet avan-

tage d'ordre technologique pourrait bien être décisif pour l'instrumentation des interféromètres complexes du futur.

Actuellement, les fibres en verre fluoré sont trop dispersives pour être satisfaisantes pour le transport des faisceaux sur de grandes distances (des télescopes à la station de recombinaison), et les lignes à retard en optique guidée sont encore du domaine de la science-fiction. Toutefois le travail sur la dispersion initié par les difficultés rencontrées lors de la réalisation de Grand FLUOR laisse entrevoir une issue à ce problème, et il appartient maintenant à l'industrie d'entreprendre les actions nécessaires pour le résoudre. La bande passante optique réduite des fibres monomodes est aussi une limitation, mais moins fondamentale qu'il n'en paraît dans la mesure où les composants sont facilement interchangeables. De plus dans l'infrarouge les fenêtres de transparence de l'atmosphère interdisent de toute manière des bandes passantes très larges.

En résumé, il ressort donc que l'optique guidée offre des avantages considérables pour l'*instrumentation* interférométrique, les fonctions de *service* (collection des faisceaux, transport, retard. . .) étant de préférence assurées en amont par des moyens classiques. Cette approche a le mérite supplémentaire de regrouper tous les composants fibrés en bout de chaîne interférométrique, et de ne nécessiter qu'une seule interface entre la propagation libre et la propagation guidée.

Forts de ces enseignements, il est temps maintenant de capitaliser sur l'expérience acquise pour exploiter, dans un environnement interférométrique solide, l'instrument dont les données de haute précision seront une mine pour l'astrophysique stellaire. C'est l'objectif de l'association FLUOR/IOTA. A terme se dessine naturellement la perspective d'un instrument focal à fibres pour le VLTI, et la possibilité d'accéder enfin à la très haute résolution angulaire pour l'astronomie extragalactique.

Annexe A

Conventions et notations

A.1 Conventions

- Les vecteurs sont représentés par une flèche $\vec{}$;
- Les variables complexes (ou susceptibles de prendre une valeur complexe) sont représentées en caractères gras ;
- La transformée de Fourier directe (TF) est représentée soit par un tilde \sim , soit par l'opérateur \mathcal{F} ; la transformée de Fourier inverse est représentée par \mathcal{F}^{-1} ;
- L'opérateur de convolution est représenté par un astérisque $*$;
- Les crochets $\langle \rangle$ dénotent une moyenne dans le temps.

Représentation d'une onde monochromatique Une onde électromagnétique est représentée par son champ électrique associé \vec{E} . Sauf mention contraire explicite, les champs considérés dans cet ouvrage sont transverses et polarisés linéairement. On peut donc écrire $\vec{E} = E \vec{x}$, où \vec{x} est un vecteur unitaire transverse, et partout où c'est possible la représentation scalaire est utilisée.

Au champ E d'une onde monochromatique est associé le phaseur complexe \mathbf{E} , d'amplitude E_0 et de phase ϕ :

$$\mathbf{E} = E_0 e^{j\phi}. \quad (\text{A.1})$$

On peut utiliser pour l'onde la représentation complexe

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E} e^{-j\omega t}. \quad (\text{A.2})$$

La valeur instantanée du champ $E(t) = E_0 \cos(\omega t - \phi)$ est liée au phaseur par la relation :

$$E(t) = \text{Re} \left\{ \mathbf{E} e^{-j\omega t} \right\}. \quad (\text{A.3})$$

A.2 Petit glossaire des acronymes et abréviations utilisées

Pour la lisibilité de l'ouvrage, j'ai essayé de limiter au maximum l'utilisation des acronymes. Néanmoins les abréviations suivantes ont été employées :

CO+ : Come-On+
 ddm : différence de marche
 DESPA : Département de Recherche Spatiale, Observatoire de Paris
 DFT : Discrete Fourier Transform
 FFT : Fast Fourier Transform
 FLUOR : Fiber Linked Unit for Optical Recombination
 FTM : Fonction de Transfert en Modulation
 FTS : Fourier Transform Spectrometer
 IOTA : Infrared and Optical Telescope Array
 mag : magnitude
 mas : milliseconde d'arc
 MP : maintien de polarisation
 NEP : Noise Equivalent Power, puissance équivalente de bruit (en W/\sqrt{Hz})
 NOAO : National Optical Astronomy Observatories
 rms : root mean square (écart type)
 S/B : signal sur bruit
 TF : Transformée de Fourier
 TU : Temps Universel
 VLTI : Very Large Telescope Interferometer

A.3 Principaux symboles et variables

Les variables sont classées par ordre alphabétique, pour les lettres latines puis les lettres grecques :

c : vitesse de la lumière
 c_{01} : coefficient de couplage en amplitude du mode fondamental LP_{01} de la fibre
 $d = 2S_0$: diamètre de la pupille
 D : dispersion totale du guide d'onde (en ps/(km nm))
 f : longueur focale
 f : pression partielle de la vapeur d'eau (mm Hg)
 f : fréquence dans la TF de l'interférogramme
 F_B : facteur de forme de la distribution spectrale d'intensité $B(\sigma)$
 $h = 6.6262 \times 10^{-34}$ J s : constante de Planck
 $I_i(x)$: signal fourni par le détecteur interférométrique i

- J_i : fonction de Bessel d'ordre i
 $k = 2\pi/\lambda_0$: constante de propagation d'une onde dans le vide
 $k = 1.38062 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$: constante de Boltzmann
 K : magnitude dans la bande photométrique K
 K_i : fonction de Bessel modifiée d'ordre i
 \vec{L}_B : vecteur ligne de base de l'interféromètre (projeté sur le plan du ciel)
 $L_B = |\vec{L}_B|$: distance entre les deux pupilles (projetée sur le plan du ciel)
 n_c : indice du cœur
 n_e : indice effectif de la fibre
 n_g : indice de la gaine
 p : pression atmosphérique (mm Hg)
 $P_j(x)$: signal fourni par le détecteur photométrique j
 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$: distance radiale à l'axe optique
 \vec{r} : position dans le plan focal du télescope ou dans une section de la fibre
 r_0 : paramètre de Fried
 R : magnitude dans la bande photométrique R
 R : réfraction atmosphérique
 R_b : rayon de courbure de la fibre
 \vec{s} : vecteur position sur la pupille
 \mathcal{S} : rapport de Strehl
 s_0 : rayon de l'obstruction centrale de la pupille
 S_0 : rayon externe de la pupille
 t : température de l'air (degrés Celsius)
 \mathbf{T}_i : fonction de transfert en modulation de l'instrument
 \vec{u}, \vec{v} : vecteurs unitaires transverses sur la pupille
 x : différence de marche
 \vec{x}, \vec{y} : coordonnées transverses dans le plan focal du télescope ou dans une section de la fibre
 U : paramètre auxiliaire pour le calcul de la structure du champ guidé
 V : fréquence normalisée
 V : magnitude dans le visible (bande photométrique V)
 \mathbf{V}_{12} : visibilité complexe de l'objet
 W : taux de décroissance de l'amplitude du champ dans la gaine
 w_0 : rayon du mode fondamental (rayon à $1/e^2$ en intensité du champ gaussien équivalent)
 z : coordonnée longitudinale (le long de l'axe optique)
 z : distance zénithale
 $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377 \Omega$: impédance du vide
 $\alpha = r_0/R_0$: obstruction relative de la pupille
 α_b : perte de macrocourbure (en dB)
 β : constante de propagation (ou constante de phase)

- Γ_{12} : fonction de cohérence mutuelle
 $\Delta = (n_c^2 - n_g^2)/2n_c^2$: différence d'indice relative entre le cœur et la gaine
 $\epsilon(t)$: fluctuation aléatoire du retard optique (mode piston)
 ϵ_V : demi-largeur de la barre d'erreur sur la mesure de visibilité
 η_{P_j} : efficacité photométrique globale de la voie P_j
 θ_d : angle de divergence du faisceau émis par la fibre en sortie
 $\kappa_{ij}(\sigma)$: transmission du coupleur (de l'entrée i vers la sortie j)
 $\bar{\kappa}_{ij}$: coefficient de la matrice de passage des signaux P_j aux signaux I_i
 λ : longueur d'onde
 μ_{12} : facteur de cohérence complexe
 $\nu = c/\lambda$: fréquence optique
 ξ : angle entre les deux boucles des oreilles de Mickey
 $\rho = \rho_t \rho_\sigma$: efficacité de couplage en intensité dans la fibre
 σ : nombre d'onde
 τ_0 : temps de cohérence de la turbulence atmosphérique
 ϕ : phase de l'onde électromagnétique
 ϕ_{DU} : diamètre de disque uniforme équivalent
 Φ : phase de la TF de l'interférogramme
 $\Psi(\vec{s})$: masque de phase induit par la turbulence atmosphérique sur la pupille
 $\omega = 2\pi\nu$: pulsation de l'onde
 Ω : angle de rotation de la polarisation à la suite d'une torsion de la fibre
 Ω : angle solide d'acceptance de la fibre (en stéradians)

A.4 Filtre K infrarouge

Toutes les observations décrites dans cette thèse ont été faites dans la bande photométrique K. Lorsqu'une modélisation d'un filtre K était nécessaire pour

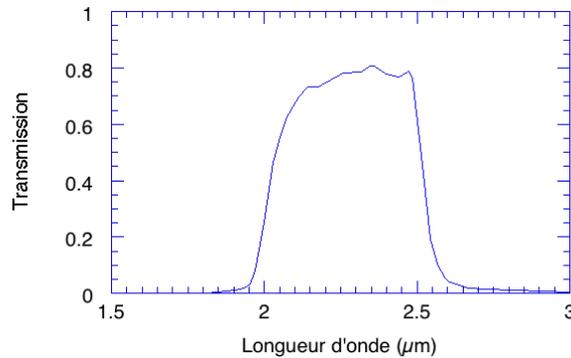


FIG. A.1 – Courbe de transmission du filtre K ayant servi de modèle pour les calculs.

certains calculs (puissance du rayonnement thermique, interférogrammes simulés, facteur de forme...), j'ai utilisé la courbe de transmission $T(\lambda)$ représentée figure [A.1](#). La largeur équivalente du filtre est $\int T(\lambda) d\lambda = 0.39 \mu\text{m}$.

Bibliographie

- [1] Aggarwal I. D., Lu G., 1991 : *Fluoride Glass Fiber Optics*. Academic Press, Boston
- [2] Alloin D. M., Mariotti J.-M. (eds.), 1993 : *Adaptive Optics for Astronomy (NATO Advanced Study Institute)*, Cargèse, Corsica (Kluwer)
- [3] Barden S. (ed.) 1988 : *Fiber Optics in Astronomy*, Tucson (Astronomical Society of the Pacific)
- [4] Barnes T. G., Evans D. S., 1978 : *Stellar angular diameters and visual surface brightness – III. An improved definition of the relationship*. Mon. Not. R. Astr. Soc. **183**, 285–304
- [5] Barrell H., 1951 : *The Dispersion of Air between 2500 Å and 6500 Å*. J. Opt. Soc. Am. **41**, 295–299
- [6] Benson J. A., Dyck H. M., Ridgway S. T., Dixon D. J., Mason W. L., Howell R. R., 1992 : *The infrared angular diameter of alpha herculis measured with a Michelson interferometer*. Astron. J. **102**, 2091–2097
- [7] Beuzit J.-L., Brandl B., Combes M., Eckart A., Faucherre M., Heydari-Malayeri M., Hubin N., Lai O., Léna P., Perrier C., Perrin G., Quirrenbach A., Rouan D., Sams B., Thébault P., 1994 : *Contribution of the ESO Adaptive Optics Programme to Astronomy : a First Review*. The Messenger (March 1994), pp. 33–37
- [8] Beuzit J.-L., et al., 1994b : *The Come-On+ system : description and performance*. Astron. Astrophys. , en préparation
- [9] Bjarklev A., Povlsen J. H., Vendeltorp-Pommer H., 1990 : *Microbending losses in fluoride glass fibres*. Opt. Commun. **75**, 235–238
- [10] Boccas M., 1993 : *FLUOR*. Mémoire de maîtrise d’optoélectronique, Université de Liège
- [11] Born M., Wolf E., 1980 : *Principle of Optics*. Pergamon Press, Oxford
- [12] Bracewell R. N., 1986 : *The Fourier Transform and Its Applications*. McGraw-Hill

- [13] Brault J. W., 1985. Dans : "High resolution in Astronomy", Benz A., Huber M., Mayor M. (eds.). Geneva Observatory, Saas-Fee, pp. 1–61. *Fourier Transform Spectrometry*
- [14] Brigham E. O., 1974 : *The Fast Fourier Transform*. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ
- [15] Burnett J. G., Greenaway A. H., Spowart J., McBride R., Jones J. D. C., 1991. Dans : "High-resolution imaging by interferometry II", Beckers J., Merkle F. (eds.). ESO, Garching, pp. 1287–1293. *Balancing optical pathlengths in fibre interferometers*
- [16] Calvani R., Caponi R., Cisternino F., 1989 : *Polarization measurements on single-mode fibers*. CSELT Technical Reports **17**, 433–442
- [17] Carleton N. P., Traub W. A., Lacasse M. G., Nisenson P., Pearlman M. R., Reasenberg R. D., Xu X., Coldwell C., Panasyuk A., Benson J. A., Papaliolios C., Predmore R., Schloerb F. P., Dyck H. M., Gibson D., 1994. Dans : "Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st century", SPIE, Kona, Hawaii. *Current Status of the IOTA Interferometer*
- [18] Claret A., Mariotti J.-M., Léna P., 1991. Dans : "High-resolution imaging by interferometry II", Beckers J., Merkle F. (eds.). ESO, Garching, pp. 835–844. *Multi-spectral diffraction-limited imaging with the double-Fourier method : simulations for the VLTI*
- [19] Connes P., 1970 : *Astronomical Fourier Spectroscopy*. Ann. Rev. Astron. Astrophys. **8**, 209–229
- [20] Connes P., Reynaud F., 1988. Dans : "High-resolution imaging by interferometry", Merkle F. (ed.) ESO, Garching, pp. 1117–1129. *Fiber tests on a radiotelescope*
- [21] Davis J., 1978. Dans : "High Angular Resolution Stellar Interferometry", Davis J., Tango W.J. (eds.). University of Sydney, Sydney, pp. 1–27. *The Application of High Angular Resolution Stellar Interferometry to the Study of Single Objects in the Visual Region of the Spectrum*
- [22] Desurvire E., 1994 : *The Golden Age of Optical Fiber Amplifiers*. Physics Today **47** (January 1994), pp. 20–27
- [23] Di Benedetto G. P., Foy R., 1986 : *The angular diameter and effective temperature of Arcturus from Michelson interferometry*. Astron. Astrophys. **166**, 204–210
- [24] Di Benedetto G. P., Rabbia Y., 1987 : *Accurate angular diameters and effective temperatures for eleven giants cooler than K0 by Michelson interferometry*. Astron. Astrophys. **188**, 114–124
- [25] Dutta N. K., Simpson J. R., 1993 : *Optical Amplifiers*. Progress in Optics **XXXI**, 281–376

- [26] Dyck H. M., Benson J. A., Ridgway S. T., Dixon D. J., 1992 : *The infrared angular diameter of α Orionis*. Astron. J. , November
- [27] Edlén B., 1953 : *The Dispersion of Standard Air*. J. Opt. Soc. Am. **43**, 339–344
- [28] Epworth R. E., 1978. Dans : “4th Europ. Conf. Opt. Commun.”, pp. 492–501. *The phenomenon of modal noise in analogue and digital optical fiber systems*
- [29] ESO/VLT Interferometry Panel, 1992 : *Coherent combined instrumentation for the VLT interferometer*, VLT report No. 65
- [30] Forman P. R., Jahoda F. C., 1988 : *Linear birefringence effects on fiber-optic current sensors*. Appl. Opt. **27**, 3088–3096
- [31] France P. W., Carter S. F., Moore M. W., Day C. R., 1987 : *Progress in fluoride fibres for optical communications*. Br. Telecom. Techn. J. **5**, 28–44
- [32] Fried D., 1966 : *Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures*. J. Opt. Soc. Am. **56**, 1372–1379
- [33] Gambling W. A., 1993 : *Optical fiber amplifiers*. SERC Bulletin **4**, 20–21
- [34] Gambling W. A., Matsumara H., Ragdale C. M., 1979a : *Curvature and microbending losses in single-mode optical fibers*. Opt. Quantum. Electron. **11**, 43–59
- [35] Gambling W. A., Matsumara H., Ragdale C. M., 1979b : *Mode dispersion, material dispersion and profile dispersion in graded-index single-mode fibers*. Microwaves, Optics and Acoustics **3**, 239–246
- [36] Gay J., Rabbia Y., 1994. Dans : “Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st century”, SPIE, Kona, Hawaii. *LAMP : concept for the ESO VLT fringe sensor*
- [37] Glass A. M., 1993 : *Fiber optics*. Physics Today (Octobre 93), pp. 34–38
- [38] Gloge D., 1971a : *Dispersion in Weakly Guiding Fibers*. Appl. Opt. **10**, 2442–2445
- [39] Gloge D., 1971b : *Weakly Guiding Fibers*. Appl. Opt. **10**, 2252–2258
- [40] Goodman J. W., 1985 : *Statistical Optics*. John Wiley & Sons, New York
- [41] Gray P. (ed.) 1991 : *Fiber Optics in Astronomy II*, Sydney (Astronomical Society of the Pacific)
- [42] Hanbury Brown R., 1974 : *The Intensity Interferometer*. Taylor & Francis Ltd (London)
- [43] Hanbury Brown R., Davis J., Lake R. J. W., Thompson R. J., 1974a : *The effects of limb darkening on measurements of angular size with an intensity interferometer*. Mon. Not. R. Astr. Soc. **167**, 475–483

- [44] Hanbury Brown R., Davis J., L. R. Allen, 1974b : *The effects of limb darkening on measurements of angular size with an intensity interferometer*. Mon. Not. R. Astr. Soc. **167**, 475–483
- [45] Harmon R. A., 1982 : *Polarisation stability in long lengths of monomode fibre*. Electron. Lett. **18**, 1058–1060
- [46] Hecht E., 1987 : *Optics*. Addison-Wesley Publishing Company
- [47] Islam M. N., 1992 : *Ultrafast Fiber Switching Devices and Systems*. Cambridge University Press
- [48] Itoh K., Ohtsuka Y., 1986 : *Fourier-transform spectral imaging : retrieval of source information from three-dimensional spatial coherence*. J. Opt. Soc. Am. **3**, 94–100
- [49] Jeunhomme L., 1993 : *Single-Mode Fiber Optics, Principles and Applications*. Marcel Dekker, New York
- [50] Kern P., 1990 : *Optique adaptative et grands télescopes*. Thèse de doctorat, Université Paris 7
- [51] Kingston R. H., 1978 : *Detection of Optical and Infrared Radiation*. Springer-Verlag, Heidelberg
- [52] Kogelnik H., Li T., 1966 : *Laser beams and resonators*. Appl. Opt. **5**, 1550–1567
- [53] Lançon A., 1993. Communication personnelle.
- [54] Lang K. R., 1991 : *Astrophysical data : Planets and Stars*. Springer Verlag, Heidelberg
- [55] Lefèvre H. C., 1980 : *Single-mode fibre fractional wave devices and polarization controllers*. Electron. Lett. **16**, 778–780
- [56] Leggett S. K., Mountain C. M., Selby M. J., Blackwell D. E., Booth A. J., Haddock D. J., Petford A. D., 1986 : *The effective temperatures, diameters and luminosities of 22 bright stars by application of the infrared flux method*. Astron. Astrophys. **159**, 217–222
- [57] Léna P., 1986 : *Astrophysique : méthodes physiques de l'observation*. Inter-Editions/Editions du CNRS
- [58] Léna P., Ridgway S. T., Mariotti J. M., 1988. Dans : “High-resolution imaging by interferometry”, Merkle F. (ed.) ESO, Garching, pp. 1039–1055. *Interferometric beam recombination at infrared wavelengths*
- [59] Marcuse D., 1975 : *Excitation of parabolic-index fibers with incoherent sources*. Bell Syst. Tech. J. **54**, 1507–1530
- [60] Marcuse D., 1976 : *Radiation loss of a helically deformed optical fiber*. J. Opt. Soc. Am. **66**, 1025–1031

- [61] Marcuse D., 1977 : *Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices*. Bell Syst. Tech. J. **56**, 703–718
- [62] Marcuse D., 1991 : *Theory of Dielectric Optical Waveguides*. Academic Press, New York
- [63] Mariotti J.-M., 1993. Dans : “Adaptive Optics for Astronomy”, Alloin D., Mariotti J.-M. (eds.). Kluwer Academic Publishers, Cargèse, Corsica, pp. 309–320. *Adaptive optics for long-baseline optical interferometry*
- [64] Mariotti J.-M., Ridgway S. T., 1988 : *Double Fourier spatio-spectral interferometry : combining high spectral and high spatial resolution in the near infrared*. Astron. Astrophys. **195**, 350–363
- [65] Marrone M. J., Kersey A. D., 1991 : *Visibility limits in fiber-optic Michelson interferometer with birefringence compensation*. Electron. Lett. **27**, 1422–1424
- [66] Max J., 1987 : *Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques*. Masson, Paris
- [67] Mazé G., 1993. Communication personnelle.
- [68] McMahon D. H., 1975 : *Efficiency limitations imposed by thermodynamics on optical coupling in fiber-optic data links*. J. Opt. Soc. Am. **65**, 1479–1482
- [69] Méndez A., Sunak H. R. D., 1987 : *Design of Single-Mode Mid-IR Heavy Metal Fluoride Fibers for Telecommunications Systems*. SPIE Proc. **843**, 42–50
- [70] Michelson A. A., Pease F. G., 1921 : *Measurement of the diameter of α Orionis with the interferometer*. Astrophys. J. **53**, 249–259
- [71] Neumann E.-G., 1988 : *Single-Mode Fibers*. Springer-Verlag, Berlin
- [72] Noda J., Okamoto K., Sasaki Y., 1986 : *Polarization-Maintaining Fibers and Their Applications*. J. Lightwave Technol. **LT-4**, 1071–1089
- [73] Noll R. J., 1976 : *Zernike polynomials and atmospheric turbulence*. J. Opt. Soc. Am. **66**, 207–211
- [74] Ohishi Y., Sakaguchi S., 1987 : *Spectral attenuation measurement for fluoride glass single-mode fibres by Fourier transform techniques*. Electron. Lett. **24**, 220–221
- [75] Oriel Corporation, 1992 : *Light Sources, Monochromators, Detection Systems*. Volume II, p. 460.
- [76] Owens J. C., 1967 : *Optical Refractive Index of Air : Dependence on Pressure, Temperature and Composition*. Appl. Opt. **6**, 51–59

- [77] Payne D. N., Barlow A. J., Ramskov Hansen J. J., 1982 : *Development of Low- and High-Birefringence Optical Fibers*. IEEE J. Quant. Elec. **QE-18**, 477–487
- [78] Perley R. A., Schwab F. R., Bridle A. H. (eds.), 1985 : *Synthesis Imaging : Course Notes from an NRAO Summer School*, Socorro, New Mexico (NRAO)
- [79] Petermann K., 1976 : *Microbending loss in monomode fibres*. Electron. Lett. **12**, 107–109
- [80] Poulain M., Poulain M., Lucas J., Brun P., 1975 : *Verres fluorés au tetrafluorure de zirconium : propriétés optiques d'un verre dopé au Nd³⁺*. Mater. Res. Bull. **10**, 243–246
- [81] Press W. H., Flannery B. P., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., 1988 : *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, Cambridge
- [82] Ramaswamy V., Standley R. D., Sze D., French W. G., 1978 : *Polarization Effects in Short Length, Single Mode Fibers*. The Bell System Technical Journal **57**, 635–651
- [83] Reynaud F., Alleman J. J., Connes P., 1992 : *Interferometric control of fiber lengths for a coherent telescope array*. Appl. Opt. **31**, 3736–3743
- [84] Ridgway S., 1988. Dans : "Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes", Alloin D.M., Mariotti J.-M. (eds.). Kluwer Academic Publishers, Cargèse, Corsica, pp. 307–326. *Astrophysical programs for high angular resolution optical interferometry*
- [85] Ridgway S., 1994. Communication personnelle.
- [86] Rigaut F., 1992 : *Applications de l'optique adaptative en astronomie*. Thèse de doctorat, Université Paris 7
- [87] Rigaut F., Kern P., Rousset G., 1990 : *L'optique adaptative : une révolution en astronomie ?*. La Recherche **21** (Novembre 1990), pp. 1420–1422
- [88] Rigaut F., Rousset G., Kern P., Fontanella J. C., Gaffard J. P., Merkle F., Léna P., 1991 : *Adaptive optics on a 3.6-m telescope : results and performance*. Astron. Astrophys. **250**, 280–290
- [89] Roddier F., 1971 : *Distributions et transformations de Fourier*. Edisciences
- [90] Roddier F., 1981 : *The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy*. Progress in Optics **XIX**, 281–376
- [91] Roddier F., Léna P., 1984a : *Long-baseline Michelson interferometry with large ground-based telescopes operating at optical wavelengths, I : General formalism. Interferometry at visible wavelengths*. J. Optics **15**, 171–182

- [92] Roddier F., Léna P., 1984b : *Long-baseline Michelson interferometry with large ground-based telescopes operating at optical wavelengths, II : Interferometry at infrared wavelengths*. J. Optics **15**, 363–374
- [93] Rohloff R.-R., Leinert C., 1991. Dans : “High-resolution imaging by interferometry II”, Beckers J., Merkle F. (eds.). ESO, Garching, pp. 1303–1312. *A fiber optics x-coupler as phase tracker in an astronomical interferometer – concept and first laboratory measurements*
- [94] Ross J. N., 1984 : *The rotation of the polarization in low birefringence monomode optical fibres due to geometric effects*. Optical and Quantum Electronics **16**, 455–461
- [95] Rousset G., Beuzit J.-L., Hubin N., Gendron E., Madec P.-Y., Boyer C., Gaffard J.-P., Richard J.-C., Vittot M., Gigan P., Léna P., 1994. Dans : “Astronomical Telescopes and Instrumentation for the 21st century”, Ealey M.A., Merkle F. (eds.). SPIE, Kona, Hawaii, pp. 1088–1098. *Performance and results of the COME-ON+ adaptive optics system at the ESO 3.6-meter telescope*
- [96] Rudolph H.-D., Neumann E.-G., 1976 : *Approximations for the eigenvalues of the fundamental mode of a step-index glass fiber waveguide*. Electron. Lett. **29**, 328–329
- [97] Saastamoinen, 1972 : *Introduction to practical computation of astronomical refraction*. Bull. Geod. **106**, 383–397
- [98] Saunders M. J., Gardner W. B., 1985. Dans : “11th European Conference on Optical Communications” (IOOC), pp. 893–896. *Interferometric determination of dispersion variations in single-mode fibers*
- [99] Sears F. M., Cohen L. G., Stone J., 1984 : *Interferometric measurements of dispersion-spectra variations in a single-mode fiber*. J. Lightwave Technol. **LT-2**, 181–184
- [100] Shaklan S., Roddier F., 1988 : *Coupling starlight into single-mode fiber optics*. Appl. Opt. **27**, 2334–2338
- [101] Shaklan S. B., 1989 : *Multiple Beam Correlation Using Single-Mode Fiber Optics with Application to Interferometric Imaging*. Ph.D. thesis, The University of Arizona, Tucson
- [102] Shaklan S. B., 1990 : *Fiber optic beam combiner for multiple-telescope interferometry*. Opt. Eng. **29**, 684–689
- [103] Shao M., Colavita M. M., Hines B. E., Staelin D. H., Hutter D. J., Johnston K. J., Mozurkewich D., Simon R. S., Hershey J. L., Hughes J. A., Kaplan G. H., 1988 : *The Mark III Stellar Interferometer*. Astron. Astrophys. **193**, 357–371

- [104] Shibata S., Horiguchi M., Jinguji K., Mitachi S., Kanamori T., Manabe T., 1981 : . Electron. Lett. **17**, 775–777
- [105] Siegman A. E., 1971 : *An Introduction to Lasers and Masers*. McGraw-Hill, New York
- [106] Simmons C. J., 1987 : *Chemical Durability of Fluoride Glasses : II, Reaction of Barium-Thorium-Based Glasses with Water*. J. Am. Ceram. Soc. **70**, 295–300
- [107] Smith A. M., 1978 : *Polarization and magneto-optic properties of single-mode optical fiber*. Appl. Opt. **17**, 52–56
- [108] Snyder A., Love J. D., 1983 : *Optical Waveguide Theory*. Chapman and Hall, London
- [109] Stolen R. H., Turner E. H., 1980 : *Faraday rotation in highly birefringent optical fibers*. Appl. Opt. **19**, 842–845
- [110] Sugimura A., Daikoku K., Imoto N., Miya T., 1980 : *Wavelength Dispersion Characteristics of Single-Mode Fibers in Low-Loss Region*. IEEE J. Quant. Elec. **16**, 215–225
- [111] Tatam R. P., Hill D. C., Jones J. D. C., Jackson D. A., 1988 : *All-Fiber-Optic Polarization State Azimuth Control : Application to Faraday Rotation*. J. Lightwave Technol. **6**, 1171–1176
- [112] Thevenaz L., Pellaux J.-P., von der Weid J.-P., 1988 : *All-fiber interferometer for chromatic dispersion measurements*. J. Lightwave Technol. **6**, 1–7
- [113] Thompson A. R., Moran J. M., Swenson G. W. (eds.), 1986 : *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, (John Wiley & Sons)
- [114] Tyson R. K., 1991 : *Principles of Adaptive Optics*. Academic Press, Inc.
- [115] Ulrich R., Rashleigh S. C., Eickhoff W., 1980 : *Bending induced birefringence in single-mode fibers*. Opt. Lett. **5**, 273–275
- [116] Wysocki J. A., 1987 : *Mechanical properties of IR glasses and fibers*. SPIE Proc. **843**, 21–33
- [117] Zhao P., Léna P., Mariotti J. M., Coudé du Foresto V., 1994 : *Chromatic Dispersion Effects on IR Single-Mode All-Fiber Optic Double Fourier Interferometric Imaging*. Modern Opt. **41**, 817–825
- [118] Zhao P., Mariotti J. M., Léna P., Coudé du Foresto V., 1994 : *Performance analyses of IR single-mode all-fiber optic fourier transform spectrometer*. Appl. Opt. , à paraître
- [119] Ziad A., Borgnino J., Martin F., Agabi A., 1994 : *Experimental estimation of the spatial coherence outer scale from a wavefront statistical analysis*. Astron. Astrophys. **282**, 1021–1033

Résumé Les guides d'ondes monomodes (fibres et coupleurs) apportent une solution efficace au problème crucial de la calibration des visibilités en interférométrie stellaire. En forçant la cohérence spatiale transverse de l'onde, ils transforment les fluctuations de phase sur la pupille en fluctuations d'intensité de la lumière couplée, qui peuvent facilement être mesurées et servir de signaux de calibration pour corriger les interférogrammes des effets de la turbulence atmosphérique.

Afin de démontrer ces possibilités, la première liaison interférométrique à fibres entre deux télescopes indépendants a été réalisée dans l'infrarouge ($2\ \mu\text{m} < \lambda < 2.5\ \mu\text{m}$). L'unité FLUOR, construite autour d'un coupleur triple monomode en verre fluoré, a transformé une paire d'anciens télescopes de 80 cm en un interféromètre stellaire de 5.5 m de base. Grâce à ce système devenu rapidement opérationnel, une douzaine d'étoiles ont été observées dans la bande photométrique K à une cadence de 300 interférogrammes par heure. La correction de chaque interférogramme par ses signaux de calibration permet d'atteindre une précision relative de 1.2% sur les mesures de visibilité. Les diamètres stellaires ainsi mesurés sont en bon accord avec les valeurs publiées ou attendues, sauf pour un objet (η Sgr).

D'autres aspects de l'interférométrie par optique guidée monomode ont été abordés au cours de ce travail. La dispersion est un problème important pour les fibres en verre fluoré. Le banc de test (interféromètre Mach-Zehnder de laboratoire) qui permet de la mesurer est décrit en détail. Une structure de fibre est proposée qui permet, si le diamètre du cœur est bien contrôlé, de réduire la dispersion de plus de deux ordres de grandeur.

Le couplage d'une fibre monomode avec une source stellaire turbulente est un autre point critique. L'efficacité de l'injection est liée directement au rapport de Strehl de l'image au foyer du télescope; elle est considérablement améliorée par l'emploi d'une optique adaptative, et permet de caractériser les performances du système correcteur. Le couplage d'une fibre monomode avec un télescope de 3.6 m corrigé par le système d'optique adaptative COME-ON+ a été réalisé et les résultats sont présentés.

Mots clés : Instruments astronomiques – Haute résolution angulaire – Interférométrie stellaire – Étoiles : diamètres – Fibres optiques monomodes – Rayonnement infrarouge – Verres fluorés

INFRARED ASTRONOMICAL INTERFEROMETRY WITH SINGLE-MODE GUIDED OPTICS

Abstract Single-mode waveguides (fibers and couplers) offer an efficient solution to the key problem of fringe visibility calibration in stellar interferometry. They force the transverse spatial coherence of the recombined beams and transform wavefront corrugations into coupling fluctuations, which can easily be monitored to produce turbulence-free estimates of the fringe visibilities.

To demonstrate these capabilities, the first interferometric fiber link between two independent telescopes was demonstrated in the infrared ($2\ \mu\text{m} < \lambda < 2.5\ \mu\text{m}$). The FLUOR unit, based on a triple coupler made of IR single-mode fluoride glass fiber, transformed a pair of old 0.8 m telescopes into a stellar interferometer with a 5.5 m baseline. FLUOR obtained fringes the first night it was put in service, and was quickly able to sustain an acquisition rate of 300 interferograms per hour. Observations were carried out in the infrared K band on a dozen stars. Thanks to the correction of each interferogram by its calibration signals, the relative accuracy on stellar visibility measurements reaches 1.2%. The derived stellar diameters are in good agreement with the published or expected values, except for one object (η Sgr).

Other aspects of single-mode guided optics for stellar interferometry are also addressed in this work. Dispersion is an important problem for fluoride glass fibers. A test bench Mach Zehnder laboratory interferometer to measure dispersion is described. A waveguide structure is proposed that reduces fiber dispersion by more than two orders of magnitude, provided the core diameter can be accurately controlled. Coupling turbulent starlight into a single-mode fiber is another critical issue. Injection efficiency is directly linked to the Strehl ratio of the image at the focus of the telescope; it is dramatically improved when the pupil is corrected by adaptive optics and can be used to characterize the performances of the correcting system. Efficient coupling of a single-mode fiber to a 3.6 m telescope corrected by the COME-ON+ adaptive optics system was demonstrated and the results are described.

Keywords: Astronomical instruments – High angular resolution – Stellar interferometry – Stars: diameters – Single-mode optical fibers – Infrared radiation – Fluoride glasses