



HAL
open science

Filtrage Modal et Recombinaison de Grands Télescopes. Contributions à l'Instrument FLUOR

Cyril Ruilier

► **To cite this version:**

Cyril Ruilier. Filtrage Modal et Recombinaison de Grands Télescopes. Contributions à l'Instrument FLUOR. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1999. Français. NNT : . tel-00008554

HAL Id: tel-00008554

<https://theses.hal.science/tel-00008554v1>

Submitted on 23 Feb 2005

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

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

École Doctorale d'Astronomie d'Île de France
Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales

THÈSE

présentée pour obtenir le diplôme de

Docteur de l'Université Paris VII - Denis Diderot
Spécialité: Astrophysique et Techniques Spatiales

par

Cyril Ruilier

FILTRAGE MODAL ET RECOMBINAISON DE GRANDS TÉLESCOPES. CONTRIBUTIONS À L'INSTRUMENT FLUOR.

Soutenue le 17 décembre 1999 devant le Jury composé de :

M. Pierre Léna	Président
M. Vincent Coudé du Foresto	Co-Directeur de thèse
M. Gérard Rousset	Co-Directeur de thèse
M. Rudolf Le Poole	Rapporteur
M. François Reynaud	Rapporteur
M. Andreas Glindemann	Examineur

*Mais je compte en un livre écrire tout ceci,
Et les étoiles d'or qu'en mon manteau roussi
Je viens de rapporter à mes périls et risques,
Quand on l'imprimera, serviront d'astérisques !*

Edmond Rostand, Cyrano de Bergerac (III, 13)

À mes parents

À Sylvie

AVANT-PROPOS

Cette thèse, cofinancée par le CNRS et l'ONERA, s'est déroulée à l'Observatoire de Meudon (Département de Recherche Spatiale) et à l'ONERA (Département d'Optique Théorique et Appliquée, Châtillon).

J'adresse mes remerciements à Pierre Léna, qui a été le premier à guider mes pas en Astronomie et plus précisément dans le domaine de la très haute résolution angulaire. Ce fut d'abord le stage de licence puis le DEA d'Astrophysique, et enfin la thèse dont il m'a fait l'honneur de présider le Jury. Pierre a toujours su être présent dans les périodes de doute, et de précieux conseil dans les moments décisifs.

Je remercie vivement François Reynaud et Rudolf Le Poole pour avoir accepté le lourd travail qui incombe aux rapporteurs de thèse, ainsi qu'Andreas Glindemann pour avoir accepté d'en être examinateur. Merci pour leurs remarques constructives.

Jean-Marie Mariotti, l'un des pères fondateurs de FLUOR, avait initié ce travail de thèse et en avait assuré la direction jusqu'à sa disparition en 1998. Je garde de lui le souvenir d'un personnage brillant, modeste et généreux. Trois qualités rares, et encore plus rarement réunies dans une seule personne. Ce travail est dédié à sa mémoire.

Vincent Coudé du Foresto et Guy Perrin, eux-mêmes anciens étudiants de Jean-Marie, ont suivi la partie instrumentale et observationnelle de ma thèse. L'interférométrie est une discipline difficile, et c'est un privilège d'avoir pu profiter de leur immense expertise acquise aux cours d'années de mûrissement de FLUOR. Merci à eux deux pour leur patience et leur disponibilité.

Gérard Rousset a suivi mon travail à l'ONERA. Bien que pris par d'innombrables activités, il n'a jamais hésité à me consacrer du temps lorsque cela était nécessaire. Merci pour ses conseils et son enthousiasme communicatif. Frédéric Cassaing a été mon interlocuteur quotidien. J'ai appris à son contact des méthodes de travail, la programmation propre, les bienfaits du végétarisme (sans toutefois m'y convertir) et de nombreuses contrepèteries. Merci à lui pour sa disponibilité, son aide lors de l'écriture de ce manuscrit, et ses relectures impitoyables grâce auxquelles le tout n'est pas trop confus.

Au cours de ces trois années, j'ai participé à de nombreuses campagnes d'observations astronomiques, essentiellement sur l'interféromètre IOTA en Arizona, mais également sur le télescope TIRGO en Suisse.

Merci à Wesley Traub et à Nathaniel Carleton (Center for Astrophysics de l'Université d'Harvard) de nous permettre d'accéder à l'un des rares interféromètres stellaires au monde. Merci à Gwenaël Mazé et à son équipe du Verre Fluoré, sur lesquels les performances de FLUOR reposent grandement. Merci à Rafael Millan-Gabet pour son travail sur la NICMOS3 et pour avoir souvent assuré l'assistance téléphonique lors des opérations de démontage et de remontage du détecteur.

Les semaines passées sur site sont pour moi les plus riches qui soient. Outre les Fluoristes, je voudrais remercier ceux avec qui j'ai partagé des nuits passionnantes à compter des interférogrammes, et des nuits déprimantes à chercher LA panne ou à attendre une fenêtre de ciel dégagé. Merci à Sébastien Morel et à Baptiste Pras pour leur aide aux observations. Merci à Steve Ridgway, à Marc Lacasse et sa connaissance encyclopédique d'IOTA. Merci à Andrea Richichi (Université d'Arcetri) pour les observations photométriques sur TIRGO.

Le "Big Bang" de FLUOR a peut-être été la partie la plus riche en interactions. Son succès doit beaucoup à l'ingéniosité d'Alain Roussel. Merci Alain pour ton travail et pour ta bonne humeur constante ! Merci également à Pierre Gigan pour ses conseils avisés et son aide lors des

tests en laboratoire. Merci à Jean-Pierre Clavier pour la réalisation de l'électronique mais aussi pour avoir, l'espace de deux semaines, donné à IOTA un air de restaurant 4 étoiles.

J'ai partagé avec Bertrand Mennesson un bureau à l'Observatoire, des conférences, des fous rires, des angoisses¹, d'innombrables discussions et quelques litres de café. Merci à toi pour ton amitié. Je regrette seulement que les missions communes sur IOTA n'aient pas été plus nombreuses !

D'autres thésards ont suivi, à quelques jours ou à quelques semaines près, le même calendrier. Je pense notamment à Frédéric Mahé et à Marc Ollivier. Ceux qui ont rédigé une thèse savent à quel point il est réconfortant de côtoyer des personnes qui ont au moins autant de soucis et aussi mauvaise mine que soi. Les nouveaux juniors de l'interférométrie, et ils sont nombreux, s'en apercevront bien vite : Gilles Chagnon et Pascal Bordé dans l'équipe FLUOR, Pierre Kervella et Emmanuel Di Folco.

À l'Observatoire, j'ai eu la chance de séjourner dans des endroits agréables, de par leur situation et la présence sympathique de plusieurs personnes. Ce fut le cas, pendant longtemps, du mythique Bâtiment Lyot (Éric Gendron, François Lacombe, Claude Marlot, Bertrand Lefort, Yann Clenet, Geneviève Michet, Robin Arsenault, Sylvain Pau, Sacha Loiseau, et ceux partis vers d'autres horizons) puis, plus récemment, du Bâtiment de la Table Équatoriale (Mohammed Nafati, Thomas Widemann, Philippe Thébault, Mirel Birlan).

À l'ONERA, j'ai partagé avec François Charbonnier quelques mètres carrés plusieurs heures par jour pendant des mois (parmi les plus difficiles : ceux de la rédaction). C'est un homme d'une grande sagesse, cultivé et extrêmement clairvoyant, avec qui les discussions sur le monde en général et celui de l'entreprise en particulier étaient des instants privilégiés. Merci à toi, François, pour avoir été là tout simplement.

Toujours à l'ONERA, j'ai trouvé dans les unités "Imagerie Optique à Haute Résolution" un environnement propice à la Recherche grâce à ceux qui les animent, et grâce à des outils informatiques performants. Merci à tous ceux qui font que cela dure, et à tous ceux qui contribuent à y entretenir une bonne ambiance. La liste de ceux que je voudrais remercier est bien trop longue, tant les personnes que j'ai eu le plaisir de côtoyer sont nombreuses. J'ai la chance d'en compter aujourd'hui parmi mes amis. Merci donc à toutes et à tous, en vous souhaitant le meilleur des avenir.

Il serait injuste de ne pas mentionner celles grâce auxquelles les tracasseries administratives qui s'abattent sur le chercheur qui se déplace et qui consomme deviennent *presque* supportables. J'adresse mes remerciements sincères à Jacqueline Thouvay (DESPA) et à son équipe de choc, à Christelle Ricbourg (ONERA), ainsi qu'à Érika Véia et à Jacqueline Plancy (École Doctorale).

Ces 260 pages n'existeraient pas sans mes parents qui, au fil d'années de patience et d'efforts, ont rendu ce travail possible. Merci à vous pour votre confiance et vos encouragements lors de la dernière ligne droite². Merci pour avoir eu l'intelligence de toujours me laisser libre de mes orientations.

Enfin, le soutien constant de Sylvie contribue pour une part essentielle à mon équilibre et a permis l'achèvement en douceur de ce travail. Merci à toi pour nous avoir supporté, moi et mes absences. Tu es probablement la seule personne de cette liste à avoir des raisons de haïr ce manuscrit.

Meudon, le 31 janvier 2000

1. sur la route enneigée du Mont Hopkins ou encore sur la route du Mauna Kea

2. un grand Merci à la SNCF et à France Telecom

TABLE DES MATIÈRES

Mode d'emploi, notations et acronymes	1
Introduction	5
I FIBRES OPTIQUES ET TURBULENCE ATMOSPHERIQUE EN INTERFEROMETRIE ASTRONOMIQUE	
1 Interférométrie astronomique et très haute résolution angulaire	13
1.1 Résolution angulaire et télescopes	13
1.1.1 FTO et FEP	13
1.1.2 Relation entre objet et image	13
1.2 Interférométrie optique à deux télescopes	14
1.2.1 Terminologie	14
1.2.2 Les grandeurs mesurées par un interféromètre	14
1.3 L'interférométrie optique dans le monde	17
1.3.1 Une histoire récente	17
1.3.2 Les interféromètres opérationnels	18
1.3.3 Les projets au sol	19
2 Une limite à la très haute résolution au sol : la turbulence atmosphérique	21
2.1 Introduction à la turbulence atmosphérique	21
2.1.1 Représentation physique de la turbulence	21
2.1.2 Turbulence optique : vocabulaire et valeurs typiques	23
2.2 Décomposition de la phase turbulente	25
2.2.1 Les polynômes de Zernike	25
2.2.2 Simulation de fronts d'onde turbulents	28
2.3 Caractérisation temporelle de la turbulence	29
2.3.1 L'hypothèse de Taylor	29
2.3.2 Spectre temporel de la turbulence	29
2.3.3 Quelques exemples de fonctions de filtrage	29
2.4 La turbulence en interférométrie	30
2.4.1 Cas particulier du piston différentiel	31
2.4.2 Influence de la turbulence sur l'observable	33
2.5 La correction de la phase par Optique Adaptative	34
2.5.1 Rôle de l'Optique Adaptative	35
2.5.2 Schéma de principe	35
2.5.3 Cas particulier du piston atmosphérique	36
2.6 Le filtrage spatial	36
2.6.1 Trou filtrant et fibre optique	37
2.6.2 Éléments théoriques sur les fibres optiques	38
2.6.3 Quelles fibres pour le filtrage spatial ?	40

3	Un interféromètre fibré : IOTA/FLUOR	41
3.1	Un peu d'histoire	41
3.2	L'interféromètre IOTA	42
3.2.1	Trajet d'un photon	42
3.2.2	Les bases offertes	45
3.2.3	Égalisation des faisceaux	47
3.3	L'unité de recombinaison par fibres FLUOR	48
3.3.1	Tour de table	48
3.3.2	Les points forts	49
3.3.3	Procédure d'alignement	52
3.3.4	Un interféromètre à fibres en bande K	53
3.3.5	Les limites de la précision sur les mesures	54
 II ÉTUDE DU COUPLAGE DE GRANDS TÉLESCOPES PAR FIBRES OPTIQUES MONOMODES		 57
1	Filtrage spatial par fibres optiques monomodes	61
1.1	Formalisme	61
1.1.1	Notations	61
1.1.2	Amplitude complexe couplée	62
1.1.3	Couplage dans une fibre monomode au foyer d'un télescope	63
1.1.4	Couplage et faibles perturbations	65
1.2	Influence des aberrations statiques	66
1.2.1	Produit scalaire des polynômes de Zernike	67
1.2.2	Loi moyenne de la variance	67
1.2.3	Dépendance du couplage selon le type d'aberration	69
1.2.4	Décalage de la pupille et basculement du front d'onde	74
1.3	Couplage et turbulence atmosphérique	76
1.3.1	Expression analytique de la perte de couplage	76
1.3.2	Variance des coefficients turbulents	76
1.3.3	Variance de la phase résiduelle	78
1.3.4	Influence sur le spectre temporel du piston différentiel	79
1.4	Interfaçage avec l'Optique Adaptative	81
1.4.1	Problématique	81
1.4.2	Énergie couplée et stabilité de l'injection	82
1.4.3	Optimisation de la correction	86
1.4.4	Des applications utiles	89
1.5	Polychromatisme	93
1.5.1	Chromatisme de l'efficacité de couplage	93
1.5.2	Couplage de fronts d'onde turbulents sur une bande spectrale large	94
1.5.3	Découplage du chromatisme	95
1.6	Ce qu'il faut retenir...	97
2	Filtrage modal et filtrage spatial en interférométrie	101
2.1	Le filtrage spatial par trou filtrant	101
2.1.1	Expression analytique de l'énergie transmise	101
2.1.2	Dimensionnement optimal	102
2.1.3	Influence de l'obstruction centrale	103

2.2	Comparaison trou filtrant / filtre modal	104
2.2.1	Mode opératoire	104
2.2.2	Énergie transmise	105
2.2.3	Obstruction centrale	105
2.2.4	Chromatisme	106
2.2.5	Restauration de la cohérence spatiale du champ	106
2.3	Ce qu'il faut retenir...	107

III UNE UNITÉ DE BALAYAGE RAPIDE DE LA DIFFÉRENCE DE MARCHE POUR FLUOR/IOTA **109**

1	Le mode FAST-SCAN: vers un gain en rapidité de FLUOR	113
1.1	Une ligne à retard à trois étages	113
1.1.1	Nécessité d'une modulation rapide	113
1.1.2	Une ligne dédiée à la modulation	114
1.2	Description de l'étage de modulation	115
1.2.1	Spécifications	115
1.2.2	Solution technique	116
1.3	Caractérisation en laboratoire	120
1.3.1	Caractéristiques dynamiques	120
1.3.2	Mesure de la dérive latérale	122
1.3.3	Linéarité en vitesse et hystérésis	123
1.3.4	Recommandations issues de ces tests	126
2	Le "Big Bang" de FLUOR	129
2.1	Table optique	129
2.2	Informatique et interface électronique	130
2.2.1	Ordinateur de contrôle et cartes	130
2.2.2	Électronique d'interface	131
2.3	Logiciel de contrôle et d'acquisition	132
2.3.1	Généralités	132
2.3.2	Algorithme de pilotage de la petite ligne à retard	132
2.3.3	Algorithme de pilotage de la ligne de modulation	133
2.4	Mode d'observation	136
2.4.1	Une nouvelle unité: le bloc de données	136
2.4.2	Enchaînement des actions	137
2.4.3	Flot de données	137
2.5	Première lumière, premier bilan	140

IV OBSERVATIONS À TRÈS HAUTE RÉOLUTION ANGULAIRE D'ÉTOILES PULSANTES **143**

1	Observations à très haute résolution angulaire d'étoiles pulsantes	147
1.1	Intérêt de l'étude des étoiles pulsantes	147
1.2	Observations interférométriques	148
1.2.1	De l'interférogramme au facteur de cohérence	148
1.2.2	Estimation de la visibilité	149
1.2.3	Estimation du diamètre de l'objet	149

1.3	Un cas de variable semi-régulière: SW Vir	150
1.3.1	Article A&A: “Interferometric observations of the semi-regular variable star SW Virginis in the K band” (soumis en avril 1999)	150
1.4	Deux cas d’étoiles de type Mira: R Leo et R Aql	157
1.4.1	Article A&A: “Interferometric observations of R Leonis in the K band” .	157
1.4.2	Observations interférométriques de R Aql	173
1.5	Conclusion	180
	Conclusion	183
	Références bibliographiques	194
	A Publications	195
	B Conduite du projet de recherche	251
	Index	259

TABLE DES FIGURES

Interférométrie astronomique et très haute résolution angulaire	13
I.1.1 Principe d'un interféromètre stellaire.	15
I.1.2 Variation d'intensité en fonction du retard optique.	16
I.1.3 Estimation du diamètre de l'objet <i>via</i> un modèle et des mesures de visibilité.	16
Une limite à la très haute résolution au sol : la turbulence atmosphérique	21
I.2.1 Profil de la constante de structure de l'indice, C_N^2	22
I.2.2 Dégradation de l'image au foyer d'un télescope.	24
I.2.3 Variance des coefficients a_i dans le cas turbulent.	28
I.2.4 Spectre temporel du piston différentiel.	32
I.2.5 Fonction d'atténuation de l'écart-type du piston différentiel.	33
I.2.6 Effets de la turbulence sur un interférogramme.	34
I.2.7 Schéma de principe d'un système d'Optique Adaptative.	37
Un interféromètre fibré : IOTA/FLUOR	41
I.3.1 Site IOTA : vue d'ensemble, sidérostats, télescope et cuve à vide.	43
I.3.2 Trajet d'un photon depuis les sidérostats jusqu'au laboratoire de recombinaison.	45
I.3.3 Schéma des bases offertes.	46
I.3.4 Sélection du faisceau retardé.	46
I.3.5 Schéma optique de la table de recombinaison FLUOR.	48
I.3.6 Photo et schéma du coupleur triple.	49
I.3.7 Principe de l'étalonnage photométrique des faisceaux.	50
I.3.8 Photographie de l'injection dans le cryostat du détecteur NICMOS3.	51
I.3.9 Principe de lecture du détecteur.	52
I.3.10 Photographies de la table optique FLUOR.	53
Filtrage spatial par fibres optiques monomodes	61
II.1.1 Notations en plan pupille et en plan focal.	62
II.1.2 Coupes superposées de la tache de diffraction et du mode de la fibre.	64
II.1.3 Efficacité de couplage et ouverture de faisceau optimale en fonction de α	65
II.1.4 Produit scalaire des polynômes de Zernike sans et avec filtrage.	67
II.1.5 Covariance et énergie moyenne couplée entre différents polynômes.	68
II.1.6 Perte en efficacité de couplage en fonction du type d'aberration.	69
II.1.7 Retard de phase en fonction du type d'aberration.	71
II.1.8 Influence de α sur l'efficacité de couplage avec aberration fixe.	72
II.1.9 Influence de α sur le retard de phase avec aberration fixe.	73
II.1.10 Perte en efficacité de couplage en fonction du décalage de la pupille.	75
II.1.11 Variance des 45 premiers a_i turbulents sans et avec filtrage modal.	77
II.1.12 Fonction d'atténuation du piston différentiel sans et avec filtrage modal.	80
II.1.13 Phase turbulente simulée (brute, et avec correction du basculement).	82
II.1.14 Perte en efficacité de couplage en fonction de la force de la turbulence.	83
II.1.15 Écart-type de l'efficacité de couplage en fonction de la force de la turbulence.	84

II.1.16	Fluctuations relatives de couplage en fonction de la force de la turbulence.	85
II.1.17	Énergie couplée en fonction de la force de la turbulence.	87
II.1.18	Énergie couplée pour les cas de correction du tilt et de l'angle optimal.	89
II.1.19	Valeur du paramètre r_0 en fonction du gain en efficacité de couplage.	90
II.1.20	Écart relatif entre l'efficacité de couplage et l'énergie cohérente.	91
II.1.21	Écart relatif entre le retard de phase dans la fibre et le piston différentiel.	93
II.1.22	Chromatisme de l'efficacité de couplage et du diamètre de mode.	94
II.1.23	Erreur sur l'approximation en fonction de la variance de phase sur la pupille.	96
II.1.24	Variance de phase sur la pupille en fonction de la force de la turbulence.	97
Filtrage modal et filtrage spatial en interférométrie		101
II.2.1	Part d'énergie transmise par un trou filtrant en fonction de son rayon.	103
II.2.2	Part d'énergie transmise par le trou filtrant en fonction de α	104
II.2.3	Filtrage spatial par un trou filtrant et par une fibre monomode.	105
II.2.4	Influence de α : comparaison entre le filtrage par trou et le filtrage par fibre.	106
Le mode FAST-SCAN: vers un gain en rapidité de FLUOR		113
III.1.1	Égalisation des trajets et modulation de la ddm par trois étages successifs.	114
III.1.2	Vue d'ensemble du sous-système <i>Fast-scan</i> (© DESPA).	118
III.1.3	Signaux de commande du PZT: triangle brut et triangle adouci aux crêtes.	119
III.1.4	Contrôle du <i>Fast-scan</i> depuis l'ordinateur.	119
III.1.5	Résultat d'une mesure de dérive sur la totalité de la course du PZT.	123
III.1.6	Schéma de principe du banc de test.	124
Le "Big Bang" de FLUOR		129
III.2.1	Schéma optique de la table de recombinaison FLUOR en mode <i>Fast-scan</i>	129
III.2.2	Photographie du <i>Fast-scan</i>	130
III.2.3	Architecture informatique et interface électronique de FLUOR/IOTA.	131
III.2.4	Chronogramme de la modulation.	135
III.2.5	Photographie des lignes à retard de FLUOR/IOTA.	138
III.2.6	Chaîne d'acquisition de FLUOR.	139
III.2.7	Premières franges sur le ciel.	140
Observations interférométriques d'étoiles pulsantes		147
IV.1.1	Superposition du modèle DU aux données FLUOR de mai 1999 et d'avril 1996.	175
IV.1.2	Superposition du modèle X3000 aux données FLUOR de mai 1999.	177
IV.1.3	Superposition du modèle X3500 aux données FLUOR de mai 1999.	177
IV.1.4	Superposition du modèle P76200 aux données FLUOR de mai 1999.	178
Conclusion		183
IV.1.5	Site du VLTI (Chili) et projet pour la mission spatiale IRSI.	185


MODE D'EMPLOI, NOTATIONS ET ACRONYMES

Mode d'emploi de ce manuscrit

Repères dans le texte

Les mots essentiels sont repérés dans le texte en caractères **gras**. Un index en fin de ce manuscrit rappelle certains d'entre eux et renvoie à la page où ils apparaissent la première fois de manière caractéristique.

Les anglicismes et le “jargon du métier” (l'un va souvent avec l'autre), lorsqu'il est difficile d'y échapper, sont repérés en *italique*.

Le signe  trouvé dans la marge gauche du texte indique les chapitres ou sections qui représentent un travail personnel original, ou bien des réalisations auxquelles j'ai participé dans le cadre de l'exploitation de FLUOR.

Convention pour la bibliographie

Les références bibliographiques sont repérées dans le texte par des crochets à l'intérieur desquels sont repérées les quatre premières lettres du nom du premier auteur et les deux derniers chiffres de l'année de publication (Exemple: Zernike [ZERN-34]). Ce code est éventuellement suivi d'une lettre en minuscule.

La liste bibliographique complète est située entre la conclusion générale et les annexes.

Notations

Conventions mathématiques

Transformée de Fourier

Soit \mathbf{r} , \mathbf{s} des éléments conjugués de \mathbb{R}^2 respectivement dans l'espace direct et dans le plan des fréquences spatiales. La fonction $f(\mathbf{r})$ et sa transformée de Fourier $\tilde{f}(\mathbf{s})$ sont liées par la relation :

$$\tilde{f}(\mathbf{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\mathbf{r}) \exp(-2i\pi\mathbf{r}\cdot\mathbf{s}) d\mathbf{r}. \quad (0.0.1)$$

La transformée de Fourier sera indifféremment représentée par un tilde \sim ou par l'opérateur TF . La transformée inverse est repérée par le signe $^{-1}$ placé à la droite de l'opérateur de Fourier.

Divers

Les vecteurs sont représentés par un caractère gras: \mathbf{v} .

Le produit de convolution sera noté $*$.

Conventions physiques

Bandes spectrales

Je parlerai souvent dans le texte de bandes spectrales couramment employées par les astronomes. Ces bandes correspondent au système photométrique standard présenté dans [JOHN-66]. Les longueurs d'onde centrales et les largeurs spectrales correspondantes sont rassemblées dans la table 0.0.1.

Dénomination	λ_0 (μm)	$\Delta\lambda_0$ (μm)	Domaine
U	0,36	0,068	ultraviolet
B	0,44	0,098	bleu
V	0,55	0,089	visible
R	0,70	0,22	rouge
I	0,90	0,24	infrarouge
J	1,25	0,30	infrarouge
H	1,65	0,35	infrarouge
K	2,20	0,40	infrarouge
K'	2,16	0,40	infrarouge
L	3,40	0,55	infrarouge
M	5,0	0,3	infrarouge
N	10,2	5	infrarouge
Q	21,0	8	infrarouge

TAB. 0.0.1 – *Photométrie standard.*

Description des quantités physiques

Paramètres observationnels	
λ	Longueur d'onde
f	Longueur focale
D	Diamètre de télescope
α	Obstruction centrale linéaire (%)
B	Base de l'interféromètre
B_p	Base projetée
θ	Angle zénital
FEP	Fonction d'étalement de point
RSB	Rapport Signal sur Bruit
arcsec	Seconde d'angle (1 arcsec = 4,85 μrad)
ddm	Différence de marche
LAR	Ligne à retard
C	Contraste
T	Fonction de transfert
T_i	Fonction de transfert instrumentale
V	Visibilité
Fibres optiques	
a	Rayon de coeur
ω_0	Rayon du mode fondamental
ON	Ouverture numérique
n_c	Indice de coeur
n_g	Indice de gaine
V	Fréquence normalisée
λ_c	Longueur d'onde de coupure du 2 ^{ème} mode
Divers	
PZT	Translateur Piézo-électrique
ADU	Analog Digital Unit (photocharge)

TAB. 0.0.2 – *Notations (paramètres instrumentaux).*

Turbulence atmosphérique	
$\phi(\mathbf{r}, t)$	Phase turbulente
T_a	Fonction de transfert atmosphérique
N	Indice de réfraction
C_N^2	Constante de structure de l'indice
h	Hauteur
L_0	Échelle externe
l_0	Échelle interne
\mathbf{f}	Fréquence spatiale
\mathbf{u}	Vecteur en plan pupille
ρ	Déplacement en plan pupille
$\Phi(\mathbf{f}, h)$	Densité spectrale de puissance
$D(\rho)$	Fonction de structure
r_0	Paramètre de Fried
ω	<i>Seeing</i> (résolution angulaire)
D/r_0	Force de la turbulence
τ_0	Temps de cohérence
γ	Angle isoplanétique
SR	Rapport de Strehl
E_c	Énergie cohérente
V	Vitesse de vent
ν	Fréquence temporelle
$w(\nu)$	Spectre temporel
Décomposition de la phase	
Z_i	$i^{\text{ème}}$ polynôme de Zernike
a_i	Poids du $i^{\text{ème}}$ polynôme de Zernike
n	Ordre radial de polynôme
m	Ordre azimutal de polynôme

TAB. 0.0.3 – Notations (paramètres liés à la turbulence).

Paramètres astrophysiques	
ϕ	Diamètre angulaire
ϕ_{DU}	Diamètre angulaire (modèle de disque uniforme)
ϕ_{ACB}	Diamètre angulaire (modèle de disque assombri)
R	Rayon stellaire
R_{\odot}	Rayon solaire
M_{\odot}	Masse solaire

TAB. 0.0.4 – Notations (paramètres astrophysiques).

Acronymes

DESPA	D épartement de Recherche SP Atiale
ONERA	O ffice N ational d'Études et de R echerches A érospatiales
NOAO	N ational O ptical A stronomy O bservatories
SAO	S mithsonian A stronomical O bservatories
CfA	C enter for A strophysics (Université d'Harvard)
ESO	E uropean S outhern O bservatory

TAB. 0.0.5 – *Liste générale des acronymes utilisés.*

FLUOR	F iber L inked U nit for O ptical R ecombination
TISIS	T hermal I nfrared S tellar I nterferometric S et-up
IOTA	I nfrared and O ptical T elescope A rray
NICMOS	N ear I nfrared C amera for M ulti O bject S pectrograph
CDS	C entre de D onnées astronomiques de S trasbourg
AAVSO	A merican A ssociation of V ariable S tars O bservers
AFOEV	A ssociation F rançaise des O bservateurs d'Étoiles V ariables
TIRGO	T elescopio I nfra R osso del G Ornergrat

TAB. 0.0.6 – *Liste des acronymes liés à FLUOR et à son utilisation.*

INTRODUCTION

“Astrophysics is a domain where observers generally lead and theoreticians follow behind.”

Sir Martin J. Rees

Cette phrase volontairement provocatrice rappelle que l’Astrophysique est **d’abord** une science d’observation. Comprendre c’est d’abord observer, et notre compréhension des objets astrophysiques n’a cessé de s’affiner à mesure que les instruments d’observation augmentaient en taille.

Si la théorie affirme que la résolution angulaire, c’est-à-dire la capacité à discerner des détails fins, et la sensibilité, c’est-à-dire la capacité à distinguer des objets faiblement lumineux, sont deux propriétés dépendantes du diamètre de ces instruments, la première s’est néanmoins rapidement heurtée aux limitations imposées par la turbulence atmosphérique. Les variations locales de température de l’atmosphère produisent des fluctuations de phase, lesquelles brouillent la résolution angulaire. La taille des télescopes n’a ainsi cessé de croître pendant longtemps uniquement au profit de la sensibilité, la résolution angulaire restant quant à elle limitée à celle dont disposait Newton avec son télescope.

Ce portrait est bien fataliste, contrasté avec l’astronomie observationnelle contemporaine qui vit à l’heure de la très haute résolution angulaire. Trois techniques ont participé en quelques années à ce renversement de tendance et à l’escalade vers la haute résolution. La première, l’interférométrie des tavelures [LBE-70], a permis pour la première fois d’atteindre la résolution des grands télescopes par traitement d’une série d’images courte pose. La deuxième, l’Optique Adaptative [HARD-77, ROUS-90], compense en temps réel les effets de la turbulence atmosphérique. La troisième technique, la synthèse d’ouverture optique, propose de recombinaison de manière cohérente des télescopes distants [LBE-75] : le pouvoir séparateur obtenu est celui qu’aurait un télescope de diamètre égal à la distance séparant ces télescopes.

Les deux dernières techniques ont connu un véritable essor durant les vingt dernières années. Chacune d’entre elles a atteint aujourd’hui un stade de maturité suffisant pour produire des résultats scientifiques qui ont convaincu la communauté astronomique. Demain (ou presque), ces techniques aideront de concert à l’observation des astres : des projets d’interféromètres géants voient le jour, constitués de grands télescopes équipés de systèmes d’Optique Adaptative. Ces instruments posséderont un pouvoir de résolution et une sensibilité encore jamais atteints. Ils arracheront au ciel des informations sur nos origines dès la prochaine décennie.

Les interféromètres actuellement en service ont été dimensionnés de telle manière que l’équipement des télescopes par une Optique Adaptative n’est pas nécessaire. Même faibles, les fluctuations de phase altèrent la précision sur les mesures de visibilité. Un gain considérable en précision peut être obtenu lorsque l’objet observé n’est pas résolu par chaque télescope. L’injection dans une fibre monomode dans le plan focal de chaque télescope [CONN-84] permet alors, sans perte d’information sur l’objet observé, de convertir par filtrage spatial les aberrations résiduelles en variations photométriques. Les seules perturbations transmises dans un interféromètre fibré se réduisent alors aux déséquilibres photométriques et aux déphasages entre les télescopes. L’expérience **FLUOR** (**F**iber **L**inked **U**nit for **O**ptical **R**ecombination), installée sur l’interféromètre IOTA en Arizona, est fondée sur ce concept. Après avoir démontré l’utilité des fibres en interférométrie stellaire [FORE-94], FLUOR produit depuis quelques années des mesures de visibilité plus précises d’un ordre de grandeur en comparaison

aux instruments utilisant une recombinaison plus conventionnelle [PERR-96]. Le déphasage global existant entre les télescopes (piston différentiel) n'étant pas corrigé, la faible cadence d'acquisition des interférogrammes constituait la principale limitation des performances.

Les interféromètres de nouvelle génération impliqueront plusieurs grands télescopes, lesquels seront équipés de systèmes d'Optique Adaptative afin de s'approcher de leur résolution angulaire théorique. La correction fournie par ces systèmes sera partielle et, pour une utilisation interférométrique, ils devront être couplés à une technique de filtrage spatial. L'optique intégrée [KERN-96], sous forme de fibres [REYN-92, FORE-98] ou bien de composants [MALB-99, BERG-99], constitue une solution technologique très probable pour certains de ces projets [REAS-98].

Cette thèse, débutée en octobre 1996 en collaboration entre le Département de Recherche Spatiale de l'Observatoire de Paris et le Département d'Optique Théorique et Appliquée de l'ONERA, s'inscrit dans le cadre de l'expérience IOTA/FLUOR et des grands instruments qui succéderont à cette génération d'interféromètres. Elle se découpe en trois volets distincts. Dans un premier temps, une étude théorique du filtrage spatial par fibre optique monomode a été menée. Le cas particulier du couplage en présence d'un front d'onde perturbé par la turbulence atmosphérique, avec correction par un système d'Optique Adaptative, a été analysé. Cette partie théorique pose les bases des futurs instruments alliant Optique Adaptative et filtrage par fibres optiques. Un deuxième volet, instrumental, a consisté à concevoir et réaliser un sous-système de balayage rapide de la différence de marche afin de repousser les limitations de l'expérience FLUOR. En augmentant la cadence d'acquisition des interférogrammes, un tel système contribue à diminuer les erreurs statistiques sur les mesures de visibilités et fournit un échantillonnage plus fin de la fonction de transfert. Une troisième activité a consisté à utiliser l'instrument FLUOR pour des observations scientifiques. Plus particulièrement, la grande précision sur les visibilités et le gain en sensibilité atteint grâce à l'utilisation d'un détecteur NICMOS3 ont été mis à profit pour l'observation des étoiles variables de type Mira (σ Ceti).

Ce découpage d'activités se retrouve naturellement dans l'organisation de ce mémoire de thèse.

La première partie, "Fibres optiques et turbulence atmosphérique en interférométrie astronomique", est une introduction au vocabulaire et aux notions employés tout au long de ce mémoire. Cette partie a été rédigée avec le souci de la rendre didactique sans formalisme lourd. Elle comporte trois chapitres. Un premier chapitre pose les bases de l'interférométrie à deux télescopes limités par la diffraction. Un tour d'horizon des interféromètres opérationnels et en projet rend compte de la montée en puissance de cette discipline. Le deuxième chapitre est consacré à la principale limitation dont souffrent les télescopes au sol : la turbulence atmosphérique. L'influence sur l'observable interférométrique est décrite. Les deux moyens de réduire les effets de la turbulence en interférométrie à grandes pupilles, l'Optique Adaptative et le filtrage spatial, sont présentés. Le troisième chapitre décrit l'interféromètre IOTA/FLUOR et quelques-unes de ses améliorations récentes.

La deuxième partie, "Étude du couplage de grands télescopes par fibres optiques monomodes", rend compte de la partie théorique de mon travail de thèse. Elle est composée de deux chapitres. Dans le premier chapitre, une formulation analytique du filtrage spatial par fibres optiques monomodes est présentée. Le problème est similaire à celui du couplage avec le lobe d'antenne d'un télescope radio [KRAU-82]. L'injection dans une fibre d'un front d'onde déformé par des aberrations optiques est analysée. Le cas du couplage d'une onde turbulente corrigée partiellement par un système d'Optique Adaptative est étudié. Des lois de dimensionnement, de prédiction des performances et d'optimisation sont dérivées, puis validées par des simulations numériques. Le deuxième chapitre est une comparaison qualitative entre le filtrage spatial opéré par une fibre optique monomode et celui opéré par trou

filtrant. Les articles de conférence et de revues à comité de lecture issus de ces travaux sont reproduits ou référencés en annexe.

La troisième partie, “Une unité de balayage rapide de la différence de marche pour FLUOR/IOTA”, décrit le projet instrumental “*Fast-scan*” visant à augmenter la productivité de l’instrument et figer la turbulence afin d’améliorer encore la précision sur les mesures de visibilité. Cette partie est composée de deux chapitres. Le premier concerne l’intégration, la caractérisation en laboratoire et les tests du système de balayage lui-même. Le deuxième est consacré à la mise en place du mode de balayage rapide (*Fast-scan*) sur FLUOR, et à sa validation sur le ciel.

La quatrième partie, “Observations à très haute résolution angulaire d’étoiles pulsantes” comporte un seul chapitre, qui décrit les résultats d’observations réalisées essentiellement sur des étoiles semi-régulières et sur des étoiles variables de type Mira avec l’instrument FLUOR.

Première partie

**FIBRES OPTIQUES ET
TURBULENCE ATMOSPHERIQUE
EN INTERFEROMETRIE
ASTRONOMIQUE**

Interférométrie et **interféromètre** proviennent du mot **interférence**. Ce dernier suppose la présence simultanée de deux ondes se propageant dans un milieu quelconque. Il peut s'agir d'ondes acoustiques, océaniques, sismiques, optiques. Lorsque deux ondes de même nature se rencontrent la combinaison de leurs amplitudes crée le phénomène d'interférence. Ce mot est passé dans la langue courante comme synonyme de parasite. Lorsque deux ondes interfèrent, il y a peu de chances pour que ce soit de manière cohérente.

Nous nous intéresserons dans la suite de ce mémoire aux interférences optiques seules. Lorsque la combinaison cohérente de ces ondes est réalisée, les franges d'interférence obtenues donnent des informations sur l'objet émetteur. Dans le cas qui va nous occuper, l'objet émetteur est une source astronomique brillante, située à l'infini. Les instruments collecteurs sont des télescopes.

Cette partie a pour but d'introduire le lecteur aux notions et au vocabulaire employés au long de ce manuscrit. Elle s'articule en trois chapitres.

Le premier chapitre, "Interférométrie astronomique et très haute résolution angulaire", est une introduction à l'interférométrie stellaire. La présentation est restreinte à l'interférométrie optique à deux télescopes, avec une recombinaison en plan pupille. Les enjeux de la très haute résolution angulaire sont présentés. Un bref tour d'horizon des quelques interféromètres optiques opérationnels, ainsi que de ceux en projet, est donné.

Le deuxième chapitre, "Une limite à la très haute résolution au sol : la turbulence atmosphérique", concerne la turbulence atmosphérique et ses effets sur l'interférométrie optique depuis le sol. Deux moyens de s'affranchir ou de réduire les effets de la turbulence sur l'observable interférométrique sont présentés : l'Optique Adaptative et le filtrage spatial.

Le troisième chapitre, "Un interféromètre fibré : IOTA/FLUOR", présente un exemple concret d'interféromètre, IOTA/FLUOR, dont l'originalité est d'utiliser des fibres optiques pour le filtrage spatial et la recombinaison des faisceaux.

1. INTERFÉROMÉTRIE ASTRONOMIQUE ET TRÈS HAUTE RÉOLUTION ANGULAIRE

“Rien ne peut être appréhendé sans les zones d’ombres et de lumière, et c’est la lumière qui crée les ombres et les lumières.”

Léonard de Vinci

Dans ce chapitre, nous nous attacherons à définir les enjeux de la très haute résolution angulaire et à poser les bases du formalisme pour un interféromètre à deux télescopes limités par la diffraction. L’état de l’art des interféromètres optiques (visible et infrarouge) sera ensuite brièvement présenté. Les projets avancés, surtout au sol mais aussi dans l’espace, seront décrits.

1.1 Résolution angulaire et télescopes

1.1.1 FTO et FEP

On considère un télescope avec une pupille circulaire de diamètre D et une obstruction centrale circulaire α (en fraction de diamètre). La **transmittance** de la pupille, est notée :

$$P\left(\frac{\mathbf{u}}{D}\right) = \Pi\left(\frac{\mathbf{u}}{D}\right) - \Pi\left(\frac{\mathbf{u}}{\alpha D}\right), \quad (\text{I.1.1})$$

où $\Pi(r)$ représente la **fonction porte** :

$$\Pi(r) = \begin{cases} 1/\pi & \text{si } r \leq 1, \\ 0 & \text{si } r > 1. \end{cases} \quad (\text{I.1.2})$$

C’est aussi la **fonction de transfert optique** (FTO) du télescope. On appellera “**fonction pupille**” le produit de la transmittance par l’exponentielle complexe de la phase au-dessus de la pupille.

La répartition d’intensité au foyer du télescope est la **FEP** (fonction d’étalement de point, *point spread function* en anglais).

1.1.2 Relation entre objet et image

La FEP est le module carré de la transformée de Fourier de l’amplitude en entrée de la pupille [BORN-80]. Pour un front d’onde plan reçu d’un objet ponctuel placé à l’infini, en supposant le système parfait et la propagation libre entre l’objet et le télescope, elle s’écrit comme une combinaison linéaire de fonctions de Bessel du premier ordre :

$$\text{FEP} = \left| \frac{2J_1\left(\pi \frac{D}{\lambda} \mathbf{s}\right) - 2J_1\left(\pi \frac{\alpha D}{\lambda} \mathbf{s}\right)}{\pi \frac{D}{\lambda} (1 - \alpha)} \right|^2. \quad (\text{I.1.3})$$

C’est la **tache de diffraction** exprimée dans un cas simple. Lorsque l’obstruction centrale est nulle, on obtient l’expression de la tache d’Airy. Le **critère de résolution de Rayleigh**, exprimé en valeur angulaire, caractérise le pouvoir de résolution spatial du télescope [LENA-96]. Il fixe arbitrairement la limite de résolution de deux sources ponctuelles à une demi tache de diffraction. La **résolution angulaire** est égale à λ/D . Elle s’exprime en **secondes d’angle** (arcsec). La **sensibilité** du télescope dépend quant à elle du diamètre seulement.

1.2 Interférométrie optique à deux télescopes

La présentation est limitée au cas de l'interférométrie optique à deux télescopes, en plan pupille, et avec des télescopes identiques.

1.2.1 Terminologie

La résolution angulaire d'un télescope est sa capacité à distinguer des détails fins. La technologie permet de construire des télescopes de grand diamètre (télescopes de classe 8-10 m) depuis quelques années, soit grâce à des structures monolithiques, soit en ayant recours à des segments de taille plus modeste assemblés bord à bord. Au-delà de ces dimensions on se heurte à des limites qui rendent la réalisation bien plus difficile. L'interférométrie stellaire propose de combiner deux ou plusieurs télescopes pour gagner en résolution angulaire. On synthétise ainsi (voir la figure I.1.1) un télescope qui aurait un diamètre égal à la distance séparant ces télescopes projetée dans la direction de l'objet observé. Cette distance, la **base projetée** (notée B_p), est liée à la distance entre les deux télescopes, la **base** de l'interféromètre (notée B), *via* l'**angle zénital** (angle entre la direction de l'objet et le zénith du lieu, noté θ): $B_p = B \cos(\theta)$.

La résolution angulaire de l'interféromètre ainsi formé est λ/B_p . Sa **sensibilité** dépend du diamètre des télescopes. Contrairement à un télescope unique qui, à longueur d'onde d'observation fixée, voit sa sensibilité croître comme le carré de sa résolution angulaire, ces deux propriétés évoluent indépendamment pour un interféromètre.

Les faisceaux issus de chacun des télescopes sont recombinaison. La différence de chemin optique jusqu'à la recombinaison est la **différence de marche**, ou **ddm**. Lorsque la ddm est proche de zéro, on détecte des **franges d'interférence**. Il s'agit là de l'information livrée par un interféromètre à deux télescopes, au même titre qu'un télescope livre une image. L'égalisation des trajets s'effectue au moyen d'une **ligne à retard optique** (LAR) disposée dans l'un des faisceaux.

1.2.2 Les grandeurs mesurées par un interféromètre

1.2.2.1 Franges d'interférence

En faisant varier le retard optique autour de la différence de marche nulle, on peut observer des variations d'intensité constituant un **interférogramme**. Ce dernier s'écrit, en superposant les champs électriques et en calculant l'intensité détectée correspondante [TANG-80]:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}| \cos(\arg \gamma_{12} + \Phi) , \quad (\text{I.1.4})$$

où I_1 et I_2 représentent respectivement l'intensité de chacun des faisceaux, Φ la différence de phase entre les deux faisceaux, et γ_{12} le **degré complexe de cohérence mutuelle de la source**. On a considéré ici l'écriture du cas monochromatique.

Deux conditions sont nécessaires pour observer des franges d'interférence:

- les deux télescopes doivent observer la même source;
- les chemins optiques, depuis l'objet observé jusqu'à leur point (ou plan) de recombinaison doivent être égalisés avec une précision correspondant à la **longueur de cohérence de la source** [MARI-89]. Cette longueur est infinie dans le cas strictement monochromatique (longueur de cohérence infinie).

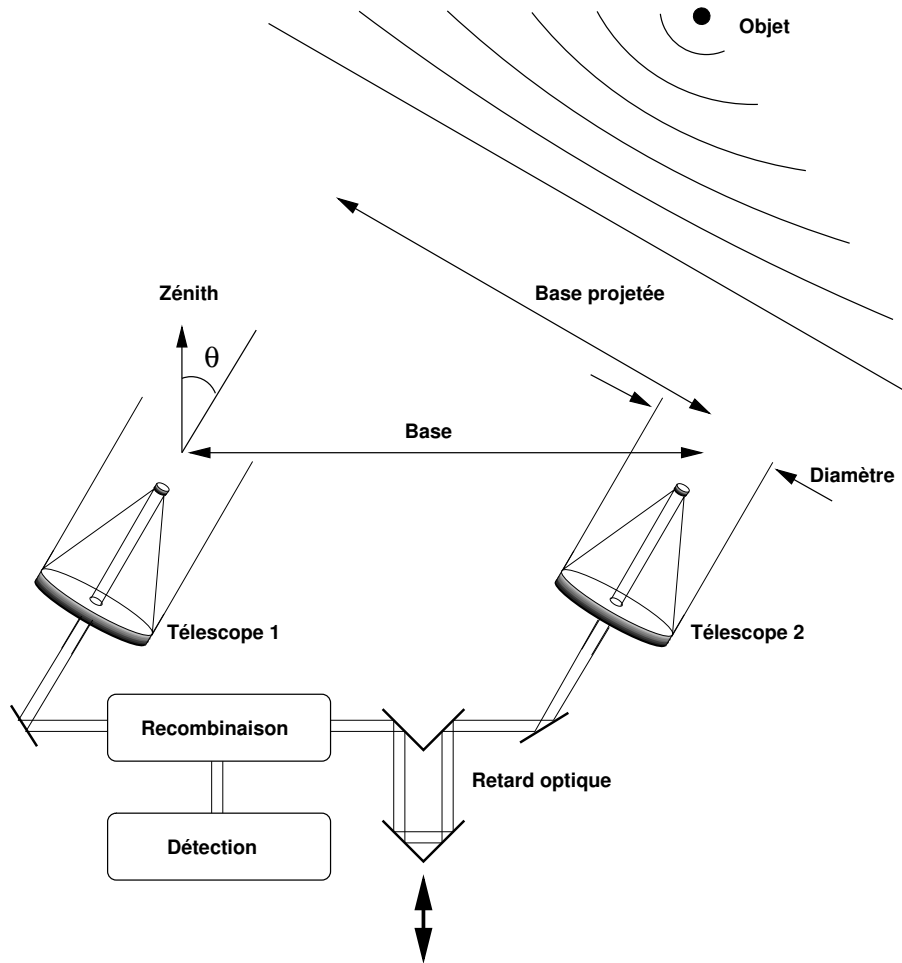


FIG. I.1.1 – Principe d'un interféromètre stellaire.

La **modulation** de la ddm permet d'observer les **franges d'interférence** (figure I.1.2), variations de l'intensité en fonction du retard optique autour de la ddm nulle. La **frange centrale** est celle de plus grande intensité. Elle correspond à la ddm nulle si $\arg \gamma_{12}(\tau) = 0$. Des franges sont observables sur une longueur de cohérence de part et d'autre de la frange centrale. Dans le cas polychromatique, leur amplitude est pondérée par l'**enveloppe de cohérence**.

1.2.2.2 Visibilité et courbe de visibilité

Pour un instrument avec une fonction de transfert unitaire, la distance pic à pic de l'interférogramme est la **visibilité** (figure I.1.2). Dans le cas monochromatique, et avec un interférogramme normalisé, elle s'écrit (cf équation (I.1.4)) :

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = |\gamma_{12}| . \quad (\text{I.1.5})$$

D'après le théorème de Zernike-Van Cittert [MARI-89], c'est la **transformée de Fourier de l'objet** à la fréquence spatiale déterminée par la base, c'est-à-dire par la distance entre les télescopes. À plusieurs séparations des télescopes correspondent plusieurs points de visibilité, qui sont autant de valeurs de la transformée de Fourier de l'objet.

Ces mesures de visibilité peuvent être reportées sur un diagramme visibilité-fréquence spatiale. Ils se repartissent sur une **courbe de visibilité** (figure I.1.3), qui représente le spectre de Fourier de

l'objet. Le spectre de l'objet est d'autant mieux reconstruit que le plan des fréquences spatiales est couvert.

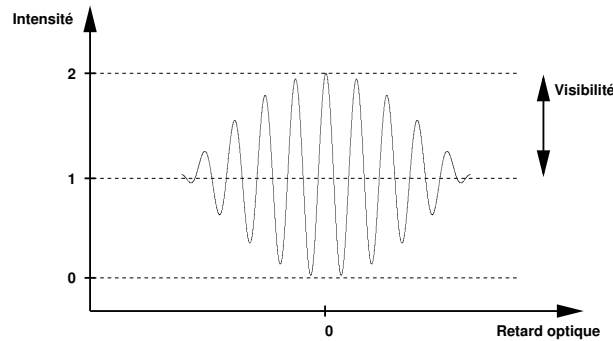


FIG. I.1.2 – Variation d'intensité en fonction du retard optique.

1.2.2.3 De la visibilité à l'estimation de diamètre

Parmi les informations physiques qu'il est possible d'obtenir à partir de ces mesures, le **diamètre** de l'objet peut être estimé *via* un **modèle** le représentant. Cette estimation est d'autant plus fiable que les mesures de visibilité sont précises et les points de mesure nombreux à des fréquences spatiales variées : le modèle est d'autant mieux **contraint**.

La figure I.1.3 illustre le cas d'un diagramme visibilité-fréquence spatiale avec un objet modélisé par un disque uniforme. Dans le cas illustré, les mesures de visibilité confirment ce modèle. Des mesures à des bases différentes donneront d'autres points de mesure qui viendront peut-être contredire ce modèle. La fréquence spatiale correspondant au premier zéro de la courbe de visibilité donne une estimation du diamètre de l'objet : elle est égale à $1,22/\phi_{DU}$, où ϕ_{DU} est le diamètre de l'objet modélisé par un disque uniforme.

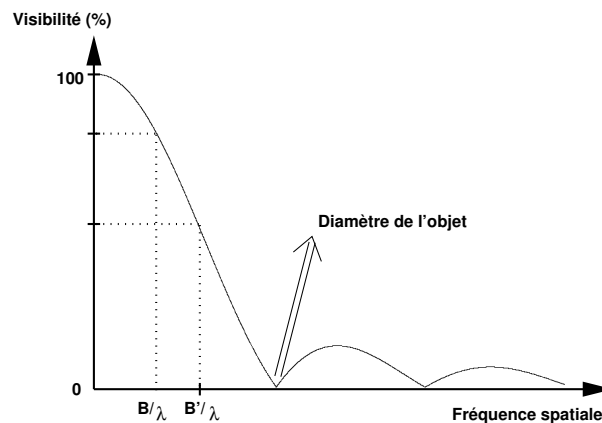


FIG. I.1.3 – Estimation du diamètre de l'objet via un modèle et des mesures de visibilité.

1.2.2.4 Visibilité et contraste

Lorsque la **fonction de transfert instrumentale** n'est pas unitaire, ou bien que la propagation de la lumière de l'objet jusqu'à la recombinaison n'est pas parfaite, la quantité mesurée par l'interféromètre diffère de la visibilité théorique de l'objet. J'adopterai cette définition du **contraste des**

franges, produit de la visibilité théorique de l'objet par la fonction de transfert de l'atmosphère et de l'instrument. Il est forcément inférieur à la visibilité théorique car les aberrations et défauts de transmission se traduisent par une perte de cohérence.

La visibilité est une quantité théorique liée à l'objet observé et à la configuration de l'interféromètre, le contraste observé avant étalonnage prend en compte les aberrations instrumentales (et, éventuellement, atmosphériques).

1.2.2.5 *Objet et référence*

La fonction de transfert instrumentale évolue généralement lentement au cours des observations si les paramètres critiques sont contrôlés (polarisation, réglages optiques...). Elle peut être étalonnée correctement en observant une source de référence.

On désignera par **objet** l'étoile dont on veut une mesure de la visibilité connaissant la fonction de transfert, et par **source de référence** l'étoile dont l'observation permet de déterminer la fonction de transfert. Il peut s'agir d'une étoile dont on connaît la visibilité (c'est-à-dire le diamètre et le spectre), ou bien dont on sait qu'elle n'est pas résolue par l'interféromètre à la base utilisée.

En observant alternativement l'objet et la source de référence, on obtient une mesure de contraste que l'on sait étalonner afin de donner une estimation de la visibilité :

$$T_i = \frac{C_{\text{référence}}}{V_{\text{référence}}} \Rightarrow V_{\text{objet}} = \frac{C_{\text{objet}}}{T_i}, \quad (\text{I.1.6})$$

où C et V désignent respectivement un contraste et une visibilité, et T_i la fonction de transfert instrumentale. Les contrastes sont **mesurés**, et $V_{\text{référence}}$ est **supposé**.

Seule la visibilité de l'objet permet de remonter à une information physique, mais seul le contraste est accessible à l'observateur. Ainsi, en interférométrie, **les mesures de contraste qui ne sont pas étalonnées avec soin et précision sont inexploitable**s pour étudier les objets observés.

1.2.2.6 *Le compromis base/sensibilité*

Nous avons vu que la distance entre les télescopes détermine le pouvoir séparateur d'un interféromètre. La tentation est alors naturelle de vouloir travailler à des bases toujours plus grandes. Cependant, plus la base est grande, plus il y a d'étoiles résolues. Les "bonnes" sources de référence sont également celles de magnitude élevée. Elles ne sont pas observables si le diamètre des télescopes reste modeste. Ce compromis entre la base et la sensibilité d'un interféromètre détermine en pratique la plus grande base qui sera utilisée pour les observations.

1.3 L'interférométrie optique dans le monde

L'interférométrie optique pour l'Astronomie est une discipline relativement récente, qui connaît un essor depuis une vingtaine d'années. Dans cette section, les quelques interféromètres optiques opérationnels dans le monde sont passés en revue. Ces instruments ont succédé aux démonstrateurs de la première heure et ont acquis aujourd'hui leur maturité. Ils ouvrent la voie à une nouvelle génération d'interféromètres à télescopes de grand diamètre, dont je citerai quelques projets au sol.

1.3.1 Une histoire récente

Si l'idée d'utiliser l'interférométrie pour mesurer des diamètres d'étoiles fut initialement proposée par le français Armand Fizeau [FIZE-68], la mise en pratique est à attribuer à l'américain d'origine

polonaise et expérimentateur de génie Albert Michelson (1852-1931). Après des essais infructueux, ce dernier installa en 1920 avec son collègue Pease un interféromètre constitué de deux miroirs plans espacés de 6 m sur le télescope de 2,54 m du Mont Wilson (Californie). Il réussirent pour la première fois à mesurer le diamètre d'une étoile, Bételgeuse [MICH-21].

Devant les énormes difficultés de mise en œuvre, l'interférométrie optique fut cependant abandonnée pendant près d'un demi siècle, alors que progressait l'interférométrie radio grâce aux avancées techniques réalisées notamment dans le domaine militaire. Ce n'est qu'à partir des années 70, avec l'apparition des détecteurs rapides, des lasers et des ordinateurs puissants, que l'interférométrie optique revint au goût du jour avec l'expérience d'Antoine Labeyrie [LABE-75] dans le sud de la France.

1.3.2 Les interféromètres opérationnels

Succédant à des démonstrateurs exploités dans les années 70 et 80, quelques interféromètres produisent aujourd'hui des données scientifiques originales comme l'atteste le nombre de publications issues chaque année de leur utilisation. Les champs astrophysiques couverts par ces instruments sont principalement l'imagerie de surface stellaire, la mesure précise de diamètres stellaires ou de séparation de binaires, la recherche de compagnons stellaires...

Ils sont installés pour moitié aux Etats-Unis, et en Grande Bretagne, en France, en Australie, et au Japon :

COAST	Cambridge O ptical A perture S ynthesis T elescope (Cambridge, Grande Bretagne) [BALD-98] http://www.mrao.cam.ac.uk/telescopes/coast/index.html
GI2T	Grand Interféromètre à 2 T élescopes (Obs. de Calern, France) [MOUR-94] http://wwwrc.obs-azur.fr/fresnel/gi2t/gi2t.htm
IOTA	Infrared and O ptical T elescope A rray (Whipple Obs., Arizona) [TRAU-98] http://cfa-www.harvard.edu/cfa/0IR/iota/
ISI	Infrared S patial Interferometer (Mount Wilson Obs., Californie) http://ssl.berkeley.edu/isi_www/isi_core.html
MIRA-I	Mitaka I R A rray (Dept. Celestial Mech., NAOJ, Japon) http://tamago.mtk.nao.ac.jp/mira/
NPOI	Navy P rototype O ptical Interferometer (Lowell Obs., Arizona) [ARMS-98] http://aries.usno.navy.mil/ad_home/npoi/npoi.html
PTI	Palomar T estbed Interferometer (Mount Palomar, Californie) [COLA-99] http://huey.jpl.nasa.gov/palomar/index.html
SUSI	Sydney U niversity S tellar Interferometer (Narrabri, Australie) http://www.physics.usyd.edu.au/astron/astron.html

Les principales caractéristiques de ces interféromètres sont rassemblées dans le tableau I.1.1. Pour chacun d’entre eux, le nombre de télescopes, la base maximale et le diamètre (en m), la bande spectrale d’utilisation et l’année de mise en service sont mentionnés. Les lettres V, IR et TIR désignent respectivement les domaines visible, infrarouge proche et moyen, et infrarouge thermique. Le signe “+” signale l’ajout prévu de télescope(s), avec éventuellement une base étendue.

Projet	Pays	Télescopes	Base maxi	Diamètre	λ	Mise en service
COAST	Grande Bretagne	5	20	0,40	V	1991
GI2T	France	2+	65	1,52	V	1984
IOTA	États-Unis	2+	38	0,45	V, IR	1993
ISI	États-Unis	2+	85+	1,65	TIR	1988
MIRA-I	Japon	2+	4+	0,25+		
NPOI	États-Unis	3+	35+	0,12+	V	1994
PTI	États-Unis	3	110	0,40	IR	1995
SUSI	Australie	2	640	0,14	V	1991

TAB. I.1.1 – *Quelques caractéristiques des interféromètres optiques opérationnels. Le nombre de télescopes, la base maximale (en mètres), le diamètre de télescopes (en mètres), la bande spectrale d’utilisation (V = visible, IR = infrarouge, TIR = infrarouge lointain), et l’année de mise en service sont mentionnés. Le signe “+” signale, selon les cas, l’ajout prévu de télescope(s), éventuellement accompagné d’un gain en résolution angulaire (base plus grande).*

Ces interféromètres (mis à part le GI2T) se distinguent par des diamètres de télescope relativement modestes. Deux raisons expliquent ce dimensionnement : les coûts limités de fabrication, d’une part, et le souci d’approcher de la limite de diffraction à la longueur d’onde d’utilisation moyennant une correction basique des effets de la turbulence atmosphérique (ce point sera détaillé au chapitre 2). Les bases mentionnées dans le tableau I.1.1 sont les bases maximales disponibles. Du fait des faibles surfaces collectrices, les bases utilisées sont généralement plus modestes (surtout aux courtes longueurs d’onde d’observation) pour des raisons de sensibilité.

On pourra consulter les actes de la conférence donnée sur l’interférométrie à Kona en 1998 pour une revue de la plupart de ces instruments [REAS-98].

1.3.3 Les projets au sol

Les interféromètres actuellement en opération auront servi au mûrissement des techniques de l’interférométrie optique pour l’Astronomie. Ils auront également apporté des données scientifiques inédites. L’interférométrie a atteint une certaine maturité et se prépare à l’ère des interféromètres géants. Géants de par les distances envisagées entre les télescopes, mais aussi par le nombre et le diamètre des télescopes mis en jeu.

Parmi eux, les projets au sol sont les plus avancés et bon nombre d’entre eux entreront en activité dans moins d’une décennie. Ils sont au nombre de quatre, dont trois tout ou partie américains :

CHARA	C enter for H igh A ngular R esolution A stronomy (Mount Wilson, Californie) http://www.chara.gsu.edu/chara.html
KII	Keck Interferometer, (Mauna Kea, Hawaii) http://huey.jpl.nasa.gov/keck/
LBT	L arge B inocular T elescope (Mt Graham, Arizona) http://medusa.as.arizona.edu/lbtwww/lbt.html
VLTI	V ery L arge T elescope I nterferometer, (Cerro Paranal, Chili) http://www.eso.org/vlti/

Leurs principales caractéristiques sont rassemblées dans le tableau I.1.2. Pour chacun d'entre eux, le nombre de télescopes, la base maximale et le diamètre (en m), la bande spectrale d'utilisation et l'année de mise en service sont mentionnés. Les lettres V, IR et TIR désignent respectivement les domaines visible, infrarouge proche et moyen, et infrarouge thermique. Lorsque deux nombres de télescopes sont indiqués, le premier désigne le nombre de télescopes de très grand diamètre et le deuxième le nombre de télescopes de diamètre moindre. Les bases atteintes par les télescopes principaux seuls et avec les télescopes auxiliaires sont alors indiquées.

Projet	Pays	Tél.	Base maxi	Diamètre	λ	Mise en service
CHARA	États-Unis	6	335	1	V, IR	1999
KII	États-Unis	2/4	85/140	10/1,8	V, IR, TIR	2000
LBT	États-Unis/Italie	2	23	8.4	V, IR, TIR	1999
VLTI	Europe	4/3	130/202	8/1,8	V, IR, TIR	2000

TAB. I.1.2 – *Quelques caractéristiques des interféromètres optiques au sol en construction. Le nombre de télescopes, la base maximale (en mètres), le diamètre de télescopes (en mètres), la bande spectrale d'utilisation (V = visible, IR = infrarouge, TIR = infrarouge lointain), et l'année de mise en service sont mentionnés.*

À l'exception de CHARA, tous ces interféromètres mettent en jeu des télescopes de classe 8-10 m. Ces télescopes principaux sont parfois accompagnés de télescopes auxiliaires, éventuellement mobiles, destinés à améliorer la couverture du plan des fréquences spatiales. Les télescopes auxiliaires permettent l'accès à un grand nombre de bases simultanées, et une meilleure reconstruction de l'objet observé. Notons que la plupart de ces instruments proposeront des observations sur une bande spectrale très étendue.

Afin d'atteindre la limite de diffraction des surfaces collectrices mises en jeu, le principal effet limitant pour les télescopes de grand diamètre au sol, la turbulence atmosphérique, devra être corrigé. Le chapitre 2 lui est consacré.

2. UNE LIMITE À LA TRÈS HAUTE RÉOLUTION AU SOL : LA TURBULENCE ATMOSPHÉRIQUE

“Pour pouvoir engendrer une étoile qui danse, il faut en soi-même avoir quelque chaos.”

F. Nietzsche

Dans le chapitre 1, nous avons donné les notions et le vocabulaire essentiels concernant la très haute résolution angulaire. Quelques enjeux de l’interférométrie optique ont été décrits, et quelques projets mentionnés. Des projets de recombinaison cohérente de télescopes au sol ou dans l’espace existent. Loin d’être en contradiction, ces deux options sont complémentaires, le sol offrant une alternative moins coûteuse et moins risquée que l’espace. Nous nous intéresserons dans ce chapitre à la principale limitation des télescopes au sol dans le domaine des longueurs d’onde visible et proche infrarouge.

La fonction d’un télescope est de collecter le plus de lumière dans une image aussi fine que possible. En théorie, ces deux qualités vont de pair puisqu’elles dépendent du diamètre collecteur de l’instrument. En pratique, depuis que l’on sait fabriquer des télescopes de diamètre supérieur à une dizaine de centimètres, le pouvoir collecteur a pris le dessus sur le pouvoir séparateur limité par les effets turbulents de l’atmosphère terrestre. Les télescopes de 8 à 10 m de diamètre sont réalisables avec la technologie actuelle. Ils disposent d’un énorme pouvoir collecteur, mais ne seraient pas plus résolvents que le télescope fabriqué par Newton il y a près de trois siècles si aucun système de correction ne les équipait.

Je débiterai ce chapitre par une présentation de la modélisation physique de la turbulence atmosphérique communément admise, et vérifiée expérimentalement. Je détaillerai ensuite la façon dont la turbulence peut être modélisée numériquement. J’exposerai enfin deux solutions modernes visant à compenser ou corriger les effets de la turbulence sur la formation des images astronomiques. Le déroulement de ce chapitre est proche de la chronologie : il montre comment, à partir de la représentation de la turbulence, les astronomes ont développé des moyens de s’en affranchir au moins partiellement.

2.1 Introduction à la turbulence atmosphérique

Une étude détaillée des effets optiques de la turbulence atmosphérique est présentée dans [RODD-81], et plus récemment dans [RODD-99]. Une analyse plus spécifique à l’interférométrie optique peut être trouvée dans [RODD-84]. Je présente dans cette section les grandes lignes.

2.1.1 Représentation physique de la turbulence

Dans l’atmosphère terrestre, les mouvements de convection près du sol et de cisaillement près de la tropopause entraînent, par le mélange de couches d’air de températures différentes, des variations d’indice de réfraction qui modifient de manière rapide et aléatoire le trajet des ondes optiques. Il en résulte des **fluctuations de phase**. On négligera les **fluctuations d’intensité** (effet de **scintillation**) dues aux effets de la diffraction par les plus hautes couches de l’atmosphère.

Le physicien russe Kolmogorov a établi en 1941 [KOLM-41] la **théorie des cascades** décrivant les phénomènes turbulents, notamment la turbulence atmosphérique. Dans un milieu à turbulence pleinement développée, l’énergie cinétique se transfère des mouvements à grande échelle vers des mouvements d’échelle de plus en plus petite, jusqu’à une échelle limite où elle se dissipe en chaleur.

La **loi de Kolmogorov** donne l'énergie cinétique comme fonction de la fréquence spatiale, f , élevée à la puissance $-11/3$ dans le cas à une seule dimension. Cette loi est valable pour le domaine $L_0^{-1} \ll |f|^2 \ll l_0^{-1}$, où L_0 et l_0 désignent respectivement les **limites supérieure et inférieure des échelles de la turbulence**, et déterminent le **domaine d'inertie**.

L'indice de réfraction de l'air est fonction de la température et de la concentration en vapeur d'eau. Les densités spectrales des fluctuations de ces deux quantités suivent la loi de Kolmogorov. Tatarski [TATA-61] décrit la **densité spectrale des fluctuations d'indice** :

$$\Phi_N(\mathbf{f}, h) = 0,033 C_N^2(h) \mathbf{f}^{-11/3} . \quad (\text{I.2.1})$$

Le paramètre $C_N^2(h)$ ($m^{-2/3}$) est la **constante de structure de l'indice de réfraction**. Il traduit l'intensité de la turbulence et est défini à partir de la **fonction de structure d'indice** :

$$D_N(\rho) = \left\langle |\Delta N(\mathbf{u}) - \Delta N(\mathbf{u} + \rho)|^2 \right\rangle = C_N^2(h) |\rho|^{2/3} . \quad (\text{I.2.2})$$

Les applications qui nous intéressent concernent la propagation verticale des ondes optiques dans une atmosphère turbulente. C'est toujours ce cas que nous considérerons par la suite. La distribution verticale du coefficient C_N^2 peut être donnée par exemple par le **modèle de Hufnagel** [HUFN-74]. Cette distribution est illustrée par la figure I.2.1. La constante de structure de l'indice décroît régulièrement avec l'altitude dans les couches régies par un régime de convection puis remonte lorsque le régime de cisaillement prend le dessus.

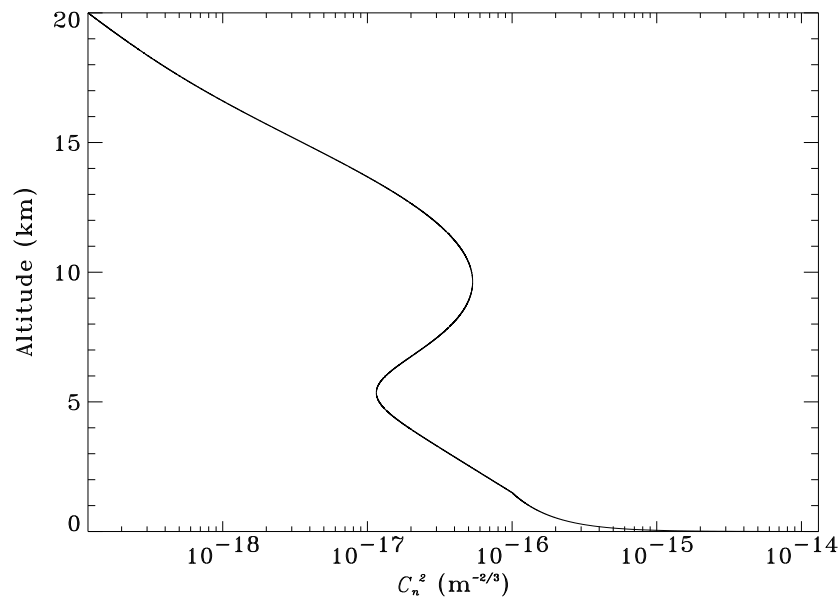


FIG. I.2.1 – Profil de la constante de structure de l'indice, C_N^2 .

2.1.2 Turbulence optique : vocabulaire et valeurs typiques

2.1.2.1 Les paramètres essentiels

- *Le paramètre de Fried...*

L'étude de la turbulence atmosphérique, de ses effets et de sa modélisation dans un contexte astronomique fut réalisée par Fried [FRIE-65, FRIE-66]. L'imagerie à travers la turbulence atmosphérique

peut être décrite à partir de la **longueur de cohérence de l'atmosphère**. Elle se définit comme l'intégrale sur la hauteur suivante :

$$r_0 = 1,68 \left[k^2 \int_0^\infty C_N^2(h) dh \right]^{-3/5}. \quad (\text{I.2.3})$$

Ce paramètre résulte de l'influence de toutes les couches turbulentes intégrées jusqu'au niveau du télescope. Connu comme le **paramètre de Fried**, il représente le diamètre de télescope qui donne la même résolution limitée par la diffraction qu'en présence de turbulence. Une surface de diamètre r_0 définit une **aire de cohérence**. r_0 est typiquement d'une douzaine de cm dans le visible pour un site astronomique.

- ... et les paramètres qui lui sont liés

Supposons un télescope de diamètre inférieur ou égal au paramètre de Fried à une longueur d'onde d'observation donnée (figure I.2.2, partie gauche). Ce dernier est limité par la diffraction, et la FEP est voisine de la tache de diffraction théorique. Dès que le diamètre physique du télescope dépasse le paramètre de Fried (figure I.2.2, partie droite), plusieurs aires de cohérence sont collectées par la pupille. En plan focal, la FEP courbe pose comporte de nombreuses **tavelures** (*speckles* en anglais) : l'énergie n'est plus répartie en une tache unique dans le plan focal, mais en une multitude de taches mobiles au cours du temps, moins brillantes, et réparties sur une large zone. Le nombre de ces tavelures est $N_s \approx (D/r_0)^2$ et leur taille moyenne λ/D . La FEP étalée a un diamètre moyen de λ/r_0 .

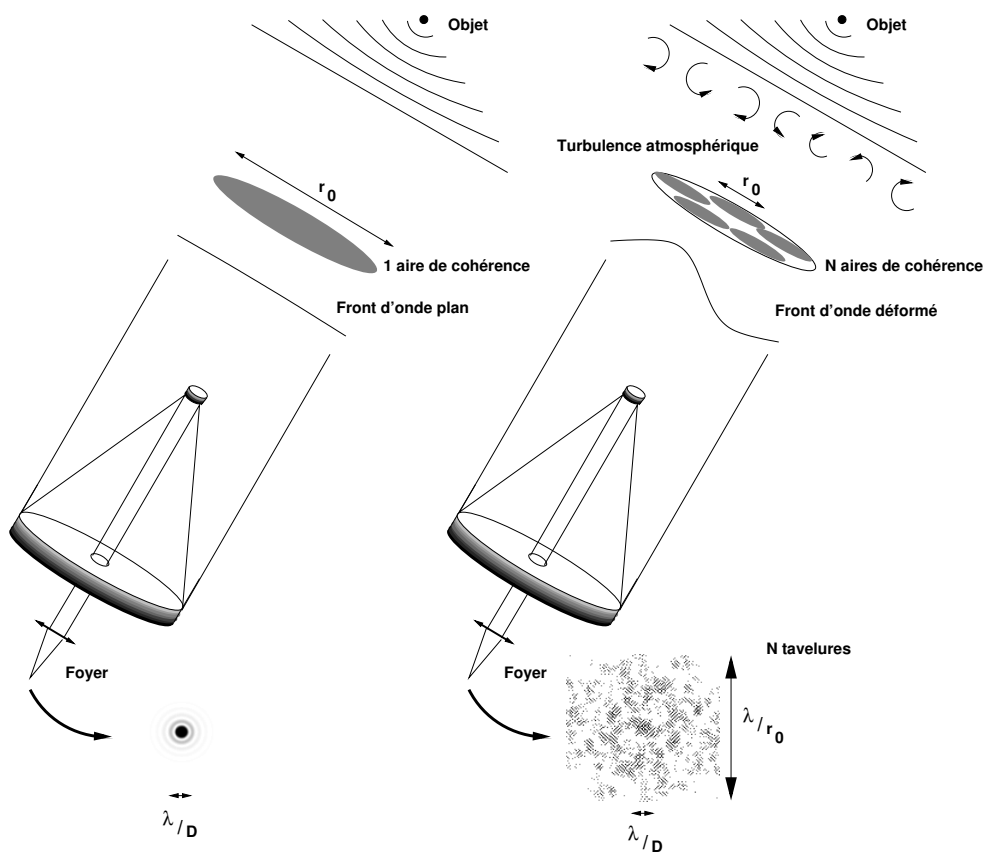


FIG. I.2.2 – Formation de l'image au foyer d'un télescope. Cas d'un télescope limité par la diffraction (à gauche) et d'un télescope limité par la turbulence atmosphérique (à droite).

La résolution angulaire durant l’observation est le **seeing**, exprimé en secondes d’arc (arcsec) et noté ω . Il est directement relié au paramètre de Fried : $\omega \approx \lambda/r_0$. Sa valeur typique est de 1 arcsec dans le visible.

Le **temps de cohérence**, noté τ_0 , définit le temps caractéristique pendant lequel une tavelure est figée. Il est proportionnel au temps mis par la turbulence pour se déplacer d’une longueur de cohérence : $\tau_0 \propto r_0/V$, où V est la vitesse moyenne du vent. Il est typiquement de 10 ms dans le visible.

L’**angle isoplanétique**, noté γ , définit une zone angulaire dans le ciel pour laquelle les fronts d’onde restent corrélés. Il est proportionnel à la taille angulaire d’une aire de cohérence située à l’altitude moyenne de la turbulence, et vue depuis le sol : $\gamma \propto r_0/h$, où h est la hauteur moyenne de la turbulence.

Ces paramètres s’expriment tous, *via* le paramètre de Fried dont ils dépendent, sous forme d’une intégrale sur la hauteur. Généralement une couche est dominante sur les autres et détermine les valeurs moyennes de la hauteur et de la vitesse de la turbulence.

2.1.2.2 Dépendance chromatique

Le paramètre r_0 est chromatique (loi en $\lambda^{6/5}$). Par incidence, tous les paramètres vus plus haut le sont aussi. Le tableau I.2.1 rassemble les paramètres essentiels de la turbulence et leur dépendance chromatique. De manière générale, l’amplitude des déformations est inversement proportionnelle à la longueur d’onde. La turbulence atmosphérique est donc moins contraignante vers les longueurs d’onde élevées.

		Dépendance en longueur d’onde	Dépendance en angle zénital
Paramètre de Fried	r_0	$\lambda^{6/5}$	$(\cos \theta)^{3/5}$
<i>Seeing</i>	ω	$\lambda^{-1/5}$	$(\cos \theta)^{-3/5}$
Nombre de <i>speckles</i>	N_s	$\lambda^{-12/5}$	$(\cos \theta)^{-6/5}$
Temps de cohérence	τ_0	$\lambda^{6/5}$	$(\cos \theta)^{3/5}$
Angle isoplanétique	γ	$\lambda^{6/5}$	$(\cos \theta)^{8/5}$

TAB. I.2.1 – *Les paramètres clés de la turbulence atmosphérique.*

2.1.2.3 Le rapport de Strehl

Le **rapport de Strehl**, noté SR , est défini par le rapport du maximum de la FEP avec aberration sur le maximum théorique (limite de diffraction). Il quantifie la dégradation de la distribution d’intensité au foyer du télescope par la turbulence atmosphérique.

Fried [FRIE-65] donne pour estimation du Strehl $(r_0/D)^2$. Pour les faibles valeurs de D/r_0 , Conan [CONA-94] donne pour estimation du Strehl l’exponentielle de la variance de phase sur la pupille : $\exp(-\sigma_\phi^2)$.

2.1.2.4 Variance de la phase

Compte tenu de l’expression (I.2.3) du paramètre de Fried, la fonction de structure de phase (définie à partir de la fonction de structure d’indice (I.2.1)) s’écrit :

$$D_\phi(r) = 6,88 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{5/3}. \tag{I.2.4}$$

Fried a montré que la variance spatiale de la phase turbulente sur la pupille est :

$$\sigma_{\phi}^2 = 1,03 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (\text{I.2.5})$$

Il a de plus prouvé que la plupart de l'énergie de la phase turbulente est comprise dans le basculement global. La suppression de ce terme par un dispositif de correction fait tomber la variance à la valeur de :

$$\sigma_{\phi, \text{ basculement corrigé}}^2 = 0,134 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (\text{I.2.6})$$

2.2 Décomposition de la phase turbulente

Dans la suite de cette section, les notations seront allégées en prenant pour expression de la moyenne sur la pupille :

$$\langle \varphi(\mathbf{r}) \rangle_{\circ} = \frac{1}{S} \int_{\text{pupille}} \varphi(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (\text{I.2.7})$$

2.2.1 Les polynômes de Zernike

Les **polynômes de Zernike** [ZERN-34] sont un outil précieux pour exprimer les aberrations optiques [BORN-80]. Les premiers d'entre eux correspondent aux aberrations classiques. On écrira la projection de la phase perturbée dans l'instrument sur la base des polynômes de Zernike :

$$\phi(\mathbf{r}) = \sum_i a_i Z_i(\mathbf{r}), \quad (\text{I.2.8})$$

où Z_i est le polynôme numéro i , et a_i le poids qui lui est affecté.

2.2.1.1 Définition et propriétés

Les polynômes de Zernike sont définis sur un disque unitaire et exprimés comme le produit d'une **fonction polynômiale** et d'une **fonction trigonométrique**. Ces polynômes existent sous de nombreuses formes selon la normalisation choisie. On utilisera ici l'expression donnée par Noll :

$$Z_i(\mathbf{r}) = R_n^m(r) \Theta_n^m(\theta), \quad (\text{I.2.9})$$

où (r, θ) désignent les coordonnées polaires du vecteur \mathbf{r} . Le polynôme radial d'ordre n , $R_n^m(r)$, est défini par :

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! [(n+m)/2 - s]! [(n-m)/2 - s]!} r^{n-2s}. \quad (\text{I.2.10})$$

n et m désignent respectivement le **degré radial** et le **degré azimutal** du polynôme Z_i . La fonction trigonométrique de période $2\pi/m$, $\Theta_n^m(\theta)$, est définie par :

$$\Theta_n^m(\theta) = \begin{cases} \sqrt{n+1} & \text{si } m = 0, \\ \sqrt{2(n+1)} \cos(m\theta) & \text{si } m \neq 0 \text{ et } i \text{ pair,} \\ \sqrt{2(n+1)} \sin(m\theta) & \text{si } m \neq 0 \text{ et } i \text{ impair.} \end{cases} \quad (\text{I.2.11})$$

n	Degré azimutal m				
	0	1	2	3	4
0	\mathbf{Z}_1				
	1				
	Piston				
1		$\mathbf{Z}_2, \mathbf{Z}_3$			
		$2r \cos \theta$ $2r \sin \theta$			
	Basculement				
2	\mathbf{Z}_4		$\mathbf{Z}_5, \mathbf{Z}_6$		
	$\sqrt{3}(2r^2 - 1)$		$\sqrt{6}r^2 \cos 2\theta$ $\sqrt{6}r^2 \sin 2\theta$		
	Défocalisation		Astigmatisme		
3		$\mathbf{Z}_7, \mathbf{Z}_8$		$\mathbf{Z}_9, \mathbf{Z}_{10}$	
		$\sqrt{8}(3r^3 - 2r) \cos \theta$ $\sqrt{8}(3r^3 - 2r) \sin \theta$		$\sqrt{8}r^3 \cos 3\theta$ $\sqrt{8}r^3 \sin 3\theta$	
	Coma			Coma triangulaire	
4	\mathbf{Z}_{11}		$\mathbf{Z}_{12}, \mathbf{Z}_{13}$		$\mathbf{Z}_{14}, \mathbf{Z}_{15}$
	$\sqrt{5}(6r^4 - 6r^2 + 1)$		$\sqrt{10}(4r^4 - 3r^2) \cos 2\theta$ $\sqrt{10}(4r^4 - 3r^2) \sin 2\theta$		$\sqrt{10}r^4 \cos 4\theta$ $\sqrt{10}r^4 \sin 4\theta$
	Aberr. sphérique				

TAB. I.2.2 – Expression des 15 premiers polynômes de Zernike.

Chaque polynôme de Zernike est associé à un degré radial et un degré azimutal. Inversement, chaque paire (n, m) est associée à un ou deux polynômes de Zernike, selon que $m = 0$ ou $m \neq 0$, respectivement. Dans le cas où deux polynômes ont les mêmes ordres n et m , celui dont j est pair correspond à un mode en cosinus et celui dont j est impair correspond à un mode en sinus. De manière générale, m et n sont de même parité et obéissent à la règle : $0 \leq m \leq n$. Les polynômes de Zernike sont désignés par le numéro i et classés par ordre radial croissant et, pour un ordre radial donné, par ordre azimutal croissant.

Le tableau I.2.2 rassemble les expressions des 15 premiers polynômes de Zernike (Z_i , suivi de son expression en fonction de r et de θ), c'est-à-dire jusqu'à l'ordre radial 4 inclus. La normalisation est telle que la variance de chaque polynôme sur un disque unité est 1.

Deux propriétés caractérisent les polynômes de Zernike exprimés sur un support circulaire plein : ils sont à moyenne spatiale nulle (mis à part le terme de piston) et sont orthogonaux.

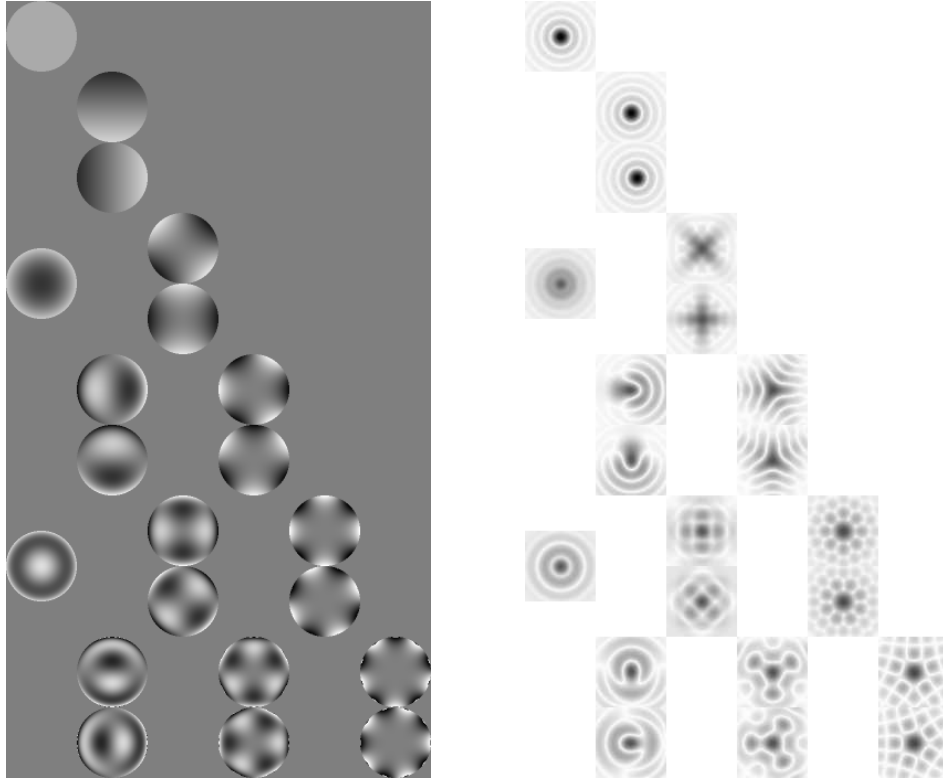
$$\langle Z_i(\mathbf{r}) \rangle_{\bigcirc} = 0, \quad (\text{I.2.12})$$

$$\langle Z_i(\mathbf{r}) Z_j(\mathbf{r}) \rangle_{\bigcirc} = \delta_{ij}, \quad (\text{I.2.13})$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker.

2.2.1.2 FEP correspondantes

La figure suivante donne, pour les 21 premiers polynômes de Zernike (c'est-à-dire jusqu'à l'ordre radial 5 inclus), une vue de la phase et de la FEP associée. Les coefficients a_i ont été arbitrairement fixés à 1.



2.2.1.3 Expression de la variance de la phase

La variance de la phase aberrée sur une pupille circulaire pleine s'écrit :

$$\sigma_{\circ}^2(\phi(\mathbf{r})) = \langle \phi(\mathbf{r})^2 \rangle_{\circ} - \left(\langle \phi(\mathbf{r}) \rangle_{\circ} \right)^2. \quad (\text{I.2.14})$$

soit, parce que les polynômes sont orthonormés sur la pupille [NOLL-76] :

$$\sigma_{\circ}^2(\phi(\mathbf{r})) = \sum_{i=2}^{\infty} a_i^2. \quad (\text{I.2.15})$$

2.2.1.4 Projection de la phase turbulente

Noll [NOLL-76] a proposé l'utilisation de la base des polynômes de Zernike pour la décomposition de la phase turbulente. La phase spatio-temporelle peut s'écrire :

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(t) Z_i(\mathbf{r}), \quad (\text{I.2.16})$$

où chaque a_i est la projection de la phase sur le Zernike numéro i :

$$a_i(t) = \langle \phi(\mathbf{r}, t) Z_i(\mathbf{r}) \rangle_{\circ}. \quad (\text{I.2.17})$$

Les coefficients a_i sont liés statistiquement entre eux. Les variances (radian²) des 45 premiers polynômes (hors piston) sont représentées sur la figure I.2.3 [NOLL-76]. Les valeurs sont indiquées pour $D/r_0 = 1$.

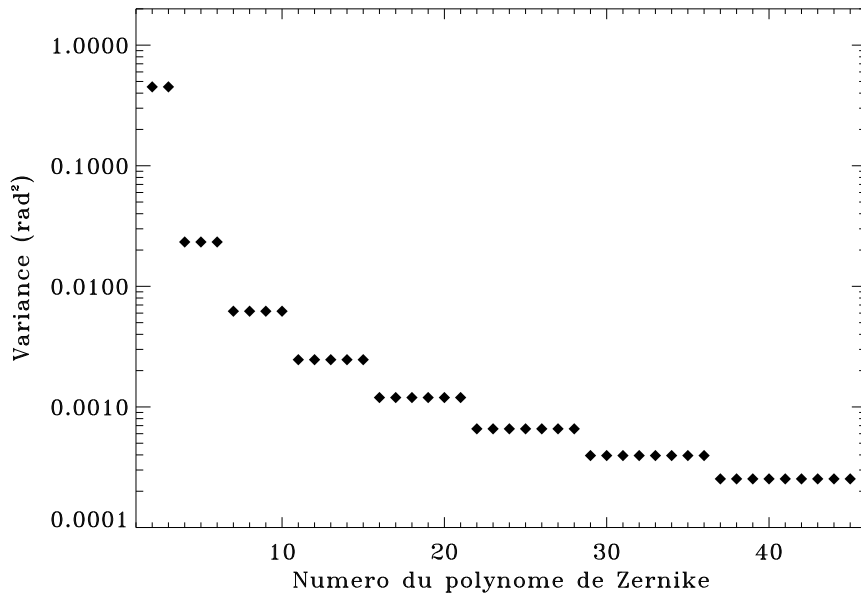


FIG. I.2.3 – Variance des coefficients a_i dans le cas turbulent.

2.2.2 Simulation de fronts d'onde turbulents

Le besoin de simuler numériquement des fronts d'onde turbulents apparaît lorsque l'on veut dimensionner ou prédire les performances d'un système faisant intervenir la propagation optique à travers l'atmosphère.

La simulation de fronts d'onde perturbés par la turbulence atmosphérique ne se fait pas simplement par tirage aléatoire d'écrans de phase. Les coefficients de Zernike, résultats de la projection de la phase turbulente sur la base de polynômes, sont liés statistiquement par le spectre théorique de la turbulence.

Une méthode de simulation de fronts d'onde turbulents fut pour la première fois décrite par McGlamery [MACG-76]. Elle consiste à effectuer des tirages aléatoires d'écrans de phase sur la pupille et d'introduire la corrélation atmosphérique *a posteriori* en filtrant par le spectre de Kolmogorov. Cette méthode nécessite une transformation de Fourier 2D pour passer du domaine spectral au domaine spatial, d'où un temps de calcul non négligeable pour des simulations à nombreux tirages. Cette méthode a tendance à sous-estimer les basses fréquences spatiales, dont le basculement de front d'onde qui contribue pourtant pour plus de 80% aux déformations.

Nicolas Roddier [RODD-90] a proposé une méthode plus rapide : les écrans de phase ne sont pas tirés aléatoirement mais produits par des coefficients de Karhunen-Loeve indépendants. Ces polynômes sont obtenus par diagonalisation de la matrice de covariance des coefficients de la décomposition de la phase turbulente sur les polynômes de Zernike. Quelques termes peuvent être mis à zéro de manière à simuler une correction partielle de la phase. Les séquences temporelles peuvent être simulées avec un coefficient D/r_0 arbitraire, car il s'agit d'un facteur d'échelle qui peut être introduit *a posteriori*.

La méthode de simulation de fronts d'onde utilisée dans la suite de ce mémoire [ROUS-91] est fondée sur cette deuxième approche.

2.3 Caractérisation temporelle de la turbulence

La turbulence est un phénomène dynamique évoluant spatialement **et** temporellement. Dans cette section, l'hypothèse de Taylor, qui lie l'évolution spatiale et l'évolution temporelle, est rappelée. Quelques exemples de spectres temporels sont donnés [CONA-94, CONA-95].

2.3.1 L'hypothèse de Taylor

L'expérience montre que, dans le cas d'une **turbulence pleinement développée**, le temps d'évolution des inhomogénéités de température (et donc d'indice de réfraction) est petit devant le temps de passage de la turbulence devant l'ouverture du télescope. On peut alors faire l'**approximation de Taylor**, qui exprime l'équivalence des descriptions spatiale et temporelle de la turbulence. Le passage de l'une à l'autre s'opère grâce à la vitesse de la turbulence.

Dans la suite de cette section, on considèrera une couche turbulente unique, de vitesse de déplacement V . Je vais exprimer le spectre temporel de la turbulence et de quelques ordres d'intérêt pour les applications interférométriques.

2.3.2 Spectre temporel de la turbulence

Soit $G(\mathbf{u}, t)$ (avec $\mathbf{u} = (x, y)$) une fonction de l'espace et du temps liée à la phase $\phi(\mathbf{u}, t)$, et $M_G(\mathbf{u})$ une fonction spatiale dépendante de l'instrument avec lequel la phase est mesurée. $G(\mathbf{u}, t)$ et $M_G(\mathbf{u})$ sont liées par la loi de convolution suivante :

$$G(\mathbf{u}, t) = M_G(\mathbf{u}) * \phi(\mathbf{u}, t) . \quad (\text{I.2.18})$$

La densité spectrale de puissance de $G(\mathbf{u}, t)$ s'écrit :

$$W_G(\mathbf{f}) = \tilde{G}(\mathbf{f}, t) = \left| \widetilde{M_G}(\mathbf{f}) \right|^2 \times W_\phi(\mathbf{f}) , \quad (\text{I.2.19})$$

où $W_\phi(\mathbf{f})$ représente la densité spectrale de la phase, soit :

$$W_\phi(\mathbf{f}) = 0.033(2\pi)^{-2/3} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 C_N^2 dh f^{-11/3} , \quad (\text{I.2.20})$$

dans le cas d'une onde parfaitement plane, et si la turbulence est représentée par une couche unique d'épaisseur dh .

La densité spectrale de puissance à deux dimensions de $G(\mathbf{u}, t)$ est liée à son spectre (monodimensionnel) temporel *via* la relation suivante déduite de l'hypothèse de Taylor :

$$G(\mathbf{u}, t + \tau) = G(\mathbf{u} - \tau \mathbf{V}, t) , \quad (\text{I.2.21})$$

où \mathbf{V} représente le vecteur vitesse du vent. En supposant $\mathbf{V} = V \mathbf{x}$, on peut exprimer le spectre de puissance temporel en fonction du spectre spatial :

$$w_G(\nu) = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{\infty} W_G\left(\frac{\nu}{V}, f_y\right) df_y . \quad (\text{I.2.22})$$

2.3.3 Quelques exemples de fonctions de filtrage

Quelques exemples [CONA-95] de fonctions de filtrage spatial $M_G(\mathbf{u})$, et donc de fonctions $G(\mathbf{u}, t)$, sont donnés dans cette section. Ils seront utiles pour le calcul du spectre temporel d'aberrations typiques auxquelles un interféromètre peut être soumis.

2.3.3.1 Phase en un point de l'espace

Pour la phase en un point de l'espace, on pose :

$$G(\mathbf{u}) = \phi(\mathbf{u}), \quad (\text{I.2.23})$$

ce qui donne le spectre temporel suivant :

$$w_\phi(\nu) \propto C_N^2 \frac{dh}{V} \left(\frac{\nu}{V} \right)^{-8/3}. \quad (\text{I.2.24})$$

On trouve une loi en $\nu^{-8/3}$ et la propriété connue du modèle de Kolmogorov pour lequel la variance est infinie si les basses fréquences spatiales ne sont pas pondérées par une échelle externe finie.

2.3.3.2 Piston atmosphérique

On considère la phase moyennée sur la pupille. La fonction $G(\mathbf{u})$ résulte de la convolution de la phase par la fonction pupille $P_\circ(\mathbf{u}/D)$. La fonction $G(\mathbf{u})$ et la fonction de filtrage spatial s'écrivent :

$$G(\mathbf{u}) = P_\circ(\mathbf{u}/D) * \phi(\mathbf{u}), \quad (\text{I.2.25})$$

$$\widetilde{M}_G(\mathbf{f}) = \frac{J_1(\pi Dq)}{\pi Dq}, \quad (\text{I.2.26})$$

où $q = \sqrt{(\nu/V)^2 + f_y^2}$. Le spectre temporel du piston atmosphérique s'exprime directement :

$$w_{\text{piston}}(\nu) \propto \frac{4}{V} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{J_1(\pi Dq)}{\pi Dq} \right)^2 W_\phi(q) df_y. \quad (\text{I.2.27})$$

Ce spectre présente une fréquence de coupure à $\nu = 0,3V/D$. Il obéit à une loi en $\nu^{-8/3}$ en-deçà de cette valeur, et en $\nu^{-17/3}$ au-delà.

2.3.3.3 Polynômes de Zernike

Je ne donnerai pas le détail des spectres temporels des polynômes de Zernike. Quelques propriétés remarquables les concernant sont à signaler :

- la fréquence de coupure dans le spectre augmente avec le degré radial du polynôme :

$$f_c \approx 0,3(n+1) \frac{V}{D}; \quad (\text{I.2.28})$$

- au-delà de la fréquence de coupure, chaque spectre suit une loi en $f^{-17/3}$;
- en deçà de la fréquence de coupure, le comportement dépend de la nature du polynôme et présente une faible dépendance en f ($f^{-4/3}$, f^0 , ...).

2.4 La turbulence en interférométrie

Considérons un interféromètre au sol. Selon la taille des télescopes et la distance qui les sépare, deux effets liés à la turbulence atmosphérique vont avoir une incidence sur l'observable interférométrique.

L'état de turbulence au-dessus de chacun des télescopes, tout d'abord, introduit un **piston atmosphérique** aléatoire défini par la moyenne de la phase turbulente sur la pupille. Ce terme est sans importance dans le cas de l'imagerie monotélescope car il se traduit par un retard global de la phase. Il

est par contre critique pour les applications interférométriques car la différence aléatoire de la moyenne de la phase au-dessus des télescopes, le **piston différentiel**, modifie la différence de marche (ddm) : les franges d'interférence changent de position au cours du temps. La turbulence atmosphérique en est la principale composante, mais des défauts liés à l'instrument, tel le défaut de vitesse des lignes à retard, peuvent l'aggraver.

La turbulence au-dessus de chaque pupille, ensuite, représentée principalement par le basculement de front d'onde mais également par des modes supérieurs, dégrade la qualité des faisceaux que l'on fait interférer et va se traduire par une diminution du contraste mesuré.

Je donne dans cette section quelques informations relatives au piston différentiel. L'influence de la turbulence atmosphérique sur l'observable interférométrique est ensuite abordée.

2.4.1 Cas particulier du piston différentiel

2.4.1.1 Écart-type

Comme pour les autres types d'aberrations [RODD-81], la statistique du piston différentiel est gaussienne et définie par son écart-type. Ce dernier s'écrit en fonction de la distance B entre les télescopes et de la force de la turbulence :

$$\sigma_\epsilon = \frac{2,62}{2\pi} \lambda \left(\frac{B}{r_0} \right)^{5/6}. \quad (\text{I.2.29})$$

L'écart-type est donné ici en unité de longueur, pour une durée de séquence et une échelle externe de la turbulence infinies. L'influence de la durée de la séquence d'acquisition des franges d'interférence sera abordée plus loin. L'échelle externe de la turbulence, quant à elle, impose une saturation de l'écart-type du piston différentiel dès qu'elle est inférieure à la base de l'interféromètre. Notons que, puisque r_0 varie en $\lambda^{6/5}$, l'écart-type exprimé en phase est **achromatique**.

2.4.1.2 Spectre temporel

On considère que la base de l'interféromètre est orientée selon l'axe x . La fonction $G(\mathbf{u})$ résulte de la convolution de la phase par les deux pupilles. $G(\mathbf{u})$ et la fonction de filtrage spatial s'écrivent [CONA-95] :

$$G(\mathbf{u}) = [\delta(\mathbf{u} + \mathbf{B}) - \delta(\mathbf{u})] * P_\circ(\mathbf{u}/D) * \phi(\mathbf{u}), \quad (\text{I.2.30})$$

$$\widetilde{M}_G(\mathbf{f}) = \sin(\pi \mathbf{f} \cdot \mathbf{B}) \times \frac{J_1(\pi D q)}{\pi D q}. \quad (\text{I.2.31})$$

Le spectre temporel du piston différentiel s'exprime directement :

$$w_{\text{piston différentiel}}(\nu) \propto 4 \sin\left(\pi B \frac{\nu}{V}\right)^2 w_{\text{piston}}(\nu). \quad (\text{I.2.32})$$

La figure I.2.4 représente les pentes du profil théorique correspondant, calculé avec une base de 38 m et un diamètre de télescopes de 45 cm. La vitesse moyenne du vent a été prise égale à 20 m.s⁻¹ et l'échelle externe de la turbulence atmosphérique égale à 1000 m.

Quatre segments en ν^0 , $\nu^{-2/3}$, $\nu^{-8/3}$, $\nu^{-17/3}$, s'articulent autour de trois fréquences de coupure correspondant respectivement à l'échelle externe de la turbulence, à la base de l'interféromètre et au

diamètre des télescopes [CONA-95] :

$$\nu_0 = \frac{V}{L_0}, \tag{I.2.33}$$

$$\nu_1 = 0,2 \frac{V}{B}, \tag{I.2.34}$$

$$\nu_2 = 0,3 \frac{V}{D}. \tag{I.2.35}$$

Avec les valeurs numériques choisies, les fréquences de coupure qui apparaissent dans le spectre sont respectivement 0,02 Hz, 0,3 Hz et 13 Hz.

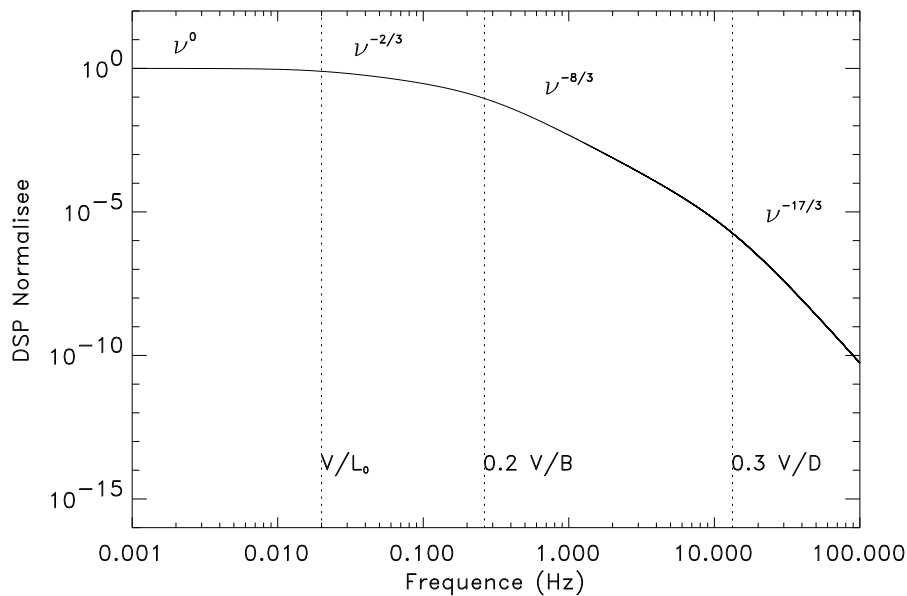


FIG. I.2.4 – *Spectre temporel du piston différentiel.*

2.4.1.3 Fonction d'atténuation

En pratique, l'effet du piston différentiel va nous concerner lors de l'acquisition d'interférogrammes. Ces séquences sont de durée finie. La diminution de la séquence aura pour conséquence de réduire l'écart-type du piston différentiel. Le facteur d'atténuation s'écrit [COLA-85] :

$$\sigma_{\text{mouvement de franges}}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \left\langle \left(\phi(t) - \frac{1}{T} \int_0^T \phi(t') dt' \right)^2 \right\rangle dt, \tag{I.2.36}$$

où $\phi(t)$ est la phase des franges.

Si l'on nomme $W_\phi(\mathbf{f})$ la densité spectrale de puissance de la phase, l'équation (I.2.36) devient [COLA-85] :

$$\sigma_{\text{mouvement de franges}}^2 = \int_0^\infty W_\phi(\mathbf{f}) \left(1 - \text{sinc}(\pi f T) \right)^2 df. \tag{I.2.37}$$

Colavita définit un temps de cohérence T_0 comme intervalle de temps pendant lequel la variance moyenne du mouvement des franges est égale à 1 radian². Ce temps de cohérence diffère de la définition

usuelle introduite par Fried, mais elle est plus appropriée dans le contexte de l'interférométrie. C'est le **temps de cohérence interférométrique**.

$$T_0 = 0,81 \frac{r_0}{V}. \quad (\text{I.2.38})$$

La figure I.2.5 donne le comportement du facteur d'atténuation en fonction du temps, calculée selon l'équation (I.2.37). Elle croît régulièrement et vaut 1 pour des séquences longues. Dans cet exemple, la base choisie est 38 m, pour un diamètre de télescope de 45 cm. La vitesse de vent est 20 m.s^{-1} , le paramètre de Fried 60 cm à $\lambda = 2,2 \mu\text{m}$, et l'échelle externe de la turbulence infinie. Le temps de cohérence interférométrique est environ 25 ms.

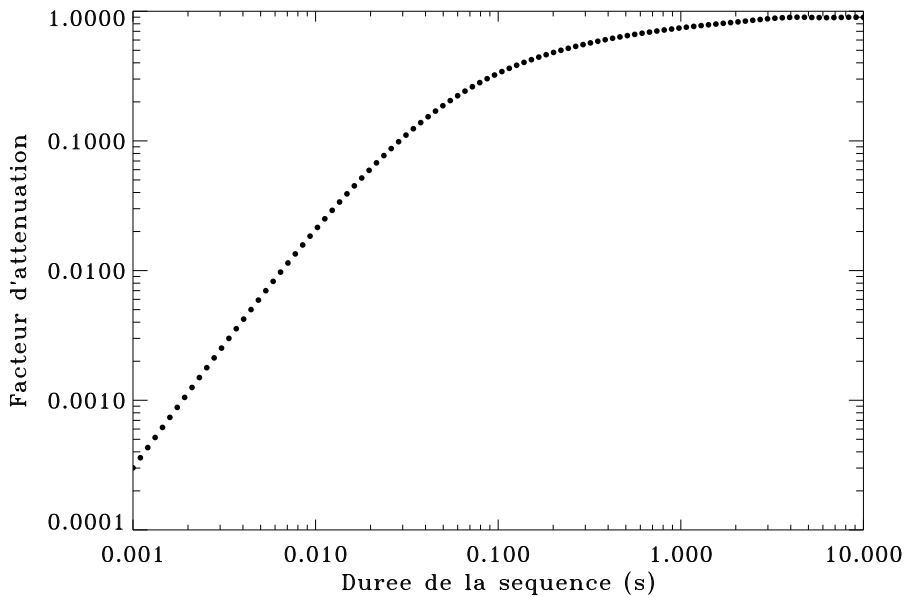


FIG. I.2.5 – *Fonction d'atténuation de l'écart-type du piston différentiel en fonction de la durée de la séquence d'acquisition.*

La fonction d'atténuation suit une loi en $T^{5/3}$ pour des séquences de durée allant jusqu'au temps de cohérence interférométrique. Après une zone de transition, la fonction d'atténuation adopte un comportement en $T^{1/3}$. La représentation de la figure I.2.5 s'écarte en fait légèrement de la loi en $T^{5/3}$ pour les faibles valeurs de temps d'intégration, en raison de limitations numériques dans le calcul de l'intégrale infinie (I.2.37).

2.4.2 Influence de la turbulence sur l'observable

Les effets de la turbulence atmosphérique sur un interférogramme sont représentés sur la figure I.2.6. La phase turbulente au-dessus de chaque télescope, hors piston, se traduit par une diminution du contraste mesuré d'un facteur qui varie aléatoirement dans le temps. Le piston différentiel introduit un effet de bougé de la frange centrale et modifie aléatoirement l'espacement des franges d'interférence. La phase turbulente et le piston différentiel entachent chaque mesure de contraste d'une barre d'erreur d'autant plus importante que les conditions sont sévères.

Le contraste est affecté par la **fonction de transfert atmosphérique**, T_a :

$$C = T_a \times T_i \times V. \quad (\text{I.2.39})$$

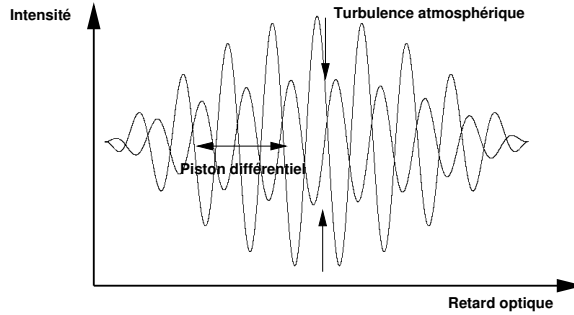


FIG. I.2.6 – Effets de la turbulence sur un interférogramme.

T_i représente la fonction de transfert instrumentale. Elle varie lentement et, on l'a vu, est étalonnée en observant une source de visibilité connue. Elle inclut les effets stationnaires ou variant très lentement comme les défauts de réglage, les aberrations optiques, les dérives thermiques. T_a varie très rapidement, sur une échelle de quelques dizaines de millisecondes, et ne peut pas être étalonnée avec autant de facilité.

Dans le cas particulier où l'on considère que les états de turbulence au-dessus des télescopes sont décorrélés, la fonction de transfert atmosphérique s'exprime comme [CONA-94] :

$$T_a = \exp\left(-\frac{\sigma^2(\phi_1)}{2}\right) \times \exp\left(-\frac{\sigma^2(\phi_2)}{2}\right) \times \exp\left(-\frac{\sigma^2(\Delta P)}{2}\right), \quad (\text{I.2.40})$$

où $\sigma^2(\phi_1)$ et $\sigma^2(\phi_2)$ représentent les variances de phase respectives, et $\sigma^2(\Delta P)$ représente la variance du piston différentiel (exprimé en phase) pendant une intégration élémentaire.

Afin d'assurer la qualité et la précision des mesures de contraste, la fonction de transfert atmosphérique va devoir être améliorée et/ou étalonnée en temps réel (c'est-à-dire en un temps inférieur au temps de cohérence).

L'amélioration de T_a ne passe pas obligatoirement par la mise en place d'un système de correction. Des diamètres de télescopes restreints au diamètre de Fried ou bien l'observation vers les grandes longueurs d'onde sont des moyens passifs d'obtenir une fonction de transfert atmosphérique meilleure et plus stable. Dans le cas de télescopes de grand diamètre, l'ajout d'un système de correction de la phase turbulente constitue par contre le meilleur moyen d'améliorer la fonction de transfert atmosphérique.

L'étalonnage de T_a nécessite de sacrifier une partie du flux reçu de l'objet vers une voie d'analyse. Chacune des voies de l'interféromètre doit être étalonnée car l'état de turbulence est différent au-dessus de chacun des télescopes.

Dans les sections suivantes, deux méthodes de correction de la fonction de transfert atmosphérique sont décrites. La première méthode, l'Optique Adaptative, permet de compenser en temps réel la phase turbulente au-dessus de chacun des télescopes. Elle permet de réduire les variances de phase, $\sigma^2(\phi_1)$ et $\sigma^2(\phi_2)$, exprimées dans l'équation (I.2.40) et donc d'améliorer T_a (voir [ROUS-91]). J'inclus également dans cette catégorie le système permettant de réduire la variance du piston différentiel $\sigma^2(\Delta P)$ ("suiveur de franges"). La deuxième méthode, le filtrage spatial, permet de gommer tout ou partie des défauts résiduels de la phase. Elle intervient au foyer des télescopes éventuellement équipés d'Optique Adaptative.

2.5 La correction de la phase par Optique Adaptative

Contrairement aux méthodes de reconstruction *a posteriori* de la phase, l'Optique Adaptative est une technique qui consiste à **agir directement et en temps réel sur la fonction de transfert atmosphérique** [BABC-53]. Pour une introduction à cette technique, je conseillerai la lecture de [TYSO-91, BECK-92], contemporains des premiers systèmes dédiés à l'Astronomie, et de [RODD-99] qui dresse un état de l'art très récent.

En Europe, des travaux sur l'Optique Adaptative débutés dans les années 80 dans la perspective de recombinaison interférométrique de grands télescopes (VLT) placent aujourd'hui la France parmi les spécialistes de ce type de système [ALLO-94]. Après COME-ON [ROUS-90], COME-ON+ [RIGA-92], puis ADONIS, qui équipèrent successivement le télescope de 3,6 m de l'ESO au Chili, des laboratoires français sont aujourd'hui maîtres d'œuvre du système de correction **NAOS** (**N**asmyth **A**daptive **O**ptics **S**ystem) qui équipera le premier télescope de 8 m du VLT [ROUS-98].

Les systèmes d'Optique Adaptative se sont répandus dans les observatoires de la planète. Alors que cette technique pouvait paraître irréaliste il y a trois décennies, il est aujourd'hui impensable de concevoir un grand télescope optique au sol non équipé de ce type de système. Les interféromètres de nouvelle génération bénéficieront dans les prochaines années de ces avancées puisqu'ils mettent en jeu des télescopes de la classe 8–10 m.

2.5.1 Rôle de l'Optique Adaptative

Les systèmes d'**Optique Active** corrigent les variations lentes de la phase en agissant directement sur le miroir primaire. Ils peuvent équiper aussi bien les télescopes au sol que dans l'espace. À l'inverse, les systèmes d'**Optique Adaptative** corrigent les variations rapides du front d'onde et équipent les télescopes au sol. Il s'agit généralement d'un système introduit dans le chemin optique (foyer Cassegrain ou foyer Nasmyth), éventuellement débrayable, qui reçoit un front d'onde déformé en entrée et restitue un front d'onde corrigé, c'est-à-dire aussi plan que possible, en sortie. La correction est effectuée en **temps réel**, par asservissement sur une étoile très brillante proche de l'objet ou sur l'objet lui-même. L'**étoile de référence** doit être située dans un cône centré sur l'objet, et d'ouverture inférieure à l'**angle isoplanétique**. Le système doit agir très rapidement, plus vite que le **temps de cohérence** de la turbulence, ce qui implique que le **miroir déformable** doit compenser les irrégularités du front d'onde plusieurs centaines de fois par seconde. Cette contrainte de rapidité implique un miroir déformable de taille réduite : le système d'Optique Adaptative intervient sur le faisceau délivré à la sortie du télescope.

L'une des principales implications du modèle de Kolmogorov est que les aberrations principales sont essentiellement aux basses fréquences spatiales. C'est donc ces fréquences que le système d'Optique Adaptative devra corriger en priorité. Le nombre de fréquences spatiales corrigées mais aussi la qualité de la correction de ces fréquences déterminent les performances du système.

Le **bascullement du front d'onde** (appelé aussi *tip-tilt*), est un cas particulier. Il est en général principalement corrigé par un système actionnant un miroir plan selon deux axes, car il s'agit d'une aberration importante de la turbulence qui dépasse les courses pour lesquelles les miroirs déformables sont dimensionnés et nécessite un système dédié. Un système de correction du basculement de front d'onde est le cas le plus simple de système d'Optique Adaptative. La correction de ce terme, si elle est parfaite, retire théoriquement 87% de la contribution de la turbulence à la déformation du front d'onde !

2.5.2 Schéma de principe

La figure I.2.7 schématise un télescope soumis à la turbulence atmosphérique, équipé d'un système d'Optique Adaptative. Ce dernier comporte des sous-systèmes distincts :

- un **détecteur** ;
- un **analyseur de surface d'onde**, mesurant la dérivée première de la phase incidente (analyseur de type Shack-Hartmann), ou bien sa dérivée seconde (senseur de courbure), après numérisation du signal provenant du détecteur ;
- un **calculateur temps réel**, qui collecte les données de l'analyseur, les interprète en signaux de correction, et envoie les tensions de commande au miroir déformable ;
- un **miroir de pointage** pour la correction du basculement du front d'onde (deux axes) ;
- un **miroir déformable** pour la compensation des défauts du front d'onde ;
- un **logiciel de contrôle** qui assure la gestion du système.

L'analyseur de surface d'onde mesure la déformation du front d'onde turbulent. Un calculateur interprète les données de l'analyseur et les transforme en tensions de commande à appliquer à un miroir qui, par déformation mécanique de sa surface (par action de translateurs piézoélectriques placés sous sa surface, par exemple), compense la phase turbulente.

Le système est asservi : c'est la phase résiduelle, différence entre la phase turbulente et la phase introduite par le miroir déformable, qui est mesurée à un instant donné, puis convertie en signal d'erreur à envoyer au miroir déformable l'instant suivant. On cherche bien évidemment à converger vers une phase résiduelle aussi petite que possible. La difficulté réside dans le changement constant de l'état de la turbulence : le système doit compenser la phase à une cadence plus rapide que le temps caractéristique d'évolution, c'est-à-dire quelques dizaines de ms.

La surface d'onde corrigée des effets de la turbulence permet d'obtenir une image à haute résolution spatiale. Cette image est d'autant plus proche de la FEP à la limite de diffraction que la correction apportée est bonne. La tache de diffraction obtenue en aval du système de correction est **stable** et **concentrée**.

2.5.3 Cas particulier du piston atmosphérique

Notons que les systèmes d'Optique Adaptative sont insensibles (et donc ne corrigent pas) le **piston atmosphérique** au-dessus du télescope car il s'agit d'un retard global de la phase.

Ce point importe peu pour des applications d'imagerie avec un seul télescope, mais le devient pour une utilisation interférométrique. Imaginons une recombinaison cohérente de télescopes, chacun équipé d'un système d'Optique Adaptative car son diamètre le justifie. Les Optiques Adaptatives vont corriger la phase au-dessus de chacun des télescopes. On parle de **phasage des télescopes**. Le retard de phase global persiste, et le retard différentiel, le **piston différentiel**, détériore la mesure de contraste des franges d'interférence.

Des systèmes dédiés corrigent tout ou partie du piston différentiel en se calant sur une frange (la **frange centrale** par exemple) ou au moins sur l'**enveloppe des franges**. Dans le premier cas on parle de **cophasage des télescopes**, réalisé avec un système asservi nommé **suiveur de franges** (*fringe tracker* en anglais) [RABB-96]. Dans le deuxième cas on parle de **cohérencage**.

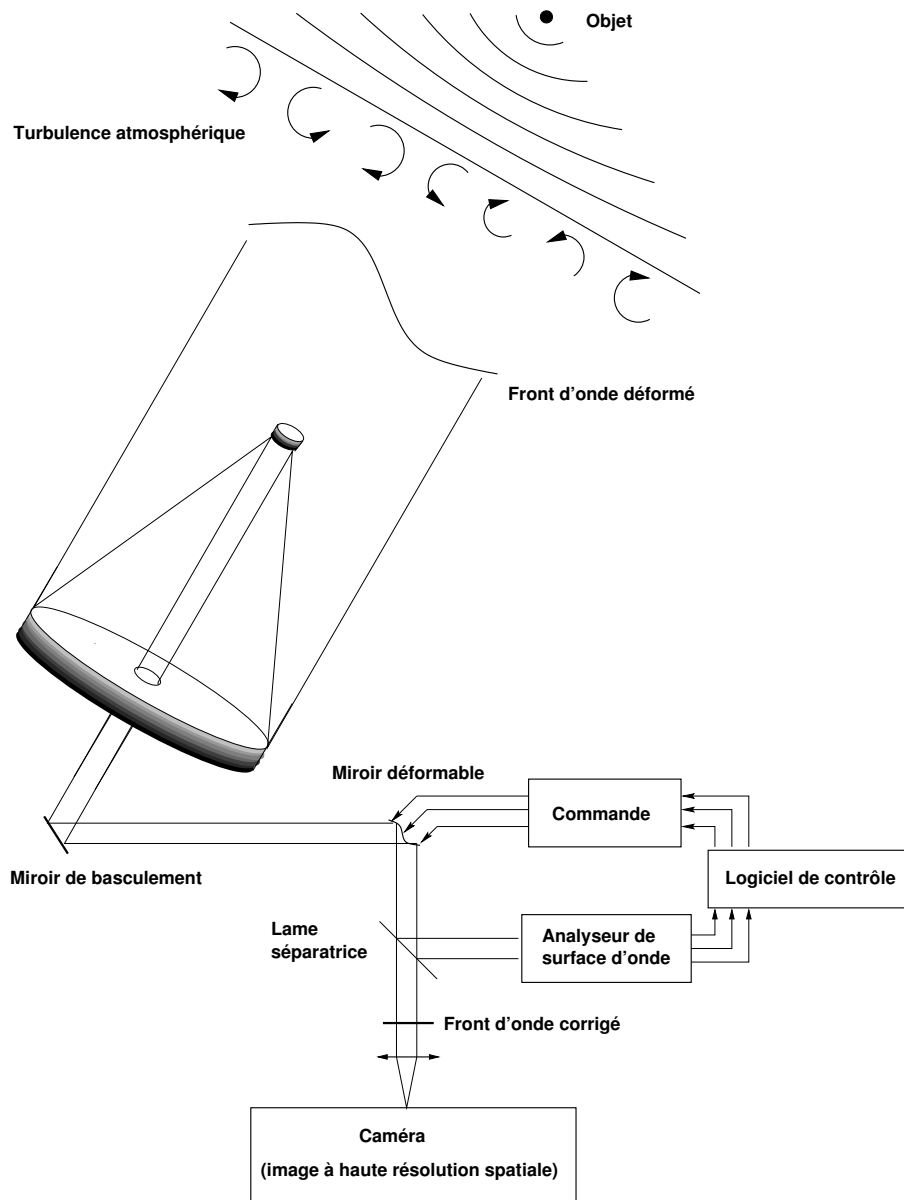


FIG. I.2.7 – Schéma de principe d'un système d'Optique Adaptative.

2.6 Le filtrage spatial

Le filtrage spatial consiste à placer dans le plan focal un dispositif destiné à “laver” les défauts du front d’onde. Il agit directement sur la tache de diffraction dont il transmet seulement la partie centrale, ou bien dont il prélève un mode spécifique par projection. La tache de diffraction, dans les deux cas, ne doit pas être détériorée outrageusement avant le filtrage : ces dispositifs ne peuvent pas être utilisés comme correction principale de fronts d’onde fortement perturbés, mais comme moyen efficace de filtrer les défauts résiduels. Ils ne constituent donc pas une alternative à l’utilisation d’un système d’Optique Adaptative, sauf dans le cas où le front d’onde est très faiblement déformé (petit télescope ou bien grande longueur d’onde d’observation). Dans le cas d’observations depuis le sol, ils peuvent constituer un complément utile en aval d’un système d’Optique Adaptative.

2.6.1 Trou filtrant et fibre optique

Deux moyens sont utilisés pour le filtrage spatial de la tache de diffraction. On peut placer un trou filtrant correctement dimensionné qui va agir comme masque d'intensité. Il aura pour fonction de transmettre la partie centrale de la tache de diffraction et bloquer l'autre partie, correspondant aux hautes fréquences spatiales du front d'onde en entrée du télescope. Cette méthode est largement connue, rapide à mettre en place, et peu coûteuse.

La suggestion d'utiliser des fibres optiques pour filtrer spatialement le signal est plus récente. Certes, les fibres optiques sont utilisées en Astronomie depuis longtemps pour la spectroscopie, où elles permettent d'acheminer des grappes de faisceaux en s'affranchissant d'un grand nombre de surfaces dioptriques (et les pertes en transmission qu'elles impliquent). Elles sont dans ce cas utilisées uniquement comme moyen de transport pratique du télescope jusqu'au détecteur. Connes et Froehly [FROE-81, CONN-84] furent les premiers à proposer l'usage des fibres pour le filtrage spatial en exploitant leur qualités de guide d'onde. Pour comprendre ce phénomène, quelques notions essentielles sur les fibres optiques sont nécessaires.

2.6.2 Éléments théoriques sur les fibres optiques

Une fibre optique se présente sous la forme d'un tube de verre constitué principalement de deux couches d'indices de réfraction différents. La partie centrale s'appelle le **cœur de la fibre**, entouré de la **gaine**, d'indice de réfraction inférieur à celui du cœur. D'autres couches concentriques les entourent, avec pour fonction principale de les protéger. L'ensemble se présente sous forme d'un câble de quelques millimètres de diamètre.

Je n'entrerai pas dans une présentation détaillée des fibres optiques : il en existe de toutes tailles et de toutes formes, allant du cœur à section circulaire au cœur à section elliptique, du profil à gradient d'indice de réfraction au profil à saut(s), des fibres à cœur unique aux fibres à cœur multiple. J'oriente le lecteur vers les ouvrages de Neumann [NEUM-88] et Jeunhomme [JEUN-83] pour une présentation générale. Selon ses caractéristiques physiques, le dispositif expérimental, et la longueur d'onde à laquelle elle est utilisée, une fibre peut transmettre un ou plusieurs modes. Selon ces cas, on parlera de **fibre optique monomode** ou de **fibre optique multimode**. Je considérerai uniquement le cas des fibres à saut d'indice et à cœur de section circulaire.

2.6.2.1 Les paramètres clés

Avec une description géométrique, le transport de la lumière dans une fibre optique s'effectue dans le cœur par réflexions multiples à l'interface cœur-gaine. Il faut d'abord pour cela que la lumière soit injectée avec un angle compatible avec le **cône d'acceptance de la fibre** (cas d'une fibre multimode). En deçà de ce cône, la lumière est guidée dans le cœur, au-delà elle fuit dans la gaine. Le sinus de l'angle du cône d'acceptance par rapport à la normale à la tête de fibre s'appelle l'**ouverture numérique de la fibre**, que l'on notera ON , exprimée en fonction de l'indice de réfraction du cœur, n_c et de la gaine n_g :

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}. \quad (\text{I.2.41})$$

La lumière injectée dans une fibre est transmise dans le cœur selon plusieurs modes. Le nombre de modes transportés par la fibre dépend d'une quantité unique, la **fréquence normalisée** (notée

V). Elle s'exprime en fonction du **rayon de cœur de la fibre**, a , de l'ouverture numérique, et de la longueur d'onde d'utilisation, λ :

$$V = \frac{2\pi a ON}{\lambda}. \quad (\text{I.2.42})$$

Si la fibre est utilisée dans des conditions telles que la fréquence normalisée est inférieure à 2,405, seul le mode fondamental (noté LP_{01}) est transmis: la fibre est **monomode**. Au-delà de cette valeur, d'autres modes sont guidés et la fibre devient **multimode**. Toutes les autres quantités étant définies par la fabrication de la fibre, c'est la longueur d'onde d'utilisation qui va déterminer en pratique si une fibre est mono- ou multi-mode. La **longueur d'onde de coupure** au-delà de laquelle le mode fondamental seul est guidé et en deçà de laquelle d'autres modes sont transmis s'obtient simplement par inversion de l'équation (I.2.42):

$$\lambda_c = \frac{2\pi a ON}{2,405}. \quad (\text{I.2.43})$$

Une fibre n'est pas de *nature* monomode ou multimode, elle est utilisée dans des conditions telles qu'un seul ou plusieurs modes se propagent. Pour ce qui concerne la terminologie, on pourra entendre parler, selon les provenances, de fibres monomodes ou unimodes (voire monomodales ou unimodales) et de fibres multimodes ou polymodes. Les latins accorderaient l'appellation "unimode" à "multimode", et les grecs "monomode" à "polymode".

Il faut en outre garder à l'esprit que le terme "monomode" est trompeur puisque, en toute rigueur, les deux polarisations perpendiculaires de la lumière sont transportées.

2.6.2.2 Profil de champ d'une fibre monomode

Le profil de champ dans une fibre à saut d'indice est décrit en détail par Gloge [GLOG-71, GLOG-71a]. La description de ce champ peut être faite à l'aide de la seule fréquence normalisée, qui rassemble les caractéristiques essentielles de la fibre et du dispositif expérimental dans lequel elle est placée.

Le mode fondamental est à symétrie de révolution. On le décrit en fonction de la variable polaire r comme composition de fonctions de Bessel J et K d'ordres 0 et 1. L'expression est différente à l'intérieur du cœur et à l'intérieur de la gaine:

$$E(r \leq a) = J_0\left(\frac{Ur}{a}\right), \quad (\text{I.2.44})$$

$$E(r > a) = \frac{J_0(U)}{K_0(W)} K_0\left(\frac{Wr}{a}\right). \quad (\text{I.2.45})$$

Les paramètres U et W satisfont les conditions aux limites à l'interface cœur-gaine:

$$U \frac{J_1(U)}{J_0(U)} = W \frac{K_1(W)}{K_0(W)}, \quad (\text{I.2.46})$$

$$U^2 + W^2 = V^2. \quad (\text{I.2.47})$$

On a supposé ici le champ normalisé au maximum et une section de fibre infinie.

2.6.2.3 Approximation de profil gaussien

Toujours dans le cas d'une fibre à saut d'indice, le profil du mode fondamental **lorsque la fréquence normalisée est proche de la coupure** est, avec une bonne approximation, d'allure gaussienne [MARC-77] :

$$E(r) \propto \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right), \quad (\text{I.2.48})$$

$$\omega_0 \approx a \left(0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6}\right), \quad (\text{I.2.49})$$

où ω_0 représente le **rayon du mode fondamental** : c'est la demi-largeur à hauteur $1/e$.

2.6.3 Quelles fibres pour le filtrage spatial ?

L'utilisation des fibres en interférométrie n'est pas encore très répandue. Des travaux se poursuivent depuis quelques années non seulement pour le filtrage et l'étalonnage des faisceaux, mais également pour leur transport [REYN-92]. Dans le domaine des longueurs d'onde visibles, c'est notamment le cas de l'**IRCOM** (Institut de **R**echerche en **C**ommunications **O**ptiques et **M**icro-ondes) en France. Aux longueurs d'onde infrarouges, la maturité n'est pas encore suffisante pour assurer le transport des faisceaux. Quelles fibres utiliser pour le filtrage spatial dans un interféromètre ?

Dans le cas d'une utilisation multimode, l'énergie injectée dans la fibre est projetée sur plusieurs modes. Une grande part de l'énergie est transmise, mais la mémoire de la phase est perdue, ce qui constitue un inconvénient majeur pour les applications interférométriques qui nous occupent, à moins d'être capable de séparer les modes en sortie.

Les fibres faiblement multimodes [POKR-95] proposent une alternative : une part conséquente d'énergie est transmise par le mode fondamental et les quelques modes supérieurs faiblement guidés. L'application interférométrique est compromise dans le cas des faibles rapports signal sur bruit, car le gain en signal s'effectue au prix d'une perte de contraste des franges d'interférence. Je considérerai dans la suite de ce mémoire les fibres optiques monomodes seules, et principalement le cas de l'infrarouge proche.

3. UN INTERFÉROMÈTRE FIBRÉ: IOTA/FLUOR

“When Kepler found his long-cherished belief did not agree with the most precise observation, he accepted the uncomfortable fact. He preferred the hard truth to his dearest illusions, that is the heart of science.”

Carl Sagan

La très haute résolution angulaire offerte par l’interférométrie (chapitre 1) connaît une limitation fondamentale pour ses applications au sol de par les effets de la turbulence atmosphérique (chapitre 2). On peut réduire ces limitations en équipant chacun des télescopes avec un système d’Optique Adaptative. Ces systèmes sont coûteux et, surtout, la plupart des interféromètres en activité aujourd’hui ont été réalisés à une époque (pas si lointaine!) où la technique d’Optique Adaptative en était à ses balbutiements. Pour diminuer les effets de la turbulence, les interférométristes ont du construire des instruments avec des télescopes de petit diamètre, pour lesquels un système de correction du basculement de front d’onde est suffisant.

Je présente dans ce chapitre l’exemple concret de l’un de ces interféromètres : **IOTA** (pour **I**nfrared and **O**ptical **T**elescope **A**rray), déjà mentionné au chapitre 1. Il est installé dans l’état d’Arizona, aux États-Unis, et fait partie des 8 interféromètres opérationnels dans le monde. L’une des nombreuses particularités d’IOTA est d’accueillir un système de recombinaison utilisant les fibres optiques monomodes.

3.1 Un peu d’histoire

À la fin des années 80, un démonstrateur de recombinaison de télescopes par fibres optiques dans l’infrarouge proche fut construit par le **D**épartement de Recherche **S**patiale (**DESPA**) de l’Observatoire de Paris en collaboration avec le **NOAO** (**N**ational **O**ptical **A**stronomy **O**bservatories, États-Unis) pour démontrer l’intérêt du filtrage par fibres monomodes en interférométrie astronomique. Le filtrage des modes de la turbulence atmosphérique permet d’obtenir des mesures de visibilité beaucoup plus précises. Deux miroirs plans secondaires du télescope solaire Mac-Math à Kitt Peak, distants de 5 m, furent ainsi recombinaisonnés avec succès au cours de la thèse de Vincent Coudé du Foresto [FORE-91, FORE-94]. Une seconde opération, visant cette fois à recombinaisonner deux télescopes du même observatoire distants de 50 m, échoua et révéla des problèmes inhérents au manque de maturité de la technologie des fibres monomodes dans l’infrarouge (dispersion et faible transmission). Dans l’année qui suivit, un banc de test fut mis en place chez le fabricant de fibres (Le Verre Fluoré, à Rennes), et le problème de la dispersion différentielle résolu. Il fut décidé de concentrer les efforts sur la recombinaison.

Un accord de collaboration fut conclu l’année suivante avec l’Université d’Harvard, le MIT, le Smithsonian Astrophysical Observatory, l’Université du Wyoming et l’Université du Massachusetts, en vue d’installer une unité de recombinaison par fibres sur l’interféromètre IOTA, avec étalonnage photométrique des visibilités. Ce fut l’objet du travail de thèse de Guy Perrin [PERR-96]. **FLUOR** (**F**iber **L**inked **U**nit for **O**ptical **R**ebinaison) est depuis l’un des trois instruments de recombinaison de l’interféromètre IOTA.

En quelques années, et grâce à son implantation sur l’interféromètre américain IOTA, FLUOR est

passé du statut de prototype à celui d'instrument scientifique produisant régulièrement des données scientifiques de grande qualité. L'avantage des fibres optiques monomodes pour filtrer spatialement le signal et le "nettoyer" de la turbulence atmosphérique, mais aussi pour étalonner les voies interférométriques, a été démontré avec succès. Les capacités impressionnantes (précision en visibilité meilleure que 0,5%, soit un ordre de grandeur de mieux par rapport aux interféromètres concurrents) motivent depuis des projets au sol comme dans l'espace, au point que des instruments basés initialement sur une recombinaison classique envisagent aujourd'hui d'utiliser des fibres [REAS-98]. Un tour d'horizon de ces projets place IOTA/FLUOR au rang de pionnier d'une discipline en plein essor.

Les deux sections suivantes présentent respectivement l'interféromètre IOTA et l'unité de recombinaison FLUOR.

3.2 L'interféromètre IOTA

IOTA Infrared and **O**ptical **T**elescope **A**rray (Whipple Observatory, Arizona)
<http://cfa-www.harvard.edu/cfa/OIR/iota/>

L'interféromètre IOTA [CARL-94] est opérationnel depuis 1995. Il est constitué de deux télescopes de 45 cm de diamètre qui peuvent être espacés jusqu'à une distance de 38 m. Un troisième télescope est en cours d'intégration à l'heure où je rédige ce mémoire et devrait offrir, avant la fin de l'année 1999, une ligne de base simultanée supplémentaire. La clôture de phase, c'est-à-dire la recombinaison cohérente des trois télescopes pour l'imagerie, est prévue pour le courant de l'année 2000.

J'oriente le lecteur souhaitant connaître l'historique et le statut actuel détaillé de l'interféromètre IOTA vers l'article que Wesley Traub, responsable de l'instrument, a présenté à la conférence SPIE sur l'interférométrie astronomique en 1998 [TRAU-98]. Je présenterai dans cette section quelques aspects techniques, nécessaires pour compréhension de la suite du mémoire.

3.2.1 Trajet d'un photon

À l'heure où les télescopes optiques de la classe 8-10 m fleurissent un peu partout dans le monde, la taille des télescopes d'IOTA peut paraître bien modeste. C'est oublier qu'il ne faut pas voir deux télescopes de 45 cm de diamètre, mais un télescope de 38 m de diamètre. Un véritable monument dont une visite guidée s'impose, des télescopes jusqu'au laboratoire de recombinaison. Cette partie est inspirée d'une version abondamment enrichie de photographies que j'ai écrite pour le serveur Web de FLUOR. Elle est disponible à l'adresse suivante :

<http://despa.obspm.fr/fluor/tour.html>.

3.2.1.1 Les télescopes

L'interféromètre IOTA (figure I.3.1) est situé au sommet du Mont Hopkins, près de Tucson (Arizona), à 2600 m d'altitude. Il a pour voisin le célèbre **MMT** (jadis **M**ulti-**M**irror **T**elescope, aujourd'hui **M**onolithic **M**irror **T**elescope). Ses deux télescopes de 45 cm de diamètre sont abrités par deux cabanes mobiles sur des rails.

Chaque télescope est fixe et orienté vers un sidérost. Le sidérost a pour fonction de renvoyer la lumière de l'objet observé dans la direction fixe du miroir primaire du télescope. Cela permet de rendre le système beaucoup plus compact et facilement déplaçable. Après réflexion sur le miroir primaire, le



FIG. I.3.1 – Site IOTA : vue d'ensemble, sidérostats, télescope et cuve à vide.

faisceau est comprimé d'un facteur 10 par le miroir secondaire. Ce sont deux faisceaux de 4,5 cm qui sont donc acheminés dans l'instrument.

La surface optique suivante est un miroir qui a pour fonction de corriger l'effet de basculement du front d'onde. Il renvoie le faisceau dans la direction verticale vers le bas au travers d'un conduit aménagé dans la monture du télescope. Le faisceau est transmis à travers une fenêtre : celle d'un tube vertical assurant l'interface avec la cuve à vide. Le tube Sud contient des optiques de transfert, le tube Nord (dernière photographie de la figure I.3.1) est de taille plus conséquente : il contient des optiques de transfert et les lignes à retard de l'interféromètre.

3.2.1.2 Des lignes à retard sous vide

- *Fonction des lignes à retard*

Les lignes à retard sont caractéristiques d'un observatoire interférométrique. Elles ont deux rôles :

- égaliser la différence de marche entre les faisceaux en introduisant le **retard optique** nécessaire (chapitre 1) ;
- éventuellement, transférer la pupille à une position fixe dans le laboratoire de recombinaison *via* des jeux d'optiques non planes.

En mode d'observation, la différence de marche comporte deux composantes :

- la **différence de marche géométrique** depuis l'objet observé jusqu'au plan de recombinaison des faisceaux ; cette dernière possède une composante fixe due à la géométrie des faisceaux (emplacement des télescopes, des miroirs de renvoi), et une composante variable mais déterministe due au mouvement de la source astronomique durant l'observation (mouvement sidéral) ;
- une **différence de marche aléatoire** liée à la perturbation atmosphérique et/ou aux vibrations mécaniques. Elle se traduit par un mouvement aléatoire du paquet de franges, qui rend plus difficile leur poursuite.

Deux lignes à retard sont disponibles sur IOTA pour assurer l'égalisation de la différence de marche. Le retard optique qu'elles introduisent agit sur le **même** faisceau.

- *La “grande” ligne*

C'est la ligne à retard incrémentale (**LD** pour “**L**ong **D**elay”), statique pendant les observations, avec 20 m de course mécanique environ (40 m en différence de marche). Il s'agit d'un rétroreflecteur (un miroir dièdre) monté sur un chariot lui-même déplacé par un moteur pas-à-pas à encodage relatif, avec une résolution de $5,4 \mu\text{m}$ par impulsion. Cette ligne à retard a pour fonction d'égaliser la ddm à quelques centimètres près.

- *La “petite” ligne*

C'est la ligne de suivi de la différence de marche nulle (**SD** pour “**S**hort **D**elay”), en mouvement continu pendant une observation, avec 2,33 m de course mécanique (4,66 m en différence de marche). Il s'agit d'un rétroreflecteur monté sur un chariot sur coussin d'air : l'air injecté soulève la ligne de quelques micromètres, lui permettant de se déplacer sans frottement sur un marbre avec une résolution de 39 nm par impulsion. Le chariot se déplace à vitesse sidérale (en fonction des coordonnées de l'objet) et assure ainsi le suivi de la source. La position de la grande ligne et la course de la petite déterminent l'autonomie d'observation d'un objet.

- *Laser de métrologie*

Un interféromètre laser sert à la métrologie du premier étage et à l'asservissement du deuxième étage. Il ne s'agit pas d'une métrologie absolue. Toute interruption de la métrologie pendant le mouvement d'un étage efface la mémoire de la position initiale.

- *La cuve à vide*

L'une des particularités d'IOTA par rapport aux autres interféromètres est de transmettre les faisceaux des télescopes jusqu'au laboratoire de recombinaison en grande partie sous vide.

Le vide dans la cuve est assuré par deux pompes : la pompe principale permet de descendre de la pression atmosphérique (675 Torr) à 50 Torr environ, la pompe secondaire assure un vide de moins de 2 Torr. Cette pression est suffisamment basse pour assurer une transmission des faisceaux dans un milieu non perturbé. En début de nuit, alors que la température décroît, le trajet des faisceaux n'est pas soumis à une turbulence à l'intérieur des tubes en partie exposés au soleil durant la journée. Autre avantage pour la même raison : les alignements, réalisés traditionnellement de jour, ne sont pas modifiés pour les observations de nuit.

L'évacuation des lignes à retard d'IOTA est une solution confortable et à coût abordable, même si l'ouverture de la cuve à vide en cas d'incident technique est une opération relativement lourde. Des projets plus récents n'envisagent pas ce type de solution. C'est le cas du VLTI, pour lequel les lignes à retard ne seront pas sous vide mais sous atmosphère stabilisée. L'enfouissement des lignes rend l'alternance jour/nuit moins critique, et la mise sous vide serait très coûteuse à cause du diamètre important des faisceaux.

3.2.1.3 *Le laboratoire de recombinaison*

Après passage par les lignes à retard et une dernière réflexion sur des optiques de transfert dans la cuve, nous voilà au cœur de l'interféromètre : le laboratoire de recombinaison. La figure I.3.2 schématise le chemin suivi par les faisceaux jusqu'à cette étape, avec 12 réflexions pour le faisceau “Nord” et 11

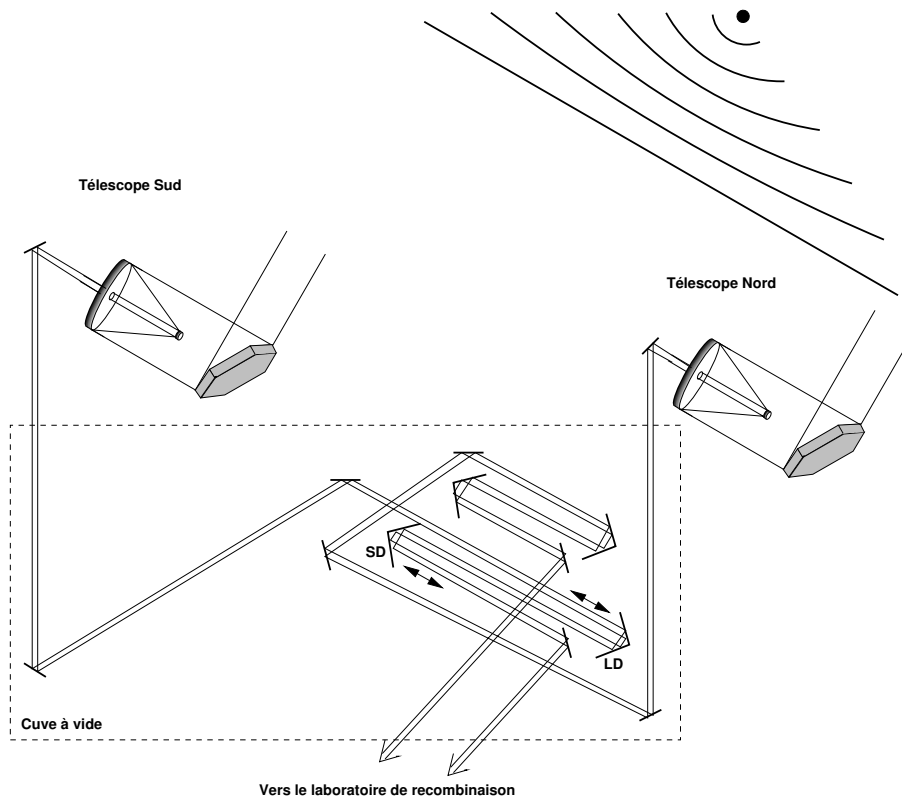


FIG. I.3.2 – Trajet d'un photon depuis les sidérostats jusqu'au laboratoire de recombinaison.

pour le faisceau “Sud”. Les lignes à retard LD et SD sont représentées à l'intérieur de la cuve à vide (rectangle en pointillés).

Le laboratoire de recombinaison d'IOTA a des allures de *bunker* à demi-enterré dans la roche au croisement des bras Nord et Sud. Les faisceaux issus des télescopes y sont livrés, prêts à être mélangés sur l'une des trois tables de recombinaison installées à demeure.

Directement en sortie de la cuve à vide se trouve la table optique FLUOR, que nous verrons en détail dans la section suivante. C'est ensuite la table infrarouge de recombinaison classique des faisceaux par lame séparatrice dans l'infrarouge proche. Elle appartient à l'équipe du **CfA** (**C**enter for **A**strophysics) de l'université d'Harvard [MILL-99a]. Enfin, la table visible abrite d'une part le système de suivi de l'étoile (*Star Trackers*) constitué de miroirs de renvoi, de détecteurs CCD et leur unité de refroidissement, d'autre part une expérience de recombinaison dans le visible [COLD-98], conduite par Costas Papaliolios de l'université d'Harvard. Ces expériences ainsi que les résultats récents sont décrits dans l'article de Traub [TRAU-98].

3.2.2 Les bases offertes

3.2.2.1 Configuration

La figure I.3.3 représente les stations permises pour les télescopes. À chaque station, trois plots permettent de positionner précisément les télescopes à l'aide de montures point-trait-plan. Le télescope reposant sur ces plots est découplé de la cabane. Pour changer de station, il doit être soulevé à l'aide d'un système hydraulique et solidarisé de la cabane. L'ensemble est ensuite déplacé sur les rails jusqu'à la station désirée, et le télescope reposé sur les trois plots. Cette opération est réalisée à la main.

Les bras de l'interféromètre forment un angle droit et sont orientés à 45° environ du plan du méridien.

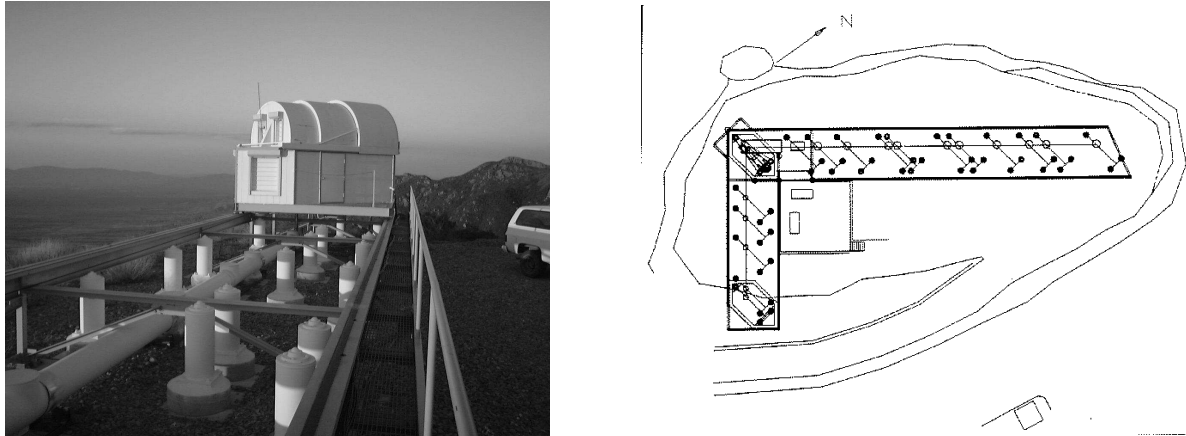


FIG. I.3.3 – Schéma des bases offertes.

dien. On parle de télescope “Nord” et de télescope “Sud”, mais ils sont en fait orientés respectivement au Nord-Ouest et au Sud-Est. Un troisième télescope est en cours d’installation à l’Ouest.

Système américain oblige, les stations permises sont des multiples de 197 pouces (5,0038 m) et 277 pouces (7,0358 m) pour chacun des deux bras de l’interféromètre. Les positions discrètes permises sont désignées par leur valeur approchée à quelques fractions de mètre près :

- Sud : 15m, 14m, 10m, 7m, 5m ;
- Nord : 35m, 30m, 28m, 25m, 21m, 20m, 15m, 14m, 10m, (7m), 5m ;
- (Ouest : 30m, 28m, 25m, 21m, 20m, 15m, 14m, 10m, (7m), 5m, 0m).

Pour prendre un exemple, la position “Nord 35 m” est égale à $5 \times 7,0358$ m. Je ne parlerai plus dans la suite de ce mémoire du télescope “Ouest”, dont la mise en place est récente et que je n’ai pas utilisé en mode d’observation.

3.2.2.2 Choix du faisceau retardé

La situation de la source à observer dans le ciel et la configuration des télescopes choisie déterminent quel faisceau doit être retardé. Dans la grande majorité des cas c’est le faisceau “Sud” qui est retardé. C’est d’ailleurs la configuration illustrée sur la figure I.3.2.

La sélection du faisceau retardé se fait à l’intérieur de la cuve à vide par translation de deux miroirs, comme l’illustre la figure I.3.4. Elle implique le réalignement des optiques en aval de ces deux miroirs.

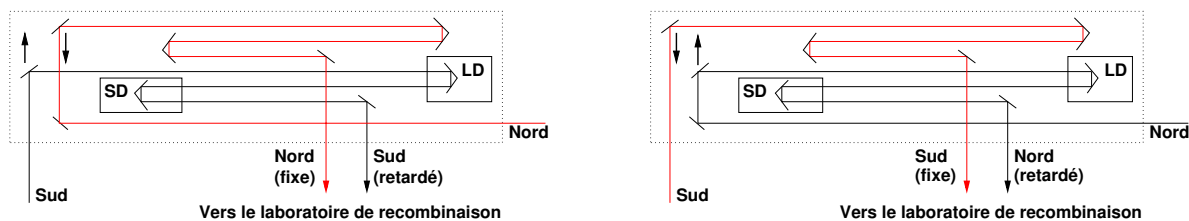


FIG. I.3.4 – Sélection du faisceau retardé.

Pour éviter toute ambiguïté sur la dénomination des faisceau, on parlera désormais de “**faisceau retardé**” et de “**faisceau fixe**”.

3.2.2.3 Modes de fonctionnement

Des coins de cube placés en aval des miroirs secondaires, à l'entrée de la cuve à vide, permettent le retour des faisceaux émis dans chaque bras par une source lumineuse placée dans le laboratoire. C'est le **mode autocollimation**. Ce mode peut être utilisé à des fins d'ingénierie et de tests (source d'intensité réglable, et possibilité de travail de jour). Par opposition, on parlera de **mode interféromètre stellaire** lorsque l'interféromètre est en mode d'utilisation scientifique.

3.2.3 Égalisation des faisceaux

3.2.3.1 La différence de marche externe

La **différence de marche externe** (OPD_{ext}) représente la différence des distances entre l'étoile et le télescope Sud d'une part, et l'étoile et le télescope Nord d'autre part. Elle s'écrit $OPD_{\text{ext}} = B \times \sin(\theta)$ où θ représente l'angle zénital et B la distance entre les télescopes. Cette quantité est positive pour une étoile située au Nord, et négative pour une étoile située au Sud. Elle est bien entendu nulle pour une étoile dans le plan méridien de la base. OPD_{ext} est calculée selon les coordonnées de l'étoile.

3.2.3.2 La différence de marche interne

À une configuration donnée (autocollimation ou bien observation d'un objet), la "**constante magique**" (CM, mais il s'agit là d'une terminologie locale!) est **selon la convention FLUOR** la différence de marche, des télescopes jusqu'au point de recombinaison, entre les faisceaux Sud et Nord lorsque les deux lignes à retard sont à leur position d'origine. Elle dépend de l'instrument de recombinaison, de la configuration de l'interféromètre, et du choix de faisceau retardé.

CM peut être déterminée par le calcul, après avoir mesuré la différence de marche sur la table de recombinaison, et grâce à un modèle de l'interféromètre. Le mode autocollimation peut aussi être d'un grand secours sachant qu'une relation empirique, plus ou moins précise selon la base, lie la CM trouvée en autocollimation et la CM attendue sur le ciel :

$$CM_{\text{ciel}} = CM_{\text{autocollimation}} + 0,025 \text{ m} . \quad (\text{I.3.1})$$

Selon le choix du faisceau retardé, la **différence de marche interne** (OPD_{int}) est donnée par la formule **algébrique** :

$$\begin{aligned} OPD_{\text{int}} &= CM - 2SD + 2LD && \text{si le "Sud" est retardé,} \\ OPD_{\text{int}} &= CM + 2SD - 2LD && \text{si le "Nord" est retardé.} \end{aligned} \quad (\text{I.3.2})$$

À leur position d'origine, les deux lignes sont situées dans l'angle Sud-Ouest de l'interféromètre. Lorsqu'elles se dirigent le long du bras Nord-Est, les deux lignes contribuent positivement à la différence de marche.

3.2.3.3 Différence de marche nulle

Les franges d'interférence apparaissent lorsque la différence de marche entre les faisceaux, intérieure et extérieure, est nulle. On doit pour cela assurer la condition $OPD_{\text{int}} + OPD_{\text{ext}} = 0$ avec les étages LD et SD.

Le mode autocollimation est souvent utilisé pour trouver la zone de présence des franges, ce qui permet de gagner un temps considérable lors du passage en mode interféromètre stellaire. Il constitue un passage obligé lors de tout changement majeur dans la disposition des instruments optiques ou à l'occasion de l'expérimentation d'une base pas ou peu connue.

3.3 L'unité de recombinaison par fibres FLUOR

FLUOR Fiber Linked Unit for Optical Recombination

<http://despa.obspm.fr/fluor/>



Je donne ici la description de l'unité de recombinaison par fibres de l'interféromètre IOTA dans l'état actuel [FORE-98] hors système de balayage rapide de la différence de marche, qui est ma contribution directe et qui sera décrit dans la partie III de ce mémoire. J'ai participé à la mise en place progressive et à l'exploitation de cette version de FLUOR au cours de différentes missions sur l'interféromètre IOTA. Des points ont changé depuis la description faite dans la thèse de Guy Perrin [PERR-96], notamment le passage annoncé des quatre photomètres InSb à un détecteur NICMOS3.

3.3.1 Tour de table

Je conseille au lecteur de consulter le serveur Web de FLUOR, où l'attend une présentation spécifique de l'instrument, abondamment illustrée de photographies :

<http://despa.obspm.fr/fluor/presentation.html>

<http://despa.obspm.fr/fluor/tour.html>

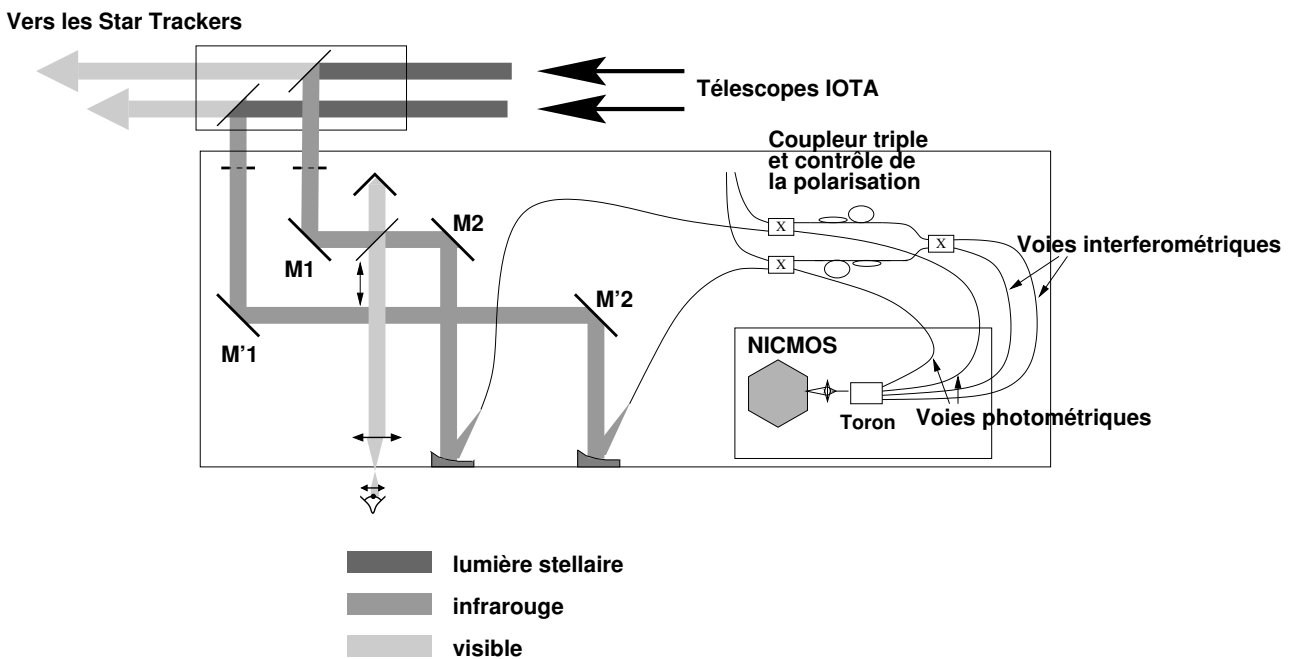


FIG. I.3.5 – Schéma optique de la table de recombinaison FLUOR.

La table optique FLUOR est située immédiatement en sortie de la cuve à vide. Des lames dichroïques sélectionnent par réflexion la partie infrarouge du rayonnement, tandis que la majeure partie du rayonnement visible est transmise vers les *Star Trackers*. Deux miroirs plans transfèrent ensuite chacun des faisceaux vers des paraboles hors-axe au foyer desquelles sont placées des fibres optiques. Ces miroirs plans assurent les quatre degrés de liberté nécessaires à la superposition de l'image de l'étoile sur les têtes de fibres. En aval du système d'injection dans les fibres optiques se trouvent le coupleur triple et le détecteur NICMOS3. Je détaille ces deux systèmes dans la section suivante.

3.3.2 Les points forts

3.3.2.1 Un interféromètre monomode

- *Recombinaison monomode*

Les fibres optiques utilisées par FLUOR sont fabriquées par la société Le Verre Fluoré. Le matériau utilisé est du **fluorure de zirconium**. Il est transparent aux longueurs d'onde infrarouges jusqu'à $4 \mu\text{m}$ environ. L'atténuation des fibres est inférieure à 100 dB/km , avec un minimum à 20 dB/km à $2,5 \mu\text{m}$. Elle est donc négligeable pour les applications de FLUOR, où les longueurs mises en jeu sont de quelques mètres. Les fibres sont à saut d'indice, avec un diamètre de cœur de $8,5 \mu\text{m}$ et un diamètre de gaine de $125 \mu\text{m}$ environ. L'ouverture numérique, liée à la différence d'indice entre le cœur et la gaine, est de $0,17$. La longueur d'onde de coupure, au-delà de laquelle seul le mode fondamental est guidé, est de $\lambda_c = 1,88 \mu\text{m}$.

Les fibres de FLUOR recueillent l'énergie au foyer de paraboles hors-axe. Chacune des voies est dérivée une première fois au travers d'un coupleur en X pour l'étalonnage photométrique, dont on verra le détail au paragraphe suivant. Deux sorties de cette première dérivation sont ensuite mélangées au travers d'un autre coupleur afin d'extraire les voies interférométriques. Dans les coupleurs, les fibres sont débarrassées de leur enveloppe de protection et leurs cœurs sont rapprochés: le couplage se fait par ondes évanescentes et est fonction de la distance entre les cœurs.

La figure I.3.6 montre ces trois dérivations successives opérées par le **coupleur triple** dans une boîte possédant deux entrées (T_1 et T_2) et quatre sorties (deux sorties photométriques P_1 et P_2 , et deux sorties interférométriques complémentaires I_1 et I_2). Le coupleur triple remplace trois lames séparatrices. La boîte est équipée de connecteurs et constitue un sous-système autonome aisément déplaçable (ou remplaçable) sans modification des réglages optiques. Les longueurs de fibre ne sont pas identiques avant la recombinaison des faisceaux. La différence, affectée de l'indice de réfraction approprié, est prise en compte dans la CM.

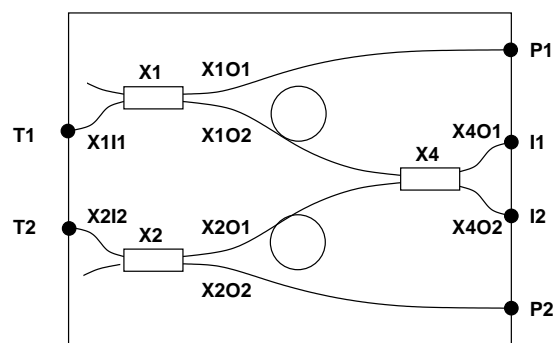
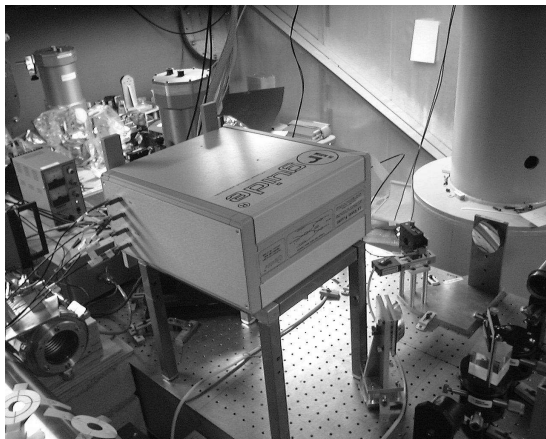


FIG. I.3.6 – Photo et schéma du coupleur triple.

En outre, la mise en route du mode autocollimation de l'interféromètre est facilitée avec la table optique FLUOR de par la présence du coupleur triple: une source (lampe Maglite, dont le spectre englobe la bande K) peut être injectée par l'une des sorties interférométriques et alimente les deux voies à rebours. Le signal commun au deux voies est recueilli à l'autre sortie interférométrique du coupleur.

- *Étalonnage photométrique*

FLUOR utilise l'étalonnage photométrique des signaux interférométriques. Cette méthode fut suggérée par Pierre Connes pour le projet TRIO [CONN-84] et permet de s'affranchir de la conversion des aberrations en scintillation opérée par les fibres monomodes.

L'enregistrement de la photométrie pendant l'acquisition des interférogrammes (voir la figure I.3.7) permet d'étalonner la fonction de transfert atmosphérique. L'estimation de la visibilité de l'objet en fonction du contraste mesuré (voir l'équation (I.2.39)) devient :

$$C = T_i \times \frac{2\sqrt{P_1 P_2}}{P_1 + P_2} \times V. \quad (\text{I.3.3})$$

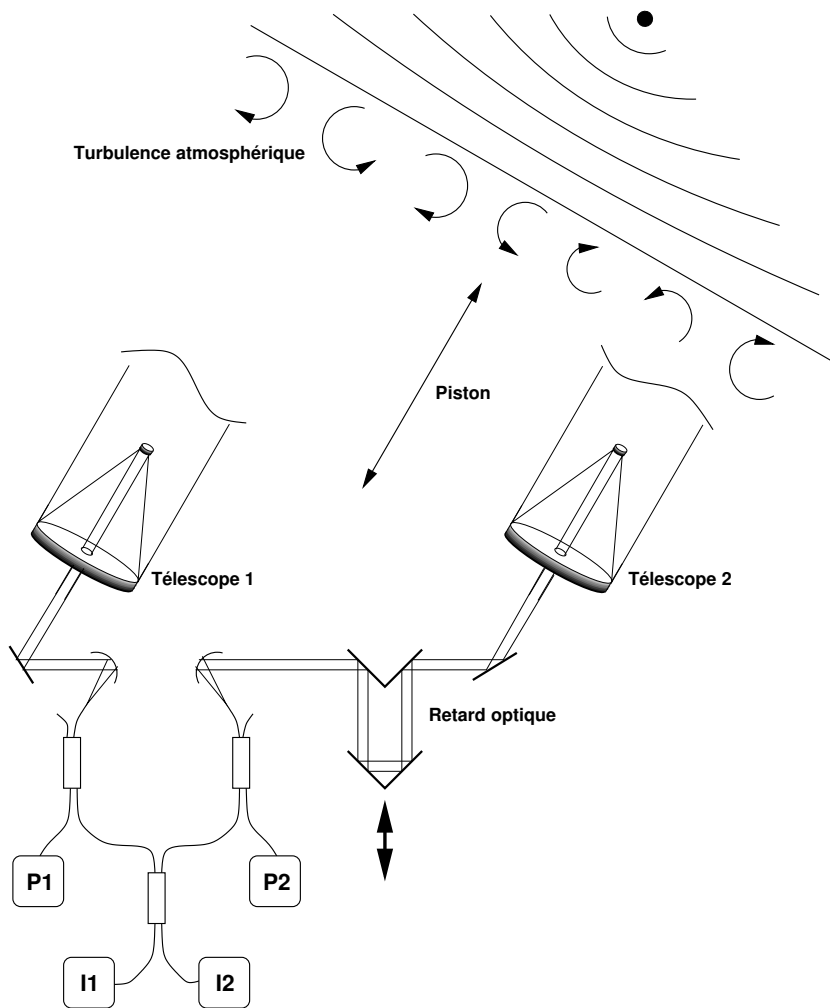


FIG. I.3.7 – Principe de l'étalonnage photométrique des faisceaux.

3.3.2.2 Détecteur NICMOS3

L'année 1998 a vu l'intégration sur la table FLUOR d'un détecteur **NICMOS** (**N**ear **I**nfrared **C**amera for **M**ulti **O**bject **S**pectrograph), mise à notre disposition par nos collègues du CfA [MILL-98, MILL-99]. Au prix de quelques adaptations optomécaniques et de la modification du logiciel de contrôle, un détecteur unique a remplacé les quatre détecteurs InSb qui équipaient auparavant FLUOR.

Les premières franges sur le ciel ont été acquises au mois de mai 1998 au terme d'une intégration progressive réalisée au cours des missions précédentes. L'amélioration a été immédiate: un gain en sensibilité d'un facteur 40, repoussant la magnitude limite de FLUOR de $K \approx 1$ à $K \approx 4$.

- *Caractéristiques*

Le détecteur NICMOS3 est une cible de mercure-cadmium-telluride (HgCdTe) de 256x256 pixels (4 quadrants indépendants de 128x128 pixels). Chaque pixel mesure $40 \mu\text{m}$ de côté. La cible est placée dans un cryostat refroidi par azote liquide (77 K). La bande spectrale de sensibilité s'étend de 0,8 à $2,5 \mu\text{m}$ et une roue à filtre placée devant le détecteur permet de sélectionner des bandes réduites (J, H, K'). Cette roue n'est pas équipée de filtre K: le filtre K', proche mais plus étroit que la bande K, est utilisé par FLUOR.

Les quatre fibres délivrées par le coupleur triple sont rassemblées dans un toron: les gaines mises à nu sont collées l'une à l'autre, formant une section carrée. Les cœurs de $8,5 \mu\text{m}$ de diamètre sont séparés d'une distance de $125 \mu\text{m}$. Comme l'illustre la figure I.3.8, le toron est centré sur l'axe devant un triplet de lentilles qui image les têtes de fibres sur le détecteur. L'optique d'injection diffère de celle utilisée par les propriétaires du détecteur, laquelle est constituée d'un jeu de lentille refroidies. Cette différence fondamentale oblige d'ailleurs à opérer un nombre de séquences périlleuses lors du passage d'une table optique à l'autre (réchauffement, mise à pression atmosphérique, démontage complet, extraction du jeu de lentilles, remontage, pompage, refroidissement).

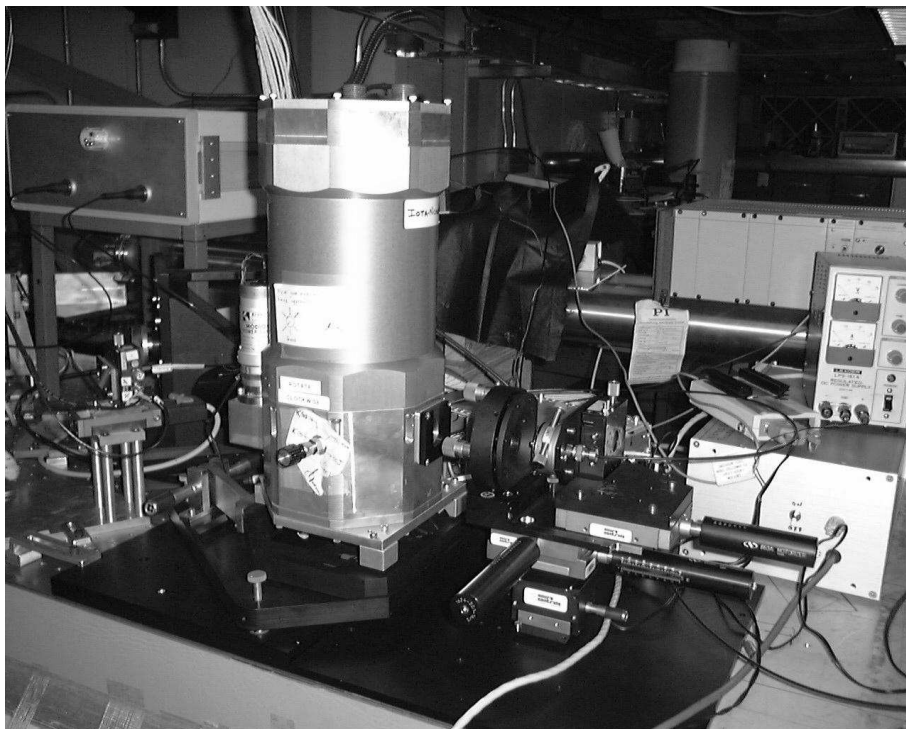


FIG. I.3.8 – Photographie de l'injection dans le cryostat du détecteur NICMOS3.

- *Mode de lecture*

Le détecteur NICMOS3 présente un puit de potentiel à environ 50000 photocharges. Les signaux mesurés par FLUOR étant répartis sur 256 points, cela représente un niveau moyen de 200 photocharges pour chaque **trame** (lecture des 4 pixels éclairés). Avec un bruit typique d'environ 10

photocharges, le rapport signal sur bruit obtenu est de 20 environ. Conséquence directe : le détecteur sature dès que le rapport signal sur bruit dépasse cette valeur.

Les paramètres de lecture doivent sans cesse être adaptés en fonction de cette restriction. De plus, l'objet et la source de référence doivent correspondre aux mêmes paramètres de lecture car ces derniers déterminent le temps de pose, et donc la fonction de transfert.

L'idéal serait de régler le nombre de trames et leur fréquence (le temps de pose). Le logiciel de contrôle du détecteur, indépendant de FLUOR, ne propose pas cette option. L'utilisateur peut régler principalement deux paramètres : le nombre de lectures des pixels et le nombre de boucles (n *read* et m *loop* respectivement), qui permettent de régler le temps de chacune des trames. Ce dernier dépend également des coordonnées des pixels éclairés sur la cible. Le détecteur accumule les charges pendant le temps défini par n *read* et m *loop*. La matrice est alors vidée (*reset*) et une nouvelle trame commence éventuellement. Cette répétition d'acquisitions et de mises à zéro sert à augmenter le temps de la séquence entière (nécessaire en mode de recherche des franges), elle se règle avec les paramètres p *frames* et q *reset*. La difficulté consiste à trouver le réglage de ces quatre paramètres permettant d'atteindre le meilleur rapport signal sur bruit sans que le détecteur sature. La figure I.3.9 schématise l'accumulation de charge en mode 4 *read* et 3 *loop* pour une seule trame.

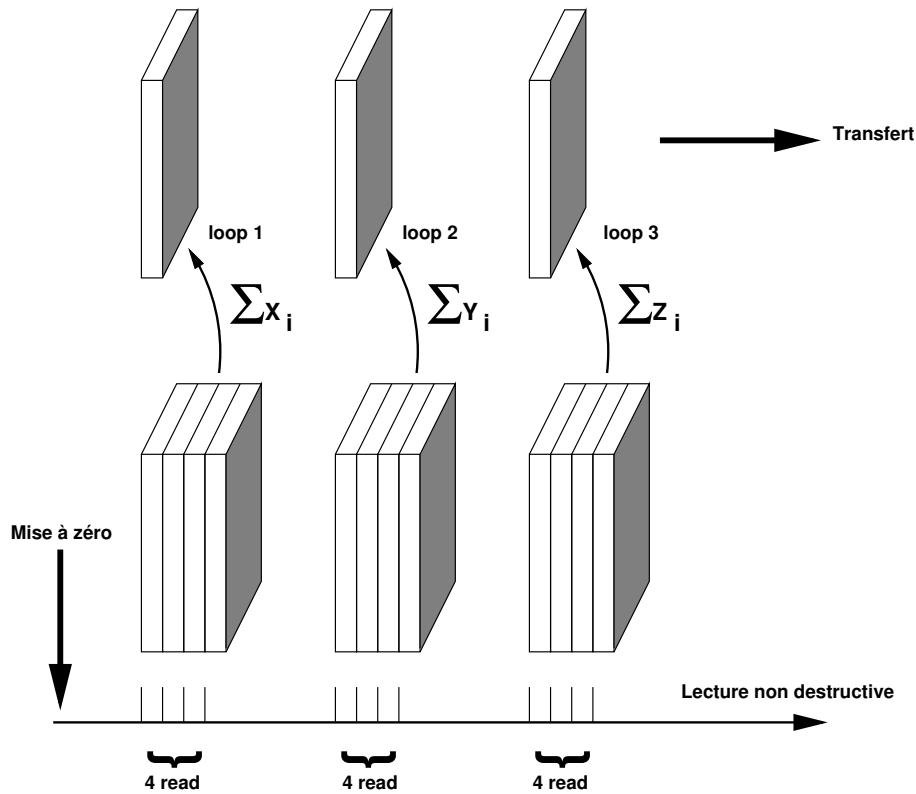


FIG. I.3.9 – Principe de lecture du détecteur.

3.3.3 Procédure d'alignement

L'alignement de la table optique de FLUOR (voir la figure I.3.10) est relativement rapide et facilité par la possibilité qu'offre le coupleur fibré de retro-éclairer l'interféromètre. Je donne ici les quelques étapes essentielles.

Une étape délicate est le positionnement des têtes de fibre au foyer des paraboles hors-axe. Il s'agit d'un réglage critique puisqu'il va assurer l'injection de la lumière stellaire. Pour chacun des deux faisceaux, une source injectée dans la fibre rétro-éclaire la parabole hors-axe. Une lunette autocollimatrice est insérée dans le trajet du faisceau sortant et permet de visualiser l'image de la tête de fibre. Trois réglages, dont un réglage de focalisation motorisé, équipent le support de fibre et permettent d'ajuster la qualité d'image. Ce réglage est très stable, et n'est effectué en pratique qu'une fois au début des missions d'observation.

L'alignement de l'unité de recombinaison FLUOR sur l'interféromètre IOTA est relativement rapide de par la présence des fibres optiques. Les faisceaux délivrés par IOTA sont pris comme référence. Je ne décrirai pas l'alignement de l'interféromètre IOTA : la procédure complète est réalisée rarement et seul un réglage partiel est à reprendre lors d'un changement de station de télescope. Là encore, une sortie du coupleur est exploitée. Une source laser He-Ne (dont le spectre d'émission appartient à la bande de transmission du verre fluoré), avec la connectique appropriée, éclaire à rebours l'interféromètre. Les optiques de transfert de la table FLUOR offrent les quatre degrés de liberté nécessaires pour diriger chaque faisceau sortant des paraboles sur les miroirs secondaires des télescopes. Ce réglage est vérifié avant chaque nuit d'observation.

Pour ce qui concerne le réglage de l'unité de détection, les deux voies de l'interféromètre doivent être éclairées simultanément. On peut utiliser la lumière émise par les miroirs secondaires éclairés par une lampe, ou bien les réflexions dans le coupleur triple dont on éclaire une des sorties photométriques (seules trois voies sur les quatre sont alors disponibles pour le réglage). Le toron de fibres est centré sur l'axe devant un triplet de lentilles, grâce auquel les têtes de fibres peuvent être imagées sur le détecteur avec le grossissement optimum. Parce que le centre du toron est sur axe et les fibres légèrement hors axe, chaque image correspondante comporte un résidu de coma fuyant le centre du détecteur. La présence de cette aberration, cumulée à la forme gaussienne du champ en sortie des fibres, fait qu'en pratique environ 50% de l'énergie de chaque fibre peut être concentrée sur un pixel. Ce réglage est critique et doit être effectué avant chaque nuit d'observation.

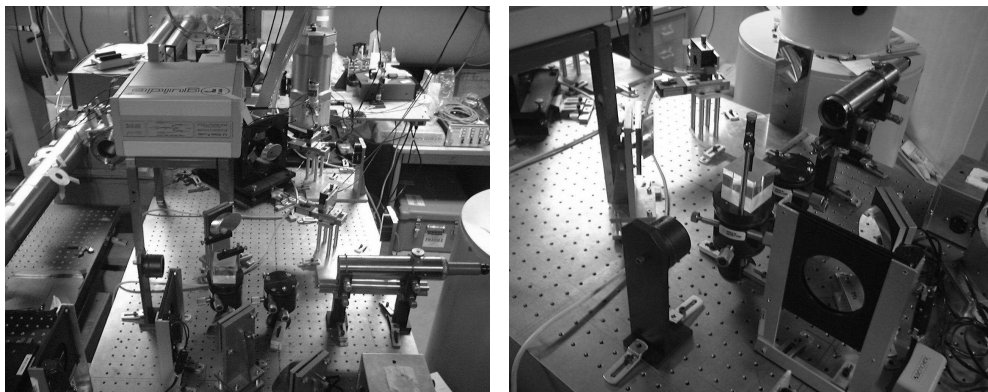


FIG. I.3.10 – Photographies de la table optique FLUOR.

3.3.4 Un interféromètre à fibres en bande K

Les fibres optiques monomodes dans le visible sont bien moins coûteuses que leurs homologues en bande K. Pourquoi avoir réalisé une unité de recombinaison par fibres en bande K ? Quelques points plaident en faveur de ce choix et justifient l'existence de FLUOR :

- une fenêtre atmosphérique propice: la transmission par l'atmosphère est bonne dans le proche

infrarouge ;

- une turbulence moins sévère : les effets sont relâchés aux longueurs d’onde élevées, la correction (basculement de front d’onde) est meilleure car le temps de cohérence est plus long ;
- le dimensionnement de l’interféromètre : le diamètre des télescopes d’IOTA correspond approximativement à la longueur de cohérence de l’atmosphère en bande K sur le site ;
- intérêt astrophysique : ce domaine est favorable à l’observation des étoiles “froides” en cours de formation ou en fin de vie.

3.3.5 Les limites de la précision sur les mesures

L’unité de recombinaison FLUOR produit depuis quelques années des mesures de visibilité avec une précision supérieure d’un ordre de grandeur aux systèmes de recombinaison classique. Je décris ici les sources de bruit et d’erreur sur l’estimation des visibilités afin de dégager les principales limitations qui ont motivé la mise en place d’une ligne de modulation rapide (partie instrumentale de mon travail de thèse, décrite dans la partie III de ce mémoire).

3.3.5.1 La limitation par les erreurs statistiques

Deux types d’erreurs sont à distinguer dans l’estimation de la visibilité à partir du contraste des franges d’interférence :

- les **erreurs systématiques** dues aux variations de la fonction de transfert instrumentale, qui introduisent une variation lente des mesures ;
- les **erreurs statistiques**.

Les erreurs systématiques ne sont pas limitantes tant qu’on va plus vite que les variations de la fonction de transfert. Il suffit alors d’étalonner cette dernière entre les observations, avec une précision adaptée. Avec FLUOR, la fonction de transfert instrumentale est typiquement de 85-90% et les erreurs systématiques ne sont pas limitantes.

Les erreurs statistiques, quant à elles, ne sont pas négligeables compte tenu du faible nombre d’acquisitions du à un rythme lent (1 interférogramme toutes les 4 secondes). Elles peuvent être réduites en augmentant simplement le nombre d’interférogrammes.

3.3.5.2 La limitation par le bruit

Les sources de bruit qui affectent la fonction de transfert instrumentale et atmosphérique se répartissent en deux catégories :

- le **bruit de détection** : il comprend le bruit du détecteur lui-même (bruit de lecture), le bruit de photons de l’objet observé, et éventuellement le bruit de photons du fond thermique (négligeable en bande K sur IOTA). Il est réduit si la qualité du détecteur est grande et si l’objet observé est brillant ;
- le **bruit de turbulence** : en règle générale pour un interféromètre, la turbulence atmosphérique se traduit par des variations de la phase au-dessus de chacun des télescopes et par du piston différentiel.

Pour ce qui concerne FLUOR, le bruit de lecture a été réduit avec le remplacement des quatre photomètre InSb par le détecteur NICMOS3. Le bruit de turbulence, quant à lui, est réduit au piston différentiel qui reste le principal facteur limitant d’autant plus que les sources sont brillantes et les

visibilités faibles. Le remède consiste là aussi à augmenter la cadence des acquisitions, cette fois-ci afin de figer le piston différentiel.

L'augmentation de la cadence de balayage de la différence de marche permet de repousser simultanément ces deux limitations : diminution des erreurs statistiques par l'acquisition d'un plus grand nombre d'interférogrammes par unité de temps, et diminution du bruit de turbulence en diminuant le temps entre deux acquisitions. La mise en place de ce dispositif sur FLUOR sera décrite dans la partie III.

Deuxième partie

**ÉTUDE DU COUPLAGE DE
GRANDS TÉLESCOPES
PAR FIBRES OPTIQUES
MONOMODES**

La partie I a mis en lumière les avantages de l'interférométrie au sol comme dans l'espace. Succédant aux interféromètres optiques actuels, la prochaine génération sera constituée de télescopes géants (classe 8-10 m), avec des bases de plusieurs centaines de mètres. Qu'ils soient installés sur le sol terrestre ou dans l'espace, les conditions requises sur la qualité de front d'onde seront sévères. La turbulence atmosphérique, mais aussi les défauts optiques statiques ou lents, devront être compensés.

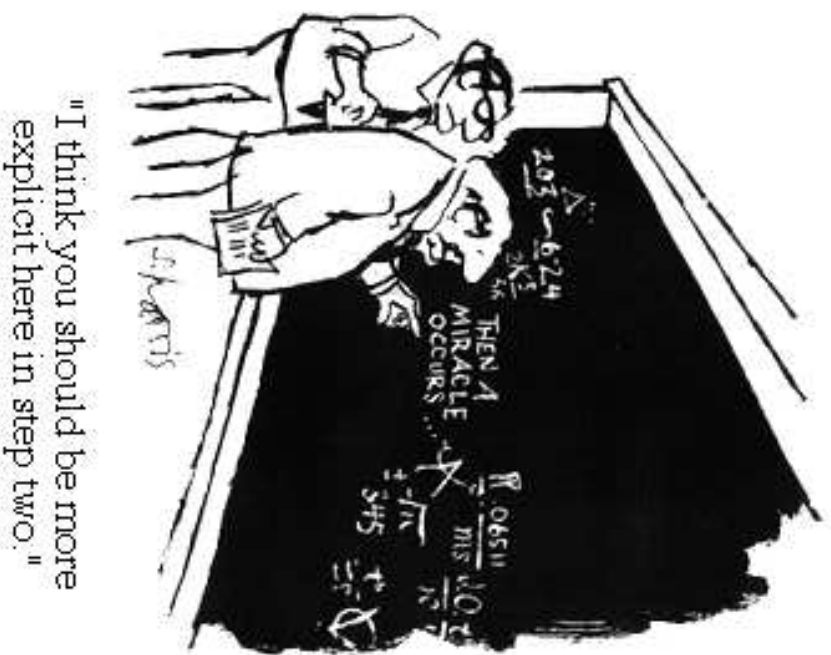
L'Optique Adaptative équipe déjà de nombreux télescopes dans le monde. La baisse des coûts de fabrication et la maturité de la discipline, acquise au cours des vingt dernières années, ont contribué à la diffusion de ces systèmes. Ce qui faisait figure de luxe il y a quelques années fait aujourd'hui partie intégrante de la conception de tout télescope de taille respectable. Aucun de ces systèmes n'équipe pourtant les quelques interféromètres en activité. Ces derniers ont en effet été développés en parallèle des premiers systèmes d'OA et dimensionnés de manière à ce que la simple correction du basculement de front d'onde suffise à assurer une qualité correcte des fronts d'onde. L'avantage d'utiliser des fibres optiques pour le filtrage des défauts résiduels de la phase et l'étalonnage des signaux interférométriques pour augmenter la dynamique des mesures a en outre été prouvé grâce à la démonstration expérimentale et aux performances de FLUOR [FORE-94, PERR-96]. Au point que de nombreux projets envisagent d'utiliser les fibres optiques monomodes. Cette tendance était particulièrement flagrante à la conférence sur l'interférométrie astronomique organisée à Kona (Hawai'i) en 1998 [REAS-98].

D'autres projets, au sol ou dans l'espace, sont également inspirés par l'utilisation du filtrage spatial. Ces projets naîtront de l'interférométrie et de la technologie des télescopes géants pour allier haute résolution angulaire et sensibilité. Les grands diamètres mis en jeu nécessiteront des systèmes d'OA sur chacun des télescopes, qu'il faudra interfacer aux systèmes de filtrage spatial.

La première étude analytique du couplage d'un front d'onde dans une fibre optique monomode placée au foyer d'un télescope est présentée dans [SHAK-88]. Seule l'influence du basculement du front d'onde incident avait alors été analysée, et les simulations numériques étaient limitées par la puissance de calcul. Une approche analytique complète, tenant compte notamment de la correction partielle du front d'onde avant injection dans la fibre, restait à mener afin de dégager des lois de dimensionnement de ces futurs systèmes alliant Optique Adaptative et fibres optiques monomodes.

Cette partie est composée de deux chapitres. Dans le premier chapitre, "Filtrage spatial par fibres optiques monomodes", une approche analytique complétée de simulations numériques permet de déterminer des lois de dimensionnement et d'analyser la dépendance des performances du couplage d'un front d'onde déformé dans une fibre monomode. L'interfaçage entre un système de filtrage spatial par fibre optique monomode et un système d'Optique Adaptative est analysé. Des lois de dimensionnement et d'optimisation sont décrites et confirmées par des simulations numériques. Le deuxième chapitre, "Filtrage modal et filtrage spatial en interférométrie", compare le filtrage spatial au moyen d'un trou et au moyen d'une fibre monomode. Ces deux techniques sont actuellement envisagées pour équiper les instruments interférométriques.

L'ensemble de cette partie constitue un travail original. Le premier chapitre constitue, à ma connaissance, la première étude analytique, complétée de simulations numériques, du processus de filtrage spatial par une fibre au foyer d'un télescope avec divers degrés de correction du front d'onde. Le deuxième chapitre présente pour la première fois une comparaison, même si elle reste essentiellement qualitative, entre les deux dispositifs de filtrage spatial envisagés pour les systèmes de recombinaison interférométrique futurs. Une partie de ces travaux a été publiée dans des actes de conférence [RUIL-98], ou bien soumise à des revues à comité de lecture [RUIL-99, MENN-99b].



© Sydney Harris

1. FILTRAGE SPATIAL PAR FIBRES OPTIQUES MONOMODES



En Astronomie, l'interfaçage des fibres optiques avec des télescopes est connu dans le domaine de la spectro-imagerie où les fibres multimodes remplacent avantageusement des surfaces optiques et permettent l'acheminement de nombreux faisceaux. L'utilisation des fibres optiques monomodes est par contre moins commune. Elle s'adresse particulièrement aux applications interférométriques où leur qualité de filtre spatial parfait l'emporte sur l'inconvénient de la perte de champ qu'elles entraînent.

Dans la suite de ce chapitre, on parlera indifféremment de **filtrage modal** ou de **filtrage spatial par fibres optiques monomodes**. Les bases du formalisme du filtrage modal seront d'abord posées. Le cas d'une fibre optique monomode placée au foyer d'un télescope (pupille circulaire avec obstruction centrale) sera ensuite considéré. L'influence des aberrations optiques classiques sur les performances du couplage dans la fibre seront analysées. Le cas de l'injection d'un front d'onde turbulent avec correction partielle par un système d'Optique Adaptative placé en amont de la fibre sera ensuite abordé.

Dans les trois premières sections de ce chapitre, on considèrera le cas strictement monochromatique et la **longueur d'onde d'observation proche de la longueur d'onde de coupure** du deuxième mode de la fibre optique (voir le chapitre 2 de la partie I). La description du mode fondamental par l'**approximation de champ gaussien** sera utilisée dans tous ces cas. Le champ exact dans la fibre ne sera utilisé que pour l'étude du cas polychromatique, en fin de chapitre.

1.1 Formalisme

1.1.1 Notations

On considèrera un filtre spatial placé au foyer d'un télescope. Dans la suite, λ désigne la longueur d'onde d'observation, f désigne la longueur focale de l'instrument, D est le diamètre du miroir primaire du télescope, et α son obstruction linéaire centrale éventuelle.

1.1.1.1 Plan pupille

On notera (voir la figure II.1.1) $\mathbf{u} = \frac{r}{\lambda}$ la coordonnée réduite dans le plan pupille.

$E_{\circ}(\mathbf{u})$ est la fonction pupille complexe, et $E_M(\mathbf{u})$ la fonction filtre complexe, **projection dans le plan pupille de la fonction filtre**. Si l'on nomme $\phi(\mathbf{u})$ la phase sur la pupille, la fonction pupille complexe s'écrit $E_{\circ}(\mathbf{u}) = P_{\circ}(\mathbf{u}) \exp(i\phi(\mathbf{u}))$, où $P_{\circ}(\mathbf{u})$ désigne la transmittance de la pupille.

1.1.1.2 Plan focal

On notera (voir la figure II.1.1) $\mathbf{x} = \frac{r}{f}$ la coordonnée réduite dans le plan focal. C'est la variable conjuguée de \mathbf{u} par transformée de Fourier directe [BRAC-86].

$F_{\circ}(\mathbf{x})$ désigne la distribution de champ au foyer du télescope, et $F_M(\mathbf{x})$ le profil de mode du filtre.

1.1.1.3 Opérateurs spatiaux

On notera par la suite $\langle \rangle$ et $\| \|$ le produit scalaire de vecteurs et la norme respectivement. Ils sont définis de la manière suivante :

$$\langle X(\mathbf{s}) | Y(\mathbf{s}) \rangle = \iint_{\mathbb{R}^2} X(\mathbf{s}) \cdot Y^*(\mathbf{s}) d^2\mathbf{s}, \quad (\text{II.1.1})$$

$$\| X(\mathbf{s}) \| = \sqrt{\langle X(\mathbf{s}) | X(\mathbf{s}) \rangle}. \quad (\text{II.1.2})$$

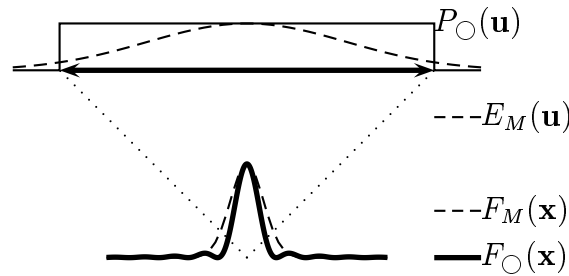


FIG. II.1.1 – Notations en plan pupille et en plan focal.

1.1.2 Amplitude complexe couplée

Le mode fondamental propagé dans une fibre optique monomode a été décrit dans la partie I. Lorsqu'une fibre, utilisée dans des conditions où elle est monomode, est placée au foyer d'un télescope, la distribution de champ créée par une source excite le mode fondamental. La part d'énergie couplée et guidée dans la fibre dépend de l'adéquation entre le champ de diffraction et le champ guidé. Puisqu'il s'agit de champs électriques et non pas d'intensités, on parlera d'**amplitude complexe couplée**.

1.1.2.1 Définition

L'amplitude complexe couplée A est l'**intégrale de recouvrement des champs complexes** $F_O(\mathbf{x})$ et $F_M(\mathbf{x})$. Avec le choix des coordonnées réduites, il y a équivalence entre le recouvrement des champs en plan pupille et en plan focal (théorème de Parseval). Avec les notations choisies, l'amplitude complexe couplée normalisée s'écrit [NEUM-88] :

$$A = \frac{\langle F_O(\mathbf{x}) | F_M(\mathbf{x}) \rangle}{\| F_O(\mathbf{x}) \| \times \| F_M(\mathbf{x}) \|}, \quad (\text{II.1.3})$$

$$= \frac{\langle E_O(\mathbf{u}) | E_M(\mathbf{u}) \rangle}{\| E_O(\mathbf{u}) \| \times \| E_M(\mathbf{u}) \|}. \quad (\text{II.1.4})$$

L'expression en plan pupille est généralement plus simple à calculer analytiquement dès lors que le front d'onde à l'entrée de la fibre est déformé. C'est le cas en présence de turbulence atmosphérique au-dessus du télescope, ou bien pour la plupart des défauts d'alignement et de qualité des optiques du montage.

1.1.2.2 Efficacité de couplage et retard de phase

L'**efficacité de couplage**, ρ , est le rapport entre l'énergie injectée dans la fibre et l'énergie collectée par le télescope. Elle est égale au carré du module de l'amplitude complexe couplée :

$$\rho = |A|^2. \quad (\text{II.1.5})$$

L'efficacité de couplage est égale à 1 si les champs électriques sont identiques en amplitude et en phase. Ce ne sera pas le cas, par exemple, avec une fibre monomode au foyer d'un télescope.

L'argument de l'amplitude complexe couplée, ϕ_A , se traduit en terme de **retard de phase du mode fondamental**:

$$\phi_A = \arg A. \quad (\text{II.1.6})$$

Par analogie avec la terminologie de la turbulence atmosphérique, on parlera de "l'effet de piston vu par la fibre". Le retard dans la fibre existe dès que le front d'onde est perturbé ou subit un retard global. Il ne dépend pas uniquement d'un piston (géométrique ou atmosphérique) à l'entrée de la fibre. Il est bien entendu nul en présence d'un front d'onde parfaitement plan et sans retard de phase.

1.1.3 Couplage dans une fibre monomode au foyer d'un télescope

Dans le cas particulier où le filtre est une fibre optique monomode, le profil du mode sur lequel sera projetée la tache de diffraction peut être décrit avec une bonne approximation par une gaussienne (voir le chapitre 2 de la partie I, section 2.6). On suppose le cas monochromatique, et une longueur d'onde proche de la longueur d'onde de coupure du deuxième mode de la fibre.

1.1.3.1 Expression analytique de l'efficacité de couplage

Les expressions du mode fondamental de la fibre et de la distribution d'amplitude au foyer du télescope permettent d'écrire (II.1.5) en fonction de l'obstruction centrale de la pupille, α , du rayon du mode fondamental de la fibre, ω_0 , et des paramètres instrumentaux (diamètre de la pupille, D , longueur d'onde d'observation, λ , longueur focale, f) [RUIL-98]:

$$\rho_\alpha(\beta) = 2 \left(\frac{\exp(-\beta^2) - \exp(-\beta^2 \alpha^2)}{\beta \sqrt{1 - \alpha^2}} \right)^2, \quad (\text{II.1.7})$$

$$\beta = \frac{\pi D \omega_0}{2 \lambda f}. \quad (\text{II.1.8})$$

La formule (II.1.7) ne tient pas compte des pertes éventuelles par réflexion sur la tête de fibre (pertes de Fresnel). La variable sans dimension β rassemble tous les paramètres instrumentaux. Elle est proportionnelle au rapport du rayon du mode guidé (largeur à 1/e) et de la largeur à mi-hauteur de la tache de diffraction.

L'approximation du profil de mode gaussien rend le passage de (II.1.3) à (II.1.7) aisé (conservation de la gaussienne par transformation de Fourier). Le calcul analytique de l'efficacité de couplage ρ dans le cas du champ exact dans la fibre (combinaison de fonctions de Bessel) est impossible.

1.1.3.2 Maximum de couplage

Dans le cas d'une obstruction centrale nulle, les relations (II.1.7, II.1.8) donnent un maximum d'efficacité de couplage $\rho_{\max, \alpha=0} = 81\%$ environ. L'écart avec la valeur connue (78%) [SHAK-88] s'explique par le choix de l'approximation de profil de mode gaussien. La valeur optimale du coefficient β correspondant ($\beta_{\text{opt}, \alpha=0} = 1,12$) donne le rayon du mode fondamental optimum:

$$\omega_{0 \text{ opt}, \alpha=0} = 0,71 \frac{\lambda f}{D}. \quad (\text{II.1.9})$$

Il s'agit là de la demi-largeur à $1/e$ du profil de mode. La conversion en largeur à mi-hauteur permet de calculer que la gaussienne décrivant le champ guidé dans la fibre est 18% plus large qu'une tache d'Airy.

La figure II.1.2 montre, vues en coupe, la tache de diffraction avec obstruction centrale nulle et le mode fondamental de la fibre optimisée. La **racine carrée de l'intensité normalisée** est représentée en ordonnées de manière à faire mieux apparaître la zone du premier lobe de la tache de diffraction.

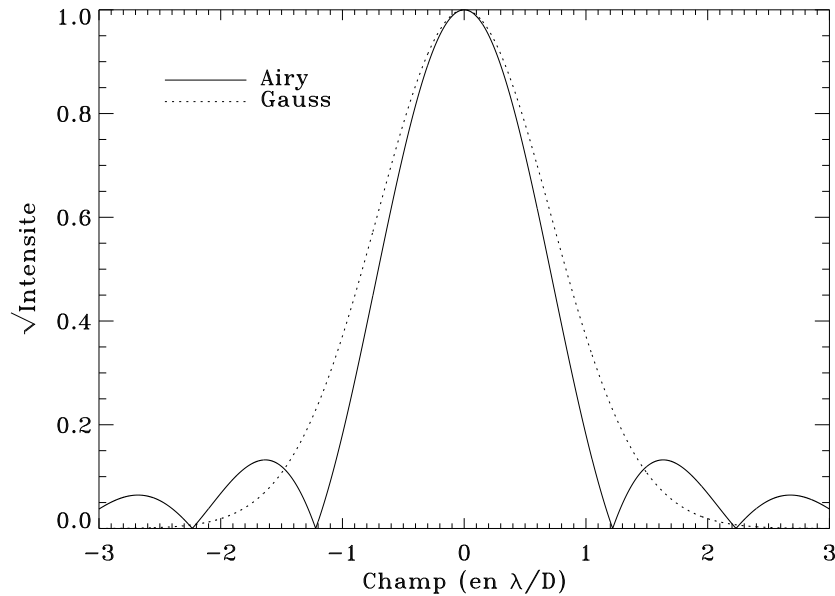


FIG. II.1.2 – Coupes superposées de la tache de diffraction et du mode de la fibre optimisée.

1.1.3.3 Influence de l'obstruction centrale

L'obstruction centrale de la pupille contribue au renforcement des lobes de la tache de diffraction. La fibre devra, en conséquence, être optimisée en fonction de la valeur α pour que le mode fondamental recouvre au mieux la distribution d'énergie au foyer du télescope. Pour chaque valeur de α , les formules (II.1.7) et (II.1.8) permettent de déterminer le couple optimum $(\rho_{\max, \alpha}, \beta_{\text{opt}, \alpha})$. En l'absence d'aberration, le retard de phase dans la fibre restera quant à lui invariant quelle que soit la valeur de l'obstruction centrale.

La figure II.1.3 représente (disques blancs) le comportement de l'efficacité maximale de couplage, calculée d'après la formule théorique (II.1.7), en fonction de la valeur de l'obstruction centrale de la pupille. La fibre est optimisée pour chaque valeur de l'obstruction centrale. La perte en efficacité de couplage est faible jusqu'à une obstruction linéaire de 20% environ (domaine de valeurs typiques des télescopes modernes), puis décroît linéairement. L'ouverture de faisceau optimale correspondante (astérisques) est indiquée : l'optique d'injection dans la fibre doit tenir compte non seulement des caractéristiques de la fibre, mais également de l'obstruction centrale de la pupille. La perte en efficacité de couplage avec une fibre optimisée pour une obstruction centrale nulle (disques noirs) est beaucoup plus importante dès que l'obstruction atteint la valeur de 10%. Pour une obstruction de 35%, l'optimisation de la fibre permet de gagner 20% en efficacité de couplage.

La montée en marches de l'ouverture optimale de faisceau est due à l'incertitude sur le calcul du

maximum de la courbe de couplage obtenue pour chaque obstruction centrale. La détermination est d'autant plus difficile que l'obstruction centrale est faible car la zone autour du maximum est plate (faible variation de l'efficacité de couplage avec l'ouverture de faisceau).

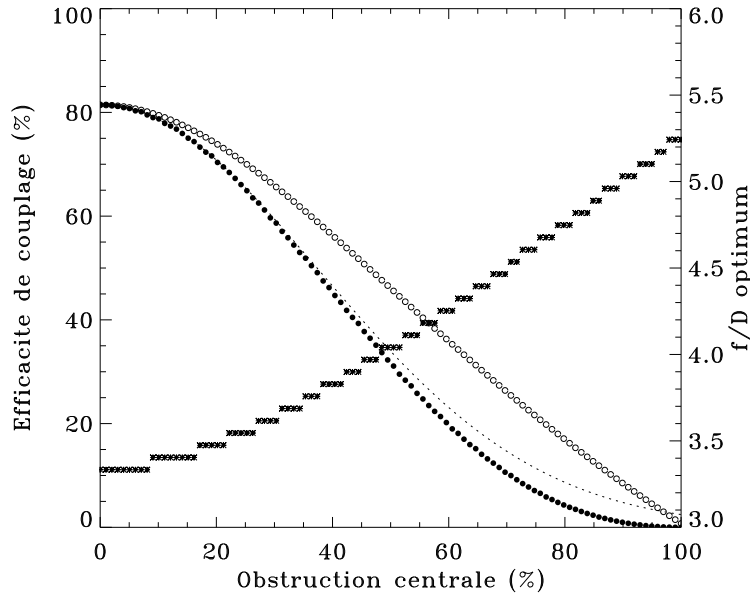


FIG. II.1.3 – *Efficacité de couplage (disques noirs et disques blancs, échelle de gauche) et ouverture de faisceau optimale (astérisques, échelle de droite) en fonction de α : les courbes en disques blancs et en disques noirs représentent respectivement le cas d'une ouverture de faisceau optimisée pour chaque valeur de α et optimisée pour $\alpha = 0$. Les astérisques représentent l'ouverture de faisceau optimale pour chaque valeur de α .*

La courbe en pointillés est une loi empirique obtenue par ajustement sur la courbe en disques noirs. Elle s'écrit :

$$\rho(\alpha) = \rho_{\max} \exp(-3,5 \alpha^2). \quad (\text{II.1.10})$$

et donne, pour les valeurs de α inférieures à 35%, une approximation meilleure que 1% de l'efficacité de couplage avec ouverture de faisceau fixe.

1.1.4 Couplage et faibles perturbations

L'expression analytique (II.1.7) n'est valable que si l'on suppose un front d'onde plan en entrée de la fibre. Le cas plus réaliste d'un front d'onde perturbé n'offre pas de solution analytique exacte. Dans cette section, une estimation de la perte en efficacité de couplage est donnée analytiquement dans le cas où le front d'onde est **faiblement perturbé**.

1.1.4.1 Approximation des faibles perturbations

Soit ϕ une variable de densité de probabilité donnée. On peut écrire :

$$\exp(i\phi) = \exp(i\langle\phi\rangle) \exp(i(\phi - \langle\phi\rangle)). \quad (\text{II.1.11})$$

Lorsque l'opérateur $\langle \rangle$ est linéaire et normalisé ($\langle 1 \rangle = 1$), le développement limité de $\exp(i(\phi - \langle \phi \rangle))$ donne [CASS-97] :

$$\langle \exp(i\phi) \rangle = \exp(i\langle \phi \rangle) \left[1 - \frac{1}{2}\sigma^2(\phi) + O(\phi^3) \right], \quad (\text{II.1.12})$$

où $\sigma^2(\phi) = \langle \phi^2 \rangle - \langle \phi \rangle^2$. Le développement inverse donne l'approximation du second ordre :

$$\langle \exp(i\phi) \rangle \approx \exp(i\langle \phi \rangle) \exp(-\sigma^2(\phi)/2). \quad (\text{II.1.13})$$

Lorsque la densité de ϕ est une distribution gaussienne, (II.1.13) devient une égalité stricte.

1.1.4.2 Expression analytique du couplage

L'efficacité de couplage en présence d'un front d'onde déformé ϕ est notée ρ_ϕ , par analogie avec l'efficacité de couplage maximale ρ_0 . Au moyen des équations (II.1.4) et (II.1.5), et en utilisant l'approximation (II.1.13) en module élevé au carré, la perte en efficacité de couplage, ρ_ϕ/ρ_0 s'écrit :

$$\rho_\phi/\rho_0 = |\langle \exp(i\phi) \rangle_M|^2 \approx \exp(-\sigma_M^2(\phi)), \quad (\text{II.1.14})$$

où $\langle \rangle_M$ désigne l'opérateur moyenne pondérée par le mode fondamental de la fibre projeté en plan pupille :

$$\langle \phi \rangle_M = \frac{\langle P_O(\mathbf{u}) \phi(\mathbf{u}) | E_M(\mathbf{u}) \rangle}{\| P_O(\mathbf{u}) \| \| E_M(\mathbf{u}) \|}, \quad (\text{II.1.15})$$

$$\sigma_M^2(\phi) = \langle \phi - \langle \phi \rangle_M^2 \rangle_M = \langle \phi^2 \rangle_M - \langle \phi \rangle_M^2. \quad (\text{II.1.16})$$

À partir des expressions (II.1.4), (II.1.6) et (II.1.13), le retard de phase $\arg A_\phi$ en présence d'un front d'onde ϕ s'écrit simplement :

$$\arg A_\phi \approx \langle \phi \rangle_M. \quad (\text{II.1.17})$$

1.2 Influence des aberrations statiques

L'efficacité de couplage est définie en fonction de l'intégrale de recouvrement de la tache de diffraction au foyer du télescope par le mode fondamental de la fibre. L'expression analytique exacte (II.1.7) quantifie l'efficacité de couplage théorique en l'absence d'aberrations. Dans le cas d'un front d'onde faiblement perturbé en amont de la tête de fibre, l'expression analytique approchée (II.1.14) permet de quantifier la perte en efficacité de couplage. Cette dernière est exprimée en fonction de la variance de la phase sur la pupille pondérée par le mode projeté de la fibre. Le retard de phase dans la fibre résulte de la moyenne de la phase sur la pupille pondérée.

La base des polynômes de Zernike a été décrite dans la section 2.2 du chapitre 2, partie I. Toute aberration optique peut être projetée sur cette base, laquelle est orthonormée dans le cas d'une pupille circulaire pleine. Dans le cas où la pupille est pondérée par le mode de la fibre projeté (II.1.15), on peut s'attendre à une dépendance de l'efficacité de couplage et du retard de phase en fonction de la distribution spatiale, et donc du type, de l'aberration du front d'onde.

1.2.1 Produit scalaire des polynômes de Zernike

L'une des propriétés remarquables des polynômes de Zernike est leur orthogonalité sur un support circulaire (équation (I.2.13)).

La projection sur le mode fondamental de la fibre crée des couplages entre modes (c'est-à-dire entre polynômes). Ceux-ci ne vont plus former une base orthonormale :

$$\langle Z_i | Z_j \rangle_M = k_{ij} \neq \delta_{ij}. \quad (\text{II.1.18})$$

Cette inégalité sera généralement vraie, sauf dans le cas d'une fibre avec un diamètre de cœur infiniment petit (ou une ouverture de faisceau très faible) et une pupille circulaire pleine : $k_{ij} = \delta_{ij}$.

La figure II.1.4 présente, à titre illustratif, la matrice du produit scalaire des 91 premiers polynômes de Zernike (ordre radial 12 inclus). Les lignes et les colonnes correspondent aux polynômes numérotés de 1 (piston) à 91. On retrouve le cas de la matrice diagonale pour une pupille circulaire pleine. Dans le cas où la pupille est pondérée par le mode fondamental de la fibre projeté, les polynômes de même nature sont corrélés. Pour ce qui concerne les ordres les plus bas, c'est notamment le cas du piston et de la défocalisation, des termes de basculement et des termes de coma, etc...

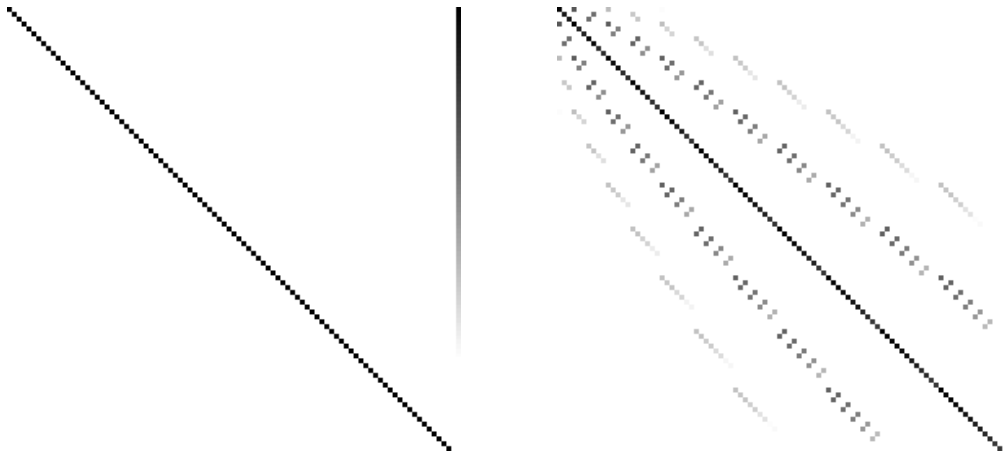


FIG. II.1.4 – *Produit scalaire des 91 premiers polynômes de Zernike (i.e., ordre radial 12 inclus) sans (matrice de gauche) et avec pondération (matrice de droite) de la pupille par le mode fondamental de la fibre projeté. L'obstruction centrale est supposée nulle.*

La présence d'une obstruction centrale de la pupille a aussi pour effet de créer des corrélations entre modes, ou de les renforcer dans le cas où une fibre est placée au foyer. Les termes corrélés sont globalement les mêmes que dans le cas du filtrage spatial, mais la corrélation est bien moindre.

Considérons un front d'onde déformé à l'entrée d'une pupille pleine, et une fibre au foyer. Une première incidence du couplage entre polynômes de Zernike est que la variance de phase dans l'expression (II.1.14) ne s'écrira pas comme simple somme du carré des poids des polynômes décrivant l'aberration (cf équation (I.2.15)). Nous allons voir dans la section suivante que la variance obéit à une loi moyenne dans le cas où les polynômes sont à peu près également représentés. Dans le cas des aberrations faibles, cette loi permettra d'exprimer la perte en efficacité de couplage (II.1.14) de manière relativement simple.

1.2.2 Loi moyenne de la variance

Contrairement au cas de la pupille pleine, les covariances des polynômes de Zernike calculées sur la pupille pondérée sont différentes de 1 : $\langle Z_i | Z_i \rangle_M = \langle |Z_i|^2 \rangle_M \neq 1$. Une partie de l'énergie de chaque aberration élémentaire du front d'onde est répartie sur d'autres aberrations.

Les covariances des polynômes de Zernike sont représentées sur la figure II.1.5 pour les 90 premiers polynômes (hors piston). Le cas de la pupille pleine (diamants noirs) et le cas de la pupille pondérée par le mode fondamental de la fibre (diamants blancs) sont illustrés. Chaque cas reprend les valeurs de la diagonale des matrices représentées sur la figure II.1.4. Pour chaque polynôme, l'énergie moyenne couplée aux autres polynômes $(\sum_i |\langle Z_i | Z_j \rangle_M|^2 - |\langle Z_i | Z_j \rangle_M|^2) / i$ est également représentée dans le cas de la pupille pondérée (astérisques).

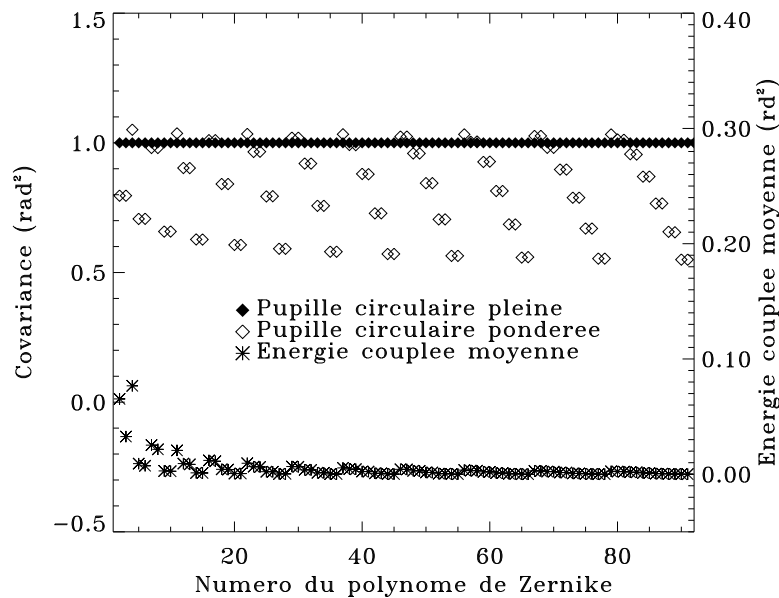


FIG. II.1.5 – Covariance des 90 premiers polynômes de Zernike, hors piston, sans (diamants noirs, échelle de gauche) et avec (diamants blancs, échelle de gauche) pondération de la pupille par le mode fondamental de la fibre projeté. L'énergie moyenne couplée avec les autres polynômes (astérisques, échelle de droite) est donnée pour chaque polynôme. L'obstruction centrale est supposée nulle.

On retrouve la covariance égale à 1 pour chaque polynôme dans le cas de la pupille pleine. Dans le cas de la pupille pondérée, les valeurs obéissent à un comportement de période égale à un ordre radial complet. L'amplitude des variations croît selon l'ordre pour les 20 premiers polynômes (*i.e.*, 4 premiers ordres radiaux), puis **converge vers une moyenne à 0,8** avec un minimum à 0,55 et un maximum à 1,05. L'énergie moyenne couplée reste inférieure à 5% (cas des termes de bas ordre) et décroît très fortement au cours des 20 premiers indices, où elle n'est plus que de 1%. Elle oscille également avec une période correspondant aux ordres radiaux complets.

Les valeurs prises par les termes diagonaux et l'intercorrélacion fortement décroissante entre polynômes permettent de dériver une loi moyenne de la variance de la phase sur la pupille pondérée. Dans le cas où tous les polynômes sont **à peu près également représentés** dans la décomposition du

front d'onde, la variance de la phase sur la pupille pondérée peut être estimée par la somme suivante :

$$\sigma_M^2(\phi(\mathbf{r})) \approx 0,8 \sum_{i=2}^{\infty} a_i^2. \quad (\text{II.1.19})$$

L'approximation (II.1.19) est d'autant plus précise que les bas ordres sont absents ou corrigés, et que les ordres représentés sont équirépartis. Cette loi moyenne nous permettra d'exprimer, *via* l'expression (II.1.14), la perte en efficacité de couplage comme exponentielle de la variance de phase, non plus sur la pupille pondérée mais sur la pupille pleine :

$$\rho_\phi/\rho_0 \approx \exp\left(-0,8 \sum_{i=2}^{\infty} a_i^2\right). \quad (\text{II.1.20})$$

1.2.3 Dépendance du couplage selon le type d'aberration

L'étude quantitative de la dépendance du couplage selon le type d'aberration du front d'onde à l'entrée de la fibre nous informe sur les aberrations optiques les plus critiques en terme d'injection dans une fibre monomode. On considérera dans cette section des aberrations décomposables sur **un seul** polynôme de Zernike, avec une amplitude variable: $\phi(\mathbf{r}) = a_i Z_i(\mathbf{r})$. La perte en efficacité de couplage ne pourra par conséquent pas être prédite par la loi (II.1.20).

1.2.3.1 Efficacité de couplage

La figure II.1.6 représente (simulé numériquement) le comportement de l'efficacité de couplage en fonction du coefficient a_i (en radians) pour les 6 premiers types d'aberrations (polynômes de Zernike Z_2 à Z_{11}). Le cas du piston (Z_1) n'a pas été représenté car il n'a aucune influence sur l'efficacité de couplage. L'efficacité est normalisée au maximum sans aberration.

La perte en efficacité de couplage **dépend non seulement de la force de l'aberration, mais également de sa nature**. L'estimation du rapport de Strehl $\exp(-a_i^2)$ (indépendant de i), parfois employé par d'autres auteurs pour la quantification des pertes en couplage, est tracée pour comparaison. Elle se révèle globalement pessimiste.

Le comportement théorique, prédit par l'expression (II.1.14), est superposé aux courbes simulées. **L'approximation des faibles perturbations reste meilleure que 1%** en erreur relative pour les aberrations et le domaine de a_i représentés sur la figure. On dispose donc d'un prédicteur des pertes de couplage fiable pour les faibles aberrations optiques les plus fréquentes.

1.2.3.2 Retard de phase

Le retard de phase dans la fibre, exprimé par la relation (II.1.17) dans le cas des faibles aberrations, résulte de la moyenne de la phase sur la pupille pondérée. Il diffère *a priori* du retard global de la phase sur le télescope, lequel est entièrement décomposable sur le polynôme Z_1 .

En effet, des termes corrélés à Z_1 apparaissent dans la matrice de produit scalaire des polynômes de Zernike (figure II.1.4, première ligne et première colonne de la matrice de droite), lorsque la pupille est pondérée par le mode fondamental de la fibre projeté. Cela signifie que **les aberrations décomposables sur les termes corrélés à Z_1 vont contribuer au piston vu par la fibre**. Cela inclut entre autres, outre le terme de piston lui-même, la défocalisation et l'aberration sphérique.

Le calcul suivant va nous permettre de retrouver, par le calcul de l'amplitude complexe couplée, ces termes contributifs au retard de phase du mode fondamental. Nous étudierons ensuite l'influence de leur poids.

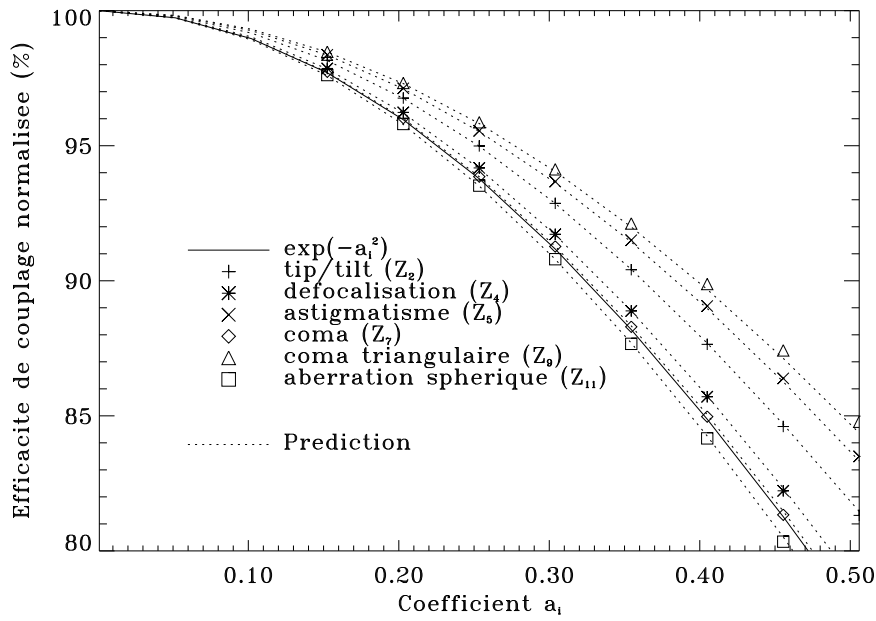


FIG. II.1.6 – Efficacité de couplage pour les 6 premiers types d'aberrations hors piston (polynômes de Zernike Z_2 à Z_{11}), en fonction du poids de l'aberration (en radians). L'efficacité de couplage est normalisée au maximum sans aberration. L'approximation usuelle du rapport de Strehl est tracée en trait plein. Le comportement prédit par l'approximation (II.1.14) est tracé pour chaque cas en pointillés. L'obstruction centrale est supposée nulle.

- *Termes contributifs*

Considérons l'expression générale d'une aberration décomposable sur un polynôme de Zernike unique, en coordonnées polaires :

$$\phi(r, \theta) = a_i Z_i(r, \theta). \quad (\text{II.1.21})$$

Pour qu'un retard de phase causé par ϕ existe dans la fibre, la condition nécessaire est que la partie imaginaire de l'amplitude couplée soit non nulle. À l'aide de l'écriture en plan pupille (II.1.4) et d'après l'expression des polynômes de Zernike (partie I, chapitre 2), on peut écrire :

$$\text{Im } A \propto \int dr \exp\left(-\frac{r^2}{u_0^2}\right) \times \begin{cases} \int d\theta \sin\left(a_i R_n^m(r) \sqrt{n+1}\right) & \text{si } m = 0, \\ \int d\theta \sin\left(a_i R_n^m(r) \sqrt{2(n+1)} \cos(m\theta)\right) & \text{si } m \neq 0 \text{ et } i \text{ pair,} \\ \int d\theta \sin\left(a_i R_n^m(r) \sqrt{2(n+1)} \sin(m\theta)\right) & \text{si } m \neq 0 \text{ et } i \text{ impair,} \end{cases} \quad (\text{II.1.22})$$

où u_0 représente le rayon du mode fondamental de la fibre projeté en plan pupille (*i.e.*, conjugué de ω_0). L'intégrale sur r dépend seulement du champ guidé par la fibre (réel et à symétrie circulaire). L'intégrale sur θ dépend seulement de l'aberration.

Deux cas sont à distinguer :

- $m \neq 0$: le changement de variable $x = \cos(m\theta)$ (si i est pair) ou $x = \sin(m\theta)$ (si i est impair) donne une intégrale sur θ nulle ;
- $m = 0$: dans ce cas les propriétés générales des polynômes de Zernike précisent que l'ordre radial n est pair et donc que la fonction polynômiale $R_n^m(r)$ est aussi paire. Il vient que $\text{Im } A \neq 0$.

Seules les aberrations décomposables sur des polynômes d'ordre radial nul contribuent au retard de phase dans la fibre. C'est le cas du retard de phase global sur la pupille, mais aussi du terme de défocalisation Z_4 et du terme d'aberration sphérique Z_{11} , pour ce qui concerne les ordres les plus bas.

Dans le cas unique d'un front d'onde subissant un retard global à l'entrée du télescope, mais exempt de toute autre aberration, le retard de phase dans la fibre sera exactement le retard de phase sur la pupille.

La nature des termes contributifs est à présent confirmée par le calcul. La section suivante quantifie l'influence du poids de ces termes.

- *Comportement selon a_i*

La figure II.1.7 représente l'évolution du retard de phase (en radians) du mode guidé dans la fibre, en fonction du poids a_i (en radians), pour les 6 premiers polynômes de Zernike d'ordre azimutal nul et radial non nul. Il s'agit des polynômes Z_4 , Z_{11} , Z_{22} , Z_{37} , Z_{56} , Z_{79} , correspondant respectivement aux premiers polynômes d'ordre radial $n = 2, 4, 6, 8, 10, \text{ et } 12$.

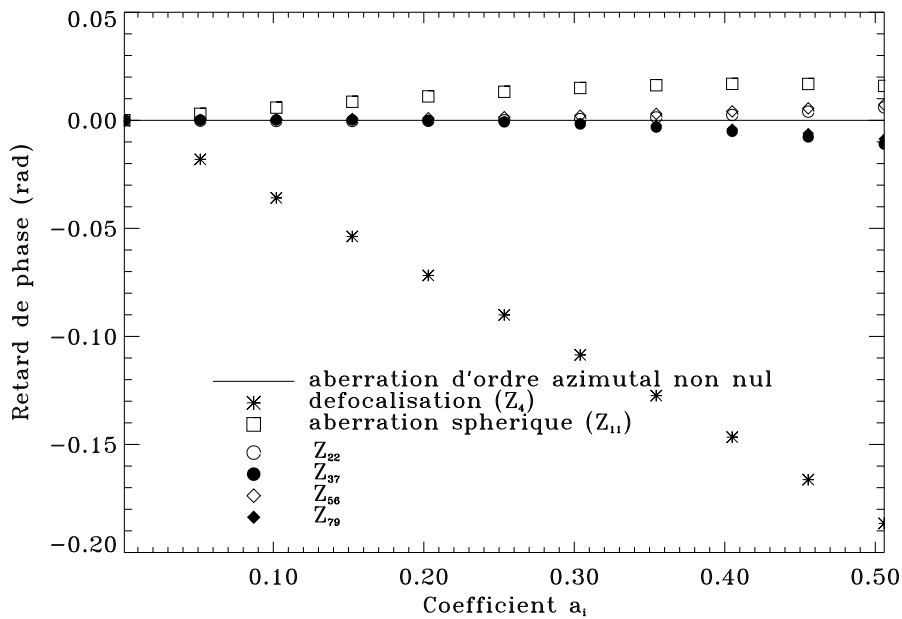


FIG. II.1.7 – Retard de phase du mode fondamental (en radians) pour les 6 premières aberrations y participant, hors piston. Le retard est exprimé en fonction du poids de l'aberration (en radians). L'obstruction centrale est supposée nulle.

Le terme de piston, Z_1 , n'a pas été représenté ici : le retard de phase correspondant est strictement égal à a_1 . Une loi linéaire croissante selon le poids de l'aberration décrit approximativement le comportement du retard de phase pour chaque aberration représentée sur la figure II.1.7. L'amplitude et le signe de ce dernier sont **très dépendants de la nature de l'aberration**.

Des lois empiriques, valables pour les valeurs $a_i \leq 0,2$, décrivent avec une bonne approximation le comportement des deux principaux contributeurs au retard : $\phi_{\text{défocalisation}} \approx 0,355 a_i$, $\phi_{\text{aberr. sphérique}} \approx 0,055 a_i$. Pour fixer des ordres d'importance, retenons qu'à a_i égaux et **faibles**, la défocalisation contribue pour 1/3 du piston au retard de phase dans la fibre. L'aberration sphérique ne contribue qu'à

hauteur d' $1/30$ du piston. À force égale, les termes contributifs d'ordre plus élevé ont une influence négligeable.

1.2.3.3 Influence de l'obstruction centrale

Dans les deux sections précédentes (étude de la perte en efficacité de couplage et du retard de phase dans la fibre), le cas d'une pupille circulaire pleine a été considéré. Les grandeurs relatives à l'injection dépendent de la nature et du poids des aberrations du front d'onde. Parce que l'obstruction centrale de la pupille modifie le profil de la tache de diffraction, on peut s'attendre à une dépendance très forte de l'injection d'un front d'onde déformé.

Dans cette section, le comportement de l'efficacité de couplage et du retard de phase dans la fibre en fonction de l'obstruction circulaire centrale de la pupille sont étudiés. Le front d'onde est là encore décomposable sur un polynôme de Zernike unique.

- *Influence sur l'efficacité d'injection*

La figure II.1.8 montre, avec le même échantillon de polynômes que pour la figure II.1.6, le comportement (simulé numériquement) de l'efficacité de couplage en fonction de la valeur de l'obstruction centrale de la pupille. Le poids affecté à chaque polynôme est identique pour tous et égal à 1 radian. Cette valeur, exagérée par rapport au cas de la turbulence, permet de mettre réellement en évidence des différences de comportement. Celles-ci sont par ailleurs infimes pour les valeurs de a_i faibles. L'ouverture de faisceau est maintenue constante pour toutes les valeurs de l'obstruction centrale.

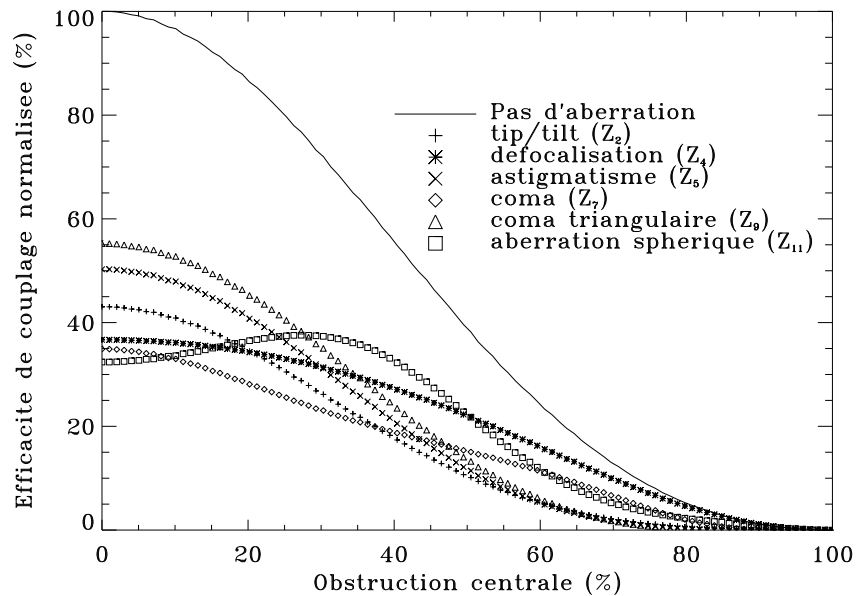


FIG. II.1.8 – Efficacité de couplage en fonction de l'obstruction centrale de la pupille. Les 6 premiers types d'aberrations (hors piston) sont représentés. L'efficacité de couplage est normalisée au maximum sans aberration et sans obstruction centrale. Le poids des aberrations est fixé à 1 radian. La perte en efficacité de couplage selon α en l'absence d'aberration est représentée en trait plein.

L'efficacité de couplage, normalisée au maximum sans aberration et sans obstruction centrale, s'étale entre 30% et 55% à obstruction centrale nulle pour les aberrations représentées. Le comportement en fonction de l'obstruction centrale en l'absence d'aberration est représenté pour comparaison.

En présence des aberrations, la perte en efficacité de couplage reste inférieure à 15% jusqu'à une obstruction centrale de 20% environ. Les polynômes correspondant à la défocalisation et à l'aberration sphérique se démarquent par une chute beaucoup plus lente: ces termes contribuent à une fuite de l'énergie de la tache de diffraction du centre vers la périphérie et sont moins sensibles au renforcement des lobes de la tache de diffraction causé par l'obstruction de la pupille. Le renforcement des lobes peut même éventuellement contribuer à un meilleur recouvrement du mode de la fibre et de la tache de diffraction avec aberration. C'est le cas de l'aberration sphérique, pour laquelle l'efficacité de couplage présente un maximum pour $\alpha \approx 30\%$.

- *Retard de phase*

La figure II.1.9 montre, avec le même échantillon de polynômes que pour la figure II.1.7, le comportement du retard de phase dans la fibre (exprimé en radians) en fonction de la valeur de l'obstruction centrale de la pupille. Le poids affecté à chaque polynôme est égal à 1 radian.

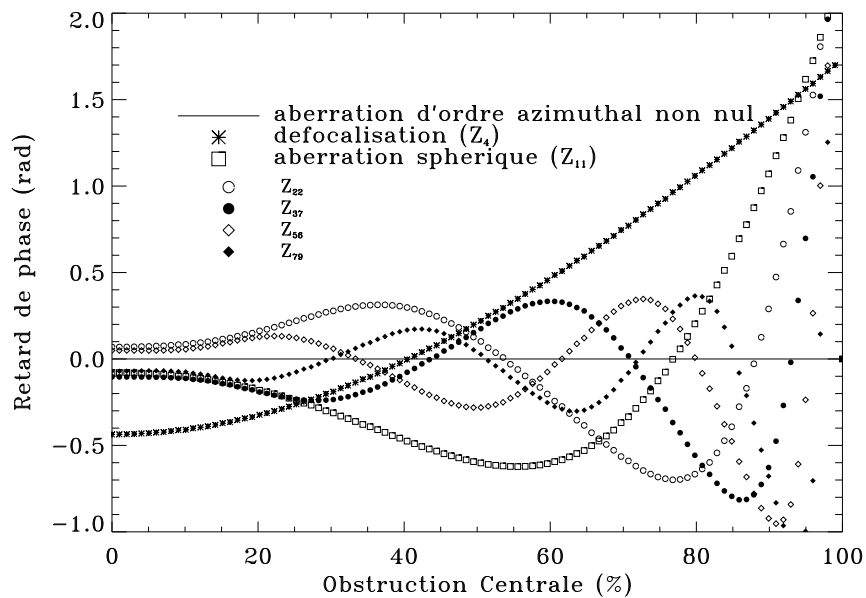


FIG. II.1.9 – *Retard de phase du mode fondamental (en radians) en fonction de l'obstruction centrale de la pupille. Les 6 premières aberrations contribuant au retard (hors piston) sont représentées. Le poids des aberrations est fixé à 1 radian.*

La plupart des polynômes représentés, mis à part celui correspondant à la défocalisation, ont un comportement oscillant avec la valeur de l'obstruction. Le retard de phase, exprimé en valeur algébrique, s'annule alors au moins une fois pour une valeur de l'obstruction centrale. Ce comportement résulte du conflit entre le renforcement des lobes par l'obstruction centrale et la déformation de la tache de diffraction par l'aberration du front d'onde. Le terme de défocalisation varie faiblement jusqu'à une obstruction centrale de 30%, puis croît linéairement. Des effets numériques indésirables se manifestent pour certaines aberrations aux grandes valeurs de l'obstruction centrale.

De manière générale, la valeur du retard de phase pour chaque aberration pour les obstructions centrales allant jusqu'à 15% (cas des télescopes modernes) diffère de moins de 5% de celui obtenu avec obstruction centrale nulle. Pour les types d'aberrations représentées, le retard de phase correspondant est **peu sensible à la valeur de l'obstruction centrale si elle reste faible.**

1.2.4 Décalage de la pupille et basculement du front d'onde

Le cas plus spécifique de deux défauts d'alignement des optiques avant l'injection dans une fibre est ici abordé. Le premier, le décalage de la pupille, se manifeste par exemple par le décalage latéral du faisceau incident sur une parabole hors-axe au foyer de laquelle une fibre optique est placée. Le deuxième, le basculement du front d'onde, est provoqué lorsque le faisceau incident sur la fibre présente un angle par rapport à l'axe normal à la tête de fibre.

Le premier effet se traduit par un décalage dans le plan pupille sans modification de la phase, et par un basculement de la phase dans le plan image sans déplacement de la tache de diffraction. Il est équivalent à un basculement de la fibre. Le deuxième effet se traduit par un basculement de la phase dans le plan pupille sans déplacement, et par un déplacement dans le plan image sans modification de la phase.

1.2.4.1 Influence du décalage de la pupille

Une formule analytique quantifiant la perte en efficacité de couplage pour des déplacements faibles de la pupille est donnée ici. Contrairement au calcul de l'efficacité de couplage en l'absence d'aberration, le plan focal est préféré dans le cas présent car la symétrie radiale y est conservée.

Soit $\delta \mathbf{u} = \delta p \mathbf{u}$ le décalage de la pupille (δp est exprimé en fraction de diamètre de la pupille). Ce terme devient une exponentielle complexe par transformation de Fourier, à multiplier par la distribution de champ sans aberration au foyer du télescope. L'amplitude complexe couplée, définie par la relation (II.1.3) en plan focal, s'écrit :

$$A_{\delta \mathbf{u}} = \frac{\langle F_{\circ}(\mathbf{x}) \exp(-2i\pi \mathbf{x} \delta \mathbf{u}) | F_M(\mathbf{x}) \rangle}{\| F_{\circ}(\mathbf{x}) \| \| F_M(\mathbf{x}) \|}. \quad (\text{II.1.23})$$

Pour un **décalage faible**, et en utilisant une notation abrégée pour la moyenne, on écrira l'approximation :

$$A_{\delta \mathbf{u}}/A_0 = \langle \exp(-2i\pi \mathbf{x} \delta \mathbf{u}) \rangle_{F_{\circ}(\mathbf{x}), F_M(\mathbf{x})} \approx \exp\left(-\sigma_{F_{\circ}(\mathbf{x}), F_M(\mathbf{x})}^2(-2\pi \mathbf{x} \delta \mathbf{u})/2\right), \quad (\text{II.1.24})$$

$$\sigma_{F_{\circ}(\mathbf{x}), F_M(\mathbf{x})}^2(-2\pi \mathbf{x} \delta \mathbf{u}) = \langle 4\pi^2 \mathbf{x}^2 \delta \mathbf{u}^2 \rangle_{F_{\circ}(\mathbf{x}), F_M(\mathbf{x})}. \quad (\text{II.1.25})$$

La variance (II.1.25) peut être calculée grâce à l'intégrale (6.631).4 de [GRAD-80] :

$$\int_0^{\infty} x^{\nu+1} \exp(-\eta x^2) J_{\nu}(\kappa x) dx = \frac{\kappa^{\nu}}{(2\eta)^{\nu+1}} \exp\left(-\frac{\kappa^2}{4\eta}\right), \quad (\text{II.1.26})$$

$$\operatorname{Re} \eta > 0, \quad (\text{II.1.27})$$

$$\operatorname{Re} \nu > -1. \quad (\text{II.1.28})$$

La perte en efficacité de couplage, égale au module carré de (II.1.24), s'exprime ainsi analytiquement pour le cas général d'une pupille circulaire avec obstruction centrale α :

$$\rho_{\delta \mathbf{u}, \alpha} / \rho_0 \approx \exp(-4\pi^2 f(\beta, \alpha) \delta p^2), \quad (\text{II.1.29})$$

$$f(\beta, \alpha) = \frac{4}{\pi} \frac{\beta^4}{1-\alpha} (\exp(-\beta^2) - \alpha \exp(-\alpha^2 \beta^2)), \quad (\text{II.1.30})$$

$$\beta = \frac{\pi D \omega_0}{2 f \lambda}. \quad (\text{II.1.31})$$

Dans le cas d'une obstruction centrale nulle, le calcul analytique vu dans la section 1.1 donnait une efficacité de couplage maximum pour $\beta = 1,12$. Avec cette valeur d'optimisation, la perte en efficacité

de couplage en fonction du déplacement de la pupille s'écrit :

$$\rho_{\delta \mathbf{u}, \alpha} / \rho_0 \approx \exp(-22,561 \delta p^2). \quad (\text{II.1.32})$$

L'efficacité de couplage prédite par (II.1.32) pour un décalage de pupille jusqu'à 10% est illustré par la figure II.1.10 à titre d'exemple.

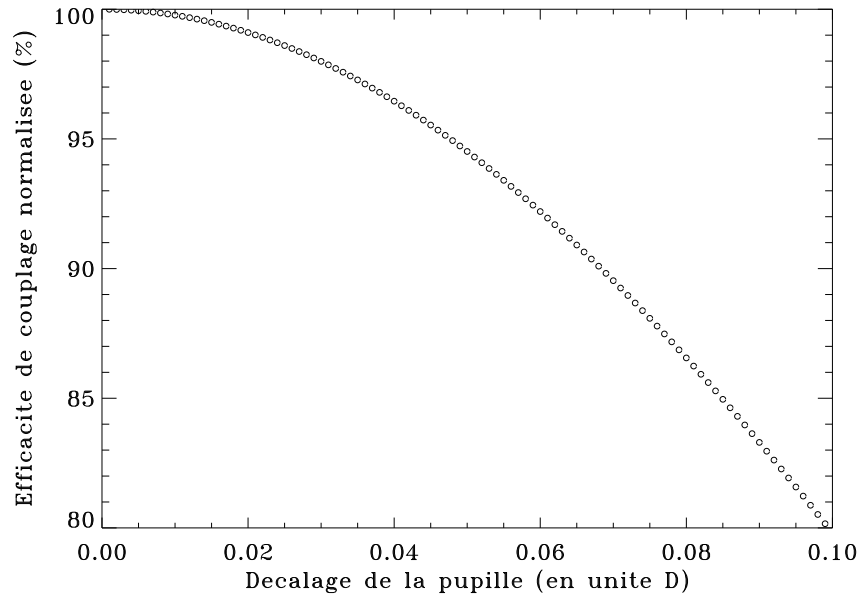


FIG. II.1.10 – Efficacité de couplage en fonction du décalage de la pupille exprimé en fraction de diamètre de pupille. L'efficacité est normalisée au cas sans décalage.

1.2.4.2 Correction optimale du basculement du front d'onde

Le basculement de front d'onde à l'entrée de la fibre peut avoir une origine instrumentale (basculement de miroirs en amont, défaut de pointage du télescope) ou atmosphérique (la turbulence atmosphérique contribue principalement par cette aberration, cf chapitre 2, partie I). La perte en efficacité de couplage suit, avec une bonne approximation, le profil du mode fondamental de la fibre [SHAK-88]. La correction optimale à apporter au front d'onde est décrite dans cette section.

Les systèmes de correction du basculement de front d'onde mesurent le déplacement de la tache de diffraction et le compensent au moyen d'un miroir de correction asservi sur deux axes. La phase résiduelle s'écrit :

$$\phi_{\text{res}} = \phi - a'_2 Z_2 - a'_3 Z_3. \quad (\text{II.1.33})$$

La commande à envoyer au miroir de correction n'est pas la projection de la phase turbulente sur les deux axes de liberté du miroir, mais la projection sur les modes Z_2 et Z_3 pondérés par le mode de la fibre. Cela donne respectivement pour les axes de liberté du miroir :

$$a'_2 = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \frac{\langle Z_i | Z_2 \rangle_M}{\langle Z_2 | Z_2 \rangle_M}, \quad (\text{II.1.34})$$

$$a'_3 = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \frac{\langle Z_i | Z_3 \rangle_M}{\langle Z_3 | Z_3 \rangle_M}. \quad (\text{II.1.35})$$

Cela suppose un système capable de mesurer plus de modes qu'il ne corrige. Typiquement, le nombre de modes à mesurer s'élève à une vingtaine. Il est déterminé par le nombre de termes croisés ayant une influence significative dans les expressions (II.1.34) et (II.1.35) :

$$\langle Z_2|Z_2 \rangle_M = \langle Z_3|Z_3 \rangle_M \approx 0,8, \quad (\text{II.1.36})$$

$$\langle Z_8|Z_2 \rangle_M = \langle Z_7|Z_3 \rangle_M \approx -0,25, \quad (\text{II.1.37})$$

$$\langle Z_{16}|Z_2 \rangle_M = \langle Z_{17}|Z_3 \rangle_M \approx 0,05. \quad (\text{II.1.38})$$

1.3 Couplage et turbulence atmosphérique

Les grandeurs liées à l'injection d'une onde dans une fibre monomode dépendent de la nature des aberrations du front d'onde. L'expression analytique (II.1.14) nous permet de les quantifier dans le domaine des faibles aberrations.

Dans le cas d'une fibre monomode placée au foyer d'un télescope terrestre, le front d'onde à injecter, en provenance de l'objet observé, est soumis aux effets de la turbulence atmosphérique qu'il traverse. Nous savons d'après les résultats du chapitre 2 de la partie I, que chaque écran de phase atteignant le télescope peut être représenté par un tirage de polynômes de Zernike liés statistiquement entre eux. La variance du poids de chacun des polynômes est fixée par la théorie [NOLL-76]. La pondération de la pupille par le mode fondamental de la fibre projeté modifie la distribution des poids des polynômes de Zernike décrivant chaque écran de phase. De plus, par le biais de l'hypothèse de Taylor, les descriptions spatiale et temporelle de la turbulence sont liées : la pondération de la pupille aura également une influence sur le spectre temporel.

Dans cette section, l'expression analytique de la perte en efficacité de couplage (II.1.14) est généralisée au cas d'un front d'onde faiblement perturbé par la turbulence atmosphérique. La distribution des coefficients a_i décrivant la phase sur la pupille pondérée par le mode fondamental de la fibre est exprimée. L'influence du filtrage spatial sur le spectre temporel de la turbulence est quantifiée. Le cas particulier du piston différentiel atmosphérique est abordé.

1.3.1 Expression analytique de la perte de couplage

Le même raisonnement qui a mené à l'expression analytique (II.1.14) de la perte en efficacité de couplage pour un front d'onde déformé par une aberration d'amplitude faible peut être généralisé au cas de la turbulence atmosphérique, **dans le cas de faibles perturbations** :

$$\langle \rho_\phi \rangle / \rho_0 \approx \exp(-\langle \sigma_M^2(\phi) \rangle). \quad (\text{II.1.39})$$

La perte en efficacité de couplage moyen, $\langle \rho_\phi \rangle$, inclut la statistique des écrans de phase. Elle est normalisée à l'efficacité de couplage hors aberrations, ρ_0 , et s'exprime simplement comme l'inverse de l'exponentielle de la variance de la phase turbulente sur la pupille pondérée par le mode fondamental de la fibre.

1.3.2 Variance des coefficients turbulents

La phase turbulente se décompose sur la base des polynômes de Zernike, avec des poids dont la variance obéit à une statistique connue. La dépendance spatiale est liée aux polynômes, la dépendance

temporelle à leur poids :

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(t) Z_i(\mathbf{r}). \quad (\text{II.1.40})$$

Les coefficients a_i sont déterminés par la projection de la phase turbulente sur la base des polynômes de Zernike. Dans le cas d'une pupille circulaire pleine, Noll [NOLL-76] donne la valeur de la variance des a_i respectifs pour une turbulence atmosphérique obéissant à la statistique de Kolmogorov. Dans le cas de la pupille pondérée par le mode fondamental d'une fibre placée au foyer, la distribution statistique des a_i (cf figure I.2.3) est modifiée du fait des corrélations entre polynômes.

Les variances des 45 premiers coefficients a_i sont illustrées par la figure II.1.11. Les valeurs correspondant au cas de la pupille pleine (diamants noirs) et au cas de la pupille pondérée par le mode fondamental de la fibre (diamants blancs) sont représentées.

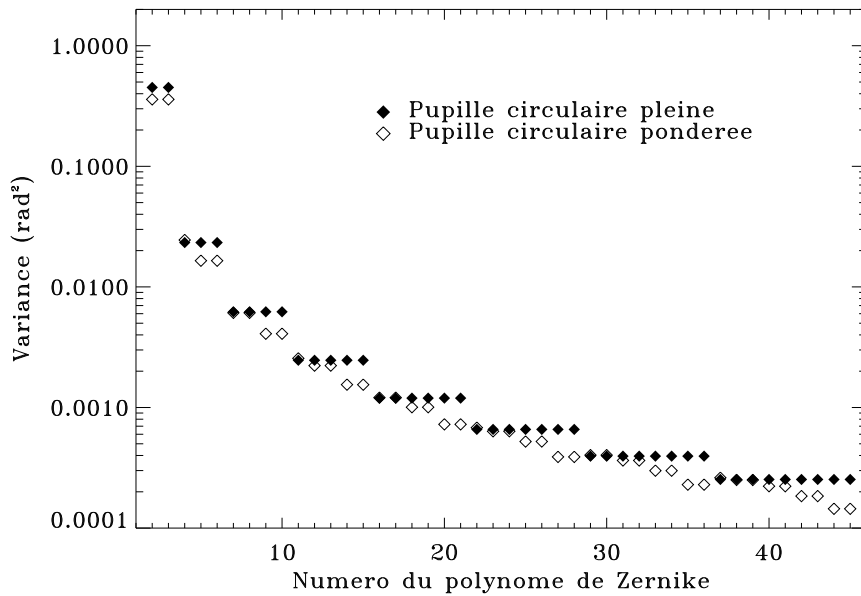


FIG. II.1.11 – Variance des 45 premiers a_i turbulents (ordre radial 8 inclus). Les diamants noirs représentent les valeurs obtenues dans le cas d'une pupille circulaire pleine [NOLL-76]. Les diamants blancs représentent les valeurs obtenues dans le cas d'une pupille pondérée par le mode fondamental de la fibre projeté. L'obstruction centrale de la pupille est supposée nulle.

De manière générale, le filtrage spatial opéré par la fibre a pour effet de diminuer le poids des aberrations élémentaires du front d'onde turbulent. Son importance décroît lorsque le numéro de polynôme augmente (aberrations de fréquence spatiale élevée). Pour un même ordre radial, la réduction est plus importante pour les polynômes de numéro élevé.

Le tableau II.1.1 rassemble, par ordre radial, la valeur des variances des a_i pour les deux cas. Dans le cas de la pupille pleine, les variances des poids des polynômes de même ordre radial sont identiques. Dans le cas de la pupille pondérée par le mode fondamental de la fibre, la valeur indiquée pour chaque ordre radial est la moyenne des variances des poids de l'ensemble des polynômes de l'ordre considéré. Les valeurs sont arrondies à la décimale inférieure.

L'écart relatif entre les deux cas est plus important aux bas ordres. La pondération de la pupille

Ordre radial	Pupille pleine	Pupille pondérée
n = 1	0.45085	0.35896
n = 2	0.02331	0.01915
n = 3	0.00621	0.00509
n = 4	0.00246	0.00201
n = 5	0.00119	0.00097
n = 6	0.00065	0.00053
n = 7	0.00039	0.00032
n = 8	0.00025	0.00020

TAB. II.1.1 – Variances des a_i turbulents des 8 premiers ordres radiaux. Les valeurs représentent respectivement le cas de la pupille pleine et le cas de la pupille pondérée par le mode fondamental de la fibre projeté. Dans le cas de la pupille pondérée, les valeurs données sont moyennées sur l'ordre radial entier.

par le mode fondamental de la fibre projeté entraîne notamment une diminution de plus de 20% de la variance des poids des aberrations d'ordre radial 1 (termes de basculement du front d'onde).

1.3.3 Variance de la phase résiduelle

Dans le cas de la pupille circulaire pleine, la variance de la phase turbulente est simplement égale à la somme des carrés des coefficients a_i (cf équation (I.2.15)). Si les i_0 premiers coefficients sont parfaitement corrigés, la variance de la phase résiduelle s'écrira :

$$\sigma_{\text{res}}^2(\phi) = \langle \sigma_{\bigcirc}^2(\phi) \rangle = \sum_{i=i_0+1}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle, \quad (\text{II.1.41})$$

où, par analogie avec les notations des équations (II.1.15, II.1.16), le signe \bigcirc repère le cas de la pupille circulaire pleine (*i.e.*, non pondérée par le mode).

On considérera par la suite le cas de corrections parfaites de nombres entiers d'ordres radiaux. La correction jusqu'à l'ordre n inclus supposera que les coefficients de **tous les polynômes jusqu'au dernier de cet ordre** seront annulés.

L'expression de la variance de la phase résiduelle en fonction de l'ordre de la correction est donnée dans l'annexe A de [CONA-94]. Les étapes principales du calcul sont rappelées ici, et l'expression de la variance résiduelle adaptée au cas de la pupille pondérée.

La variance théorique des polynômes de l'ordre radial n est décrite par la loi asymptotique :

$$\sigma_n^2 \approx 0,7632 (n+1)^{-11/3} (D/r_0)^{5/3}. \quad (\text{II.1.42})$$

Lorsque la contribution de tous les polynômes jusqu'à l'ordre radial N inclus est compensée, la variance résiduelle de la phase résulte de la variances de tous les polynômes à compter de l'ordre radial $N+1$. Tous les polynômes de Zernike de même ordre radial n ayant même variance, la phase résiduelle s'exprime sous forme de somme discrète :

$$\sigma_{\text{res}}^2 = \sum_{n=N+1}^{\infty} (n+1) \sigma_n^2. \quad (\text{II.1.43})$$

Pour un **grand nombre de polynômes corrigés**, l'expression de la variance résiduelle s'approche de son comportement asymptotique. La transformation de la somme discrète sur n (II.1.43) en somme

continue mène, *via* (II.1.42), à une expression simple de la variance résiduelle en fonction du degré de correction [CONA-94] :

$$\sigma_{\text{res}}^2 \approx 0,458 (n + 1)^{-5/3} (D/r_0)^{5/3}. \quad (\text{II.1.44})$$

Dans le cas de la pupille pondérée par le mode fondamental de la fibre projeté, la loi moyenne de la variance (II.1.19) permet d'exprimer la variance de phase résiduelle sur la pupille pondérée en fonction du degré de correction :

$$\sigma_{\text{res,filtrage}}^2(\phi) = \langle \sigma_M^2(\phi) \rangle \approx 0,8 \sigma_{\text{res}}^2(\phi). \quad (\text{II.1.45})$$

On a supposé implicitement que les polynômes sur lesquels la phase résiduelle est décomposée sont équirépartis. Au vu de la distribution des coefficients a_i (cf figure II.1.11), c'est une approximation lourde lorsque les bas ordres sont encore représentés dans la phase résiduelle. Notons toutefois que la loi moyenne de la variance avec pondération par le mode de la fibre (II.1.19) et l'expression de la variance résiduelle en fonction du dernier ordre radial corrigé (II.1.44) ont toutes deux un domaine de validité clairement **restreint au cas des corrections élevées**. Puisque le poids des polynômes de Zernike décroît très rapidement en fonction de leur numéro, l'approximation que ces polynômes sont équirépartis est valide dans le même domaine que ces deux lois.

1.3.4 Influence sur le spectre temporel du piston différentiel

La fibre réalise un filtrage spatial de la tache de diffraction dans le plan focal du télescope. D'après l'hypothèse de Taylor (voir le chapitre 2 de la partie I), les variables spatiales et temporelle de la turbulence sont liées. La pondération de la pupille par le mode fondamental de la fibre a ainsi une influence sur le spectre temporel de la turbulence. Dans cette partie, l'influence particulière sur le spectre temporel du piston différentiel atmosphérique est quantifiée. On se place dans le cas d'une couche turbulente unique, et en l'**absence d'aberrations autres que le retard global de phase au dessus des télescopes**.

Les notations de la section 2.3, chapitre 2 partie I, sont ici reprises. La fonction $G(\mathbf{u})$ est convoluée par le mode fondamental de la fibre projeté en plan pupille. Le spectre temporel de la turbulence (cf équation (I.2.24) s'en trouve modifié : principalement, il est atténué aux hautes fréquences. L'influence est faible puisque les hautes fréquences sont justement celles qui sont le plus faiblement représentées dans la distribution spectrale de la phase turbulente. Par contre, le cas du piston différentiel atmosphérique entre deux télescopes d'un interféromètre mérite une étude particulière. La fonction d'atténuation, notamment, pondère l'écart-type du piston différentiel en fonction du temps d'acquisition et sera sensible aux modifications du spectre temporel aux hautes fréquences.

Le spectre temporel du piston différentiel est donné par l'expression (I.2.32). La base de l'interféromètre (constitué de deux télescopes identiques) est orientée selon l'axe x . Dans le cas où des fibres monomodes identiques équipent le foyer de chacun des télescopes, la fonction $G(\mathbf{u})$ est convoluée par le mode fondamental des fibres projeté. Cette fonction et la fonction de filtrage spatial s'écrivent respectivement :

$$G(\mathbf{u}) = [\delta(\mathbf{u} + \mathbf{B}) - \delta(\mathbf{u})] * P_{\circ}(\mathbf{u}/D) * E_M(\mathbf{u}) * \phi(\mathbf{u}), \quad (\text{II.1.46})$$

$$\widetilde{M}_G(\mathbf{f}) = \sin(\pi \mathbf{f} \cdot \mathbf{B}) \times \frac{J_1(\pi D q)}{\pi D q} \times \exp(-(q/w_0)^2), \quad (\text{II.1.47})$$

où $q = \sqrt{(\nu/V)^2 + f_y^2}$. Le spectre temporel du piston différentiel s'exprime alors directement de manière analogue au cas de la pupille pleine :

$$w_{\text{piston différentiel avec filtrage}}(\nu) \propto 4 \sin\left(\pi B \frac{\nu}{V}\right)^2 \times \exp\left(-\frac{q^2}{w_0^2}\right) \times w_{\text{piston}}(\nu), \quad (\text{II.1.48})$$

On retrouve les trois fréquences de coupure typiques, correspondant (par ordre croissant) respectivement à l'échelle externe de la turbulence, à la base de l'interféromètre, et au diamètre des télescopes. Les lois en ν^0 , $\nu^{-2/3}$, et $\nu^{-8/3}$, sont également observées autour des deux premières fréquences de coupure. Le comportement aux fréquences supérieures à celle déterminée par le diamètre des télescopes est par contre très atténué par la pondération de la pupille. Ainsi, la pente en $\nu^{-17/3}$ est atténuée d'une puissance 1/3. Du fait de la faible représentativité des hautes fréquences dans le spectre, cette atténuation du spectre de piston différentiel représente malgré tout une faible part d'énergie. Elle devient significative pour les faibles rapports vitesse de vent / diamètre de télescope.

L'atténuation des hautes fréquences du spectre temporel de la turbulence a par contre des répercussions plus sensibles sur la fonction d'atténuation du piston différentiel (cf équation (I.2.37)). Cette dernière est représentée par la figure II.1.12 en fonction de la durée de la séquence (T). La courbe en disques noirs représente le cas de la pupille pleine (courbe identique à la figure I.2.5). La courbe en disques blancs représente le cas de la pupille pondérée par le mode fondamental de la fibre projeté.

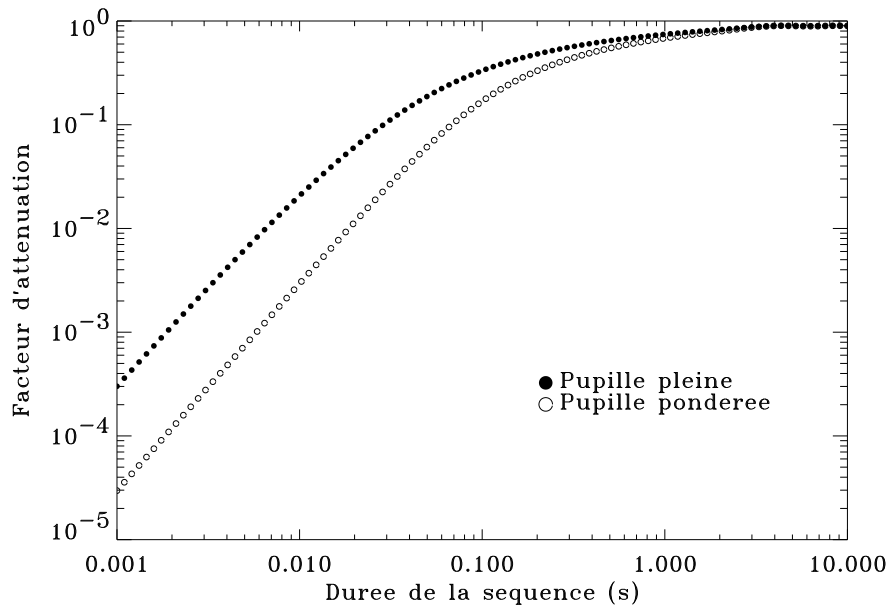


FIG. II.1.12 – Fonction d'atténuation du piston différentiel en fonction de la durée de la séquence. La courbe en disques noirs représente le cas de la pupille pleine. La courbe en disques blancs représente le cas de la pupille pondérée par le mode fondamental de la fibre projeté.

Le comportement typique en $T^{1/3}$ est observé pour les durées longues d'acquisition. Pour les durées plus courtes, la fonction d'atténuation avec filtrage spatial suit une loi en $T^{6/3}$ contre $T^{5/3}$ pour le cas de la pupille pleine. On constate d'autre part que la transition entre les deux régimes s'opère à un temps plus long dans le cas de la pupille pondérée.

À durée de séquence donnée, le filtrage spatial opéré par les fibres placées au foyer des télescopes de l'interféromètre **atténue donc l'écart-type du piston différentiel**. Il a également pour effet d'augmenter le temps de cohérence interférométrique.

1.4 Interfaçage avec l'Optique Adaptative

1.4.1 Problématique

1.4.1.1 Énergie injectée et stabilité

Une fibre optique monomode placée au foyer d'un télescope extrait la partie centrale de la tache de diffraction. Dans le cas d'un front d'onde exempt de toute aberration, le dimensionnement optimal de la fibre et du dispositif d'injection permet d'extraire le lobe central. Dans le cas d'un front d'onde perturbé par la turbulence atmosphérique, l'énergie se répartit au foyer du télescope en tavelures dont le nombre dépend de la force de la turbulence (voir le chapitre 2, partie I). Ces tavelures, de taille égale à la tache de diffraction théorique, sont en mouvement et réparties sur une surface fonction du paramètre de Fried. Elles contiennent individuellement l'énergie de la tache de diffraction théorique divisée par le nombre total de tavelures. La fibre monomode, fixe au foyer du télescope, extrait en permanence la tavelure centrale, quelle qu'elle soit. Plus la turbulence est forte (r_0 faible comparativement au diamètre de télescope), ou plus la longueur d'onde d'observation est courte, plus les tavelures seront agitées et chacune peu pourvue en énergie. La tavelure injectée sera rarement la même et l'énergie injectée très faible : l'efficacité de couplage sera **faible** et **instable**.

L'amélioration de la qualité de l'injection passe par la stabilisation de la FEP et la concentration de l'énergie. Cela implique la mise en place d'un système d'Optique Adaptative en amont de la fibre monomode. Dans cette section, des lois de dimensionnement et de prédiction des performances en terme de couplage d'un front d'onde turbulent partiellement corrigé par Optique Adaptative sont présentées. Ces lois analytiques, construites à partir des résultats des sections précédentes, sont validées par des simulations numériques.

1.4.1.2 Simulations numériques

La méthode de simulation des fronts d'onde [ROUS-91] est présentée dans la section 2.2 du chapitre 2, partie I. Les écrans de phase sont des tableaux de 64 pixels de côté. Cette dimension définit le diamètre de la pupille. Elle définit également le paramètre D/r_0 maximum permis, égal à 32, au-delà duquel le paramètre de Fried est sous-échantillonné. Chaque tirage est effectué avec 861 polynômes de Zernike (ordre radial 40), ce qui est largement suffisant pour assurer une simulation réaliste [RODD-90]. L'échelle externe de la turbulence est supposée infinie devant le diamètre de télescope.

Les écrans de phase sont à moyenne nulle. Ils sont produits avec une force de turbulence unité ($D/r_0 = 1$), puis multipliés *a posteriori* par $(D/r_0)^{5/6}$ pour simuler un cas quelconque. Les statistiques sont effectuées sur des séquences de 2048 trames, ce qui autorise un calcul de variance avec une précision relative de 2%.

Divers degrés de correction des écrans de phase par un système d'Optique Adaptative peuvent être simulés. On considèrera des **corrections par ordre radial entier, et parfaites** (*i.e.*, les a_i corrigés sont mis à zéro), par un système de bande passante infinie. L'objectif n'est pas ici de quantifier les performances d'une configuration précise, mais de confirmer des lois analytiques qui vont être déterminées pour des cas idéaux.

Les degrés de correction utilisés dans les simulations correspondent respectivement à la correction totale jusqu'à l'ordre radial inclus : 1, 3, 5, 7, 9, 16. Ces ordres correspondent à la correction totale jusqu'aux polynômes Z_3 , Z_{10} , Z_{21} , Z_{36} , Z_{55} et Z_{153} respectivement. La figure II.1.13 représente, à titre illustratif, un écran de phase brut, et le même écran corrigé des termes de basculement.

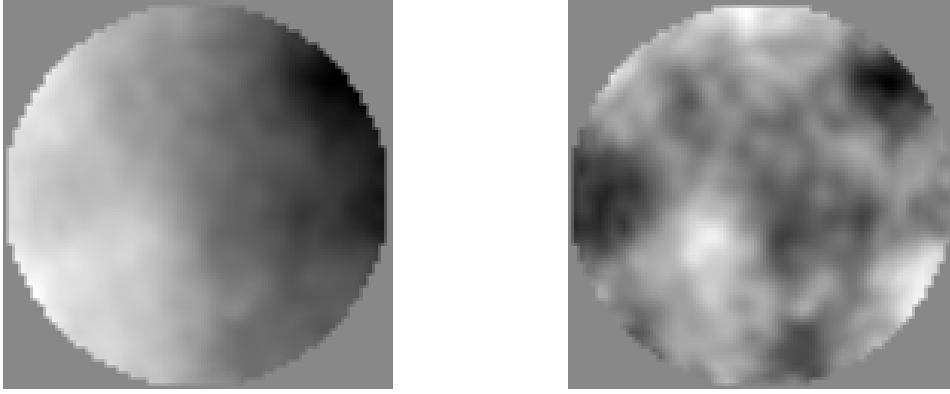


FIG. II.1.13 – Exemple de phase turbulente simulée : phase turbulence brute (à gauche), et phase turbulente corrigée du terme de basculement (à droite).

1.4.2 Énergie couplée et stabilité de l'injection

1.4.2.1 Couplage moyen

- *Étude analytique*

L'efficacité de couplage normalisée (II.1.39) fait intervenir la variance résiduelle de la phase calculée sur la pupille pondérée par le mode de la fibre projeté. Dans le cas d'une correction partielle de la phase jusqu'à l'ordre radial n , la loi asymptotique de la variance (II.1.45) et l'expression de la variance résiduelle (II.1.44) permettent d'écrire :

$$\langle \rho_\phi \rangle / \rho_0 \approx \exp \left(0,366 (n + 1)^{-5/3} (D/r_0)^{5/3} \right). \quad (\text{II.1.49})$$

Dans le cas de la turbulence brute, l'expression de la variance **totale** (équation (I.2.5)) remplace l'expression la variance résiduelle (II.1.44) dans (II.1.45).

Compte tenu du domaine de validité de loi moyenne (II.1.19) et de l'expression de la variance résiduelle (II.1.44), l'estimation de la perte en efficacité de couplage selon (II.1.49) sera d'autant plus valable que le degré de correction est élevé.

- *Simulations numériques*

La figure II.1.14 représente l'efficacité de couplage moyenne, en fonction de la force de la turbulence, pour les divers degré de correction du front d'onde mentionnés plus haut. L'efficacité de couplage est normalisée au cas sans aberration. L'obstruction centrale est supposée nulle. Les courbes en trait discontinu montrent, pour chaque cas, le comportement prédit par la formule analytique (II.1.49).

L'efficacité de couplage décroît constamment en fonction de la force de la turbulence. L'expression analytique (II.1.49) estime avec une bonne approximation le couplage moyen pour les faibles valeurs de D/r_0 , et sur un domaine d'autant plus large que le degré de correction est élevé.

1.4.2.2 Fluctuations relatives

- *Étude analytique*

Un développement limité de l'expression de l'efficacité de couplage normalisée (II.1.39) pour les **faibles valeurs de** $\sigma_M^2(\phi)$ permet d'exprimer son écart-type comme différence de moments d'ordre 4 et d'ordre 2 de l'écart-type de la phase sur la pupille pondérée. Les fluctuations relatives d'efficacité

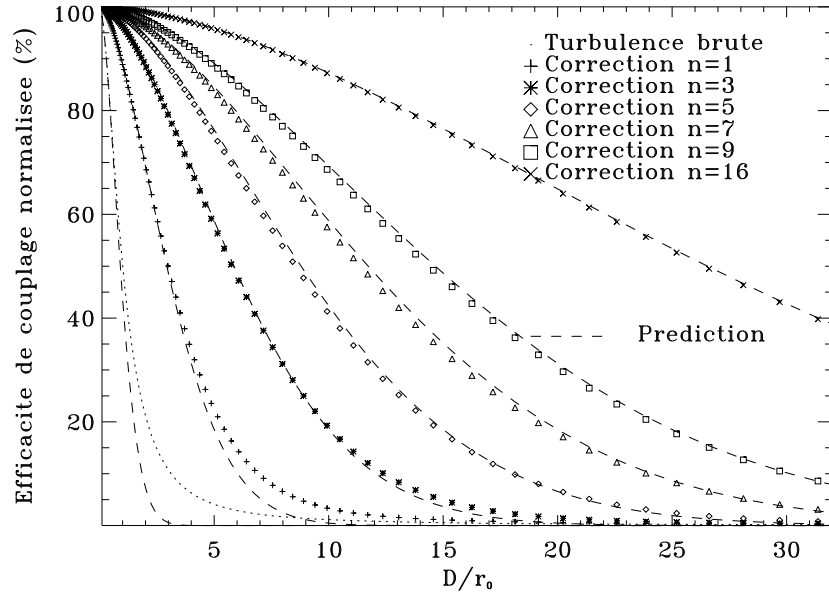


FIG. II.1.14 – Efficacité de couplage normalisée au maximum sans aberration, $\langle \rho_\phi \rangle / \rho_0$, en fonction de D/r_0 dans le cas de la turbulence brute et dans divers cas de correction de la phase. Les courbes en trait discontinu représentent, pour chaque cas, le comportement prédit selon (II.1.49) pour les faibles perturbations.

de couplage, rapport de l'écart-type sur la moyenne, s'écrivent :

$$\frac{\sigma(\rho_\phi)}{\langle \rho_\phi \rangle} \approx \rho_0 \sqrt{\langle \sigma_M^4(\phi) \rangle - \langle \sigma_M^2(\phi) \rangle^2}. \quad (\text{II.1.50})$$

Le calcul des fluctuations relatives de couplage nécessite le calcul de ces deux moments. L'expression de la phase résiduelle comme somme des poids des aberrations résiduelles (II.1.41) permet d'écrire, *via* la loi asymptotique (II.1.45) :

$$\langle \sigma_M^2(\phi) \rangle \approx 0,8 \sum_{i=i_0+1}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle. \quad (\text{II.1.51})$$

Un développement similaire à celui mené pour le moment d'ordre 2 peut être mené pour le moment d'ordre 4 [CONA-94, FUSC-99]. Les deux moments intervenant dans la racine carrée de l'équation (II.1.50) s'écrivent respectivement :

$$\langle \sigma_M^4(\phi) \rangle \approx 0,64 \sum_{i=i_0+1}^{\infty} \langle a_i^4 \rangle + 0,64 \sum_{j \neq i} \sum_{i=i_0+1}^{\infty} \langle a_j^2 \rangle \langle a_i^2 \rangle, \quad (\text{II.1.52})$$

$$\langle \sigma_M^2(\phi) \rangle^2 \approx 0,64 \sum_{i=i_0+1}^{\infty} \sigma_{a_i}^4 + 0,64 \sum_{j \neq i} \sum_{i=i_0+1}^{\infty} \sigma_{a_j}^2 \sigma_{a_i}^2. \quad (\text{II.1.53})$$

L'estimation des fluctuations relatives de l'efficacité de couplage (II.1.50) devient :

$$\frac{\sigma(\rho_\phi)}{\langle \rho_\phi \rangle} \approx 0,8 \rho_0 \sqrt{2 \sum_{i=i_0+1}^{\infty} \sigma_{a_i}^4} \approx 0,8 \rho_0 \sqrt{2 \sum_{n=N+1}^{\infty} (n+1) \sigma_n^4}, \quad (\text{II.1.54})$$

où l'on a fait apparaître un terme en σ_n^4 en transcrivant la sommation discrète des a_i non corrigés vers les ordres radiaux (cf équation (II.1.43)).

Dans le cas d'une **correction de degré élevé**, la sommation discrète dans (II.1.54) peut se transformer en sommation continue. σ_n^4 peut s'exprimer en fonction de l'ordre radial de correction n grâce à (II.1.42). On obtient finalement :

$$\frac{\sigma(\rho_\phi)}{\langle \rho_\phi \rangle} \approx 0,373 \rho_0 (n+1)^{-8/3} (D/r_0)^{5/3}, \quad (\text{II.1.55})$$

soit encore, en extrayant σ_{res}^2 (cf équation (II.1.44)) :

$$\frac{\sigma(\rho_\phi)}{\langle \rho_\phi \rangle} \approx 0,816 \rho_0 \frac{\sigma_{\text{res}}^2}{n+1}. \quad (\text{II.1.56})$$

- *Simulations numériques*

La figure II.1.15 représente l'écart-type de l'efficacité de couplage, en fonction de la force de la turbulence, pour les divers degrés de correction. Les courbes en trait discontinu donnent pour chaque degré de correction le comportement prédit, déduit de (II.1.56) en multipliant par la valeur moyenne de l'efficacité de couplage.

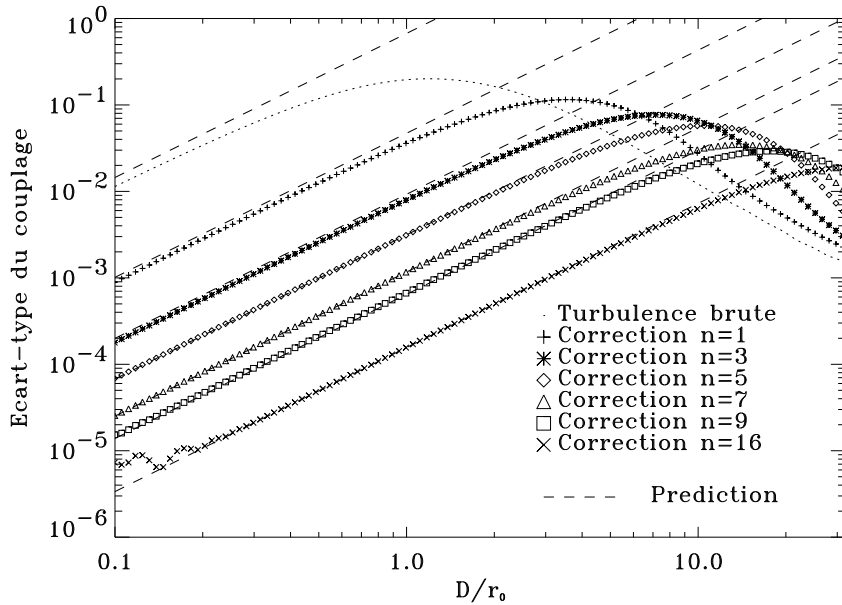


FIG. II.1.15 – Écart-type de l'efficacité de couplage, $\sigma(\rho_\phi)$, en fonction de D/r_0 dans le cas de la turbulence brute et dans divers cas de correction de la phase. Les courbes en trait discontinu représentent, pour chaque cas, le comportement prédit pour les faibles perturbations.

Le comportement de l'écart-type de l'efficacité de couplage est prédit de manière satisfaisante sur un domaine de D/r_0 d'autant plus grand que le degré de correction est élevé. Dans le cas de meilleure correction représentée (ordre radial $n = 16$), la non-linéarité de l'écart-type pour les faibles valeurs de D/r_0 s'explique par des effets numériques qui révèlent les limites de la simulation de fronts d'onde faiblement perturbés.

Chaque courbe présente un maximum à une valeur dépendante de la correction. L'écart-type est croissant pour les D/r_0 inférieurs à cette valeur, et décroissant au-delà. L'efficacité de couplage

moyenne est, nous l'avons vu, constamment décroissante avec la force de la turbulence. Les fluctuations relatives de l'efficacité de couplage, $\frac{\sigma(\rho_\phi)}{\langle \rho_\phi \rangle}$, résulteront du conflit entre ces deux comportements.

La figure II.1.16 représente les fluctuations relatives de l'efficacité de couplage en fonction de la force de la turbulence. L'estimation par la formule analytique (II.1.56) est tracée pour chaque degré de correction en trait discontinu.

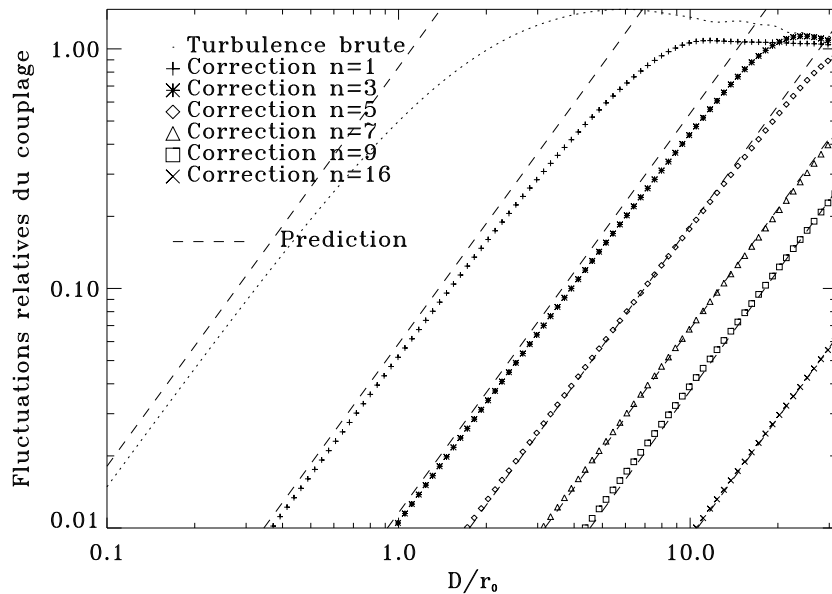


FIG. II.1.16 – *Fluctuations relatives de couplage, $\sigma(\rho_\phi)/\langle \rho_\phi \rangle$, en fonction de D/r_0 dans le cas de la turbulence brute et dans divers cas de correction de la phase. Les courbes en trait discontinu représentent, pour chaque cas, le comportement selon (II.1.56) pour les faibles perturbations.*

Dans le cas de D/r_0 faibles (≈ 1 tavelure), l'écart-type de l'efficacité de couplage l'emporte sur la valeur moyenne pour les faibles perturbations : les fluctuations relatives augmentent avec la force de la turbulence. C'est le **régime du basculement de front d'onde**. Le déplacement de la tavelure sur la tête de fibre est responsable d'extinctions fréquentes. Dans le cas de D/r_0 élevés, les tavelures sont nombreuses. Les extinctions sont fréquentes, car des tavelures brillantes et des tavelures noires passent alternativement sur la tête de fibre, mais le niveau moyen d'énergie injectée reste constant : il y a saturation. Il y a équilibre entre la valeur moyenne et l'écart-type de l'efficacité de couplage. C'est le **régime des tavelures**, visible pour les degrés de correction très bas sur la figure II.1.16, et qui se situe au-delà de la fenêtre de D/r_0 choisie pour les degrés de correction élevés.

La présence d'un régime intermédiaire est flagrante pour le cas de turbulence brute, et plus discrète pour les degrés de correction immédiatement supérieurs. Ce régime correspond à une transition entre le régime de basculement et le régime des tavelures, douce dans le cas de la turbulence brute et plus rapide au fur et à mesure que les bas ordres sont corrigés.

L'expression analytique (II.1.56) prédit le comportement linéaire croissant pour les faibles valeurs de D/r_0 . Dans le cas des degrés de correction élevés ($n \geq 5$), la prédiction sous-estime les fluctuations relatives réelles. Cet effet, plus marquant vers les corrections les plus fortes, est sans doute imputable à des effets numériques dans la simulation de fronts d'onde à très faible variance.

1.4.3 Optimisation de la correction

Les conclusions précédentes permettent d'évaluer le gain apporté par l'adjonction d'un système d'Optique Adaptative en amont d'un système fibré. Le gain en valeur moyenne et en stabilité de l'efficacité de couplage est fonction du degré de correction. Il n'a aucune raison d'être constant pour toute valeur de la force de la turbulence, comme l'a montré [SHAK-88] dans le cas unique de la correction du terme de basculement du front d'onde. Un D/r_0 optimum est donc à déterminer pour un degré de correction donné.

Dans cette section, une loi d'optimisation du diamètre de pupille en fonction du degré de correction et des conditions de la turbulence est dérivée des lois analytiques précédentes. Le cas spécifique de la correction optimale du basculement de front d'onde est ensuite discuté.

1.4.3.1 Adaptation à la force de la turbulence

Cette partie est inspirée de [RODD-98], où une loi de caractérisation des performances des systèmes d'Optique Adaptative est extraite de l'expression du rapport de Strehl. Une loi similaire se dérive aisément pour l'estimateur d'efficacité de couplage.

- *Étude analytique*

L'énergie couplée dans la fibre peut être définie comme le produit de l'efficacité de couplage moyenne (II.1.49) par l'aire de la pupille normalisée à une aire de cohérence (*i.e.*, une tavelure injectée). Cela revient à multiplier l'efficacité de couplage par le nombre d'aires de cohérence $(D/r_0)^2$.

La valeur optimale du gain est déterminée en dérivant le produit de l'efficacité de couplage et du nombre d'aires de cohérence par rapport à D/r_0 . Le couple suivant :

$$\left((D/r_0)^2 \langle \rho_\phi \rangle \right)_{opt} \approx 1,251 \rho_0 (n+1)^2, \quad (\text{II.1.57})$$

$$(D/r_0)_{opt} \approx 2,037 (n+1), \quad (\text{II.1.58})$$

donne le gain optimum en énergie couplée, et le D/r_0 correspondant.

Puisque le paramètre de Fried est, en pratique, imposé par la nature, c'est le diamètre de la pupille qu'il faudra adapter aux conditions de la turbulence et au degré de correction de la phase. Cette opération peut s'effectuer au moyen d'un diaphragme placé dans le faisceau issu du télescope.

- *Comparaison au SR*

L'existence d'un diamètre optimum de surface collectrice en fonction du paramètre de Fried et du degré de correction de la phase turbulente n'est pas propre à l'utilisation des fibres.

Dans le domaine des faibles perturbations, le rapport de Strehl s'exprime sous la forme :

$$SR \approx \exp(-\sigma_{\text{res}}^2(\phi)). \quad (\text{II.1.59})$$

Le même cheminement que pour l'efficacité de couplage mène au couple de valeurs optimales :

$$\left((D/r_0)^2 SR \right)_{opt} \approx 0,956 (n+1)^2, \quad (\text{II.1.60})$$

$$(D/r_0)_{opt} \approx 1,782 (n+1). \quad (\text{II.1.61})$$

Les expressions (II.1.57, II.1.58) et (II.1.60, II.1.61) prédisent un D/r_0 optimum plus faible pour le rapport de Strehl : 87% de celui de l'efficacité de couplage. Le rapport des optima respectifs est de 94%. Cela signifie qu'à force de turbulence croissante, le gain en efficacité de couplage augmente encore lorsque le rapport de Strehl commence à diminuer. Ceci confirme que le Strehl est une approximation pessimiste, comme il a déjà été mentionné dans la section 1.2 de ce chapitre.

- *Simulations numériques*

La figure II.1.17 illustre l'énergie couplée, en fonction de la force de la turbulence, pour les divers degrés de correction envisagés. L'estimation pour les faibles perturbations (produit de (II.1.49) par le nombre d'aires de cohérence) est donnée pour chaque cas par les courbes en trait discontinu.

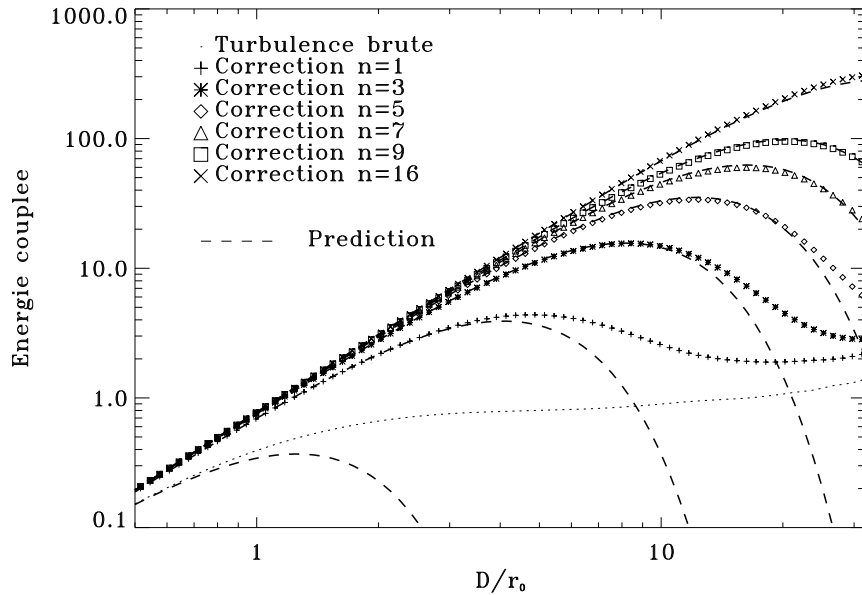


FIG. II.1.17 – Énergie couplée, $(D/r_0)^2 \langle \rho_\phi \rangle$, en fonction de D/r_0 dans le cas de la turbulence brute et dans divers cas de correction de la phase. Les courbes en trait discontinu représentent, pour chaque cas, le comportement prédit.

À paramètre de Fried fixé, le gain en énergie couplée augmente avec le diamètre de télescope pour les faibles perturbations. Il augmente sur une portion d'autant plus grande que le degré de correction est élevé. En l'absence de correction, il sature dès que le diamètre de la pupille devient supérieur au paramètre de Fried : un régime d'équilibre s'instaure entre le gain en sensibilité et le nombre croissant de tavelures. Les courbes correspondant aux divers degrés de correction présentent un optimum, d'autant plus grand et situé vers les grands D/r_0 que le degré de correction est élevé. Au-delà de cette valeur optimale, l'énergie couplée décroît. La décroissance est observée dans les cas de correction pour lesquels la fenêtre d'exploration de D/r_0 est suffisamment grande. Le comportement prédit est d'autant plus fiable et valable sur un grand domaine de D/r_0 que le degré de correction est élevé.

Le tableau II.1.2 rassemble les optima déduits des courbes de la figure II.1.17 et ceux prédits par les équations (II.1.57, II.1.58).

L'écart entre les valeurs prédites et les valeurs calculées est grand dans le domaine des fortes perturbations. La prédiction analytique est d'autant plus précise que le degré de correction est élevé, et sur un domaine de D/r_0 plus large. Dans le cas des D/r_0 élevés, l'écart entre les valeurs prédites et les valeurs calculées est imputable à l'échantillonnage logarithmique de l'abscisse, qui augmente l'incertitude sur la détermination des optima.

Ces résultats permettent de dimensionner au mieux la pupille en fonction des conditions de turbulence. En pratique, le r_0 peut évoluer au cours des observations et il est alors nécessaire d'adapter un

Correction	$n = 1$	$n = 3$	$n = 5$	$n = 7$	$n = 9$	$n = 16$
$((D/r_0)^2 \langle \rho \rangle)_{opt}$ prédit	4.00	16.01	36.02	64.05	100.08	289.23
$((D/r_0)^2 \langle \rho \rangle)_{opt}$ calculé	4.37	15.55	33.81	59.78	95.01	317.86
$(D/r_0)_{opt}$ prédit	4.07	8.14	12.22	16.29	20.37	34.62
$(D/r_0)_{opt}$ calculé	4.87	8.42	12.36	16.25	20.24	35.00

TAB. II.1.2 – *Optima prédits par (II.1.57, II.1.58) et déduits à partir des courbes de la figure II.1.17.*

diaphragme *ad hoc* afin d'optimiser l'injection. Dans le cas de la correction des polynômes Z_2 et Z_3 , on retrouve le D/r_0 optimum égal à environ 4 résultant des simulations numériques de [SHAK-88].

1.4.3.2 Correction du basculement de front d'onde

Le modèle de Kolmogorov prévoit que l'énergie de la turbulence est principalement contenue dans les basses fréquences spatiales, et à 80% dans le basculement du front d'onde. La simple correction de ce basculement permet d'augmenter considérablement non seulement le niveau moyen de l'injection dans la fibre mais aussi sa stabilité. Un dispositif de correction consiste à placer un miroir plan asservi sur deux axes dans le faisceau délivré par le télescope. Un analyseur détermine les commandes à envoyer à chacun des axes.

La compensation des coefficients des polynômes Z_2 et Z_3 n'est pas optimale dans le cas où la pupille est pondérée par le mode projeté d'une fibre placée au foyer du télescope. Le basculement de front d'onde optimal à corriger est celui auquel la fibre est sensible.

- *Étude analytique*

Les conclusions relatives à la correction du basculement de front d'onde, vues dans la section 1.2 de ce chapitre, sont applicables au cas de l'injection d'un front d'onde déformé par la turbulence atmosphérique. Les commandes optimales à envoyer aux deux axes de liberté du miroir de correction sont respectivement :

$$a_2'(t) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\langle Z_i | Z_2 \rangle_M}{\langle Z_2 | Z_2 \rangle_M} a_i(t) \approx \left(a_2(t) - \frac{0,25}{0,8} a_8(t) + \frac{0,05}{0,8} a_{16}(t) \right), \quad (\text{II.1.62})$$

$$a_3'(t) = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\langle Z_i | Z_3 \rangle_M}{\langle Z_3 | Z_3 \rangle_M} a_i(t) \approx \left(a_3(t) - \frac{0,25}{0,8} a_7(t) + \frac{0,05}{0,8} a_{17}(t) \right). \quad (\text{II.1.63})$$

La loi de décroissance des coefficients a_i (cf figure II.1.11) laisse supposer que la différence entre $a_2'(t)$ et $a_2(t)$ (et entre $a_3'(t)$ et $a_3(t)$) sera néanmoins faible.

- *Simulations numériques*

La figure II.1.18 représente l'énergie couplée $(D/r_0)^2 \langle \rho_\phi \rangle$ en fonction de la force de la turbulence. La courbe en trait discontinu représente le cas où les commandes envoyées au miroir de correction sont calculées par projection de la phase turbulente sur les polynômes Z_2 et Z_3 . La courbe en trait plein représente le cas où les commandes sont optimisées selon (II.1.62) et (II.1.63). Le rapport des deux courbes est représenté par la courbe en pointillés.

La correction optimale donne globalement un niveau d'injection légèrement meilleur que la correction simple. Le gain relatif le plus grand est obtenu pour $D/r_0 \approx 9$ ($\approx 8\%$), mais il se situe au-delà

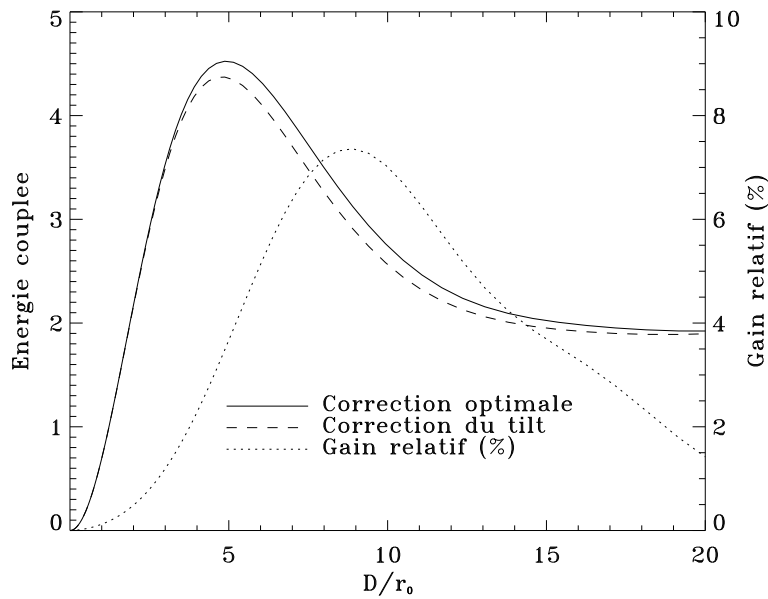


FIG. II.1.18 – Énergie couplée, $(D/r_0)^2 \langle \rho_\phi \rangle$, en fonction de D/r_0 dans le cas de la correction du tip/tilt atmosphérique (courbe en trait discontinu) et dans le cas de la correction optimale du basculement vu par la fibre (courbe en trait plein). La courbe en pointillés représente le gain relatif.

du D/r_0 optimal en terme d'énergie couplée. La correction de l'angle optimal améliore de 3% environ l'énergie couplée maximale, sans déplacement significatif du D/r_0 correspondant (≈ 4).

1.4.4 Des applications utiles

1.4.4.1 Une proposition pour un r_0 -mètre

Le paramètre de Fried r_0 résulte de l'intégration sur la hauteur de la contribution de différentes couches turbulentes. Sa mesure au niveau du site d'observation est précieuse, même si elle ne permet pas à elle seule de remonter à une information sur les couches turbulentes individuelles. Sous réserve d'avoir connaissance de ce paramètre pendant les observations, il est possible de régler le diamètre du faisceau livré par le télescope (au moyen d'un diaphragme par exemple) afin d'atteindre le meilleur rapport D/r_0 pour la qualité de couplage (formules analytiques (II.1.57, II.1.58)).

- *Étude analytique*

Un moyen d'estimer le paramètre de Fried, **dans le domaine des faibles perturbations**, consiste à mesurer le gain en efficacité de couplage entre deux états successifs de correction du front d'onde à l'entrée de la fibre. La mesure peut être effectuée *via* des voies photométriques dédiées.

Soient deux états de correction correspondant aux ordres radiaux n_i et n_j ($i, j \geq 1$). Les efficacités de couplage moyennes sont notées respectivement $\langle \rho_{\phi, n_i} \rangle$ et $\langle \rho_{\phi, n_j} \rangle$. Elles sont estimées par l'expression analytique (II.1.49) pour les faibles perturbations. Le rapport des flux photométriques entre les deux états de correction successifs s'écrit :

$$\frac{\langle \rho_{\phi, n_j} \rangle}{\langle \rho_{\phi, n_i} \rangle} \approx \exp(-0,8 (\sigma_{\text{res}}^2(\phi, n_j) - \sigma_{\text{res}}^2(\phi, n_i))), \quad (\text{II.1.64})$$

soit, en substituant la relation (II.1.44) aux variances résiduelles respectives :

$$\frac{\langle \rho_{\phi, n_j} \rangle}{\langle \rho_{\phi, n_i} \rangle} \approx \exp \left(-0,366 \left((n_j + 1)^{-5/3} - (n_i + 1)^{-5/3} \right) (D/r_0)^{5/3} \right). \quad (\text{II.1.65})$$

L'inversion de l'expression (II.1.65) permet d'estimer le paramètre de Fried, exprimé en fraction de diamètre de pupille, comme une combinaison des ordres de correction :

$$r_0/D \approx 0,547 \frac{n_j - n_i}{(n_j + 1)(n_i + 1)} \left(\ln \frac{\langle \rho_{\phi, n_j} \rangle}{\langle \rho_{\phi, n_i} \rangle} \right)^{-3/5}. \quad (\text{II.1.66})$$

Dans le cas particulier d'une comparaison avec l'efficacité de couplage sans correction du front d'onde (noté n_0 par commodité), ce sont la variance totale de la phase turbulente (I.2.5) et la variance résiduelle de la phase corrigée qui doivent être substituées dans (II.1.64). Le rapport r_0/D obtenu s'écrit :

$$r_0/D \approx \frac{0,889 n_j + 0,342}{(n_j + 1)} \left(\ln \frac{\langle \rho_{\phi, n_j} \rangle}{\langle \rho_{\phi, n_0} \rangle} \right)^{-3/5}. \quad (\text{II.1.67})$$

- *Simulations numériques*

La figure II.1.19 représente r_0 , exprimé en fraction de diamètre, en fonction du gain en efficacité de couplage pour les états de correction n_1/n_0 , n_3/n_1 , n_5/n_3 , et n_7/n_5 . Les courbes en trait discontinu représentent, pour chaque cas, l'estimation par les expressions analytiques (II.1.66, II.1.67).

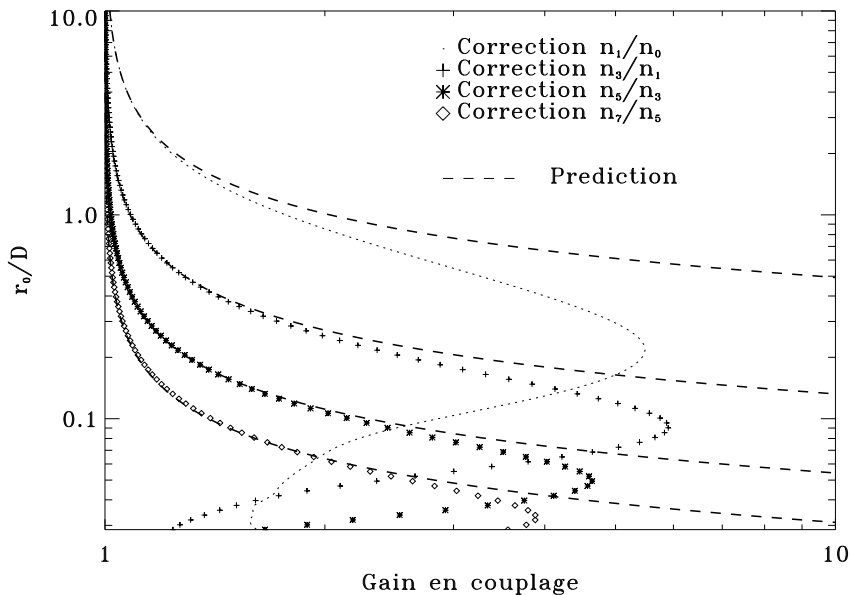


FIG. II.1.19 – Valeur du paramètre r_0 en fonction du gain en efficacité de couplage pour divers cas de correction de la phase. r_0 est exprimé en fraction de diamètre de pupille. Les courbes en trait discontinu représentent, pour chaque cas, le comportement prédit analytiquement par (II.1.66, II.1.67).

L'estimation est valable avec une bonne approximation pour les faibles perturbations et sur un domaine de r_0/D d'autant plus étendu que l'état de correction est élevé. La précision des prédictions

analytiques est limitée par le domaine de validité de l'expression (II.1.44) de la variance de phase et l'expression (II.1.49) de l'efficacité de couplage.

La mesure du paramètre de Fried peut s'effectuer de manière équivalente grâce à l'estimation du rapport de Strehl. Cette opération nécessite de manipuler des données à deux dimensions (images). L'estimation *via* l'efficacité de couplage dans une fibre nécessite seulement un signal à une seule dimension (détecteur monopixel).

1.4.4.2 Estimation de l'énergie cohérente

Du fait du très faible champ de vue offert par une fibre optique monomode, le filtrage spatial trouve surtout une application en interférométrie. C'est alors à la cohérence de l'énergie collectée que l'on s'intéresse. Dans cette section, l'estimateur d'efficacité de couplage est comparé à l'**énergie cohérente** [ROUS-91], E_c , grandeur estimant la part de photons utiles dans le processus d'interférences.

- *L'énergie cohérente*

L'énergie cohérente s'écrit sous la forme d'une exponentielle de la variance de la phase sur la pupille : $\exp(-\sigma_{\circ}^2(\phi))$. Plus la perturbation de la phase est faible, plus l'énergie cohérente augmente. Elle tend idéalement vers 1 pour une correction parfaite de la tache de diffraction.

C'est un estimateur très sensible de la correction réalisée par un système d'Optique Adaptative, en particulier pour son utilisation dans un interféromètre.

Dans le cas de faibles perturbations, l'estimateur de l'efficacité de couplage (efficacité normalisée au maximum sans aberration) s'exprime de manière similaire à l'énergie cohérente : $\exp(-\sigma_M^2(\phi))$. La comparaison entre ces deux estimateurs est intéressante puisqu'elle permet d'**estimer quelle part d'énergie extraite par les fibres est utile à la recombinaison cohérente**.

- *Erreur relative sur la mesure*

La figure II.1.20 représente, en fonction de D/r_0 et pour divers cas de correction, l'écart relatif entre l'efficacité de couplage normalisée et l'énergie cohérente :

$$\frac{\rho_{\phi}/\rho_0 - E_c}{E_c} \approx \frac{\exp(-\sigma_M^2(\phi)) - \exp(-\sigma_{\circ}^2(\phi))}{\exp(-\sigma_{\circ}^2(\phi))}. \quad (\text{II.1.68})$$

L'écart relatif augmente linéairement en fonction de la force de la turbulence. Il est d'autant plus faible que le degré de correction du front d'onde est élevé. Le gain en précision apporté par la simple correction de l'ordre radial 1 (correction du basculement du front d'onde) est de 8 par rapport au cas de la turbulence brute. Il est ensuite de 3 environ entre corrections successives pour les degrés immédiatement supérieures (*i.e.*, par pas de deux ordres radiaux). Au-delà de $n = 7$, le gain est moins sensible.

Dans le cas de la simple correction du basculement du front d'onde (ordre radial 1), l'estimateur de couplage donne une estimation de l'énergie cohérente avec une précision meilleure que 2% lorsque le diamètre de la pupille est inférieur au paramètre de Fried ($D/r_0 \leq 1$).

1.4.4.3 La mesure du piston différentiel

Dans le cas où des aberrations déforment le front d'onde, le retard de phase dans la fibre est généralement différent du retard de phase sur la pupille. C'est le cas dès que des aberrations décomposables sur des polynômes de Zernike d'ordre azimutal nul sont présentes (voir la section 1.2 de ce chapitre).

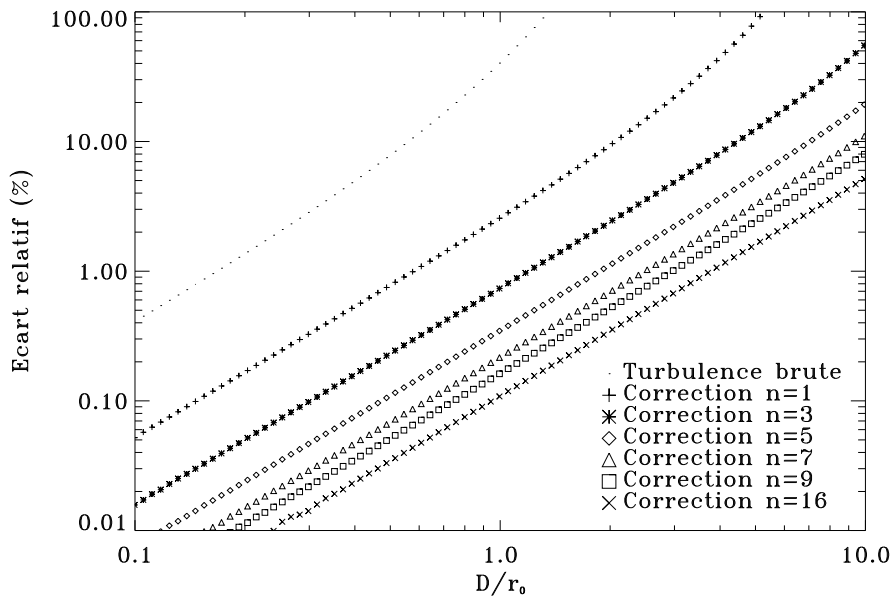


FIG. II.1.20 – Écart relatif entre l'efficacité de couplage et l'énergie cohérente pour divers cas de correction de la phase.

Tous les modes corrélés au piston atmosphérique sont représentés dans la décomposition sur les polynômes de Zernike d'un front d'onde perturbé par la turbulence atmosphérique. Le retard de phase du mode fondamental est d'autant plus grand que la turbulence est forte, car le poids relatif des aberrations qui y contribuent est conservé mais leur amplitude dépend de D/r_0 .

Lors de la correction du piston différentiel atmosphérique pour des applications interférométriques, l'écart existant entre le piston différentiel vrai (différence du retard de phase global du front d'onde au-dessus des deux télescopes) et le piston différentiel auquel les fibres placées au foyer des télescopes sont sensibles est à prendre en compte. Cet écart est d'autant plus important que la base de l'interféromètre est courte (le piston différentiel est réduit et l'influence relative des modes d'ordre supérieur au piston est plus grande) et/ou en présence de résidus de phase élevés (correction faible ou pas de correction du front d'onde).

Considérons une base courte (5 m), de rapport 10 devant le diamètre des télescopes. Le piston différentiel pour un diamètre de pupille égal au paramètre de Fried est de 18 radians environ. Supposons une vitesse de vent de 20 m.s^{-1} , une **échelle externe de la turbulence infinie**, et une durée d'acquisition grande. La phase turbulente au-dessus des deux télescopes se traduit par un retard de la phase du mode fondamental dans les fibres placées à leur foyer. Le piston différentiel est ajouté algébriquement au retard de la phase du mode fondamental.

La figure II.1.21 représente, en fonction de D/r_0 et pour divers cas de correction, l'écart relatif entre le piston différentiel entre les pupilles et le piston différentiel vu par les fibres. Les corrections correspondent à l'annulation successive de Z_4 (correction atteinte avec $n = 3$), Z_{11} ($n = 5$), Z_{22} ($n = 7$), Z_{37} ($n = 9$), Z_{56} et Z_{79} ($n = 16$).

L'écart relatif croît linéairement avec D/r_0 . La correction du terme de défocalisation (correction atteinte avec $n = 3$) permet de gagner un facteur 100 en précision par rapport au cas sans correction. Dans le cas d'un instrument de diamètre égal au paramètre de Fried, ce même degré de correction

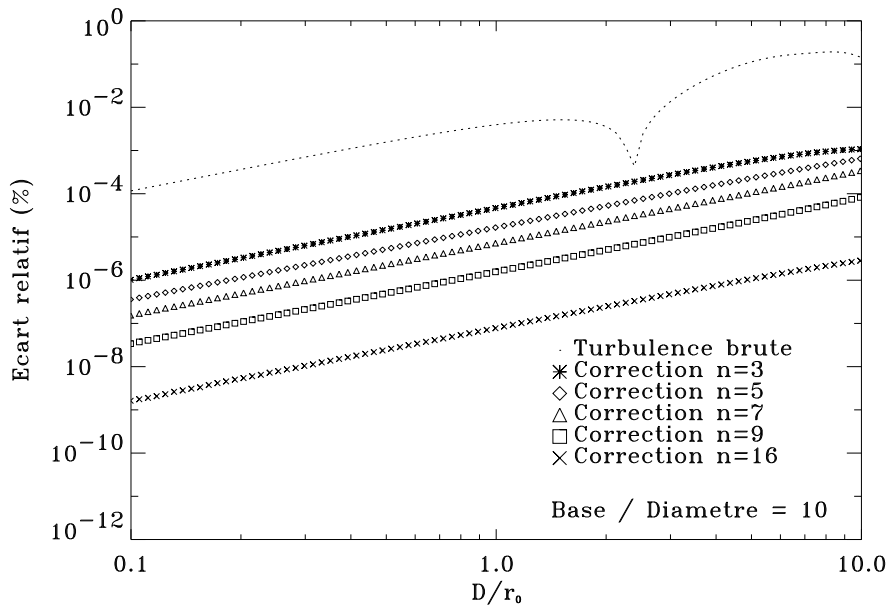


FIG. II.1.21— Écart relatif entre le retard de phase du mode fondamental et le piston différentiel atmosphérique, en fonction de D/r_0 , pour divers degrés de correction.

correspond à un retard dans la fibre proche du piston différentiel avec une précision meilleure que 10^{-6} . Dans le cas de la turbulence brute, la cassure observée est explicable par la définition de la phase modulo 2π .

Une base courte a été choisie ici volontairement. L'erreur relative sur l'estimation du piston différentiel par la mesure du retard différentiel dans les fibres diminue lorsque la base augmente. Le piston différentiel devient alors largement dominant alors que la contribution des modes au retard différentiel reste constante. La durée d'acquisition crée l'effet inverse : plus elle est courte, plus le piston différentiel est atténué. L'écart relatif entre le piston différentiel vrai et le retard différentiel vu par la fibre augmente alors. L'influence d'une échelle externe finie reste à étudier.

1.5 Polychromatisme

Nous avons jusqu'à présent considéré le cas strictement monochromatique, et une longueur d'onde d'observation proche de la longueur d'onde de coupure du deuxième mode de la fibre (au-delà de laquelle seul le mode fondamental est guidé). Dans la pratique, on s'intéressera à une bande spectrale plus ou moins étendue.

Une fibre est utilisée dans des conditions où elle est monomode si le domaine de longueurs d'onde d'observation est limité inférieurement par la longueur d'onde de coupure. La limite supérieure est définie par la transmission du matériau dont est constituée la fibre, et par les pertes de micro/macro-courbures. Le domaine d'utilisation monomode s'étale ainsi typiquement de λ_c à $2\lambda_c$. Dans cette partie, la dépendance chromatique du couplage est étudiée.

1.5.1 Chromatisme de l'efficacité de couplage

La figure II.1.22 représente l'efficacité de couplage (diamants noirs) sur un domaine de longueur d'onde d'une octave à partir de la longueur d'onde de coupure (λ_c à $2\lambda_c$). L'efficacité de couplage est normalisée à la valeur maximale à λ_c . Elle est calculée en tenant compte du **profil exact du mode fondamental** de la fibre (voir la présentation sur les fibres, en section 2.6 du chapitre 2, partie I). Le comportement chromatique du rayon du mode fondamental (diamants blancs, en fraction de cœur de fibre) est également représenté.

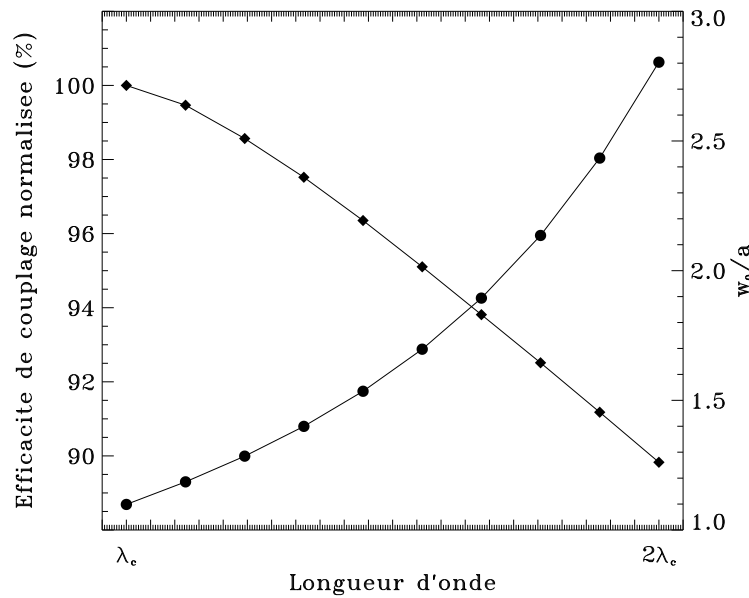


FIG. II.1.22 – Dépendance chromatique de l'efficacité de couplage (diamants noirs, échelle de gauche) et du diamètre du mode fondamental (diamants blancs, échelle de droite). L'efficacité de couplage est normalisée à la valeur à la longueur d'onde de coupure, et calculée avec le profil de mode exact.

Sur cette bande spectrale relativement large, l'efficacité de couplage est **très faiblement chromatique** : la perte est seulement de 10% sur une octave si l'on exclue les problèmes de dispersion dans la fibre. Cette faible dépendance s'explique par l'augmentation quasi-linéaire (en première approximation) du rayon du mode fondamental : la largeur du mode suit celle de la largeur de la tache de diffraction (dépendance linéaire en λ) et l'intégrale de recouvrement du mode guidé et du champ au foyer du télescope dépend par conséquent peu de la longueur d'onde.

1.5.2 Couplage de fronts d'onde turbulents sur une bande spectrale large

FLUOR a tiré avantage de cette faible chromaticité de l'efficacité de couplage au travers de l'expérience **TISIS** (**T**hermal **I**nfrared **S**tellar **I**nterferometric **S**et-up) dans le cadre de la thèse de Bertrand Mennesson [MENN-99c].

TISIS a utilisé des fibres optimisées pour la bande K (2,2 à 2,4 μm), pour des observations en bande L (3,4 à 4,1 μm). Je prends cet exemple pour illustrer **qualitativement** le comportement chromatique de l'efficacité de couplage en présence d'un front d'onde turbulent.

1.5.2.1 Étude qualitative

Les fibres optiques de FLUOR sont optimisées pour la bande K. L'efficacité de couplage théorique à cette longueur d'onde d'observation est 14% meilleure qu'en bande L. Les diamètres de mode, exprimés relativement au diamètre de cœur de la fibre, sont respectivement 1,14 et 2,88.

Dans le cas de l'injection d'un front d'onde perturbé par la turbulence atmosphérique, l'efficacité de couplage moyenne et des fluctuations relatives de couplage peuvent être estimés d'après les lois analytiques présentées dans la section 1.3. On négligera l'effet de l'obstruction centrale (17% sur IOTA, ce qui reste dans le domaine où l'efficacité de couplage est peu sensible). Avec un diamètre de télescopes égal à 45 cm et un paramètre de Fried égal à 13 cm dans le visible, le rapport D/r_0 est de 0,59 pour la bande K et de 0,28 pour la bande L. En tenant compte de la correction du basculement de front d'onde, les fluctuations relatives prédites sont trois fois plus importantes en bande K qu'en bande L, et le rapport des efficacités de couplage moyennes est de 96%. Le tableau II.1.3 rassemble les valeurs de l'efficacité de couplage, de l'écart type et des fluctuations relatives pour chacun des cas.

	Bande K	Bande L
$\langle \rho_\phi \rangle / \rho_0$	0,78	0,92
$\sigma(\rho_\phi)$	0,065	0,025
$\sigma(\rho_\phi) / \langle \rho_\phi \rangle$	0,083	0,027

TAB. II.1.3 – Efficacité de couplage normalisée, écart-type, et fluctuations relatives en bande K et en bande L.

Trois points se dégagent de cette discussion :

- l'injection théorique en bande K est meilleure qu'en bande L (optimisation des fibres) ;
- en présence de turbulence, l'efficacité de couplage est équivalente pour les deux bandes (le *seeing*, meilleur aux longueurs d'onde élevées, compense l'injection théorique moindre en bande L) ;
- la stabilité de l'injection est trois fois meilleure en bande L qu'en bande K.

1.5.2.2 Confirmation expérimentale

Les comportements décrits plus haut ont effectivement été observés par TISIS, lors des observations de α Bootis et α Hercule en avril 1998 [MENN-99], puis R Leonis en décembre 1998 [MENN-99a].

Les fluctuations de couplage étaient cependant égales à 8%, plus importantes que celles prédites par les lois analytiques. Ceci s'explique probablement par un paramètre de Fried inférieur à celui utilisé pour les estimations du tableau II.1.3 ($r_0 = 13$ cm). Ce paramètre n'est pas mesuré pendant les observations avec FLUOR. Dans une moindre mesure, la différence entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales peut s'expliquer aussi par l'obstruction centrale du miroir primaire, non prise en compte dans les estimations.

1.5.3 Découplage du chromatisme

Lorsque la longueur d'onde d'observation est proche de la longueur d'onde de coupure de la fibre, le profil du mode fondamental est quasiment gaussien. Le diamètre du mode est chromatique, et augmente de manière quasi-linéaire avec la longueur d'onde. D'autre part, le diamètre de la tache de diffraction augmente linéairement avec la longueur d'onde. Il résulte que l'intégrale de recouvrement des deux champs est, en première approximation, constante.

1.5.3.1 Approximation usuelle

Dans le cas d'un front d'onde perturbé par la turbulence atmosphérique, cette quasi-achromaticité autorise le **découplage des dépendances chromatique et temporelle** de l'efficacité de couplage $\rho_{\lambda,t}$, et on écrira :

$$\rho_{\lambda,t} \approx \rho_{\lambda} \times \rho_t. \quad (\text{II.1.69})$$

Selon sa précision, l'approximation (II.1.69) entachera plus ou moins d'erreur l'estimation de l'efficacité de couplage.

Cette incertitude est préjudiciable lorsque l'efficacité de couplage détermine la précision d'une mesure, comme c'est le cas pour l'étalonnage des visibilités pour un interféromètre fibré [FORE-97]. Il convient donc de définir le domaine de validité de cette approximation.

1.5.3.2 Domaine de validité

Soit λ_c la longueur d'onde de coupure de la fibre monomode. Le mode fondamental est très bien représenté par une gaussienne à cette longueur d'onde. Soit λ une longueur d'onde quelconque pour laquelle la fibre reste monomode ($\lambda \geq \lambda_c$) et le matériau est transmissif.

La variance de la phase sur la pupille exprimée à la longueur d'onde λ est liée à celle exprimée à la longueur d'onde λ_c par la relation :

$$\sigma_{\circ}^2(\phi, \lambda) = \left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^2 \sigma_{\circ}^2(\phi, \lambda_c). \quad (\text{II.1.70})$$

Le rapport des pertes en efficacité de couplage respectives, écrit en utilisant la loi analytique (II.1.49) et le rapport des variances (II.1.70), s'écrit :

$$\frac{\langle \rho_{\phi, \lambda} \rangle}{\langle \rho_{\phi, \lambda_c} \rangle} = \frac{\rho_{0, \lambda}}{\rho_{0, \lambda_c}} \exp \left(-0,8 \sigma_{\text{res}}^2(\phi, \lambda_c) \left(\left(\frac{\lambda_c}{\lambda}\right)^2 - 1 \right) \right). \quad (\text{II.1.71})$$

L'approximation (II.1.69) consiste à **négliger le terme en argument de l'exponentielle** dans (II.1.71). Cette approximation suppose une variance résiduelle faible, et une bande spectrale de taille réduite.

La figure II.1.23 représente l'argument de l'exponentielle de l'expression (II.1.71) en fonction de la variance de la phase sur la pupille pleine sur une bande spectrale de largeur λ_c . Sa connaissance permet de déterminer l'erreur sur l'approximation (II.1.69). Le rapport λ/λ_c est désigné par Δ .

Quelle que soit la valeur de la variance de phase, l'erreur relative augmente avec la largeur spectrale. Cette augmentation est plus nette pour les valeurs voisines de λ_c (faibles Δ). L'argument est inférieur à 1% sur une largeur d'une octave lorsque la variance résiduelle ne dépasse pas $0,02 \text{ rad}^2$. Il se disperse très vite pour atteindre 10% avec une variance de $0,15 \text{ rad}^2$. Le cas strictement monochromatique ($\Delta = 1$) correspond bien entendu à l'axe des abscisses.

Dans le cas d'une fibre de longueur d'onde de coupure égale à $1,88 \mu\text{m}$ ($ON = 0,17$, $2a = 8,5 \mu\text{m}$) et d'un domaine spectral d'observations couvrant la bande K ($2 \mu\text{m}$ à $2,4 \mu\text{m}$), Δ s'étend de 1,06 à 1,27. C'est le cas de FLUOR.

La variance résiduelle de la phase dépend du dispositif instrumental et des caractéristiques de la turbulence atmosphérique. La figure II.1.24 représente en échelle log-log la variance de la phase résiduelle sur la pupille pleine en fonction de D/r_0 pour divers degrés de correction.

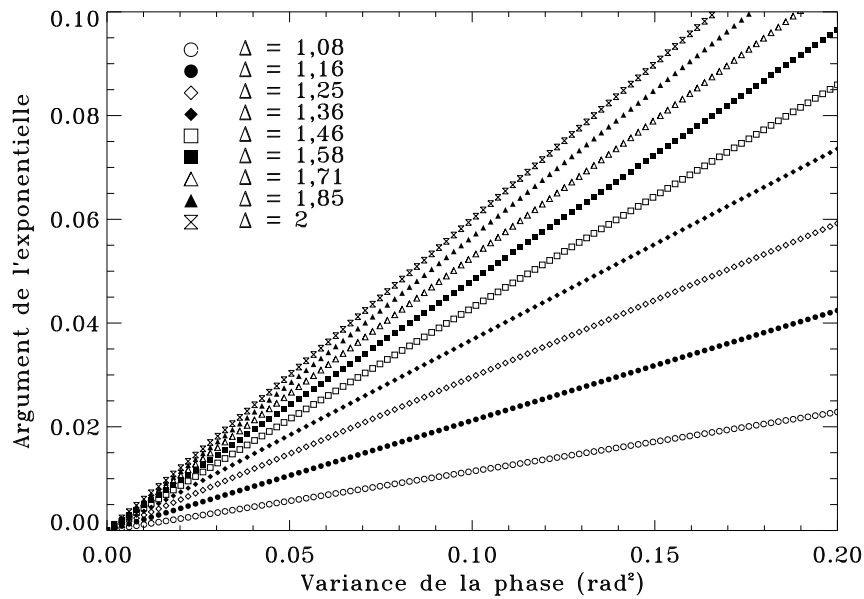


FIG. II.1.23 – Erreur sur l'approximation (II.1.69) en fonction de la variance de phase (en radian²). Δ désigne le rapport λ/λ_c .

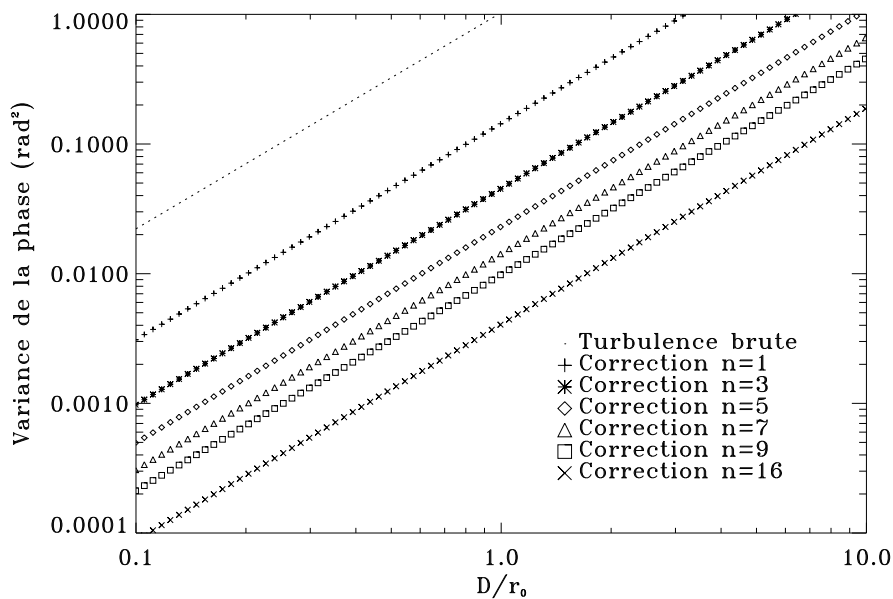


FIG. II.1.24 – Variance de phase sur la pupille en fonction de D/r_0 pour divers degrés de correction.

Dans le cas de FLUOR sur l'interféromètre IOTA (correction du basculement du front d'onde et $D/r_0 \approx 1$), la variance de phase vaut environ $0,1 \text{ rad}^2$. L'erreur relative commise sur l'approximation (II.1.69) varie entre 1 et 3% sur la bande spectrale d'observation. L'influence de cette imprécision sur l'estimation de la visibilité [FORE-97] reste à déterminer.

1.6 Ce qu'il faut retenir...

L'amplitude complexe couplée, A , est le paramètre essentiel du couplage dans une fibre optique placée au foyer d'un télescope. Elle définit le recouvrement du mode de la fibre et de l'amplitude au foyer du télescope. Deux quantités lui sont directement liées : l'**efficacité de couplage**, $\rho = |A|^2$, et le **retard de phase du mode fondamental**, $\phi_A = \arg A$. La première, nécessairement inférieure à 1, quantifie l'intensité résultant de la projection du champ au foyer sur le mode guidé. Dans le cas d'une tache de diffraction parfaite avec obstruction centrale nulle, et un mode fondamental de profil quasi-gaussien, cette quantité est égale à 78%. La deuxième quantifie le retard global de la phase dans la fibre : c'est le piston vu par la fibre.

À l'issue de l'étude décrite dans ce chapitre, quelques résultats remarquables issus des développements analytiques ou bien des simulations numériques sont rappelés dans cette section.

Efficacité de couplage :

- une loi analytique simple donne l'**efficacité de couplage théorique** (hors aberration du front d'onde) en fonction des paramètres instrumentaux : ouverture de faisceau, diamètre et obstruction centrale de la pupille, caractéristiques physiques de la fibre et longueur d'onde ;
- l'efficacité de couplage **dépend faiblement de l'obstruction centrale** de la pupille, si celle-ci reste inférieure à 20% (cas des télescopes modernes) ;
- la pondération de la pupille par le mode fondamental de la fibre projeté crée des **corrélations dans la base de décomposition des aberrations** du front d'onde ;
- **toutes les aberrations** décomposables sur les polynômes de Zernike contribuent à la perte d'efficacité de couplage **sauf le retard global** de phase pur (Z_1) ;
- une **formule analytique** permet d'estimer la perte en efficacité de couplage en présence de **faibles aberrations**, elle reste valable avec une précision meilleure que 1% pour les amplitudes d'aberrations inférieures à 0,5 rad ;
- la perte en efficacité de couplage **dépend de la force et de la nature** des aberrations du front d'onde. Les aberrations contribuant au basculement du front d'onde et celles correspondant à une fuite de l'énergie de la FEP du centre vers la périphérie sont particulièrement limitantes ;
- le rapport de Strehl est une **estimation pessimiste** de l'efficacité de couplage.

Retard de phase :

- le retard de phase du mode fondamental est **nul en l'absence d'aberration** du front d'onde ;
- seules les aberrations décomposables sur des polynômes de Zernike d'**ordre azimutal nul** y contribuent ;
- en l'absence de toute autre aberration, le retard de phase est égal au poids de Z_1 ;
- mis à part Z_1 , ses principaux contributeurs sont Z_4 (terme de **défocalisation**) et Z_{11} (**aberration sphérique**). À poids égal, leurs contributions respectives représentent 1/3 et 1/30 de la contribution du piston.

Interfaçage avec l'Optique Adaptative :

- dans le cas de faibles perturbations, des lois analytiques permettent de **prédire** le comportement de l'efficacité de couplage en fonction de la force de la turbulence et du degré de correction

apporté au front d'onde;

- la correction des bas ordres de la turbulence atmosphérique permet d'**améliorer le niveau moyen et la stabilité** de l'efficacité de couplage;
- un **diamètre optimal de pupille** existe pour des conditions de turbulence et un degré de correction donnés;
- le retard de phase dans la fibre est considérablement diminué par la correction des termes de défocalisation et d'aberration sphérique.

La fibre extrait la tavelure au centre du champ, quelle qu'elle soit. La qualité de l'injection est d'autant meilleure que la tavelure est stable (correction du basculement de front d'onde), et l'énergie concentrée (correction des autres défauts du front d'onde). Un système d'Optique Adaptative placé en amont de la fibre optique assure une efficacité de couplage haute et stable.

La qualité de correction des bas ordres est un critère plus important que le nombre de modes de la turbulence corrigés. Notamment, il apparaît préférable de placer en amont de la fibre un système d'Optique Adaptative permettant une très bonne correction des bas ordres plutôt qu'un système avec un nombre plus élevé de moteurs mais laissant des résidus importants.

Applications :

- paramètre de Fried : la comparaison de l'efficacité de couplage correspondant divers degrés de correction permet de **déterminer le paramètre de Fried**, si sa valeur reste proche du diamètre de la pupille;
- énergie cohérente : l'efficacité de couplage donne une **estimation de l'énergie cohérente** si le front d'onde est faiblement perturbé;
- piston différentiel atmosphérique en interférométrie :
 - dans le cas turbulent, et pour de faibles perturbations, le retard de phase différentiel dans les fibres donne une **estimation du piston différentiel atmosphérique** avec une bonne approximation si le terme de défocalisation est corrigé;
 - l'erreur relative de cette estimation diminue quand la longueur de base augmente, et augmente quand la durée d'acquisition diminue;
 - dans le cas où seul un retard global affecte la phase sur chacun des télescopes, l'atténuation du piston différentiel pour les séquences courtes est plus forte avec filtrage (loi en 6/3 contre 5/3).

Chromatisme du couplage :

- l'efficacité de couplage est **faiblement chromatique** sur un domaine d'une octave;
- dans le cas turbulent, la perte en efficacité de couplage théorique d'une extrémité à l'autre d'une bande spectrale débutant à la fréquence de coupure est compensée par les effets relâchés de la turbulence.

2. FILTRAGE MODAL ET FILTRAGE SPATIAL EN INTERFÉROMÉTRIE



L'interférométrie est en plein essor. Les nombreux projets au sol ou dans l'espace, à divers stades de réalisation ou de conception, le prouvent. Bon nombre de ces projets envisagent le filtrage spatial des faisceaux [REAS-98], avant ou après recombinaison, afin de s'affranchir des défauts à hautes fréquences spatiales.

Quel filtrage spatial utiliser pour ces instruments ? C'est le sujet d'un débat animé qui oppose les partisans (et utilisateurs) du filtrage spatial par fibres optiques et les partisans du filtrage spatial par trou. La raison avancée par ces derniers est que les fibres optiques proposent, pour un prix plus élevé, le même "travail" qu'un simple trou filtrant. Le coût des fibres optiques monomodes, surtout aux longueurs d'ondes infrarouges, est certes très élevé. Le filtrage qu'elles opèrent n'est cependant pas identique à celui d'un trou filtrant.

Dans ce –court– chapitre, les différences essentielles qui existent entre les deux méthodes sont passées en revue. L'objet de ce mémoire n'est cependant pas de mener une étude détaillée du filtrage spatial : contrairement au chapitre précédent, l'étude menée ici est volontairement limitée à quelques remarques qualitatives.

2.1 Le filtrage spatial par trou filtrant

Le filtrage spatial par trou a été imaginé pour **filtrer les défauts optiques à hautes fréquences spatiales**. Dans le contexte de l'astronomie observationnelle, il est utile pour les applications interférométriques, peu pénalisées par la diminution de champ qu'il implique. Il peut être utilisé dans le cas d'un interféromètre spatial [OLLI-97], où les défauts statiques des surfaces optiques doivent être corrigés afin d'obtenir un excellent taux de réjection, ou bien dans le cas d'un interféromètre au sol [PRAS-93, SAIN-98] pour le filtrage des modes à haute fréquence spatiale de la turbulence atmosphérique.

Dans cette section, quelques résultats analytiques sur le filtrage spatial opéré par un trou filtrant dans le plan focal d'un télescope sont présentés.

2.1.1 Expression analytique de l'énergie transmise

Il convient tout d'abord de définir un estimateur de qualité du filtrage spatial. Le trou filtrant, placé au foyer du télescope, agit comme masque d'intensité sur la tache de diffraction. La quantité d'intérêt est la part d'énergie transmise. Par analogie avec le filtrage par fibres, on utilisera le terme "couplage" pour qualifier l'injection de lumière à travers le filtre. La différence majeure est que l'on raisonnera à présent en **intensité couplée**, et non plus en **amplitude couplée**.

Une expression analytique quantifiant l'énergie couplée peut être dérivée par la méthode de l'intégrale de recouvrement vue au chapitre 1 de cette partie, à ceci près que le module carré de l'intégrale du produit des amplitudes est remplacé par l'intégrale du module carré du produit des amplitudes :

$$\rho' = \frac{\iint_{\mathbb{R}^2} |F_{\circ}(\mathbf{x}) F_{\square}(\mathbf{x})|^2 d^2 \mathbf{x}}{\iint_{\mathbb{R}^2} |F_{\circ}(\mathbf{x})|^2 d^2 \mathbf{x}}, \quad (\text{II.2.1})$$

où $F_{\circ}(\mathbf{x})$ désigne l'amplitude au foyer du télescope et $F_{\square}(\mathbf{x})$ la fonction filtre, c'est-à-dire le profil du trou filtrant. L'estimateur ρ' , utilisé par analogie avec l'estimateur ρ du couplage modal, quantifie le rapport de l'intensité transmise sur l'intensité incidente.

Dans la suite, on considérera un trou filtrant circulaire et centré sur l'axe de la tache de diffraction sans aberration. On suppose le front d'onde en entrée du télescope parfaitement plan et l'instrument exempt de toute aberration. Dans le cas général, le champ au foyer du télescope s'écrit comme différence de fonctions de Bessel du premier ordre. On note α la valeur de l'obstruction centrale de la pupille (rapport du diamètre de miroir secondaire et du diamètre de miroir primaire). Le profil du trou filtrant est une fonction porte de diamètre $2a$.

Le calcul de l'intégrale (II.2.1) implique des intégrales de fonctions de Bessel. En utilisant les relations caractéristiques [ABRA-72]:

$$J_{m+1} - J_{m-1} = -2 \frac{d}{dx} J_m, \quad (\text{II.2.2})$$

$$J_{m+1} + J_{m-1} = \frac{2m}{x} J_m, \quad (\text{II.2.3})$$

l'estimateur ρ' s'exprime comme une simple somme algébrique de carrés de fonctions de Bessel d'ordres 0 et 1, avec pour arguments l'obstruction centrale de la pupille, α , et une variable sans dimension, γ :

$$\rho'_\alpha(\gamma) = J_0^2(\gamma\alpha) - J_0^2(\gamma) + J_1^2(\gamma\alpha) - J_1^2(\gamma), \quad (\text{II.2.4})$$

$$\gamma = \frac{\pi D a}{2 \lambda f}. \quad (\text{II.2.5})$$

La variable γ rassemble tous les paramètres instrumentaux: diamètre de pupille, D , longueur d'onde d'observation, λ , rayon du trou filtrant, a , et longueur focale, f . Elle est proportionnelle au rapport du rayon du trou filtrant et de la largeur à mi-hauteur de la tache de diffraction. Son écriture est proche de celle de la variable β utilisée dans le cas d'un fibre (équation (II.1.8)).

2.1.2 Dimensionnement optimal

Les expressions analytiques (II.2.4, II.2.5) permettent de quantifier l'énergie transmise par un trou filtrant en fonction de sa dimension et des paramètres du dispositif d'injection. Elles permettent de définir les paramètres instrumentaux assurant une injection optimale.

La figure II.2.1 représente la part d'énergie transmise, calculée selon (II.2.1), en fonction du rayon du trou filtrant exprimé en fraction de tache de diffraction (cf "énergie encerclée" [BORN-80]). L'obstruction centrale est supposée nulle.

Cette courbe exprime une évidence: plus la dimension du trou filtrant est grande, plus ce dernier transmet d'énergie! Ce que ne précise pas l'estimateur ρ' , c'est que la qualité de filtrage évolue en proportion inverse au rayon du filtre. La difficulté consiste à trouver le diamètre optimal du trou réalisant le meilleur filtrage avec le minimum de perte d'énergie.

La détermination de cet optimum n'est pas aussi directe que dans le cas d'une fibre monomode, pour lequel il "suffit" d'adapter le diamètre du mode fondamental de la fibre au diamètre de la tache de diffraction (cf figure II.1.2). L'optimum est défini de manière univoque. Dans le cas du trou filtrant, il s'agit de trouver un compromis entre les qualités de filtrage spatial et la sensibilité, c'est-à-dire la part d'énergie transmise.

Théoriquement, le trou filtrant avec les meilleures qualités de filtrage est de taille infiniment fine. Il ne transmet alors qu'une part infime d'énergie. A l'inverse, un trou filtrant trop grand (plusieurs

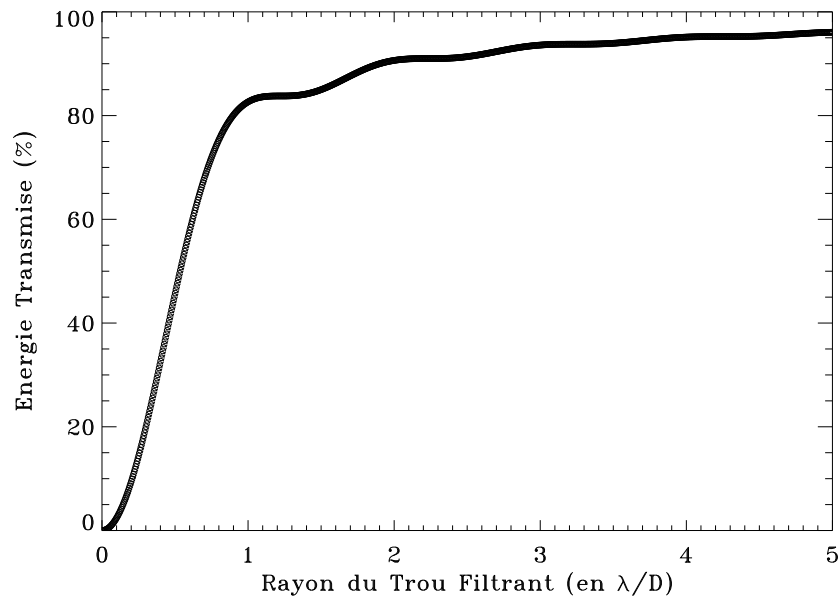


FIG. II.2.1 – Part d'énergie transmise par un trou filtrant en fonction de son rayon.

fois le lobe central de la tache de diffraction) transmet la majeure partie de l'énergie mais constitue un mauvais filtre spatial. Une partie du basculement de front d'onde, notamment, peut être transmise et se traduire par un mouvement du centre de la tache de diffraction après passage par le trou. Il en va de même pour les ordres plus élevés lorsque le diamètre de trou est plus important.

La courbe II.2.1 présente un point d'inflexion centré sur $1,22 \frac{\lambda f}{D}$: il correspond à un rayon de trou limité au premier zéro de la tache de diffraction. Les relations (II.2.4, II.2.5) donnent pour ce premier point $\rho'_{\max, \alpha=0} \approx 84\%$ et $\gamma_{\text{opt}, \alpha=0} = 3,85$. Ces valeurs de transmission et de diamètre optimum rejoignent les valeurs trouvées par simulations numériques [OLLI-97].

Le palier horizontal observé sur la courbe II.2.1 s'étale de 1/5ème de la tache de diffraction de part et d'autre du point d'inflexion. Autour de ces valeurs du rayon du trou filtrant, la part d'énergie transmise varie très peu. L'intérêt est de choisir le rayon de trou le plus petit possible afin de disposer des meilleures qualités de filtrage pour une part d'énergie identique. Le rayon limite est proche de $\frac{\lambda f}{D}$.

2.1.3 Influence de l'obstruction centrale

La figure II.2.2 représente (disques blancs) l'énergie transmise par un trou de rayon $1,22 \frac{\lambda f}{D}$ en fonction de la valeur de l'obstruction centrale lorsque l'ouverture de faisceau est optimisée. L'ouverture de faisceau optimale correspondante (astérisques) est indiquée. La part d'énergie transmise lorsque l'ouverture de faisceau reste constante et optimisée pour une obstruction centrale nulle (disques noirs) est également représentée.

L'énergie transmise décroît fortement avec l'obstruction centrale de la pupille si l'ouverture de faisceau n'est pas adaptée. Elle diminue de plus de 15% pour une obstruction centrale de 20%, puis chute rapidement au-delà. L'optimisation de l'ouverture de faisceau permet de gagner en transmission. L'énergie transmise décroît alors jusqu'à 10% pour une valeur de l'obstruction centrale de 20%. Elle décroît ensuite linéairement. La valeur optimale de l'ouverture de faisceau augmente linéairement avec l'obstruction centrale. Les sauts observés s'expliquent par la difficulté d'estimer l'optimum de la courbe

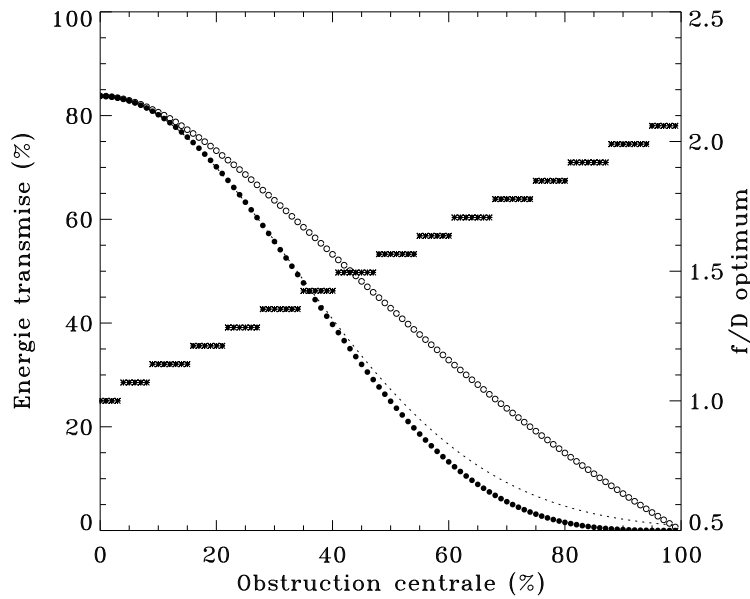


FIG. II.2.2 – Part d'énergie transmise par le trou filtrant (échelle de gauche) et ouverture de faisceau (échelle de droite) en fonction de α . Les courbes en disques blancs et en disques noirs représentent respectivement le cas d'une ouverture de faisceau optimisée pour chaque valeur de α et optimisée pour $\alpha = 0$. Les astérisques symbolisent l'ouverture de faisceau optimale pour chaque valeur de α .

d'énergie transmise (dérivée de pente faible près de l'ouverture optimale de faisceau).

La courbe en pointillés est une loi empirique obtenue par ajustement à la courbe en disques noirs. Elle s'écrit :

$$\rho'(\alpha) = \rho'_{\max} \exp(-4,5 \alpha^2), \quad (\text{II.2.6})$$

et donne, pour les valeurs de α inférieures à 35%, une approximation meilleure que 1% de la part d'énergie transmise avec ouverture de faisceau fixe.

2.2 Comparaison trou filtrant / filtre modal

Le dimensionnement et les caractéristiques principales du filtrage par un trou filtrant ont été évoqués dans la section précédente. Dans cette section, une comparaison qualitative du filtrage par trou et du filtrage par fibre monomode est donnée.

2.2.1 Mode opératoire

La figure II.2.3 schématise l'opération de filtrage spatial effectuée par un trou filtrant (en haut) et par une fibre monomode (en bas) placés dans le plan focal.

Le trou filtrant agit comme **masque d'intensité** sur la tache de diffraction déformée par le défauts du front d'onde incident. Seule la partie centrale de l'énergie est transmise, en amplitude et en phase. Des **résidus de phase à basse fréquence**, issus des défauts contenus dans le lobe central de la tache de diffraction, déforment le front d'onde en sortie.

Dans le cas du filtrage modal, l'amplitude au foyer est **projetée sur le mode fondamental**. La direction de propagation est définie par la direction de la fibre. La **phase est constante**, au retard

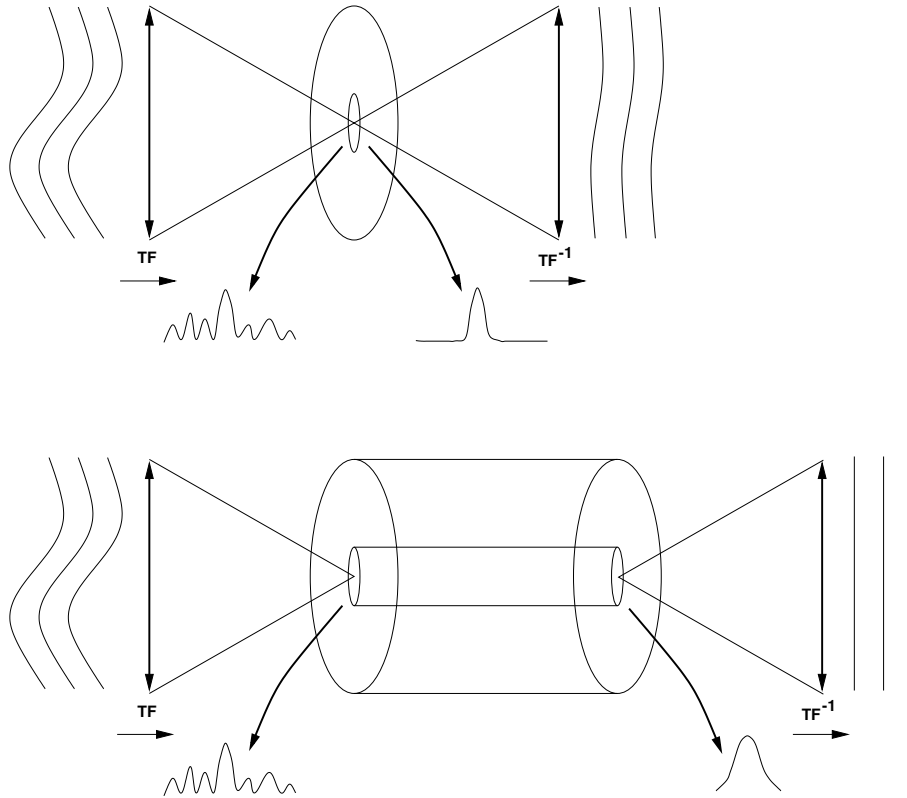


FIG. II.2.3 – Filtrage spatial par un trou filtrant (en haut) et par une fibre monomode (en bas) placés dans le plan focal.

global près. Le champ délivré en sortie de fibre est absolument **identique au mode guidé**. Il ne dépend pas du champ en entrée. Le front d'onde en sortie est parfaitement plan.

2.2.2 Énergie transmise

À diamètre égal, un trou filtrant transmet plus d'énergie qu'une fibre monomode : 84% contre 78%. On suppose ici les filtres parfaitement adaptés, le front d'onde incident plan, et pas de pertes de Fresnel sur la tête de fibre. La dimension optimale du trou filtrant correspond à la largeur définie par le lobe central de la tache de diffraction. La largeur du mode fondamental de la fibre équivalente dépasse de 18% la tache de diffraction (cf figure II.1.2). Une partie du premier lobe est transmise par la fibre, et contribue négativement à l'intégrale de recouvrement, ce qui explique la part plus faible d'énergie transmise.

2.2.3 Obstruction centrale

La figure II.2.4 représente, pour un trou filtrant et pour une fibre monomode (diamants et carrés respectivement), la part d'énergie transmise en fonction de l'obstruction centrale de la pupille. Deux courbes sont associées à chaque cas : la perte avec optimisation de l'ouverture de faisceau pour chaque valeur de l'obstruction centrale (motifs blancs) et la perte sans optimisation (motifs pleins).

Si la part d'énergie transmise en l'absence d'obstruction centrale de la pupille est plus importante pour le trou filtrant, ce dernier est plus sensible à l'obstruction centrale lorsqu'elle varie. Au-delà d'une obstruction de 15%, le taux de transmission est plus faible que celui de la fibre dans les deux cas de figure. La différence est faible (quelques pourcents), mais systématiquement en faveur de la fibre.

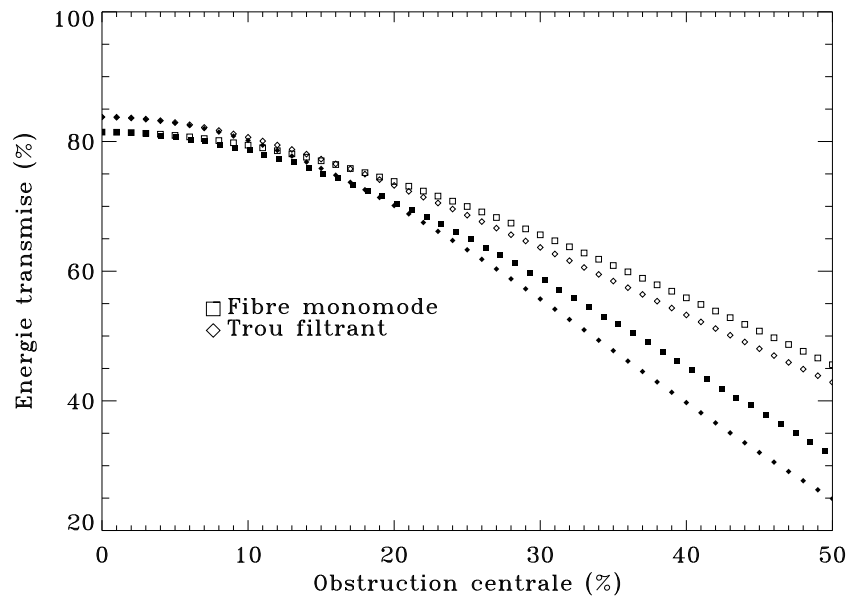


FIG. II.2.4 – Influence de la valeur de l'obstruction centrale sur la part d'énergie transmise par une fibre monomode (carrés) et par un trou filtrant (diamants). Pour chacun de ces deux cas, les motifs blancs symbolisent le cas d'un filtre optimisé (adaptation de l'ouverture de faisceau pour chaque valeur de α) et les motifs noirs symbolisent le cas d'un filtre optimisé pour une obstruction centrale nulle.

2.2.4 Chromatisme

Le comportement chromatique de l'efficacité de couplage dans une fibre monomode a été étudié au chapitre 1 de cette partie. L'injection est **peu chromatique** sur une bande spectrale s'étendant sur une octave à partir de la longueur d'onde de coupure. Le diamètre du mode fondamental croît quasi-linéairement avec la largeur de la tache de diffraction et le recouvrement des deux champs est ainsi conservé.

À l'inverse, la dimension du trou filtrant est optimisée pour une longueur d'onde donnée. Le diamètre du trou ne s'adapte pas au diamètre de la tache de diffraction. Le filtrage spatial par trou est **fortement chromatique**. Aux longueurs d'onde supérieures à la longueur d'onde d'optimisation, seule une fraction du lobe central de la tache de diffraction est transmise : cela entraîne une perte en énergie. Aux longueurs d'onde inférieures, l'énergie hors du lobe central de la tache de diffraction est transmise : cela entraîne une qualité de filtrage réduite.

2.2.5 Restauration de la cohérence spatiale du champ

Dans le cas du filtrage par fibre, l'amplitude au foyer du télescope est projetée sur le mode guidé. Les aberrations du front d'onde incident sont traduites en pertes d'injection. Le profil du champ en sortie est parfaitement connu : c'est le profil du mode guidé. Selon les aberrations du front d'onde en entrée, le champ en sortie peut être affecté d'un retard de phase global. La phase est cependant parfaitement plane, et la **cohérence spatiale du champ est maximale**.

Dans le cas du filtrage par trou, l'intensité est coupée au-delà du lobe central de la tache de diffraction. Toute l'énergie dans la direction du lobe central est transmise. Les défauts du front d'onde à basse fréquence spatiale ne sont pas filtrés. Une phase résiduelle existe en sortie. La **cohérence**

spatiale du champ n'est que partiellement restaurée.

2.3 Ce qu'il faut retenir...

Le point commun entre les deux dispositifs de filtrage spatial présentés dans ce chapitre est la **sélection de la tavelure centrale** au foyer du télescope. Pour un télescope au sol, cela implique une **perte d'énergie** proportionnelle à $(D/r_0)^2$, et donc une diminution de la sensibilité de l'instrument. Cela implique également une **limitation du champ de vue** à la dimension du lobe central.

Cependant, l'amalgame entre les deux procédés de filtrage n'est pas possible. Les caractéristiques essentielles des deux méthodes sont rappelées en quelques points ci-dessous :

Fibre monomode

- ☹️ masque d'amplitude ;
- ☹️ aberrations \Rightarrow perte de flux ;
- ☹️ transport du faisceau ;
- 😊 filtrage hautes **et** basses fréquences spatiales ;
- 😊 phase constante (retard global) en sortie ;
- ☹️ faiblement chromatique ;
- 😊 cohérence maximale du champ en sortie ;
- ☹️ coûteux.

Trou filtrant

- ☹️ masque d'intensité ;
- ☹️ aberrations \Rightarrow perte de flux ;
- ☹️ pas de transport du faisceau ;
- 😊 filtrage des hautes fréquences spatiales ;
- ☹️ phase résiduelle en sortie ;
- ☹️ fortement chromatique ;
- ☹️ cohérence partielle du champ en sortie ;
- 😊 peu coûteux.

Dans le cas du filtrage par fibre, les hautes **et** les basses fréquences spatiales du front d'onde incident sont parfaitement filtrées. Le champ au foyer est projeté sur le mode guidé, et le champ en sortie est parfaitement connu à un retard global de phase près. Dans le cas du filtrage par trou, les hautes fréquences spatiales sont filtrées mais la partie centrale de la tache de diffraction est intégralement transmise. La phase en sortie est partiellement déformée par les défauts résiduels à basse fréquence.

Le filtrage modal est plus approprié pour des applications interférométriques, puisqu'il force la cohérence spatiale du champ maximale. D'autre part, si le filtrage s'opère avant la recombinaison, des coupleurs fibrés permettent de dériver aisément des signaux de calibration des variations de flux.

Pour résumer, le trou filtrant constitue un bon filtre spatial, de mise en œuvre rapide et peu onéreuse. Son utilisation est envisageable lorsque l'objectif est seulement de filtrer les défauts à hautes fréquences spatiales. Dans le cas où un filtrage spatial parfait est recherché, éventuellement sur une bande spectrale large, la solution des fibres monomodes est préférable.

Troisième partie

**UNE UNITÉ DE BALAYAGE
RAPIDE DE LA
DIFFÉRENCE DE MARCHE POUR
FLUOR/IOTA**

Cette partie concerne l'activité instrumentale de mon travail de thèse sur le projet FLUOR, décrit dans la partie I, chapitre 3. Rappelons qu'une première version de FLUOR, destinée à démontrer la faisabilité de la recombinaison cohérente de télescopes au moyen de fibres optiques dans l'infrarouge, avait été installée sur le télescope solaire Mac Math à Kitt Peak (Arizona) durant la thèse de Vincent Coudé du Foresto [FORE-94]. Une version dans un environnement plus favorable à l'interférométrie, et destinée à exploiter scientifiquement les avantages apportés par la recombinaison par fibres monomodes, fut installée sur l'interféromètre IOTA (Arizona) durant la thèse de Guy Perrin [PERR-96]. Après des résultats convaincants, l'instrument est entré en phase d'exploitation. Les données obtenues depuis quelques années lui ont valu une reconnaissance dans la communauté astronomique internationale. En parallèle de cette exploitation scientifique, des améliorations techniques plus ou moins lourdes sont apportées régulièrement à l'instrument.

L'une de ces améliorations a consisté à mettre en place une ligne de modulation rapide de la différence de marche (ddm) afin d'augmenter la cadence d'acquisition des interférogrammes (meilleure productivité et meilleure précision). Le premier chapitre de cette partie, "Le mode FAST-SCAN : vers un gain en rapidité de FLUOR", décrit la conception, la réalisation et la qualification de l'étage de modulation baptisé "*Fast-scan*". Son intégration à FLUOR s'est faite en parallèle d'un changement profond de l'architecture informatique et électronique, ainsi que de la réécriture du logiciel de contrôle FLUOR. L'ensemble de ces étapes a constitué le "Big Bang" de FLUOR. Ces aspects sont décrits dans le deuxième chapitre, "Le "Big Bang" de FLUOR".



Trying to Describe the Size of the Big Bang

© Sydney Harris

1. LE MODE FAST-SCAN : VERS UN GAIN EN RAPIDITÉ DE FLUOR



Je décris dans ce chapitre la conception et la réalisation du sous-système *Fast-scan*, changement principal du nouveau mode de FLUOR, et qui a précédé le remaniement de l'architecture électronique et informatique. Dans la suite je désignerai par "*Fast-scan*" le sous-système seul et par "mode *Fast-scan*" le mode de balayage rapide de FLUOR.

1.1 Une ligne à retard à trois étages

La mise en place du détecteur NICMOS3, en remplacement des quatre photomètres InSb, a conduit à la diminution du bruit de détecteur, qui constituait jusqu'alors la principale limitation de l'instrument. Ce changement s'est accompagné d'un gain en sensibilité de quatre magnitudes. Le nouveau facteur limitant aux performances de FLUOR est devenu la cadence de balayage, trop réduite et génératrice d'erreurs statistiques dues à la variation de la fonction de transfert instrumentale entre deux acquisitions.

Je décris dans cette section les raisons qui ont motivé l'installation d'une ligne dédiée à la modulation rapide de la ddm.

1.1.1 Nécessité d'une modulation rapide

L'observation de franges d'interférence nécessite une modulation de la différence de marche entre les faisceaux après égalisation des chemins optiques. L'égalisation est assurée en introduisant le retard nécessaire dans l'un des bras de l'interféromètre, par exemple au moyen de réflecteurs mobiles. Il s'agit de compenser une composante statique, dépendante de la position de la source à observer dans le ciel et de la géométrie de l'interféromètre, et une composante dynamique, mais déterministe, liée au mouvement de la source dans le ciel. Une autre composante, aléatoire, est causée par l'état différentiel de turbulence au-dessus des télescopes.

En l'absence d'un sous-système dédié à la modulation de la ddm, FLUOR utilisait pour l'ensemble des actions liées au retard et à la modulation les deux lignes à retard de l'interféromètre IOTA, décrites dans le chapitre 3 de la partie I. Ces deux lignes étaient contrôlées en deux temps :

- avant une observation : égalisation grossière des faisceaux avec la ligne à retard LD ;
- pendant une observation : égalisation permanente des faisceaux **et** modulation avec la ligne à retard SD.

À cause de l'inertie de ce deuxième étage polyvalent, et des quelques centaines de millisecondes nécessaires à sa stabilisation, la modulation de la ddm dans la zone de présence des franges devait se faire sur 1 mm environ pour une longueur utile d'une centaine de micromètres environ. Les données étaient alors pré-réduites, le centroïde des franges calculé à l'aide des deux franges les plus brillantes et les moins brillantes, et l'*offset* de recentrage de l'interférogramme envoyé à la ligne à retard pour l'acquisition suivante. L'*offset* rassemble les écarts aléatoires dus à l'hystérésis de la ligne, au piston différentiel atmosphérique, aux défauts de pointage...

Au total, les opérations de modulation, de pré-traitement des données et de calcul de l'*offset* fixaient le cycle d'acquisition des interférogrammes à 4 secondes environ pour 0,17 seconde de données utiles (et autant de courant d'obscurité), soit une efficacité de 9%.

Cette faible efficacité était limitante à deux titres. D'une part elle constituait un frein au nombre d'interférogrammes acquis sur chaque objet par unité de temps, avec pour effet de contribuer à l'erreur statistique sur l'estimation des visibilités. D'autre part, l'espacement dans le temps entre deux acquisitions permettait à la fonction de transfert instrumentale de varier, avec pour effet de dégrader l'étalonnage des mesures.

1.1.2 Une ligne dédiée à la modulation

L'amélioration des deux points mentionnés plus haut impliquait la mise en place d'un sous-système dédié à la modulation rapide de la différence de marche.

Avec ce sous-système, le retard et la modulation sont assurés par trois étages, les deux premiers restant les lignes à retard de l'interféromètre IOTA (voir la figure III.1.1). Le contrôle est effectué en trois temps :

- avant une observation : égalisation grossière des faisceaux avec LD (NZOPD, pour "near zero optical path difference") ;
- pendant une observation :
 - égalisation permanente des faisceaux avec SD (ZOPD, "zero optical path difference") ;
 - modulation de la ddm avec la ligne dédiée.

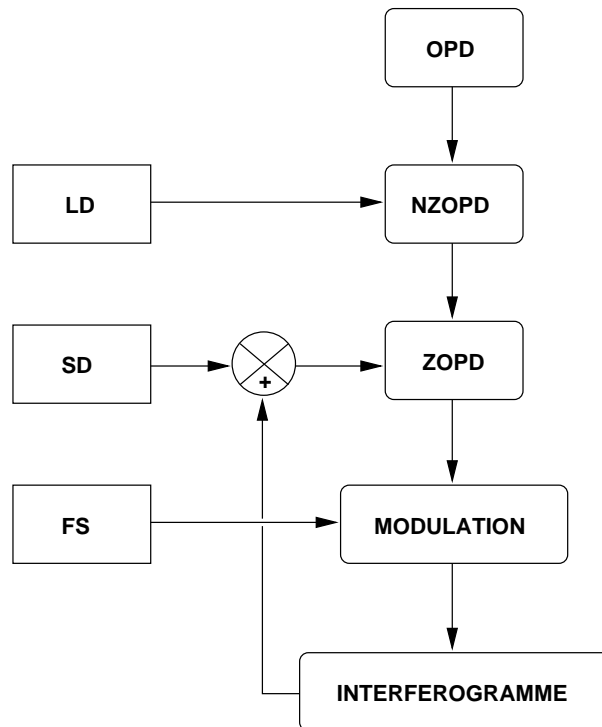


FIG. III.1.1 – Égalisation des trajets et modulation de la ddm par trois étages successifs.

Le premier étage garde donc sa fonction, le deuxième étage assure le suivi de la différence de marche nulle (déplacement à vitesse sidérale, **et** compensation des écarts aléatoires par recentrage du paquet de franges). Le troisième étage libère la ligne massive de son travail de modulation.

1.2 Description de l'étage de modulation

Je décris dans cette section l'étage de modulation de la ddm. Les spécifications ainsi que la solution technique retenue sont présentées.

1.2.1 Spécifications

Réaliser une ligne de modulation implique des spécifications sévères communes aux applications interférométriques. Si la ligne d'*offset* (rôle rempli par SD) doit permettre un positionnement rapide et précis afin d'optimiser le temps d'acquisition utile, le balayage de la différence de marche doit quant à lui être **aussi linéaire que possible en vitesse et fixe en direction**.

La ligne de modulation peut être composée d'un réflecteur mobile mis en mouvement par un actionneur piézoélectrique. Les premiers paramètres à déterminer pour le dimensionnement du système sont la fréquence de modulation et la course mécanique requises.

1.2.1.1 Fréquence de modulation

Notre objectif étant d'augmenter la cadence d'acquisition des interférogrammes pour des raisons de diminution des erreurs statistiques et de gel de la fonction de transfert, l'intérêt est de moduler la ddm avec une grande fréquence.

En pratique, un temps incompressible de transfert des données et de pré-traitement pour le recentrage du paquet de franges limite la durée entre deux acquisitions.

Nous avons fixé un objectif de 10 interférogrammes par seconde pour le nouveau système (un gain d'environ 40 en efficacité). Cet objectif implique un balayage de la ddm à une vitesse telle qu'un interférogramme est acquis en un temps de cohérence de l'atmosphère (soit une centaine de ms environ en bande K).

1.2.1.2 Course mécanique

La course mécanique de la ligne de modulation doit permettre de garder le paquet de franges pendant le temps caractéristique entre deux acquisitions. Elle doit donc être adaptée au piston différentiel, principal contributeur au mouvement des franges. Ce dernier est caractéristique du site sur lequel le système sera installé.

L'écart-type du piston différentiel sur le site IOTA, avec une base de 38 m et un paramètre de Fried typique de 30 cm en bande K est donné par la formule (I.2.29). Il est de 33λ pour un temps de pose infini, et tombe à 11λ pour un temps de pose de 0,1 s (10 balayages par seconde, ce qui est notre objectif) d'après la fonction d'atténuation illustrée par la figure I.2.5. Il sera inférieur à cette valeur pour des bases plus courtes.

Une ddm de $250 \mu\text{m}$, 100λ environ, permet d'assurer une autonomie de ± 4 à $5 \sigma_e$, soit une dizaine de fois la longueur de l'enveloppe des franges. Cette ddm peut être assurée par un miroir mobile qui, si l'on suppose une incidence à 90° , doit se déplacer sur $100 \mu\text{m}$.

Le deuxième étage de la ligne à retard se déplacera à vitesse constante pendant les acquisitions afin de ne pas créer du piston. L'égalité de la ddm entre les faisceaux n'est assurée qu'au début de l'acquisition, puis un écart se creuse entre la position vraie de la ligne à retard et sa position idéale, d'autant plus que la source observée sera située vers l'équateur. Avec une ligne de modulation assurant une ddm de $250 \mu\text{m}$, l'autonomie sur l'objet avec la base maximale est d'une centaine de secondes environ.

1.2.1.3 Caractéristiques dynamiques

Les spécifications relatives au système sont dictées par son utilisation interférométrique :

- le mouvement de l'actionneur doit être aussi linéaire que possible, et les fluctuations de vitesse ne doivent pas introduire un piston supérieur au piston différentiel le plus faible (*i.e.*, fluctuations relatives de quelques pourcent) ;
- le dépointage du faisceau sortant, introduit par le mouvement du miroir, doit être inférieur à une fraction de la tache de diffraction du faisceau en bande K (≈ 10 arcsec).

D'autre part, les propriétés dynamiques devront être déterminées et étalonnées. Cela inclut la connaissance :

- de la précision en position et de la répétabilité pour tous les scénarios possibles d'utilisation ;
- des caractéristiques dynamiques du système réflecteur-actionneur-monture.

La solution technique doit tenir compte de ces impératifs, et les propriétés dynamiques devront être caractérisées. Il faut également tenir compte des modifications de l'électronique et de la procédure d'acquisition des données, qui doivent rester réalisables techniquement et financièrement.

1.2.2 Solution technique

Le sous-système assurant la modulation doit comporter un réflecteur mobile et un actionneur. Le choix s'est orienté vers un miroir monté sur un guide linéaire et mis en mouvement par un actionneur piézoélectrique. Je donne ici brièvement les options possibles, et je détaille la solution technique retenue : optique, mécanique et électronique.

1.2.2.1 Miroir plan et translateur piézoélectrique

Il s'agit de la partie mobile de la ligne de modulation, constituée d'un réflecteur et d'un actionneur. La dimension des optiques nécessaires est déterminée par la taille des faisceaux en laboratoire (4,5 cm). La masse de l'ensemble est un point critique car elle constitue une limite à la vitesse de modulation.

• Réflecteur

Trois types de réflecteurs étaient envisageables :

- miroir plan : l'avantage de cette solution est de n'introduire aucune réflexion supplémentaire, et donc pas de perte de transmission, puisque qu'elle revient à remplacer un miroir fixe de la table optique FLUOR par un miroir mobile. Les inconvénients sont le décalage du faisceau introduit par le mouvement du miroir dès que l'incidence s'écarte de la normale à la surface du miroir, et le danger d'introduire un basculement de front d'onde si le mouvement du miroir du miroir n'obéit pas à une translation pure ;
- coin de cube : la mise en place d'un tel système introduit au moins trois réflexions supplémentaires, d'où une perte en transmission (au moins 10%). La ddm est modulée par mouvement d'un ensemble massif. La polarisation, modifiée par les réflexions sur les faces du cube, est différente dans les deux bras si le deuxième n'est pas équilibré ;
- œil de chat : la ddm est modulée par mouvement de l'ensemble (on se heurte au problème de la masse), ou bien par mouvement du miroir secondaire de l'œil de chat, monté sur un translateur piézoélectrique. Cette dernière solution engendre une focalisation différente entre les deux bras. Or on sait que la défocalisation est l'une des aberrations les plus pénalisantes du point de vue de l'efficacité de couplage dans une fibre. Il faudrait un système avec une ouverture de faisceau très

grande pour que la défocalisation du front d'onde devienne négligeable devant la défocalisation introduite par l'atmosphère. L'avantage de cette configuration est que le risque d'introduire un basculement de front d'onde est faible. D'autre part, les incidences proches de 0° sur les surfaces optiques permettent de s'affranchir des écarts de polarisation.

La solution avec miroir plan elliptique (incidence à 45° et réduction de la masse mobile) a été choisie pour sa simplicité de mise en œuvre et de réglage, et pour son faible coût.

- *Actionneur*

Les actionneurs piézoélectriques (dans la suite j'utiliserai souvent **PZT** pour "translateur piézoélectrique") sont des céramiques qui convertissent l'énergie électrique en énergie mécanique. Lorsqu'une tension électrique est appliquée à ce matériau, il se dilate, lorsque la tension opposée est appliquée, il se contracte.

L'avantage de ce type d'actionneurs est la résolution extrêmement fine qu'il est possible d'obtenir (meilleure que le nanomètre), avec un temps de réponse rapide (meilleur que la milliseconde).

Le PZT retenu pour notre application est cylindrique. Il s'agit de la technologie "stack" (empilement de céramique), largement éprouvée et seule à proposer des translateurs à grande course, sur catalogue sans avoir recours à une coûteuse fabrication sur mesure. Le fournisseur de ce matériel (P.239.97) est Physik Instrumente [PHYS-98]:

<http://www.physikinstrumente.com>

Un **asservissement en position** (P.177.10), débrayable, permet un positionnement avec une précision atteignant 0,2% de la course en boucle fermée (spécifications **en statique** du constructeur). Il s'agit d'un senseur intégré au PZT lors de sa construction: un PZT auxiliaire mesure la contrainte à l'origine du déplacement et déduit la position vraie du PZT principal. L'asservissement précède en fait le phénomène qu'il corrige, et d'après son mode de fonctionnement on doit plutôt parler d'asservissement en contrainte plutôt que d'asservissement en position.

L'actionneur est alimenté par un module d'amplification (E.507) délivrant une haute tension négative (de 0 à -1000 V) pour une tension d'entrée variant jusqu'à 10 V. La résolution en position est de 10 nm. Les modules d'amplification, d'asservissement (E.509.S1) et d'affichage de la tension de commande (E.515.01) sont présentés sous forme de baie électronique (E.500) modulaire et robuste. L'électronique de l'asservissement est étalonnée pour un PZT unique.

Le miroir est solidaire du translateur *via* une pièce mécanique vissée sur la tête du PZT. Une pièce intermédiaire spécialement conçue absorbe les forces de torsion auxquelles est soumis le PZT lors de l'assemblage, et qui pourraient l'endommager.

1.2.2.2 Monture

La partie mobile est solidaire d'une monture dont les caractéristiques participent à la qualité de l'ensemble.

La monture choisie est basée sur le montage en parallélogramme déformable connu des mécaniciens: ce type de montage permet de contraindre au mieux la direction du mouvement. L'originalité consiste à disposer trois de ces parallélogrammes avec des angles de 120° (voir la figure III.1.2).

Le mouvement est non seulement contraint dans une direction unique, mais il conserve également la zone d'impact sur le miroir. L'axe de déplacement est ainsi conservé dans les trois dimensions, et pas seulement dans un plan comme c'est le cas pour le parallélogramme simple. Le mouvement s'effectue en jouant sur l'élasticité des lames, pré-contraintes pour éviter le passage par leur position de repos

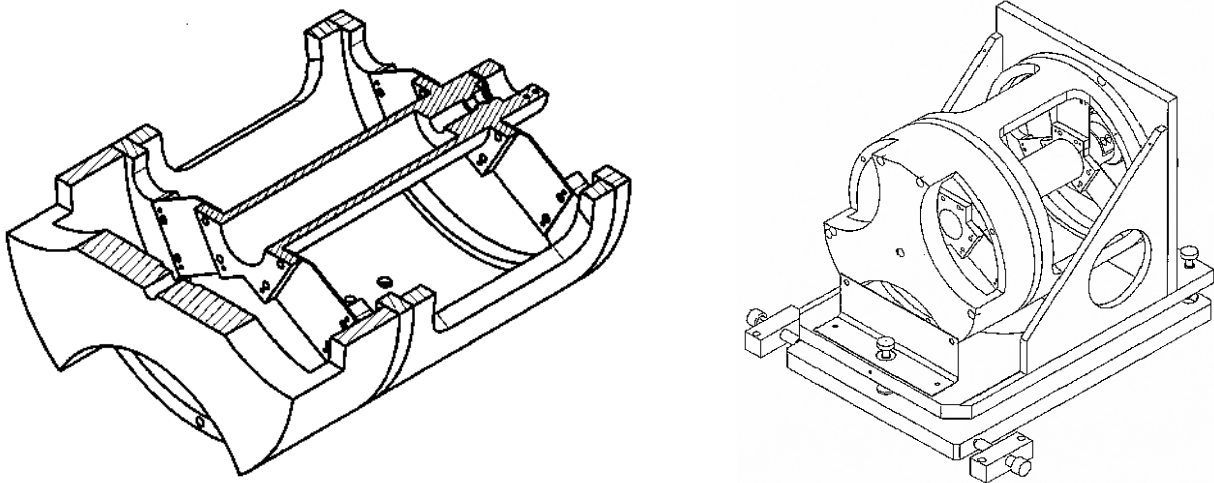


FIG. III.1.2 – Vue d'ensemble du sous-système Fast-scan (© DESPA).

(point d'inflexion des lames créant une instabilité). Cette pré-contrainte permet également au PZT de bénéficier de la force de rappel exercée par les lames lorsqu'il est en contraction. Les PZT sont en effet plus efficaces en dilatation qu'en contraction (4500 N contre 500 N pour le P.239.97).

1.2.2.3 Signal de commande

La tension envoyée à l'actionneur détermine le déplacement du miroir mobile. Si la tension de commande provient du module d'amplification, ce dernier ne fait que transmettre le signal qu'il reçoit. À la fonction de transfert du sous-système près, la trajectoire et la vitesse du miroir sont entièrement déterminées par le signal de commande. Je décris ici les propriétés requises pour ce signal ainsi que son expression mathématique.

- *Propriétés requises*

Le signal de commande de l'étage de modulation doit être aussi linéaire que possible de manière à éviter des fluctuations en vitesse qui se traduiraient par un piston instrumental. Il est certes possible de moduler la différence de marche avec n'importe quel type de signal, pourvu qu'il soit connu parfaitement et pris en compte dans le traitement des interférogrammes. Ceci est néanmoins coûteux en temps de calcul et rend plus complexe la réduction des données.

Un exemple simple de signal de commande est le signal triangulaire : les deux pentes linéaires pour chaque période permettent une exploitation optimale de la zone de balayage. Pour ménager le PZT lors des inversions du sens du mouvement, et augmenter sa durée de vie au prix d'une légère perte de course utile, un signal triangulaire a été préféré par portions et adouci aux crêtes. Cet adoucissement des crêtes est d'autant plus nécessaire lorsque l'asservissement en position est actif, car ce dernier filtre les hautes fréquences afin d'éviter les oscillations et réagit mal aux inversions brusques du triangle. La figure III.1.3 représente sur quelques périodes le signal triangulaire adouci et le signal triangulaire pur équivalent.

Concernant la génération du signal, les paramètres de pilotage doivent pouvoir être modifiés en temps réel, ce qui privilégie l'option numérique à l'option analogique. Ceci est possible en utilisant les compteurs d'une carte d'interface pour générer les impulsions, et une boîte électronique pour assurer la liaison entre un ordinateur de contrôle et le module d'amplification. La figure III.1.4 représente la

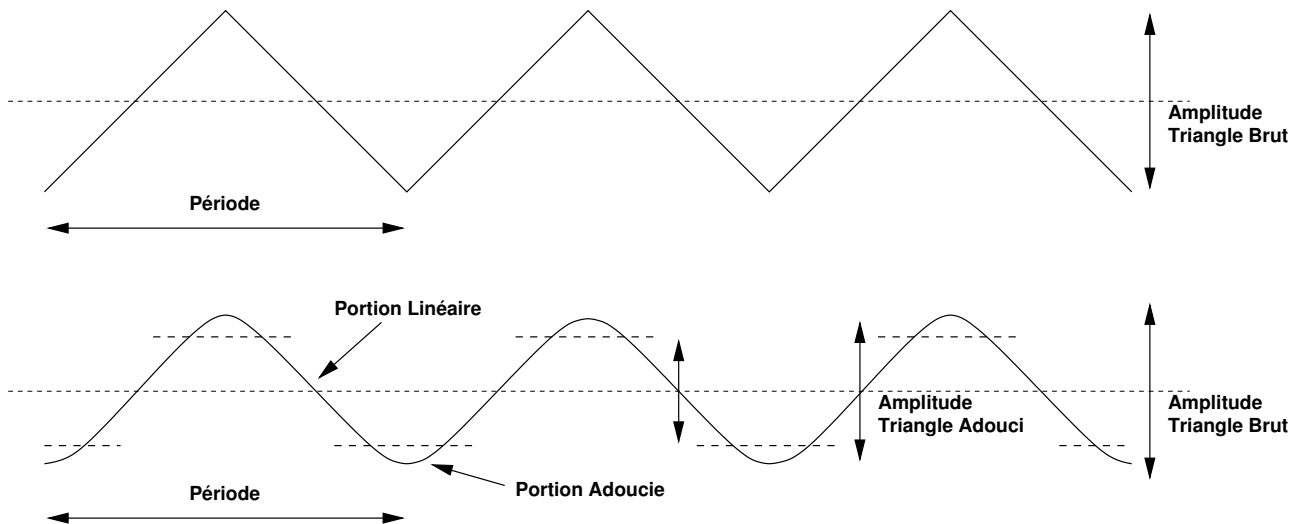


FIG. III.1.3 – Signaux de commande du PZT: triangle brut et triangle adouci aux crêtes.

chaîne de contrôle de la ligne de modulation: le signal de commande est calculé avant chaque balayage de la ligne de modulation, puis envoyé au PZT *via* une carte d'interface. Les paramètres de commande peuvent être changés entre deux acquisitions.

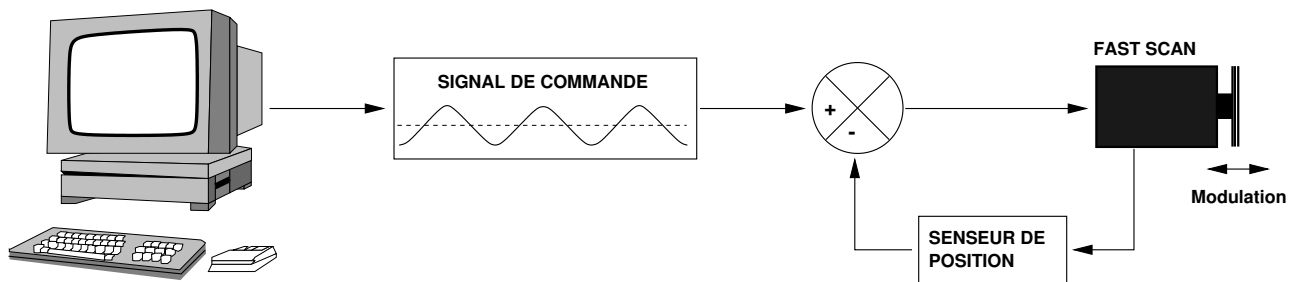


FIG. III.1.4 – Contrôle du Fast-scan depuis l'ordinateur.

- Paramètres de commande

L'interface logicielle de pilotage de la ligne de modulation doit permettre d'envoyer un signal de commande au PZT, déterminé par une amplitude, une fréquence, et une zone pour laquelle la rampe est linéaire.

L'amplitude peut être considérée comme un facteur multiplicatif global. Le signal sera d'abord généré avec une amplitude de ± 1 Volt, puis multiplié par le facteur d'amplitude avant envoi au module d'amplification.

La fréquence du signal est déterminée par le nombre de points N sur lequel est codée chaque période.

La portion linéaire du signal doit pouvoir être imposée. Elle sera déterminée par le coefficient C , exprimé en pourcentage de l'amplitude totale du signal triangulaire équivalent. La portion adoucie entre deux portions linéaires doit être calculée afin de garantir la continuité du signal et de ses dérivées.

- *Expression analytique*

Chaque période du signal de commande peut se décomposer en zones linéaires et en zones adoucies, montantes et descendantes. Deux formes distinctes permettent d'exprimer chacune des zones : la portion linéaire sous la forme $a'x + b'$ et la portion adoucie est exprimée sous la forme d'une fonction sinusoïdale $a \cos(bx) + d$. Le raccordement des fonctions et de leurs dérivées permet d'exprimer chacune des portions en fonction des paramètres initiaux :

$$\text{portion linéaire} = \frac{4x}{N} - 1, \quad (\text{III.1.1})$$

$$\text{portion adoucie} = \frac{2(C+1)}{\pi} \cos\left(\frac{2\pi x}{N(C+1)}\right) + C. \quad (\text{III.1.2})$$

L'assemblage de ces fonctions, avec les signes appropriés, permet au logiciel de contrôle de la ligne de modulation de construire une période du signal. L'amplitude du signal obtenu est $(1 - \frac{2}{\pi})C + \frac{2}{\pi}$, celle du signal triangulaire équivalent est ± 1 V. Une période du signal final est obtenue en multipliant par le facteur global d'amplitude. L'amplitude à spécifier est donc en fait celle du signal triangulaire pur équivalent.

1.3 Caractérisation en laboratoire

Le système *Fast-scan* décrit dans la section précédente a été réalisé et assemblé durant le premier semestre 1998. Afin de connaître ses caractéristiques dynamiques, effectuer des réglages et vérifier le respect des spécifications, une caractérisation en laboratoire (Observatoire de Meudon) et sur site (interféromètre IOTA) s'est déroulée durant les mois suivants.

1.3.1 Caractéristiques dynamiques

Les caractéristiques dynamiques du système sont difficilement calculables à partir des propriétés des composants séparés. Le point critique du système est le PZT, dont les propriétés sont fournies par le constructeur hors masse ajoutée, mais qui peuvent considérablement changer selon la charge et le type de monture.

- *Déplacement absolu*

Le déplacement d'une pièce mobile peut être mesuré très simplement à l'aide d'un comparateur. Ce dernier traduit en position l'étirement d'un ressort spiral provoqué par le mouvement de l'objet auquel il est en contact.

Ce dispositif a permis de déduire l'absence d'effet de recul de la monture lors de la dilatation du PZT. L'absorption relative a été mesurée de la même manière. Le déplacement effectif de la partie mobile varie de 91% à 87% du déplacement théorique (c'est-à-dire $18 \mu\text{m}/\text{V}$ de tension d'entrée), selon que la position d'origine est située près de la position de repos ($0 \mu\text{m}$) ou près de la position maximale ($180 \mu\text{m}$).

Deux conclusions se dégagent de ces tests. La monture est correctement dimensionnée pour le PZT et l'épaisseur des lames. Sa raideur est suffisante pour que la totalité de l'énergie développée par le PZT soit transformée en déplacement vers l'avant. La force de rappel des lames pré-contraintes absorbe une partie du mouvement généré par le PZT. L'absorption est d'autant plus grande que la position d'origine est située loin de la position de repos. Il y a donc tout intérêt à travailler en permanence près de la position de repos en introduisant l'*offset* adéquat pour une course donnée.

- *Réponse fréquentielle du système*

Dans le cas du P.239.97, la fréquence de résonance annoncée est 2 kHz. Compte tenu de la charge totale mise en mouvement par le PZT, la fréquence de résonance attendue pour le système serait égale à 65% de la fréquence de résonance sans charge. La monture diminue cette fréquence d'un facteur qui doit être déterminé expérimentalement.

La réponse fréquentielle peut être mesurée par un analyseur spectral. Un capteur capacitif de position est placé devant la partie mobile du système, près de l'axe mécanique afin d'éviter les effets non linéaires éventuellement causés par un mauvais centrage du miroir. Le PZT reçoit de l'analyseur des signaux sinusoïdaux à fréquence variable. Cette commande se traduit par un mouvement du miroir, détecté par le capteur de position et transmis à l'analyseur spectral. La réponse du système à chaque fréquence est ainsi mesurée, avec une résolution de l'ordre de 2 Hz sur l'échelle des fréquences. La précision des mesures dépend du temps d'intégration de la réponse à chaque sinusoïde.

La bande passante du système a ainsi été mesurée : 40 Hz, pour différentes courses mécaniques et différents *offsets*. Elle est caractéristique d'un système très amorti par les lames de torsion (épaisseur 1 mm). Elle se situe néanmoins bien au-delà (un facteur 8 environ) de la fréquence d'utilisation prévue.

Des essais ont été effectués avec des lames de rappel plus fines ou avec une charge mobile plus importante. Ils ont révélé que l'épaisseur des lames devrait être considérablement réduite pour augmenter significativement la fréquence de résonance du système. Ceci se ferait au détriment de la raideur de l'ensemble mécanique, au détriment de ses performances.

- *Réponse à un signal en créneaux*

La rapidité de l'asservissement est mesurée par la réponse à un signal en créneaux. Un générateur de signaux carrés alimente le PZT et une voie de l'analyseur spectral. La réponse mesurée par le capteur capacitif de position est transmise à l'autre voie de l'analyseur.

La réponse du système à un passage brusque de la tension nulle vers une tension donnée permet de retrouver la fréquence de résonance. La réponse à une marche (± 2 V, 1 Hz) sans asservissement donne ainsi 25 ms. Ceci confirme les 40 Hz de bande passante trouvés par la mesure de la réponse fréquentielle.

L'examen de la réponse du système à un signal en créneaux en boucle fermée pour différentes valeurs de la fréquence a révélé que l'asservissement du PZT ne suit plus au-delà de 2 Hz. Le temps de montée croît alors constamment, jusqu'à dépasser une période du signal. Le fonctionnement en boucle fermée est néanmoins nécessaire à la connaissance précise de la position du réflecteur.

- *Une limitation : le courant d'amplification*

Le système est amorti par l'effet de rappel des lames qui absorbent une partie du mouvement donné par le PZT à la partie mobile du *Fast-scan*. La bande passante du système permettrait néanmoins de travailler avec une fréquence de modulation de 10-12 Hz.

La limitation à 2 Hz est à attribuer au module d'amplification E.507. Sa réponse fréquentielle pour un PZT de capacitance électrique 2100 nF décroît à partir d'une fréquence d'utilisation de 2 Hz. La puissance délivrée (13 W) n'est pas suffisante pour piloter le translateur au-delà de cette fréquence. Ceci imposera une contrainte sur le pilotage (choix des paramètres de configuration) et une limitation sévère au rendement : 4 interférogrammes par seconde au lieu des 10 souhaités.

Ce module était le plus puissant proposé à l'époque de son achat. Le fournisseur Physik Instrumente propose depuis un module d'amplification à haute tension (E.420), délivrant une puissance moyenne de 100 W et permettant de piloter les PZT de grande capacitance jusqu'à une fréquence de 20 Hz.

Le remplacement de notre E.507 par le E.420 est prévu. Cette opération simple ne nécessite pas de nouvel étalonnage du module d'asservissement, et permettra d'étendre la fréquence de modulation à la limite imposée par la mécanique (≈ 12 Hz).

1.3.2 Mesure de la dérive latérale

La masse mobile du *Fast-scan* ne se déplace pas parfaitement selon un axe perpendiculaire à la surface du miroir. D'une part, le PZT est constitué d'un empilement de disques dont chacun peut induire un effet de tilt. D'autre part, la masse en mouvement peut elle même générer des vibrations.

La taille angulaire de la tache de diffraction à l'injection sur la table FLUOR est d'environ 10 arcsec en bande K. On s'impose une tolérance en dérive d'un dixième de la tache de diffraction, soit 1 arcsec. D'après les calculs du chapitre 1, cela correspond à une perte de 2% du couplage maximum. Cette tolérance est à respecter dans toutes les configurations d'utilisation du PZT.

- *Méthodologie*

Le *Fast-scan* a été testé à l'aide d'une lunette autocollimatrice électronique Micro-contrôle, modèle LAE500-H. La lunette délivre un faisceau collimaté de 31 mm de diamètre. La source de lumière est une diode laser visible ($0,67 \mu\text{m}$). Le faisceau, réfléchi par le miroir plan du *Fast-scan*, est focalisé par l'optique de la lunette sur un détecteur de position. Une interface logicielle fournit les valeurs angulaires de rotation du miroir selon deux directions du plan perpendiculaire à la propagation.

Deux types de tests ont été réalisés. Un test en statique tout d'abord, avec une mesure de la dérive sur les $180 \mu\text{m}$ de course. Des tests en dynamique ensuite, comprenant une série de mesures avec signal de commande en triangle dur et en triangle écrêté (assouplissement variable). Ces tests en dynamique ont été réalisés pour différentes fréquences de modulation (0,5 à 2 Hz), différentes courses (30 à $150 \mu\text{m}$), et différents *offsets*. Deux orientations perpendiculaires du miroir elliptique ont été testées pour quantifier l'influence de la répartition de la masse.

- *Résultats*

Les tests en statique n'ont pas permis de déceler une dérive due au système, ce qui signifie qu'elle est inférieure à la résolution de la lunette: $0,02$ arcsec ($0,1 \mu\text{rad}$).

Les tests en dynamique ont permis de quantifier une dérive de $0,8$ arcsec crête à crête dans le pire des cas lorsque le signal est en triangle adouci. La dérive dépasse la seconde d'angle pour un signal en triangle dur, en raison des vibrations aux positions extrêmes de la course. La dérive présente une composante principale dans le plan horizontal de coupe de la monture. Elle est négligeable dans le plan vertical. Cette tendance reste vérifiée lorsque le miroir est tourné de 90 degrés, ce qui implique que la dérive n'est pas due à la répartition de la masse mais plutôt à la position des lames de flexion (une verticale vers le haut, les deux autres formant un angle de 120 degrés entre elles de part et d'autre de la verticale).

La figure III.1.5 montre un exemple de répartition des points de mesure pour un test réalisé sur toute la course (tension $\pm 5\text{V}$), avec une fréquence de 2 Hz. Le signal de commande utilisé est un triangle adouci aux crêtes, avec une portion linéaire de 80%. Ce test représente 500 points de mesure avec une résolution de 10 ms, soit 5 s d'intégration au total.

Les points ne s'écartent pas de la position centrale de plus de $0,8$ arcsec crête à crête. La distribution des points de mesure sur des lignes selon les deux axes correspond à la limite de résolution de la lunette sur les deux axes.

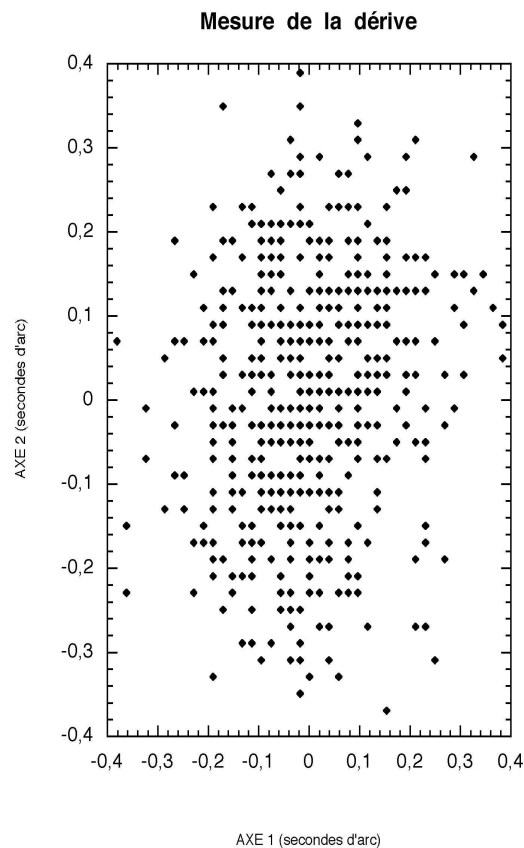


FIG. III.1.5 – Résultat d'une mesure de dérive sur la totalité de la course du PZT.

À l'issue de ces tests, on constate que la dérive mesurée reste dans les tolérances fixées. Si le principal inconvénient de la solution technique retenue était le risque de basculement de front d'onde, ces tests ont montré que la monture à trois parallélogrammes contraint suffisamment le mouvement de dilatation et de contraction du PZT.

1.3.3 Linéarité en vitesse et hystérésis

Les fabricants de PZT donnent habituellement les spécifications de leurs produits en statique, c'est-à-dire dans des conditions optimistes. Ainsi, lorsque la courbe d'hystérésis est fournie en fonction de la tension, chaque point de mesure est réalisé avec le PZT stabilisé. Une utilisation en dynamique peut changer radicalement son comportement.

La linéarité en vitesse est un point critique pour des applications interférométriques. Les fluctuations créent une différence d'interfrange et dégradent le spectre de l'interférogramme de la même manière que le piston atmosphérique différentiel. La caractérisation de la vitesse n'est pourtant jamais donnée pour les PZT disponibles sur catalogue.

Ces deux points ont donc fait l'objet de tests, pour lesquels il a fallu mettre en place une méthode de mesure et un dispositif expérimental dédié à la qualification d'un système prévu pour une utilisation interférométrique.

1.3.3.1 Linéarité en vitesse

- *Banc de test*

La mesure de la linéarité du système de balayage a été effectuée en laboratoire à l'aide d'un montage de type interféromètre de Michelson avec pour source de lumière un tube laser He-Ne. La figure III.1.6 illustre le montage.

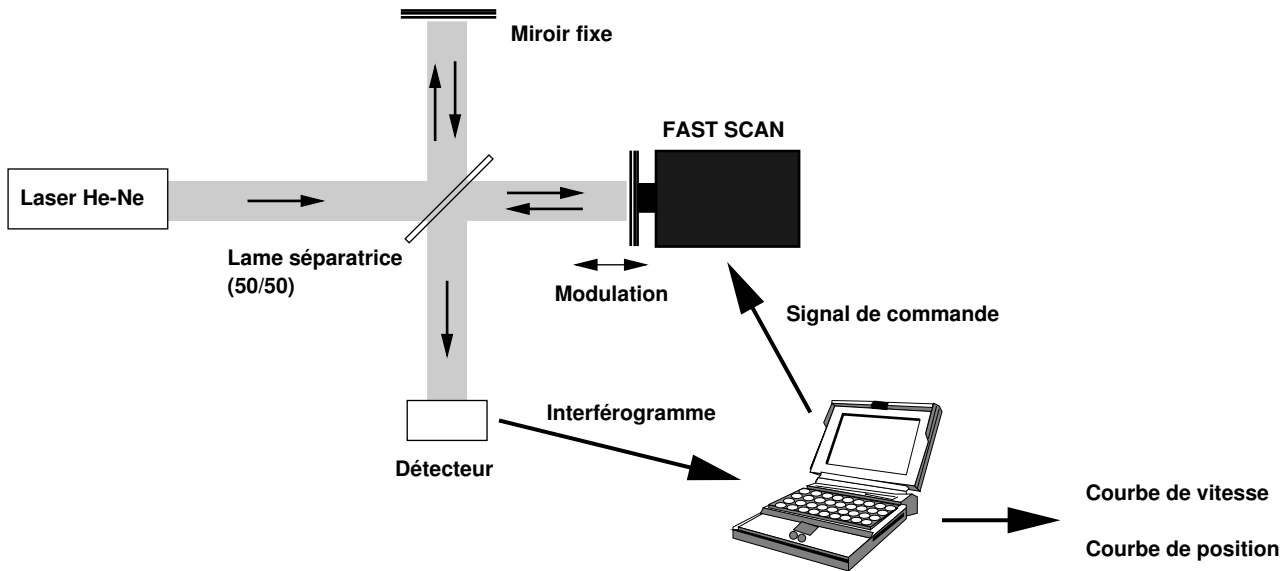


FIG. III.1.6 – Schéma de principe du banc de test.

Le *Fast-scan* est placé en regard du tube laser et une lame séparatrice à faces parallèles (réflexion et transmission égales) insérée à 45° renvoie une partie de la lumière vers un miroir fixe. Un détecteur (diode photoélectrique) est placé en regard du miroir fixe. Les portions définies par la lame séparatrice et le *Fast-scan*, d'une part, et par la lame séparatrice et le miroir fixe, d'autre part, sont égalisées dans la limite de cohérence du laser He-Ne (30 cm environ). La modulation du chemin optique par le miroir du *Fast-scan* permet d'observer des franges d'interférence dans la partie commune des deux faisceaux définie par la lame séparatrice et le détecteur.

Le signal de commande du PZT est généré par une interface logicielle de contrôle, qui reçoit en retour le signal du détecteur, la réponse de l'asservissement, et la réponse d'un capteur capacitif de position, ajouté devant le miroir mobile afin de confirmer les mesures optiques. Les signaux transitent *via* une carte d'acquisition et une boîte électronique d'interface.

Le signal interférométrique permet de tracer le déplacement de la partie mobile du *Fast-scan* en fonction du temps : chaque frange qui défile correspond à une modification de la ddm d'une longueur d'onde, soit $0,6 \mu\text{m}$. Il est ainsi possible de connaître la position relative du miroir à tout instant, et donc sa vitesse, avec une précision sub-micrométrique (une fraction de frange).

- *Les estimateurs de vitesse*

Deux algorithmes de détermination optique de la vitesse du miroir à partir des franges d'interférences ont été utilisés pour les tests de qualification en vitesse.

Méthode des passages à zéro :

Comme son nom l'indique, cet algorithme consiste à compter les passages successifs à zéro dans l'interférogramme. Connaissant la largeur d'une frange, on déduit les variations de la vitesse d'après

la dérivée de l'écart entre ces zéros. Cette méthode est simple mais coûteuse en calcul car il faut rééchantillonner l'interférogramme pour obtenir une estimation précise de la vitesse.

Calcul de la phase de l'interférogramme :

Cette méthode est décrite en détail dans l'article de Guy Perrin [PERR-97] sur le traitement de l'effet de piston en interférométrie astronomique. La vitesse de déplacement du miroir peut être estimée en restituant point par point la phase de l'interférogramme. Je rappelle ici les principales étapes du calcul.

On définit l'interférogramme comme le produit d'une fonction lentement oscillante $A(x)$ par une fonction oscillant rapidement :

$$I(x) = A(x) \times \cos(\phi(x)) . \quad (\text{III.1.3})$$

Le premier terme dans la partie droite de l'équation représente l'enveloppe des franges. Dans le cas qui nous occupe, la source est un laser : on supposera l'enveloppe des franges constante. L'argument du cosinus est la **fonction de phase**. Connaître cette fonction, c'est connaître la phase de l'interférogramme point par point. La longueur d'onde de la source (monochromatique en ce qui nous concerne) nous fournit une information sur la vitesse des franges à chaque point d'échantillonnage.

On appelle $S(\sigma)$ la partie du spectre de l'interférogramme correspondant à des nombres d'onde positifs. $O(x)$ et $E(x)$ représentent respectivement les transformées de Fourier inverses des parties hermitienne et anti-hermitienne du spectre :

$$O(x) = \frac{1}{2} \times TF^{-1}(S(\sigma) + S(-\sigma)^*)(x) , \quad (\text{III.1.4})$$

$$E(x) = -\frac{i}{2} \times TF^{-1}(S(\sigma) - S(-\sigma)^*)(x) . \quad (\text{III.1.5})$$

La fonction de phase s'écrit :

$$\phi(x) = \arg \frac{O(x)}{E(x)} , \quad (\text{III.1.6})$$

et sa dérivée donne une information sur la vitesse :

$$V = \frac{\lambda}{2\pi} \times \frac{d\phi(x)}{dx} . \quad (\text{III.1.7})$$

La calcul est mené dans [PERR-97] avec le spectre décalé de l'interférogramme, décalage d'un nombre d'onde compris dans la partie positive. C'est la dérivée de la phase qui nous intéresse ici, c'est pourquoi j'ai fixé arbitrairement ce nombre d'onde à zéro.

Cette méthode est très performante puisqu'elle permet de remonter à une connaissance de la vitesse avec une résolution temporelle plus fine. L'échantillonnage de la vitesse est égal à celui de l'interférogramme. La méthode reste valable mathématiquement tant que la fonction d'enveloppe n'est pas nulle.

- *Résultats*

Les mesures de vitesse de déplacement du miroir ont été réalisées pour différentes amplitudes, formes et fréquences de signaux, et à différents *offsets*. Les conditions de stabilité de l'environnement sont primordiales.

Les deux méthodes concordent sur les mêmes fluctuations de vitesse (6%). La méthode de restitution de la phase de l'interférogramme est cependant plus pessimiste (elle prend en compte les hautes fréquences du spectre), et plus sensible à la qualité du réglage optique.

L'asservissement en position contribue à la dégradation de la vitesse, de manière significative aux hautes fréquences du spectre. Le fonctionnement en boucle ouverte introduit des variations plus lentes de vitesse, traduites par une contribution aux basses fréquences du spectre. On obtient des fluctuations de l'ordre de 6% en boucle fermée et 4% en boucle ouverte, pour la fréquence d'utilisation maximale et quelle que soit la course mécanique ou l'*offset*.

Ces fluctuations de vitesse sont décorréées du problème lié au module d'asservissement : elles ont pour origine même la recherche de la précision en position, qui est réalisée **au prix d'une perte de précision en vitesse**.

La simulation d'interférogrammes en bande K obtenus avec FLUOR permet de comparer les influences respectives du piston différentiel atmosphérique et du piston introduit par les défauts de linéarité de la ligne de modulation. La perturbation par un piston différentiel peu sévère (base courte) et typique des conditions d'IOTA reste supérieure à la perturbation introduite par le piston instrumental (*Fast-scan*).

1.3.3.2 Hystérésis

La dilatation d'un PZT n'est pas rigoureusement proportionnelle à la tension électrique appliquée. Sur un graphe donnant la longueur du PZT en fonction de la tension, le comportement en dilatation est différent de celui en contraction. Pour une tension donnée, la dilatation dépend de la tension précédente (supérieure ou inférieure). La **courbe d'hystérésis** obtenue présente une largeur qui peut atteindre 10 à 15% de la course totale.

Sans l'aide de l'asservissement en position, on ne pourrait ainsi obtenir qu'un positionnement avec une précision limitée. La dilatation entre deux valeurs de la tension n'étant pas linéaire, on aurait également des variations de vitesse. Le PZT P.239.97 est spécifié avec une hystérésis inférieure à 2% de la course en boucle fermée, **pour une utilisation en statique**.

Le banc de test et les algorithmes décrits dans la section précédente permettent de déterminer la position du miroir mobile au cours du temps. Ce dispositif permet de connaître l'hystérésis (position en fonction de la tension) avec une méthode optique.

L'hystérésis en boucle ouverte est de l'ordre de 8%. L'écart relatif maximal en position pour une valeur de la tension est ainsi de 15 μm environ. Les tests en boucle fermée ont montré une hystérésis inférieure à 0,9%, valeur atteinte pour la course totale et correspondant à un écart relatif de l'ordre de 1,6 μm . Ces valeurs sont valables pour des conditions d'utilisation prenant en compte les limites du module d'amplification, c'est-à-dire une fréquence de modulation maximale de l'ordre de 2 Hz. Au-delà de cette limite, l'écart relatif va croissant jusqu'à atteindre la valeur obtenue en boucle ouverte.

1.3.4 Recommandations issues de ces tests

À la lumière de ces tests, des recommandations et limites physiques de la ligne de modulation sont à prendre en compte lors de son pilotage :

- le PZT peut être utilisé sur une course totale mécanique de 180 μm ;
- la fréquence maximum d'utilisation du *Fast-scan* est fixée à 2 Hz par les capacités limitées du module d'amplification actuel ;
- l'asservissement fonctionne d'autant mieux que la zone de balayage est proche de la position de repos mécanique ;
- le fonctionnement en boucle fermée est nécessaire : la compensation de l'hystérésis permet de garantir une dilatation linéaire avec la tension (précision en position et pas de variation de

vitesse);

Ces critères, suggérés ou impératifs selon les cas, devront être intégrés dans le logiciel d'interface dédié au *Fast-scan*.

2. LE “BIG BANG” DE FLUOR

Le *Fast-scan* a été intégré et testé en laboratoire puis sur site au cours de la mission technique de mars 1999.

La mise en place du mode *Fast-scan* de FLUOR impliquait des changements : insertion dans le montage optique, nouvelle gestion des lignes à retard, interfaçage électronique. Ils se sont accompagnés d’un changement de l’informatique et de la réécriture du logiciel de contrôle de FLUOR.

2.1 Table optique

La figure III.2.1 montre le schéma optique global de la table FLUOR. La modification est mineure, puisque le *Fast-scan* remplace un miroir plan de l’ancienne version de FLUOR (figure I.3.5). Ce critère de simplicité plaide d’ailleurs en faveur de cette solution technique.

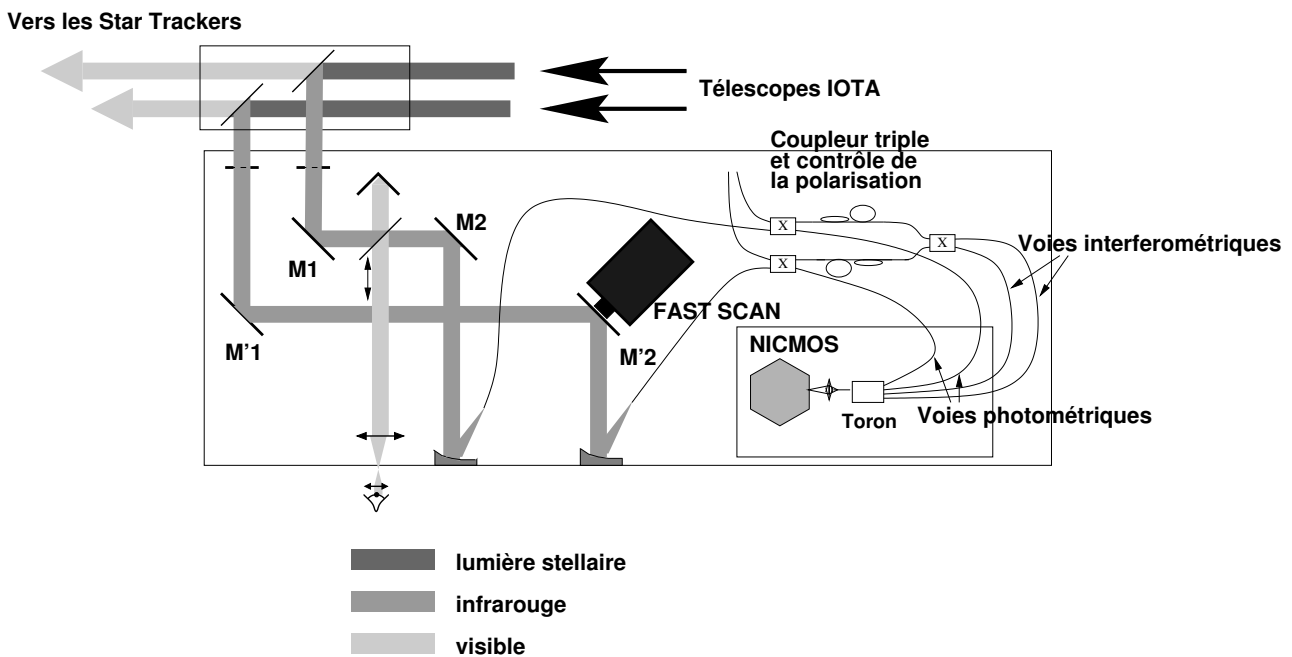


FIG. III.2.1 – Schéma optique de la table de recombinaison FLUOR en mode *Fast-scan*.

Le *Fast-scan* est placé dans le bras retardé par les lignes à retard LD et SD. L’incidence à 45° est conservée par rapport à l’ancienne version. Elle limite la ddm introduite par la ligne de modulation à $250 \mu\text{m}$ environ, valeur qui reste suffisante à nos besoins. Cette valeur peut être étendue à près de $360 \mu\text{m}$ moyennant un changement de disposition des optiques afin d’obtenir une incidence proche de 0° . Pour des raisons d’équilibrage, le même changement devra être appliqué au bras fixe.

Le miroir du *Fast-scan* est situé juste avant la parabole d’injection, comme l’illustre la figure III.2.2. Cette position permet de réduire le bras de levier, même si les tests vus au chapitre 1 assurent que le dépointage du faisceau sortant introduit par le PZT est minime.

Le décalage du faisceau optique induit par le mouvement du miroir sur la totalité de la course mécanique du PZT est de $127 \mu\text{m}$, soit $0,28\%$ du diamètre de faisceau. La perte de couplage correspondante (voir le chapitre 1) est inférieure à 1% du couplage maximum, ce qui reste acceptable.

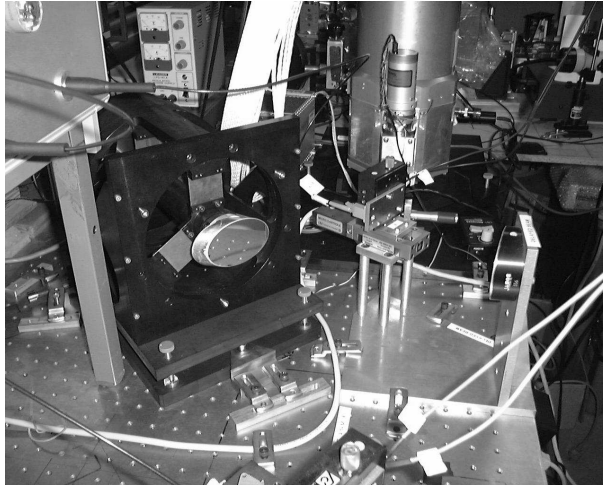


FIG. III.2.2 – Photographie du *Fast-scan*.

2.2 Informatique et interface électronique

L'une des modifications principales impliquées par l'introduction du mode *Fast-scan* est un changement de l'architecture informatique et électronique du système FLUOR. Avec un facteur 20 en flot de données et la nécessité de générer des signaux à une cadence rapide, l'ancien Quadra 950 (processeur 68040, 33 MHz) devait être remplacé.

La solution initialement choisie est fondée sur PXI (**P**CI **eX**tensions for **I**nstrumentation), technologie proposée par National Instruments. Les cartes de communication et d'acquisition, ainsi qu'un PC, sont embarqués dans un châssis. Cette solution modulaire, robuste et transportable, est dédiée à l'instrumentation et à la mesure. Elle est particulièrement adaptée aux conditions difficiles. Bien que proposée à des prix moins élevés que l'équivalent VMS dont elle se rapproche, cette technologie nouvelle reste chère et la solution proposée n'a pu être financée.

Je décris la solution intermédiaire qui a dû être imaginée en fonction des ressources accordées.

2.2.1 Ordinateur de contrôle et cartes

Elle consiste à abandonner la solution modulaire et remplacer l'unité centrale par une beaucoup plus puissante.

Le système MacOS a été préféré parce que nous en avons l'expertise, paramètre important lorsque le matériel est installé dans un lieu isolé et qu'une panne peut mettre en péril une ou plusieurs nuits d'observation. L'ordinateur de contrôle de FLUOR et d'une partie des fonctionnalités de l'interféromètre IOTA, est un Macintosh G3 (processeur RISC PowerPC à 400 MHz) avec un bus PCI et 256 Mo de RAM.

Deux cartes d'interface National Instrument (<http://www.natinst.com>) assurent la communication des ordres et la réception des données entre l'ordinateur de contrôle et les sous-systèmes avec lesquels il est en relation :

- PCI-MIO-16E-4 : commande des lignes à retard et de la ligne de modulation *Fast-scan*, commande des obturateurs ;
- PCI-DIO-32HS : communication entre le Macintosh G3 et le PC PentiumII pilotant le détecteur NICMOS3.

La carte PCI-MIO-16E-4 autorise la génération de rampes d'accélération pour les trois lignes à retard, ce qui évite un choc des miroirs dièdres lors de la mise en mouvement (lignes LD et SD). Elle autorise également l'envoi de l'*offset* en vitesse (toutes les 200 ms), nécessaire à la poursuite du paquet de franges (ligne SD).

2.2.2 Électronique d'interface

La figure III.2.3 décrit l'interface électronique de FLUOR/IOTA en mode *Fast-scan*. Les informations relatives à IOTA seul (pilotage des télescopes notamment) ne sont pas représentées.

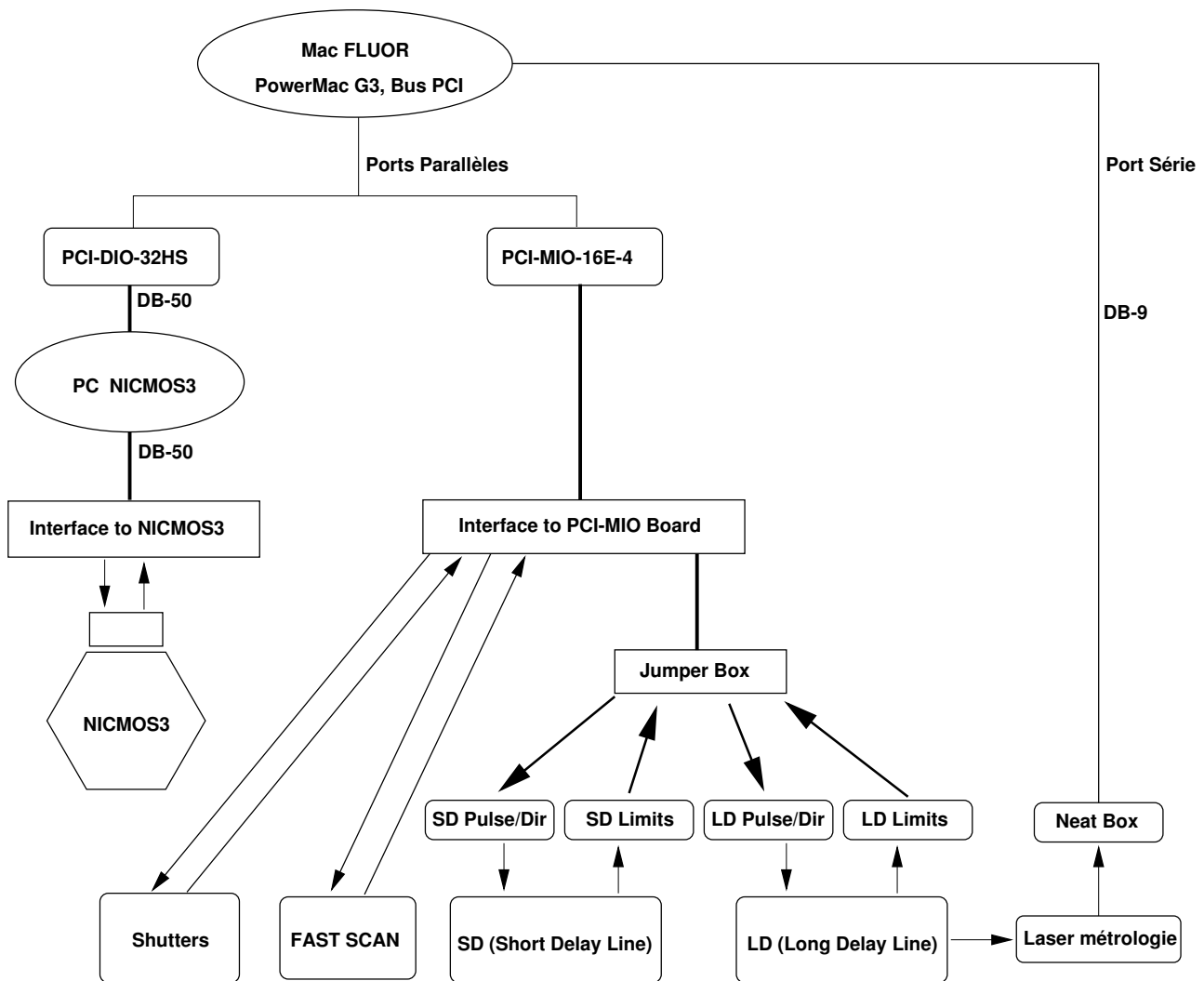


FIG. III.2.3 – Architecture informatique et interface électronique de FLUOR/IOTA.

Les deux cartes d'interface sont connectées sur des ports parallèles de l'ordinateur de contrôle.

Une boîte électronique d'interface assure la liaison entre la carte PCI-MIO-16E-4 et différents sous-systèmes : les obturateurs (envoi du signal de fermeture), le *Fast-scan* (envoi du signal de commande et, en mode ingénierie, réception du signal d'asservissement), et les lignes à retard LD et SD. Une boîte de relai, avec commande logique, sélectionne la communication avec LD ou SD. Les trains d'impulsions ainsi que le sens du mouvement (“*Pulse/Dir*”) sont envoyés aux lignes à retard. Des signaux de retour informent de la position extrême des lignes : position d'origine ou fin de course, détectées grâce à des contacts disposés sur le rail de déplacement (“*Limits*”).

La carte de communication PCI-DIO-32-HS est directement reliée au PC PentiumII de contrôle du détecteur *via* une carte similaire. Elle transmet les paramètres de lecture et reçoit les signaux d’acquisition. L’ensemble constitué par le détecteur, son ordinateur de contrôle et la boîte électronique d’interface, est un sous-système indépendant de FLUOR dans sa conception et dans sa réalisation. Il s’agit de matériel de prêt dont nous nous interdisons toute modification.

2.3 Logiciel de contrôle et d’acquisition

L’ancien logiciel de contrôle avait évolué au cours des années, depuis un programme originel écrit alors que LabVIEW ne permettait pas la gestion des variables globales. Une grande partie de ce programme devait être modifiée de par la nouvelle procédure de recherche des franges en mode *Fast-scan*, c’est en fait l’interface logicielle totale que nous avons réécrite.

Je décris brièvement dans cette section l’interface logicielle de FLUOR, puis plus précisément les algorithmes correspondant au pilotage des lignes de suivi (SD) et de modulation (FS).

2.3.1 Généralités

Le logiciel de contrôle de FLUOR est écrit dans le langage LabVIEW. Le programme principal gère toutes les actions de commande, de paramétrage et d’acquisition, nécessaires au fonctionnement de FLUOR. Il interagit avec des modules spécialisés :

- gestion des lignes à retard (LD ET SD) ;
- gestion de la ligne de modulation (FS) ;
- gestion du catalogue d’objets astronomiques ;
- calcul de la ddm d’après la configuration de l’interféromètre ;
- gestion des paramètres de contrôle du détecteur NICMOS3 ;
- commande des obturateurs (courants d’obscurité) ;
- pré-réduction des données pour le recentrage du paquet de franges.

L’utilisation de **variables globales** permet la communication des grandeurs et booléens entre les différents modules par l’intermédiaire d’une structure unique.

2.3.2 Algorithme de pilotage de la petite ligne à retard

La ligne à retard de suivi, mobile en permanence pendant l’observation d’une source, doit assurer la différence de marche nulle. Elle se déplace principalement à vitesse sidérale, selon les paramètres qui lui sont indiqués par l’interface logicielle FLUOR. Suivre la différence de marche nulle implique aussi qu’elle doit compenser les écarts aléatoires dus, d’une part, au piston atmosphérique différentiel entre les deux voies et, d’autre part, aux vibrations mécaniques. Ces écarts ne sont pas prédictibles mais calculés *a posteriori* d’après la position du paquet de franges dans l’interférogramme. La vitesse nécessaire pour compenser l’écart algébrique entre le centre du paquet de franges et le centre de la fenêtre de balayage est ajoutée à la vitesse de la ligne à retard. De cette manière, le paquet de franges est recentré au balayage suivant. Le piston atmosphérique n’est pas compensé en temps réel mais avec une fréquence suffisamment grande pour que le paquet de franges reste centré. C’est la **méthode de cohérence**, décrite au chapitre 2 de la partie I.

Le logiciel général de contrôle FLUOR gère toutes ces opérations. Le signal de vitesse est transmis du logiciel à la ligne de suivi en utilisant les compteurs de la carte d’interface PCI-MIO-16E4. Un


train d’impulsions est généré aux longueur et fréquence demandées. Le nombre d’impulsions émises est comptabilisé, ce qui permet de connaître avec une précision de 39 nm (la valeur d’une impulsion) la distance parcourue par la ligne depuis l’appel précédent. Il est ainsi possible de connaître à tout moment la position vraie (X) et la vitesse vraie (V) de la ligne. Le suivi de la différence de marche nulle est réalisé en comparant régulièrement (à la fréquence de boucle du programme principal) la position vraie, résultat du déplacement demandé au balayage précédent, et la position cible X_{th} , nécessaire pour recentrer le paquet de franges au balayage suivant.

J’appelle V_{max} et A_{max} la vitesse et l’accélération maximales autorisées pour le déplacement de la ligne à retard. Ces valeurs sont imposées par la vitesse d’émission des impulsions et par la sécurité de la ligne à retard. L’algorithme de pilotage cherche à maintenir la position vraie X proche de la position cible X_{th} avec une tolérance tol choisie par l’utilisateur. Le tout s’opère dans un **repère mobile**, puisque la source observée se déplace dans le ciel. La tolérance doit être suffisamment forte pour éviter de perdre les franges entre deux balayages, sans pour autant nécessiter un temps de positionnement trop long. Lorsque la tolérance n’est pas respectée, la ligne à retard rattrape la position théorique. La courbe suivie par la vitesse de la ligne à retard pour le repositionnement est trapézoïdale : la ligne subit une phase d’accélération jusqu’à la vitesse maximale, puis se déplace à cette vitesse de croisière, et enfin entame une décélération pour atteindre la position cible. J’appelle $\Delta_{décélération}$ la distance de décélération, et V_{th} la vitesse nécessaire pour atteindre la position X_{th} au temps suivant. V_{th} doit être inférieure à la vitesse maximale autorisée, et dimensionnée en fonction du temps minimum t_{boucle} d’une boucle du programme principal :

- si $X - X_{th} \leq tol$, alors $V_{th} = V$;
- si $X - X_{th} > tol$ et $X - X_{th} > \Delta_{décélération}$, alors :
 - si $V > V_{max}$, alors $V_{th} = V_{max}$;
 - si $V \leq V_{max}$ et $\left(\frac{V - V_{th}}{t_{boucle}}\right) > A_{max}$, alors V_{th} telle que $A = A_{max}$;
 - sinon $V_{th} = V + \left(\frac{X - X_{th}}{t_{boucle}}\right)$;
- si $X - X_{th} > tol$ et $X - X_{th} \leq \Delta_{décélération}$, alors V_{th} telle que $A = -A_{max}$.

La vitesse est mise à jour à chaque boucle et le train d’impulsions est réactualisé. Le positionnement nominal (dans la limite imposée par t_{boucle}) est réalisé en forçant la convergence de la vitesse vraie vers la vitesse nominale. Le balayage de la différence de marche n’est commandé **que si la position nominale est atteinte**. Le statut est signalé à l’utilisateur : les actions telles que l’acquisition manuelle ou la visualisation des signaux à l’oscilloscope numérique ne peuvent être réalisées qu’en état de positionnement nominal (ou bien $V = 0$: ligne à retard statique).

2.3.3 Algorithme de pilotage de la ligne de modulation



Deux variables globales sont transmises au logiciel de commande de la ligne de modulation : la **vitesse des franges** (V) et la **longueur optique du balayage** (DDM). Je détaille ici comment ces variables sont traitées par la couche logicielle de contrôle du *Fast-scan*, puis converties en commandes exécutables pour le PZT, et comment la synchronisation est opérée avec les autres modules du programme principal.

2.3.3.1 Contraintes de pilotage

Le logiciel de contrôle doit tenir compte de trois contraintes, classées par priorité :

- le déplacement mécanique du PZT doit être inférieur à x_{max} (limite physique : 180 μm) ;

- la fréquence du signal de commande ne doit pas dépasser f_{\max} , qui sera fixée à 2 Hz au vu des tests réalisés (limite électrique) ;
- le signal de commande doit respecter une raideur maximum C_{\max} , rapport du déplacement linéaire au déplacement total, qui sera fixée à 70-80%.

Ces contraintes restent transparentes à l'utilisateur, elles définissent un espace (V, DDM) des possibles. Le logiciel les gère par tests successifs. Un test négatif pour l'une des deux premières interrompt l'exécution.

2.3.3.2 Chronologie des actions

Le module de contrôle du *Fast-scan* est appelé par le programme général de gestion avant chaque boucle d'acquisition. Une séquence d'actions est alors déclenchée, depuis les tests de pertinence et la configuration des paramètres de commande, à l'envoi du signal de commande et des ordres de synchronisation.

- *Tests et configuration des paramètres*

Les tests des variables d'entrée et la détermination des paramètres optimaux compatibles avec les contraintes de pilotage obéissent à un séquençement précis :

- conversion des longueurs optiques en longueurs mécaniques : un facteur $\sqrt{2}$ dans la configuration qui nous concerne (incidence à 45°) ;
- test : “déplacement mécanique inférieur à x_{\max} ?” ;
- calcul de la fréquence de signal correspondant aux paramètres fournis par l'utilisateur :

$$f_u = \frac{C_{\max}}{2} \times \frac{V}{\text{DDM}} ; \quad (\text{III.2.1})$$

- test : “fréquence du signal de commande”. Choix de la configuration optimale des paramètres :
 - si $f \leq f_{\max}$, alors

$$C = C_{\max} , \quad (\text{III.2.2})$$

$$f = f_u , \quad (\text{III.2.3})$$

$$x = \frac{C_{\max}}{2} \times \frac{V}{f\sqrt{2}} ; \quad (\text{III.2.4})$$

- si $f > f_{\max}$, alors

$$f = f_{\max} , \quad (\text{III.2.5})$$

$$C = 2 \times f_{\max} \times \frac{\text{DDM}}{V} , \quad (\text{III.2.6})$$

$$x = \frac{\text{DDM}}{\sqrt{2}} ; \quad (\text{III.2.7})$$

- conversion du déplacement en tension ;

- *Signal de commande*

Les paramètres nécessaires étant à présent déterminés, le signal de commande peut être généré :

- calcul du signal de commande ;
- envoi du signal de commande à la carte d'interface ;

- déclenchement du temps zéro.

Le temps zéro est celui indiqué par l’horloge de l’ordinateur de contrôle au moment de l’envoi du signal à la carte d’interface. La synchronisation des actions concernant l’acquisition prend ce temps pour origine. Il est réinitialisé à chaque balayage afin d’éviter une dérive dans le calcul de la ddm entre les acquisitions, car le système MacOS n’est pas multitâche et son horloge se fige pendant les transferts d’information avec le PC.

- *Synchronisation des temps*

La synchronisation de la ligne de modulation et du détecteur NICMOS3 est nécessaire : l’acquisition des signaux doit être faite sur la zone optimale de balayage. Le logiciel de contrôle du *Fast-scan* gère cette synchronisation en communiquant l’heure de début d’acquisition et de fin de séquence. Ces deux quantités sont communiquées sous forme de variables globales. À partir du temps d’origine, déclenché pour chaque balayage par le logiciel de contrôle, toute la chronologie des actions de modulation et d’acquisition est réglée en fonction de ces variables globales.

Le signal de commande pour un balayage aller et retour de la ddm est illustré sur la figure III.2.4 avec les temps liés à l’acquisition :

- $t_{\text{début modulation}}$: envoi du signal de commande au PZT, c’est le temps zéro de l’horloge ;
- $t_{\text{début acquisition}}$: le PZT a atteint la zone de mouvement linéaire, le logiciel déclenche l’acquisition par le détecteur ;
- $t_{\text{fin acquisition}}$: le PZT a atteint la fin de la zone linéaire, l’acquisition est terminée ;
- $t_{\text{fin modulation}}$: le PZT atteint sa position finale, qui correspond à la position d’origine si l’on travaille sur une période entière du signal de commande.

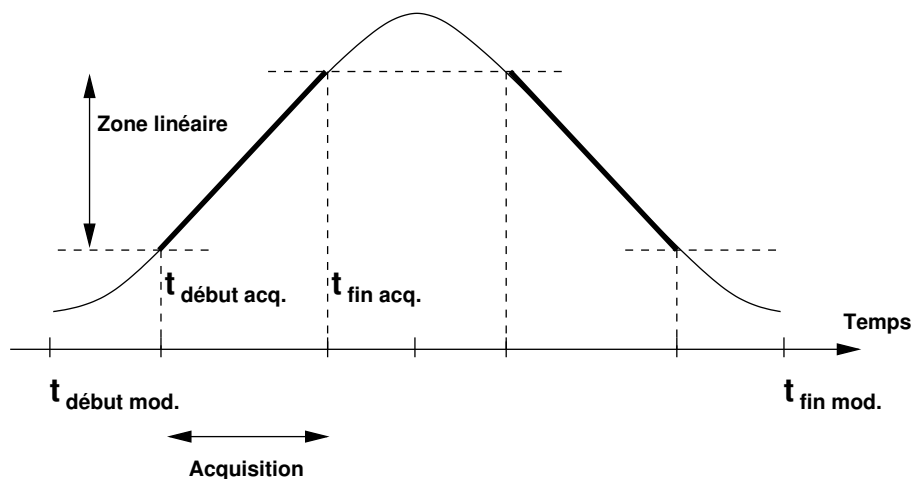


FIG. III.2.4 – Chronogramme de la modulation.

2.3.3.3 Variables optionnelles

Quelques options sont offertes par le logiciel de contrôle du *Fast-scan*, certaines à des fins de tests. Je détaille ici celles qui présentent un intérêt en mode interféromètre stellaire.

- *Offset électrique dynamique*

Les tests ont mis en évidence un meilleur comportement de l’asservissement en position proche de la position de repos du PZT (zéro mécanique). L’option par défaut du logiciel de contrôle du *Fast-scan* applique l’*offset* nécessaire, en fonction de l’amplitude totale requise, pour se situer près du zéro mécanique. L’utilisateur peut inhiber cette fonction (le balayage est alors effectué autour de la position à mi-course) ou bien imposer l’*offset* de son choix.

- *Sélection de la rampe d’acquisition*

Le signal de commande de la ligne de modulation comporte des rampes montantes et des rampes descendantes. L’acquisition peut être faite sur une seule rampe (montante, option *rising*, ou descendante, option *falling*), ou bien sur les deux (option *full ramp*). La figure III.2.4 illustre le cas d’une période complète du signal avec acquisition sur la rampe montante seulement.

Le double balayage présente bien sûr l’avantage de doubler le nombre d’interférogrammes acquis par unité de temps. Il ne peut se faire qu’à fréquence réduite car toutes les actions (acquisition, transfert, pré-réduction, calcul de l’*offset* pour la ligne de suivi) doivent se faire dans un temps plus court. En pratique l’acquisition se fera sur une seule rampe, montante de préférence afin d’utiliser le PZT en dilatation (meilleur comportement de l’asservissement aux fréquences élevées).

- *Décentrage de la fenêtre d’acquisition*

La fenêtre d’acquisition, déterminée par le temps de début d’acquisition calculé et la distance optique d’acquisition demandée, est centrée par défaut sur la zone linéaire de la rampe. Cette fenêtre peut être translatée afin d’exécuter des opérations en début ou en fin de rampe de modulation.

2.4 Mode d’observation

De par la nouvelle procédure d’acquisition des interférogrammes en mode *Fast-scan*, la procédure d’observation de FLUOR a changé. Je définis ici la nouvelle unité de données de FLUOR, et l’enchaînement des actions au cours des acquisitions. Je termine par une description du cycle et du volume de données attendu.

2.4.1 Une nouvelle unité : le bloc de données

Avec l’ancienne version de FLUOR, l’acquisition d’un interférogramme (un balayage de la ddm) était suivie de l’acquisition, sur un temps équivalent, du courant d’obscurité. La mise en place du mode *Fast-scan* permet un balayage plus rapide et des acquisitions à cadence plus élevée. Afin de diminuer les erreurs statistiques en moyennant les visibilités sur un plus grand nombre d’interférogrammes, et parce que la vitesse accrue de balayage fige la fonction de transfert, on peut à présent procéder à plusieurs balayages de la ddm d’affilée.

L’unité devient le **bloc de données**. Il représente l’acquisition d’un nombre d’interférogrammes (chacun étant constitué de deux signaux interférométriques complémentaires et deux signaux photométriques), et la séquence de courants d’obscurité de durée égale.

Une séquence d’observation est décomposable en plusieurs unités :

- la **trame** représente les 4 pixels du détecteur : 2 pixels interférométrique et 2 pixels photométriques ;

- le **scan** résulte du balayage de la ligne de modulation : il est constitué de 4 signaux (2 interférogrammes complémentaires et les deux signaux photométriques correspondants), représentant un certain nombre de trames ;
- le **batch** est un ensemble de *scans* : une centaine ou une dizaine, selon que l’on est en mode d’observation de la source ou d’acquisition du courant d’obscurité sur chacune des voies. Il est destiné à diminuer le bruit statistique des données ;
- le **bloc de données** regroupe l’ensemble des données acquises au cours d’une observation : les deux *batches* correspondant à l’acquisition des signaux d’étalonnage sur les deux bras successifs, le *batch* sur la source et le *batch* hors source.

2.4.2 Enchaînement des actions

La source à observer étant donnée, sa fiche est sélectionnée dans le catalogue des objets astronomiques de FLUOR. Les variables de position permettent de calculer la ddm nulle en fonction de la configuration de l’interféromètre. Une observation typique se déroulera selon le scénario suivant :

- verrouillage des télescopes sur la source (fonctionnalité IOTA) ;
- positionnement des lignes à retard (voir la figure III.2.5) :
 - LD (proche de la ddm nulle) ;
 - SD (suivi de la ddm nulle) ;
- optimisation du flux injecté dans les fibres ;
- réglage manuel des paramètres de lecture du détecteur NICMOS3 ;
- boucle d’acquisition :
 - acquisitions “*OFF SOURCE*” : voie fixe, voie retardée, courant d’obscurité ;
 - boucle d’acquisition “*ON SOURCE*” :
 - balayage de la ddm par FS ;
 - pré-réduction des données, calcul de l’*offset* de recentrage de l’interférogramme ;
 - rattrapage de la ddm nulle par repositionnement de SD ;
 - acquisition “*OFF SOURCE*” ;
- stockage des données.

La même séquence (mêmes paramètres de lecture et mêmes paramètres de boucles) est répétée pour un objet et ses sources de référence. D’autres actions sont effectuées *a posteriori* : la réduction des données, leur archivage, et la mise à jour éventuelle du catalogue des objets.

2.4.3 Flot de données

Même s’il n’a pas radicalement changé avec la mise en place du mode *Fast-scan*, je décris ici brièvement le flot de données acquises avec FLUOR car il permet de comprendre le mode de fonctionnement d’un interféromètre stellaire typique.

En fonction de conditions extérieures (conditions météorologiques le plus souvent, humidité de l’air, éphémérides) un scénario d’observations est décidé en fonction des programmes en cours (voir la figure III.2.6). Le système de contrôle IOTA gère le suivi des sources par les télescopes (pilotage et système de correction). Le système de contrôle FLUOR assure le suivi de la ddm nulle (pilotage des lignes à retard), l’acquisition des interférogrammes (réglage des paramètres de lecture, modulation de la ddm, transfert et stockage des données). Il interagit avec le module de réduction des données au

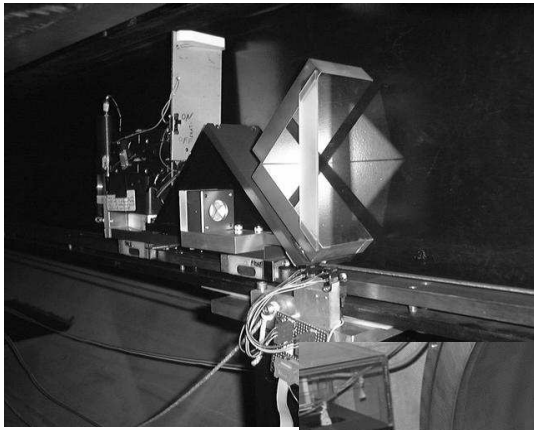
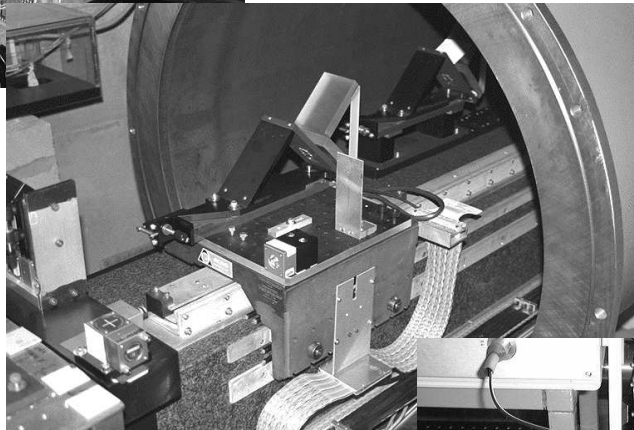
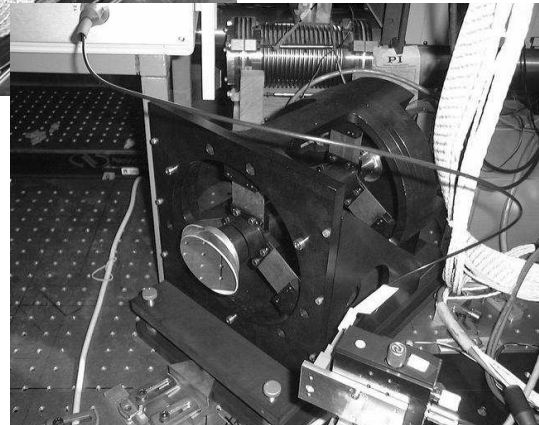
**Ligne à retard incrémentale (LD)****course : ~ 20 m mécanique****résolution : 5,4 μm** **égalisation grossière de la ddm****Ligne à retard de suivi (SD)****course : 2,33 m mécanique****résolution : 39 nm****vitesse telle que ddm ~ 0****Ligne de modulation (FS)****course : 180 μm mécanique****résolution : 44 nm****modulation autour de ddm ~ 0**

FIG. III.2.5 – Photographie des lignes à retard de FLUOR/IOTA.

cours des observations pour le calcul de l'*offset* nécessaire au recentrage des interférogrammes. Chaque bloc de données est sauvegardé sur disque dur (12 Go).

Une chaîne automatique de réduction de données calcule et stocke les visibilités de chaque interférogramme, et les barres d'erreur associées. Les données sont contrôlées visuellement et les diamètres issus des calculs de visibilité archivés. Cette opération est suivie de la mise à jour éventuelle du catalogue des objets astronomiques, et de décisions concernant les programmes d'observation futurs.

Avec la mise en place du mode *Fast-scan*, on peut s'attendre à des performances meilleures en terme de stabilité de la fonction de transfert, et de façon certaine à un volume de données supérieur à l'ancienne version de FLUOR. Cela signifie plus de données dans un temps plus court, plus d'acquisitions par objets, mais aussi la possibilité d'alterner plus souvent l'objet et ses sources de références pour un meilleur étalonnage.

La durée d'un cycle typique avec la version antérieure (4 s, avec 170 ms de données enregistrées et autant de courant d'obscurité) conduisait à une efficacité de l'ordre de 9% par cycle. En mode *Fast-scan*, à raison d'un cycle toutes les 250 ms (balayage à 2 Hz, rampes montante et descendante), l'efficacité est liée à la zone d'acquisition par rampe, soit typiquement 40% en tenant compte du temps

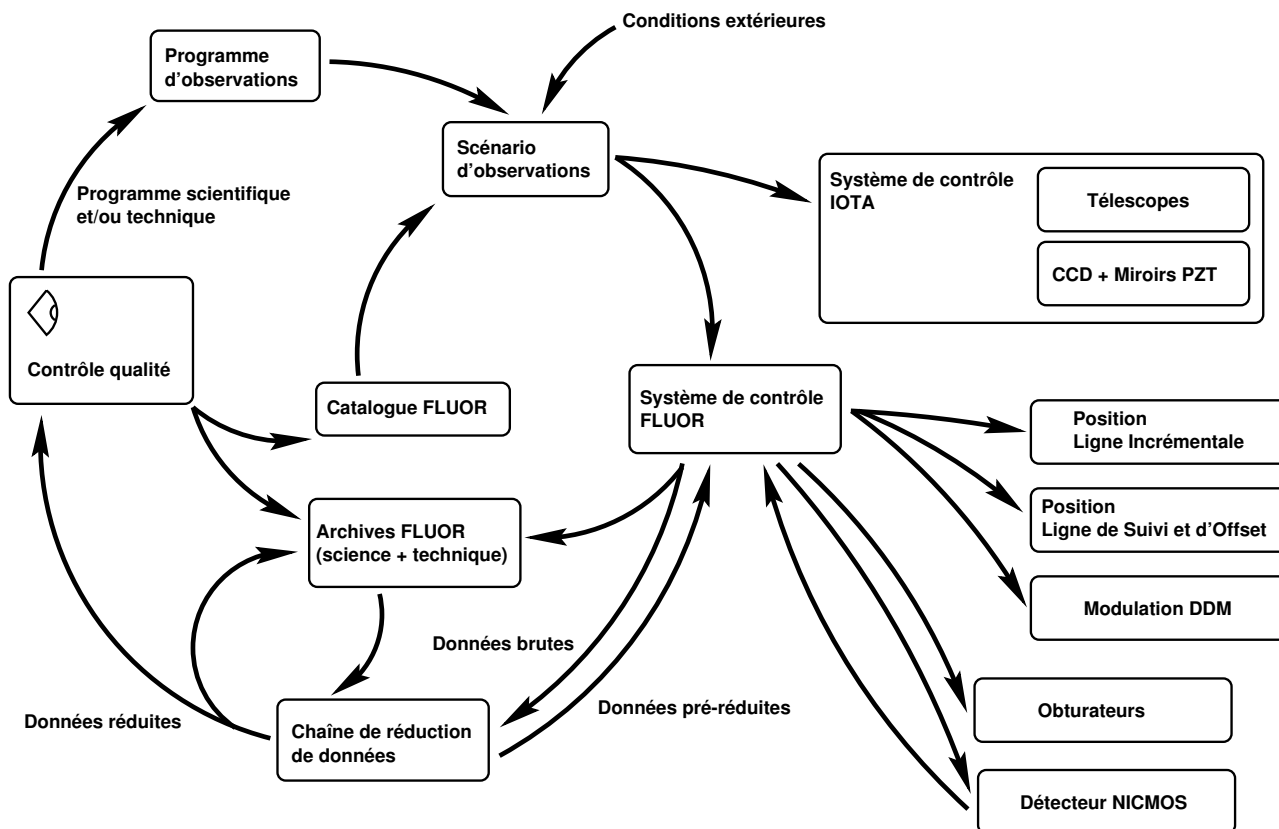


FIG. III.2.6 – Chaîne d'acquisition de FLUOR.

d'acquisition du courant d'obscurité.

En terme de volume de données chaque acquisition représente 4 signaux de 256 points utiles, soit 2 Ko (et autant pour le courant d'obscurité). Avec l'ancienne version, cela représentait en théorie 3,6 Mo de données par heure. C'est en fait environ 2 Mo de données par heure qu'il était possible d'obtenir, compte tenu des pertes de temps entre les observations : repositionnement des télescopes et déplacement de la ligne à retard de suivi (passage d'un objet à l'une de ses sources de référence), actions auxquelles il faut éventuellement ajouter le temps de déplacement de la ligne à retard incrémentale (passage d'un objet à un autre). Cela correspondait à environ 20 Mo de données pour une longue nuit sans problème majeur. En mode *Fast-scan*, à raison de 500 à 1000 acquisitions par *batch* (et autant de courant d'obscurité), on peut attendre 4 à 5 Mo de données par cycle. Dans de bonnes conditions, une moyenne de 10 cycles par heure est raisonnable, soit 40 à 50 Mo. Cela représente un gain d'environ 20 en volume de données.

Une moyenne de 100 mesures de visibilité est nécessaire pour obtenir une bonne statistique. Cela nécessitait 7 minutes avec l'ancienne version. Pour prétendre à un étalonnage correct, l'observation d'un objet doit être entourée de l'observation de deux sources de référence. C'est donc en fait au moins une vingtaine de minutes qu'il fallait consacrer à chaque objet, sans tenir compte des temps de repositionnement des télescopes et des lignes à retard. À ce rythme, l'observation de 20 étoiles par nuit était optimiste. Le mode *Fast-scan* permettra l'observation d'une trentaine d'étoiles par nuit avec 10 fois plus de données sur chacune d'elles.

2.5 Première lumière, premier bilan

Les premiers tests de la nouvelle chaîne de contrôle et d'acquisition de FLUOR présentée au cours de ce chapitre ont été effectués durant la mission d'observation du mois de mai 1999, dernière mission avant la rédaction de ce mémoire.

Ces essais, en mode autocollimation puis sur le ciel, ont été réalisés avec un photomètre et non pas avec le détecteur NICMOS3. La raison est un problème de compatibilité de la carte de communication PCI-DIO-32HS (une prémonition ?) du Macintosh G3 et la carte équivalente du PentiumII pilotant le détecteur. Ce problème s'est déclaré sur le site d'observation et n'a pas pu être réglé dans les temps par le développeur de la carte.

Les premières franges sur le ciel ont été obtenues dans la nuit du 31 mai au 1er juin 1999. L'étoile observée lors de ces tests est Delta Ophiuchis, variable de type spectral M0.5III, de magnitude visible moyenne 2,74 et de magnitude en K moyenne -1,2. Le choix des sources possibles était limité par la faible sensibilité du photomètre. Delta Ophiuchis a été choisie en raison de sa "facilité" (une visibilité attendue de 50% avec la base S15N35), et tout simplement parce qu'elle était observable au moment où nous avons choisi d'effectuer ces tests (entre deux observations scientifiques)! La figure III.2.7 montre une capture d'écran de la fenêtre principale du logiciel de contrôle FLUOR lors des acquisitions.

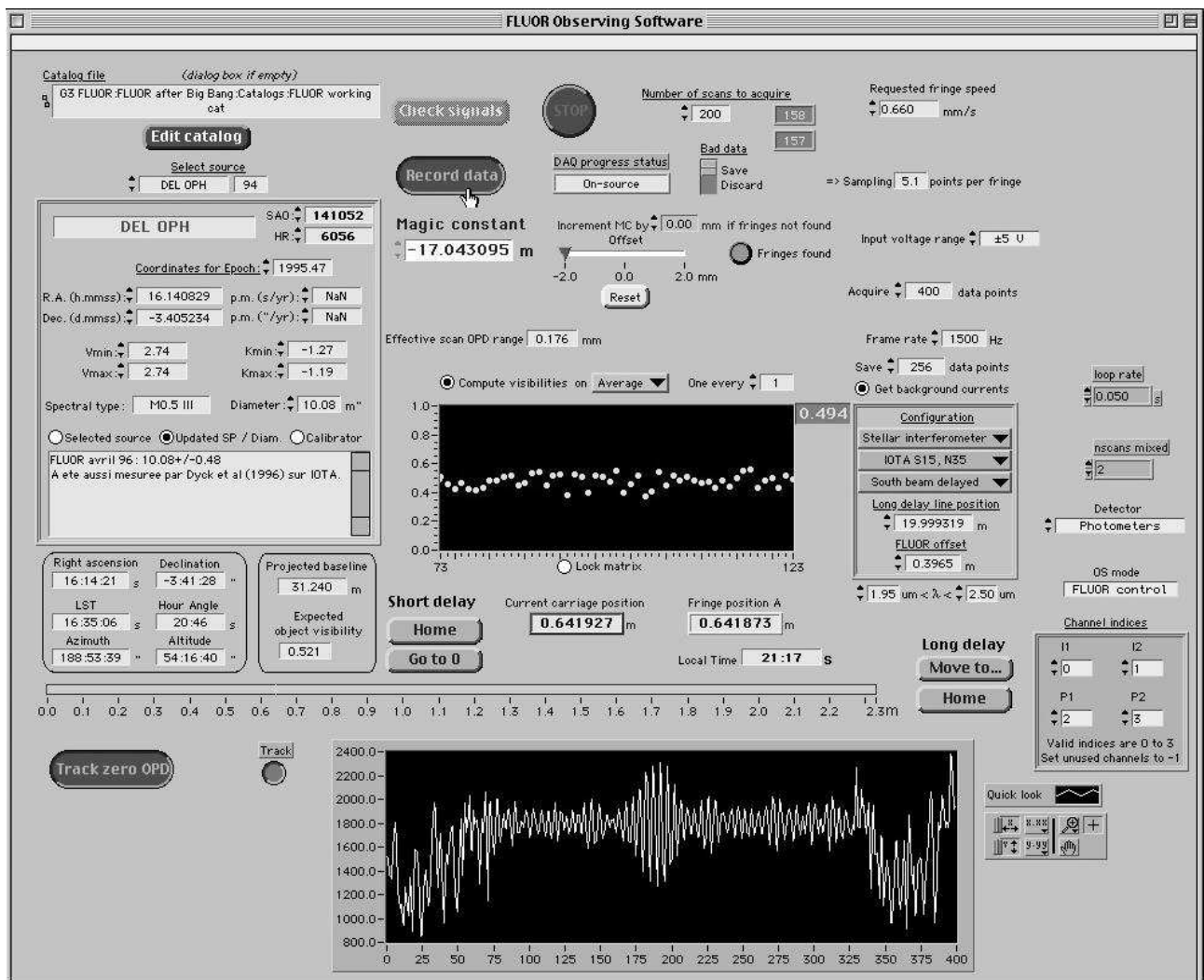


FIG. III.2.7 – Premières franges sur le ciel.

Il s’agissait là simplement d’un coup d’essai destiné à montrer la validité de la nouvelle chaîne de contrôle et d’acquisition de FLUOR. Le problème propre à la carte PCI-DIO-32HS devrait être résolu prochainement : le mode *Fast-scan* de FLUOR pourra alors entrer en phase d’exploitation. Pour l’heure, un bilan de ce travail instrumental peut être dégagé :

- la solution technique retenue, simple et peu coûteuse, respecte les spécifications optiques : peu d’influence sur l’efficacité de couplage dans la fibre, basculement de front d’onde réduit ;
- la monture de conception originale à trois parallélogrammes permet de contraindre au maximum la direction du mouvement et minimise la dérive en conditions dynamiques ;
- les fluctuations de vitesse sont importantes en boucle fermée (6%) mais leur influence sur un interférogramme en bande K reste inférieure à celle du piston différentiel typique d’IOTA le plus faible (*i.e.*, à base courte) ;
- l’hystérésis reste inférieure à 1% en conditions dynamiques ;
- le signal de commande, spécialement conçu, optimise la trajectoire du miroir et réduit les sollicitations du PZT ;
- une limitation due au module d’amplification réduit la fréquence de modulation maximale (2 Hz) et donc les performances (4 interférogrammes par seconde en balayage double au lieu de 10 prévus) ;
- du point de vue de l’utilisateur, l’interface logicielle reste extrêmement simple : nombre réduit de paramètres d’entrée, gestion des contraintes et choix de la configuration optimale par l’algorithme de pilotage.

Une perspective immédiate est le passage à un module d’amplification permettant de piloter le PZT en boucle fermée à une fréquence plus importante. La fréquence de résonance de la monture (40 Hz) fixera une limite d’utilisation à 10-12 Hz environ. À ce régime c’est une cadence d’une vingtaine d’interférogrammes par seconde en balayage double qu’il sera possible d’obtenir. Le temps d’acquisition entre deux interférogrammes sera alors inférieur au temps de cohérence en bande K, ce qui permettra un échantillonnage encore meilleur de la fonction de transfert, et la possibilité d’utiliser le système de balayage rapide pour des observations à des longueurs d’onde plus courtes.

Quatrième partie

**OBSERVATIONS À TRÈS HAUTE
RÉSOLUTION ANGULAIRE
D'ÉTOILES PULSANTES**

La qualité des données obtenues avec FLUOR reste à ce jour inégalée. Les données interférométriques sont étalonnées souvent à mieux que 1%, voire 0,1% sur les sources les plus brillantes [PERR-96], ce qui demeure impossible avec une instrumentation classique et des pupilles limitées par la turbulence atmosphérique.

Avec cette précision sur les mesures, d'autres champs astrophysiques que ceux de l'interférométrie optique classique (diamètres stellaires, binaires, température effective) sont ouverts : pulsation d'étoiles variables, détails de surface de géantes et supergéantes, détection directe d'exoplanètes, étoiles binaires.

La mise en place du détecteur NICMOS3 a permis d'augmenter considérablement la sensibilité de FLUOR, qui constituait jusqu'alors son point faible. Des programmes d'observations à des bases plus longues ont été ouverts avec la possibilité de trouver des sources de référence faibles et peu résolues. Alors que FLUOR était utilisé essentiellement avec la base de 21 m (S15N15) avec la version antérieure pourvue de photomètres, des observations régulières avec la base de 38 m (S15N35) ont été rendues possibles sur une grande gamme de sources.

La saturation rapide du détecteur (voir le chapitre 3 de la partie I) représente cependant une énorme contrainte observationnelle : elle nécessite de diminuer le flux de la source, ou bien de se limiter à des objets faibles. La limite par le bruit de détection entraîne l'interdiction d'explorer le domaine des faibles visibilités. Cela élimine d'emblée l'étude des structures stellaires, ou bien l'exploration des lobes supérieurs au primaire.

Parmi les missions d'observations scientifiques réalisées au cours de cette thèse, trois l'ont été avec le détecteur NICMOS3 (mai et octobre 1998, mai 1999). Les nouvelles performances ont été mises à profit essentiellement pour poursuivre les programmes d'observations d'étoiles variables.

Cette partie astrophysique comporte un seul chapitre. Des résultats observationnels d'étoiles variables, obtenus avec la version de FLUOR utilisant des photomètres puis celle utilisant le détecteur NICMOS3 (version décrite dans le chapitre 3 de la partie I), y sont présentés. Les cas particuliers d'une variable semi-régulière, SW Virginis, et de deux étoiles de type Mira, R Leonis et R Aquila, sont présentés.



© Sydney Harris

1. OBSERVATIONS À TRÈS HAUTE RÉOLUTION ANGULAIRE D'ÉTOILES PULSANTES

La précision des mesures de visibilité de FLUOR permet non seulement la **mesure de diamètres stellaires**, mais également de **variations de diamètres** là où les instruments à recombinaison classique ont généralement une barre d'erreur trop importante. Une application immédiate est l'observation des étoiles variables, objets astrophysiques d'intérêt puisqu'ils représentent une étape que la plupart des étoiles de la Séquence Principale connaissent un jour. Ce chapitre traite de l'observation de variables pulsantes avec FLUOR/IOTA.

1.1 Intérêt de l'étude des étoiles pulsantes

Parmi les différentes classes d'étoiles variables, les **variables pulsantes** montrent une alternance périodique d'expansion et de contraction des régions situées environ jusqu'à la photosphère. Plusieurs catégories sont distinguées selon la valeur de la période, la masse et le stade d'évolution de l'étoile.

La subdivision des **variables à longue période de type Mira** (autre nom de *o* Ceti, étoile de cette catégorie) regroupe des étoiles géantes variables avec des spectres tardifs (M, C, S) à raies d'émission caractéristiques. Les amplitudes de pulsation de leur enveloppe s'étalent de 2,5 à 11 magnitudes dans le visible, avec une période stable et située dans une fourchette de 80 à 1000 jours. Les étoiles avec les périodes les plus longues sont également les plus brillantes. Ce type d'étoiles représente un intérêt particulier en Astrophysique en ce sens qu'elles participent à l'enrichissement du milieu interstellaire par perte de leur masse. Notre Soleil, comme la plupart des étoiles de la Séquence Principale, entrera dans cette phase d'évolution vers la fin de sa vie.

La subdivision des **variables semi-régulières** regroupe des géantes ou supergéantes de type spectral intermédiaire (F, G, K) ou avancé (M, C, S). Leur luminosité varie périodiquement, avec quelques irrégularités. Les amplitudes de pulsation de leur enveloppe s'étalent de quelques centièmes de magnitudes à quelques magnitudes, avec des périodes allant de 20 à 2000 jours. Selon certains scénarios d'évolution stellaire, ces objets pourraient représenter l'étape précédent l'entrée dans la phase Mira.

Toutes ces étoiles sont froides et leur maximum d'émission se situe aux alentours de 1 à 2 μm . Ceci en fait une **cible d'intérêt pour des observations dans l'infrarouge** avec des télescopes de petite taille.

D'autre part la connaissance des paramètres fondamentaux de ces objets, telles la température effective, repose en grande partie sur la détermination du diamètre de leur photosphère. Les **observations interférométriques** fournissent des données avec une résolution angulaire permettant de donner une estimation du diamètre angulaire (typiquement une dizaine de mas) et de détecter éventuellement les pulsations de l'enveloppe si les mesures de visibilité sont suffisamment **précises**.

Ces critères instrumentaux (infrarouge, télescopes de petite taille, très haute résolution angulaire, et mesures à grande dynamique) font de l'observation des étoiles pulsantes un programme astrophysique idéal pour l'interféromètre IOTA/FLUOR.

1.2 Observations interférométriques

L'un des points forts de l'instrument FLUOR est la calibration photométrique des signaux interférométriques. Les grandes lignes de l'acquisition des interférogrammes à l'estimation de la visibilité sont ici rappelées. La méthode est exposée en détail dans [FORE-97].

1.2.1 De l'interférogramme au facteur de cohérence

Les interférogrammes sont acquis par balayage autour de la ddm nulle. Les deux voies interférométriques du coupleur triple délivrent des signaux complémentaires, qui sont traités séparément.

Dans l'espace de Fourier, les basses fréquences du spectre de chaque interférogramme représentent le bruit photométrique, c'est-à-dire les fluctuations de couplage dans les fibres. Les hautes fréquences représentent l'énergie des franges d'interférences, c'est-à-dire l'information spectrale sur l'objet observé.

Ces deux composantes peuvent être séparées grâce aux voies photométriques P_1 et P_2 du coupleur triple, corrigées du courant d'obscurité. Le spectre de l'interférogramme corrigé de la partie basse fréquence causée par les fluctuations de couplage s'écrit [FORE-97] :

$$\tilde{\mathbf{I}}_{\text{corrigé}}(\sigma) = \frac{1}{2} TF \left[\frac{I_{HF}(x)}{\sqrt{P_1(x) P_2(x)}} \right]. \quad (\text{IV.1.1})$$

Le piston n'étant pas compensé, l'information sur la phase est perdue, et on s'intéresse au module de la transformée de Fourier de l'interférogramme :

$$\begin{aligned} \tilde{I}_{\text{corrigé}}^2(\sigma) &= \left| \tilde{\mathbf{I}}_{\text{corrigé}}(\sigma) \right|^2 \\ &= \frac{1}{4} B^2(\sigma) \kappa'^2(\sigma) \mu_{12}^2(\sigma) + \frac{1}{4} B^2(-\sigma) \kappa'^2(-\sigma) \mu_{12}^2(-\sigma), \end{aligned} \quad (\text{IV.1.2})$$

où $B(\sigma)$ représente le spectre de la source, μ_{12} représente le module du facteur de cohérence complexe entre les deux faisceaux, et κ' est un coefficient qui représente le gain différentiel sur les deux voies [FORE-97].

L'expression (IV.1.2) n'est pas valable fréquence à fréquence, du fait de la présence du terme de piston, mais on peut supposer qu'elle reste valable sous la forme intégrale :

$$S = \int_0^\infty \tilde{I}_{\text{corrigé}}^2(\sigma) d\sigma. \quad (\text{IV.1.3})$$

L'écart à cette approximation est le **bruit de piston**.

Le facteur de cohérence intégré sur la bande spectrale s'écrit :

$$\mu_{12}^2 = \frac{\int_0^\infty B^2(\sigma) \kappa'^2(\sigma) \mu_{12}^2(\sigma) d\sigma}{\int_0^\infty B^2(\sigma) \kappa'^2(\sigma) d\sigma} = \frac{4S}{F}, \quad (\text{IV.1.4})$$

où F dépend à la fois des propriétés du système et de la distribution spectrale d'intensité de la source. Sans piston différentiel atmosphérique pendant la durée d'acquisition de l'interférogramme, l'énergie des franges est rassemblée dans une bande spectrale finie (typiquement $[4000 \text{ cm}^{-1}, 5000 \text{ cm}^{-1}]$ sur FLUOR en bande K). Dans le cas contraire, la bande spectrale d'intégration doit être étendue (typiquement $[3000 \text{ cm}^{-1}, 6000 \text{ cm}^{-1}]$ sur FLUOR). L'intégration (IV.1.4) est restreinte à cette bande spectrale.

Dans le cas où le coefficient κ' est peu chromatique sur l'intervalle d'intégration, F est proportionnel au **facteur de forme** [FORE-97] propre à l'objet observé.

1.2.2 Estimation de la visibilité

En pratique, c'est à la visibilité de l'objet $V_{12, \text{objet}}$ et non au facteur de cohérence $\mu_{12, \text{objet}}$ que l'on s'intéresse. On passe de la mesure de l'un à l'estimation de l'autre *via* l'observation d'une source de référence, de visibilité $V_{12, \text{référence}}$:

$$V_{12, \text{objet}} = V_{12, \text{référence}} \frac{\mu_{12, \text{objet}}}{\mu_{12, \text{référence}}} . \quad (\text{IV.1.5})$$

L'encadrement de l'observation de l'objet par l'observation de sources de référence permet d'interpoler la fonction de transfert. Cette interpolation sera de meilleure qualité avec l'utilisation du mode "*Fast-scan*".

Le facteur de forme disparaît dans le processus d'étalonnage si l'objet et la source de référence ont la même distribution spectrale. Cette approximation est valable si la dépendance chromatique de l'efficacité de couplage est non seulement négligeable sur la bande spectrale considérée, mais ne varie pas entre les observations de l'objet et de la référence.

La connaissance du diamètre de la source de référence est cruciale car l'erreur relative à cette quantité se répercute sur l'estimation de la visibilité de l'objet. Ainsi, la source de référence doit être soit parfaitement connue (*i.e.*, déjà mesurée par FLUOR ou par un autre instrument), soit aussi peu résolue que possible par l'instrument. Si aucune mesure de diamètre n'est disponible, son diamètre photométrique peut être déduit de son type spectral et de sa magnitude, grâce à des mesures de diamètres ramenées à la magnitude $K=0$ pour différents types spectraux [DYCK-96] et *via* la relation :

$$\phi_{\text{phot}, K} = \phi_{\text{phot}, K=0} 10^{-0,2K} . \quad (\text{IV.1.6})$$

Cette méthode fournit généralement une estimation des sources de référence avec une précision meilleure que 5% [PERR-98].

Outre la connaissance du diamètre, les sources de référence sont sélectionnées pour leur stabilité et leur proximité de l'objet, dans le ciel et en type spectral.

1.2.3 Estimation du diamètre de l'objet

L'observable interférométrique, la visibilité, donne la connaissance d'un point du spectre de l'objet observé à la fréquence spatiale déterminée par la base de l'interféromètre et par la longueur d'onde d'observation. L'accès à un grand nombre de mesures simultanées n'étant pas possible sur IOTA, l'exploitation des mesures réalisées passe par la **modélisation de l'objet observé**.

Le modèle le plus simple consiste à assimiler la source à un **disque uniforme**. Un seul paramètre libre, le rayon angulaire du disque, est ajusté pour se superposer aux mesures de visibilité. Le modèle de **disque assombri** permet d'affiner la superposition du profil supposé de l'objet aux mesures de visibilité *via* quelques degrés de liberté.

1.2.3.1 Modèle de disque uniforme

Comme il a été rappelé dans le chapitre 1 de la partie I, le théorème de Zernike-Van Cittert permet de lier la fonction de visibilité de l'objet observé et sa distribution spatiale d'intensité. Dans le cas du **modèle de disque uniforme**, le module de la visibilité s'exprime en fonction du diamètre de disque uniforme *via* une fonction de Bessel du premier ordre :

$$V_{\phi_{\text{DU}}}(f) = \frac{2J_1(\pi\phi_{\text{DU}}f)}{\pi\phi_{\text{DU}}f} . \quad (\text{IV.1.7})$$

$V(f)$ s'annule en plusieurs points, et le premier zéro f_0 donne directement le diamètre de disque uniforme de la source : $f_0 = 1,22/\phi_{DU}$.

Ce modèle simple ne rend toutefois pas compte de certaines valeurs de visibilité, surtout vers les fréquences spatiales élevées. On constate alors un "excès" ou un "défaut" de visibilité mesurées par rapport au modèle. Il est nécessaire de faire appel à un modèle plus recherché, tel celui de disque assombri.

1.2.3.2 Modèle de disque assombri

L'**assombrissement centre-bord** (*Limb Darkening* en anglais, noté ACB par la suite) rend compte d'un défaut de visibilité aux hautes fréquences spatiales. Le profil d'intensité de ce modèle peut être décrit par une somme polynômiale [HEST-97] :

$$I_\lambda(\mu)/I_\lambda(1) = 1 - \sum_{i \geq 1} l_i (1 - \mu)^i, \quad (\text{IV.1.8})$$

où μ désigne le cosinus de l'angle entre la ligne de visée et le rayon émergent à la surface. Lorsque tous les coefficients l_i sont nuls, on retrouve le modèle de disque uniforme.

Le modèle le plus courant est une somme jusqu'au polynôme d'ordre 2. La fonction de visibilité se déduit par transformation de Fourier de l'expression polynômiale, soit :

$$V_{\phi_{ACB}}(f) = \frac{1}{C} \left[a_0 \frac{J_1(\pi \phi_{ACB} f)}{\pi \phi_{ACB} f} + a_1 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{J_{3/2}(\pi \phi_{ACB} f)}{(\pi \phi_{ACB} f)^{3/2}} + 2a_2 \frac{J_2(\pi \phi_{ACB} f)}{(\pi \phi_{ACB} f)^2} \right], \quad (\text{IV.1.9})$$

$$a_0 = 1 - l_1 - l_2, \quad (\text{IV.1.10})$$

$$a_1 = l_1 + 2l_2, \quad (\text{IV.1.11})$$

$$a_2 = -l_2, \quad (\text{IV.1.12})$$

$$C = \frac{a_0}{2} + \frac{a_1}{3} + \frac{a_2}{4}. \quad (\text{IV.1.13})$$

D'autres modèles plus évolués sont dédiés à certains types d'objets et prennent en compte leur distribution spatiale d'intensité. Des modèles de Miras seront abordés en fin de ce chapitre.

1.3 Un cas de variable semi-régulière : SW Vir

Nous avons observé l'une d'entre elles, SW Virginis, entre 1996 et 1997 à des phases¹ proches (0,10 et 0,15), et rapporté la première détection directe d'une variation de son diamètre. Les mesures, acquises à différents azimuths, sont compatibles avec une asymétrie du disque. Cela n'exclut pas une pulsation de la photosphère. Parmi les raisons de cette asymétrie, une pulsation non radiale, une perte de masse inhomogène, des points chauds, un effet de rotation, ou bien la présence d'un compagnon de l'étoile sont possibles. Des observations complémentaires sont nécessaires pour trancher parmi ces hypothèses.

Ces résultats sont détaillés dans l'article suivant, soumis à *Astronomy & Astrophysics* [PERR-99a].

1.3.1 Article A&A : "Interferometric observations of the semi-regular variable star SW Virginis in the K band" (soumis en avril 1999)

1. Afin de pouvoir comparer les mesures de diamètre d'une étoile variable effectuées au cours des différentes époques d'observation, il est nécessaire de pouvoir situer le moment de chaque observation interférométrique sur la courbe de lumière de l'étoile. La **phase de l'objet** représente l'écart par rapport au dernier maximum de luminosité, normalisé à la période. Elle est comprise entre 0 et 1.

Interferometric observations of the semi-regular variable star SW Virginis in the K band ^{*}

Evidence of asymmetry or pulsation from apparent photospheric diameter variations

G. Perrin¹, V. Coudé du Foresto¹, S.T. Ridgway², C. Ruilier¹, B. Mennesson¹, W.A. Traub³, and M.G. Lacasse³

¹ Observatoire de Paris, DESPA, UMR 8632, F-92195 Meudon, France

² National Optical Astronomy Observatories, Tucson, Arizona 85726-6732, U.S.A.

³ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, Massachusetts 02138, U.S.A.

Received ; accepted

Abstract. We report interferometric observations in the K band of the semi-regular variable star SW Virginis in 1996 and 1997 at quasi equal phases. The linear diameter estimate shows that the star pulsates in an overtone mode. An apparent 3% variation of the photosphere of the star is detected. Observations were made with different azimuths in 1996 and 1997 and it is possible that the apparent diameter variation is in fact a geometrical effect due to an asymmetry of the stellar disk. Comparison with theoretical models and spectroscopic data favors the asymmetry hypothesis with respect to a change in diameter.

Key words: Techniques: interferometric – Stars: atmospheres – Stars: fundamental parameters – Stars: late-type – Infrared: stars

1. Introduction

Among several possible scenarios, some favor the view according to which semi-regular variable stars would be progenitors of Mira variables. A possible evolutionary path is that stars with mass on the order of $1 M_{\odot}$ would start to radially pulsate in the first or second overtone mode during the semi-regular variable phase and would become fundamental pulsators as they enter the Mira phase, with a difference in period of a factor of two between the semi-regulars and the Miras. Yet, the nature of pulsation of Mira stars is still controversial and this scenario, though within the range of possibilities, has not been validated yet.

Study of Mira stars has widely benefited from high angular resolution techniques. Recently, direct evidence of

Send offprint requests to: G. Perrin (perrin@hplyot.obspm.fr)

^{*} based on observations collected at the IOTA interferometer, Whipple Observatory, Mount Hopkins, Arizona.

the pulsation of the Mira star R Leonis, based on interferometric imaging techniques, has been demonstrated (Burns et al. (1998), Perrin et al. (1999)). But much less effort has been dedicated to the study of semi-regular variables. Even spectroscopic studies of the pulsation have been left aside for semi-regulars and very few data are available. In particular, no systematic phase coverage of the pulsation has been carried out yet.

We present in this paper observations of the semi-regular variable star SW Virginis conducted with the FLUOR/IOTA interferometer in the K band in 1996 and 1997. The details of the observations are presented in section 2. We study the visible light curve of the star in section 3 to establish the pulsation phases of our observations. In section 4, we derive the angular and linear diameters from the visibility data and discuss the mode of pulsation of SW Virginis. We establish the apparent variation of diameter detected between 1996 and 1997. In section 6, we interpret this variation in relation with the physical nature of the object.

2. Observations

SW Virginis was observed in 1996 and 1997 with the IOTA¹ interferometer located at the Smithsonian Institution's Whipple Observatory on Mount Hopkins in Arizona. IOTA is a two element interferometer (a third telescope is under construction) operated both at visible and infrared wavelengths (Carleton et al. (1994), Traub et al. (1998)). We have used the FLUOR² beam combiner to sample the spatial coherence of the sources. Progress reports on FLUOR have been presented at several conferences (see Perrin et al. (1996a), Perrin et al. (1996b), Coudé du Foresto et al. (1996)) and it will be described in more detail in a forthcoming paper. The recombination is achieved in the photometric K band with single-mode fluoride glass fibers. The fibers

¹ Infrared-Optical Telescope Array

² Fiber Linked Unit for Optical Recombination

Table 1. The observed data

Date (d/m/y)	mean JD -2450000	Visual phase	Projected baseline (m)	Azimuth (°)	Spatial frequency (arcsec ⁻¹)	Visibility (%)
20/04/96	193	0.10	17.61	82.3	39.73	54.67 ± 0.90
20/04/96	193	0.10	17.61	97.9	39.73	54.24 ± 0.86
20/04/96	193	0.10	18.84	111.3	42.50	47.81 ± 1.31
04/03/97	511	0.14	10.16	62.3	22.91	83.66 ± 0.59
06/03/97	513	0.15	14.90	54.8	33.62	68.28 ± 1.11
09/03/97	516	0.17	19.67	53.9	44.38	47.81 ± 0.75
11/03/97	518	0.19	17.08	66.7	38.54	57.84 ± 0.78

filter the wavefronts which are corrugated by atmospheric turbulence and trade phase fluctuations against photometric fluctuations which are monitored. It is then possible to directly calibrate and correct for the non-stationary atmospheric transfer function, alleviating severe inaccuracies in visibility calibrations which plague classical (multi-mode) beam combiners. The current accuracy on final visibility estimates with FLUOR is 1% for most sources and is as good as 0.3% on very bright sources.

The data are acquired with FLUOR/IOTA in a scanning mode. A short-stroke delay line sweeps through the zero optical path difference position at a speed which keeps the optical path difference rate almost constant and yields a fringe frequency of about 300Hz. The length of each scan is of the order of 100 μ m. Dark current sequences are recorded after each object sequence and are used during the data reduction process for noise and signal calibration. Sequences are acquired every four seconds in regular turbulence conditions and a whole batch of observations comprises 100 sequences spreading over a few minutes.

We have used the method developed by Coudé du Foresto et al. (1997) to reduce the data and to derive the instantaneous contrast of the fringe packets from each batch of observation of SW Virginis as well as for its calibrators. The “instantaneous” transfer function of the instrument is computed from the fringe contrast measured on the calibrators. This computation and the computation of the final visibility estimates have been presented in Perrin et al. (1998).

The data have been collected using different baselines. The effective wavelength of the instrument is 2.15 μ m. The 1996 observations were made with a single 21 m baseline. In 1997, the 11 m, 16 m and 22 m baselines were used. Despite the quasi North-South orientation of the L-shaped IOTA array, azimuths of the spatial frequency components span different ranges in 1996 and 1997. The data collected on SW Virginis at IOTA during the two periods are listed in Table 1. Results are presented on Figure 2 as well as location of the sampled frequency components in the (u, v) plane.

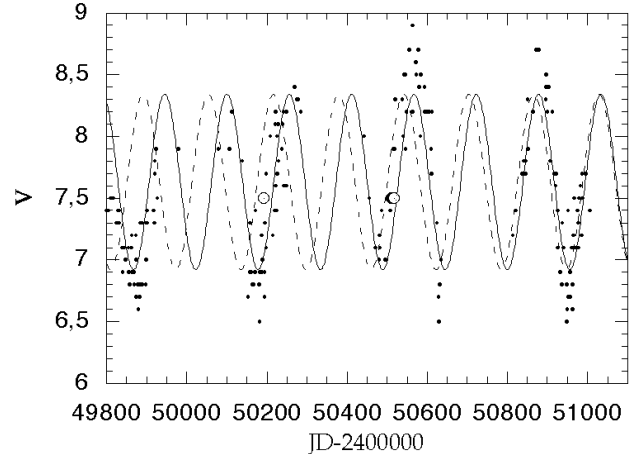


Fig. 1. Visual magnitudes (dots) of SW Virginis on a 1300 day interval around the FLUOR observations (circled dots) from the Association Française des Observateurs d’Étoiles Variables. The dashed sine curve is the Armour, Henry & Baliunas (1990) ephemeris. The continuous sine curve is the best ephemeris in the 1300 day period.

3. Pulsation phase

The period of the pulsation of SW Virginis in the General Catalog of Variable Stars (Kukarkin et al., 1971) is 150 days. Armour, Henry & Baliunas (1990) have observed SW Virginis with the 10-inch Automatic Photoelectric Telescope from 1986 thru 1990 and found a period of 162.5 days. The ephemeris they derived:

$$JD_{\max} = 2447210 + 162.5 E \quad (1)$$

is consistent with observations twenty years earlier. We have compared this ephemeris to more recent data from the AFOEV (Association Française des Observateurs d’Étoiles Variables). These data are displayed in Figure 1 for the period JD=2449800-2451000. The Armour, Henry & Baliunas (1990) ephemeris is represented as a cosine law (dashed line). This ephemeris is not consistent with these more recent data which can be better fitted by the following ephemeris represented by the continuous line on the same figure (amplitude and average are the parameters leading to smallest residual in the fit):

$$JD_{\max} = 2450173 + 155.5 E \quad (2)$$

It seems the period has started to decrease around JD=24499 causing the phase shift between the data and the Armour, He: ephemeris. This is consistent with the SRb classification for SW Virginis. We have computed the phase of the observations displayed in Table 1 from Equation (2). As is visible on Figure 1, the variations of amplitude are not well fitted. This degrades the precision on the phases as well as the variation of period on this more than three-year interval. A reasonable estimate of the accuracy on phases is 0.05 (about 8 days).

4. Angular and linear diameters

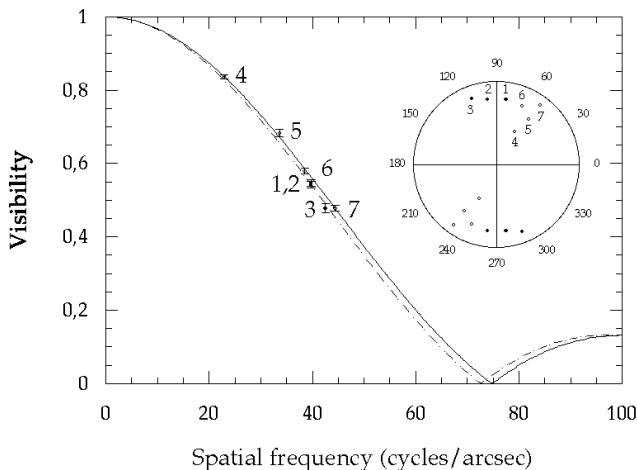


Fig. 2. Fit of the 1996 and 1997 data on SW Virginis by uniform disk models. Full circles: 1996 data. Open circles: 1997 data. Continuous line: 1997 best fit. Dashed line: 1996 best fit. Dots in the circle are the spatial frequency vectors in the (u,v) plane. Labels make the connection between the (u,v) representation and the visibility data.

4.1. Angular diameter of SW Virginis

The visibilities have been observed at spatial frequencies in the first lobe of the visibility function where red giants are well described by a uniform disk model in the K band. We have fitted the data by a uniform disk model in 1996 and 1997 yielding the following diameter estimates:

$$\phi_{UD,1996} = 16.81 \pm 0.12 \text{ mas} \quad (3)$$

$$\phi_{UD,1997} = 16.34 \pm 0.10 \text{ mas.}$$

The first diameter has already been published in Perrin et al. (1998) to establish the effective temperature scale of giants with types between M6 and M8. The validity of the uniform disk models becomes worse and worse for increasing spatial frequencies because of darkening of the surface brightness at the limb of the star. In this same paper, the diameter of SW Virginis was increased by 3.5% to take into account this effect (based on models from Scholz & Takeda (1987)).

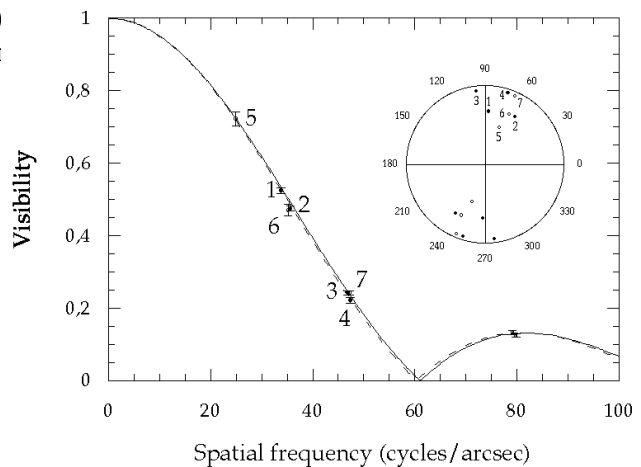


Fig. 3. Visibilities measured on α Bootis in 1996 and 1997. Full circles: 1996 data. Open circles: 1997 data. Continuous line: 1997 best uniform disk fit. Dashed line: 1996 best uniform disk fit. Dots in the circle are the spatial frequency vectors in the (u,v) plane. Labels make the connection between the (u,v) representation and the visibility data.

Applying this scaling factor to the two diameters leads to the following limb darkened diameters:

$$\phi_{LD,1996} = 17.40 \pm 0.12 \text{ mas} \quad (4)$$

$$\phi_{LD,1997} = 16.91 \pm 0.10 \text{ mas.}$$

4.2. Linear radius and pulsation mode

The parallax of SW Virginis has been determined by the HIPPARCOS mission (ESA (1997)): $\pi = 7.00 \pm 1.20 \text{ mas}$. From this we deduce two estimates of the linear radius in units of solar radius:

$$R_{1996} = 268 \pm 55 R_{\odot} \quad (5)$$

$$R_{1997} = 260 \pm 54 R_{\odot},$$

hence an average linear radius of $R_{SW \text{ Vir}} = 264 \pm 55 R_{\odot}$. General pulsation theory predicts a fundamental pulsator with period 162.5 days should have a radius of 161 or $194 R_{\odot}$ for masses of 1 or $1.5 M_{\odot}$, respectively (Wood (1990)). For a first harmonic pulsator, the radius should be 255 or $291 R_{\odot}$ for masses of 1 or $1.5 M_{\odot}$, respectively (Feast (1996)). This range of masses is reasonable for semi-regular variables (see review by Olofsson (1999)). Barthès (1998) has examined the influence of non-linear effects on the modeling of long-period variables and has concluded that they (1998) can be neglected. Taking into account these effects, he has built a new sets of relations between the bolometric magnitude of long-period variables and the period of the pulsation. Combining the bolometric flux of SW Virginis computed in Perrin et al. (1998) with the parallax measured by HIPPARCOS, we find a bolometric magnitude $M_{bol} = -4.45 \pm 0.43$. Comparing this to the M_{bol} vs P diagram of Figure 2 of Barthès (1998) shows that,

if a range of masses of 1 to $1.5 M_{\odot}$ is allowed, SW Virginis should pulsate either in the first overtone or in the second overtone. This is still consistent with the conclusions above. We therefore conclude that SW Virginis is an overtone pulsator.

5. Apparent diameter variations

The two diameters we have measured in 1996 and 1997 are different by more than 3σ . Before we can evaluate the reality of this discrepancy, we shall first show evidence of the stability of the instrument.

5.1. Assessment of the stability of the instrument

We have observed during the 1996 and 1997 observing runs the K 1.5 giant star α Bootis with the same instrumental conditions. To test the stability of the instrument, the data in 1996 and 1997 are fitted with a uniform disk model which accounts well for the data for non-Mira giants at small frequencies corresponding to spatial scales larger than a stellar diameter. We use a weighted least square method to fit the data and we minimize the quantity:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(V_i - M(\boldsymbol{\theta}, S_i))^2}{\sigma_i^2} \quad (6)$$

where M is the model which is a function of $\boldsymbol{\theta}$ (a vector representing the k independent parameters of the model) and S_i , the spatial frequencies at which the visibilities V_i have been measured. The σ_i are the estimated precisions of the measurements.

The statistical test of the stability of the instrument is performed in the following way: two diameters are calculated for 1996 and 1997 along with the 1σ errors. If the diameters are compatible within the error bars then the instrument will be declared stable.

To do so, it is necessary to check that the estimated error on the diameter is at least compatible with the residuals of the fit. In other words, the value of the residual of the fit must be close to $n - k$, or the reduced χ^2 : $\chi_r^2 = \chi^2 / (n - k)$ must be close to 1. If $\chi_r^2 > 1$ then the variances have been underestimated and must be globally increased by this factor.

Table 2. Statistical analysis of results on uniform disk diameters. The last two columns are the reduced χ^2 of the fits obtained by assuming that the 1996 and 1997 data are fitted by a single diameter and two different diameters, respectively.

Star	Single diameter $n - k = 6$	Two diameters $n - k = 5$	Ellipse $n - k = 4$
α Boo	10.30	7.90	9.24
α Boo*	6.19	5.00	4.72
SW Vir	11.29	2.72	1.17

The result of the fit of the 1996 and 1997 data on α Boo is:

$$\phi_{UD,1996} = 20.20 \pm 0.08 \text{ mas with } \chi^2 = 3.00 \quad (7)$$

$$\phi_{UD,1997} = 19.99 \pm 0.11 \text{ mas with } \chi^2 = 4.89.$$

We therefore find that the diameters differ by almost 2σ . Yet, with four data points in 1996 we find that the errors have been perfectly determined, whereas they have been slightly underestimated in 1996 by a factor 1.56, since the number of points was 3 in 1997. This means that the error bar on the diameter has also been underestimated. Scaling up the error bars in order to get a χ^2 of 2 leads to a new estimate of the diameter in 1997: $\phi_{UD,1997} = 19.99 \pm 0.18 \text{ mas}$. After this correction, the two diameters are compatible in 1996 and 1997 which shows the stability of the instrument.

When applied to SW Virginis the same series of tests yield the following residuals in 1996 and 1997:

$$\chi_{1996}^2 = 1.04 < n - k = 2 \quad (8)$$

$$\chi_{1997}^2 = 1.69 < n - k = 3$$

which shows that the error bars on the uniform disk diameters have not been underestimated and that an apparent variation of diameter at a 4σ level has been detected.

5.2. Uniform ellipse model

Spatial frequencies have been sampled in 1996 and 1997 at different azimuths and with close phases (see Table 1). Taking into account that the resolution achieved does not give access to details smaller than a stellar diameter, two simple models can be compared with the data:

- two different diameters;
- asymmetric stellar surface.

The first hypothesis is tested with a model of two uniform disks in 1996 and 1997 (with $n = 7$ and $k = 2$). The second one is tested with a uniform elliptic stellar surface with normalized brightness distribution:

$$B(\alpha, \delta) = \begin{cases} 1 & \text{if } \frac{(\alpha \cos \theta + \delta \sin \theta)^2}{\phi_1^2} + \frac{(\delta \cos \theta - \alpha \sin \theta)^2}{\phi_2^2} \leq \frac{1}{4} \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (9)$$

where θ is the position angle of the long axis of the ellipse, and ϕ_1 and ϕ_2 , are the diameters along the semi-major and semi-minor axes of the ellipse. The corresponding visibility model is:

$$M(u, v) = \frac{2J_1(\pi S \sqrt{\phi_1^2 \cos^2(\theta - \alpha) + \phi_2^2 \sin^2(\theta - \alpha)})}{\pi S \sqrt{\phi_1^2 \cos^2(\theta - \alpha) + \phi_2^2 \sin^2(\theta - \alpha)}} \quad (10)$$

where S and α are the modulus and azimuth of the spatial frequency vector. This model therefore has three parameters.

The result of the fit of the data with the uniform ellipse model is:

$$\begin{aligned}\phi_1 &= 17.00 \pm 0.37 \text{ mas} \\ \phi_2 &= 16.15 \pm 0.45 \text{ mas} \\ \theta &= 31.50^\circ \pm 32.60^\circ\end{aligned}\tag{11}$$

The residuals of the fits by the three models (single diameter, pulsation, ellipse) are displayed in Table 2 for both α Bootis and SW Virginis. Residuals for α Bootis show that all three models have equal probabilities of occurrence with parameters compatible with the single disk model diameter. The ellipse model has a higher probability for SW Virginis with a much smaller residual than even the two-diameter model. Yet, this geometrical finding has to be compared with the physical behaviour of the star before it can be validated.

6. Discussion

Given the uncertainty on the pulsation phase and the small phase difference between the 1996 and 1997 observations, it is not obvious whether the phase of the observations can be supposed the same or not. We cannot therefore directly decide that the 1996 and 1997 data are decorrelated. Three hypotheses are possible to explain the apparent variation of diameter: pulsation, limb-darkening variations, or asymmetry of the photosphere.

Assuming that the diameter variation is a pure pulsation, we deduce that the photosphere has been contracting between phase 0.10 and phase 0.15 at an instantaneous radial velocity of 5 – 10 km/s. By chance, the only radial velocity data for the photosphere of SW Virginis available from the literature was measured at phase 0.28 (deduced from the AFOEV data), not too far from our range of phases. This velocity was -9.1 km s^{-1} (Tsuji (1988)) which corresponds to an expansion of the photosphere, a negative displacement of the photosphere with respect to the solar neighborhood. Radial pulsation theory predicts that minimum radius should occur at maximum luminosity or with a few tenths of phase in advance. Phase lags in pulsation models for Mira variables (e.g. Bessell et al. (1996)) are on the order of 0.2-0.3 for fundamental pulsators and close to 0 for first overtone pulsators. Direct observations of the pulsation of R Leonis in the visible and in the infrared (Burns et al. (1998), Perrin et al. (1999)) even show a larger phase lag. Yet, contraction of the photosphere at phase 0.10-0.19 and expansion at phase 0.28 would require a phase lag such that minimum radius is reached around phase 0.22, indicating a non-physical negative phase lag. As a consequence, it is difficult to account for the observations with a pure pulsation mechanism, unless the negative velocity measured by Tsuji (1988) was due to another

mechanism such as the rising of bright convective columns which could dominate the spectrum. Yet, an alternative explanation to pulsation must be invoked and compared to our observations.

A first possibility is a limb darkening variation which would mimic an apparent change of size of the photosphere, *a priori* undetectable at the spatial scale of our set of data. But, a variation of $8 R_\odot$ would require an effective temperature variation of at least 1500 K, by comparison with the Scholz & Takeda (1987) models. Such a temperature variation would cause a huge flux variation which is incompatible with SW Virginis luminosity curves. This possibility must be ruled out and cannot explain our observations.

The last possibility is therefore that the stellar surface of SW Virginis is asymmetric in the K band. As seen in the previous section, and assuming that the morphology of the star has been stable between phases 0.10 and 0.15, an elliptical uniform pattern provides a good fit of the data. The hypothesis of asymmetry does not exclude an expansion of the photosphere between phases 0.10 and 0.15. If we assume that the photosphere has been expanding in the meantime then we underestimate the asymmetry of the star. Models of pulsating long-period variables do not support this hypothesis since the geometry is basically spherical and the object is radially pulsating. An origin of the asymmetry is difficult to guess. We can make the following tentative suggestions:

- non-radial pulsations;
- hot spot(s), possibly rising convective columns;
- non-spherical mass loss;
- rotational effect;
- companion.

The most probable hypothesis is the presence of hot-spots as some have already been detected at the surface of evolved stars. The effect of non-radial pulsations is not likely to produce an asymmetry as large as the one we have detected. In the semi-regular phase, the amount of mass loss is an order of magnitude smaller than in the Mira phase. Generation of asymmetry due to the opacity of asymmetrical ejected material would probably not be an important effect in the K band. A rotational effect causing the star to be flattened at the poles may be invoked exclusively if the progenitor was a fast rotator in order to keep angular momentum constant. A companion may be a last possibility. Proceeding further in the interpretation requires some more observations at higher spatial frequencies coupled with spectroscopic observations.

7. Conclusion

We have reported the first direct detection of an apparent diameter variation of the semi-regular variable star SW Virginis between phases 0.10 and 0.15. We have derived an average linear radius of $264 \pm 55 R_\odot$ indicating

that the star is pulsating either in the first or in the second overtone, depending on models. The apparent variation corresponds to a contraction of the photosphere, a few days after maximum luminosity. This is contradictory with the expected expansion. The observations were made with different azimuths in 1996 and 1997 and the data are compatible with an elliptical structure of the stellar disk. We therefore interpret the apparent diameter variation as the effect of the asymmetry of the stellar disk. This conclusion does not exclude a global pulsation of the photosphere between phases 0.10 and 0.15, and we may have underestimated the asymmetry. Several possible explanations on the origin of the asymmetry are suggested: non radial pulsations, asymmetric mass loss, hot spots, rotation effect, companion. More observations with better period and azimuthal coverage are required to further define the object.

Acknowledgements. This research has made use of the AFOEV database, operated at CDS, France.

References

- Armour J.E., Henry G.W., Baliunas S.L., 1990, *Information Bulletin on Variable Stars*, 3521, 1
- Barthès D., 1998, *A&A*
- Bessell M.S., Scholz M., Wood P.R., 1996, *A&A* 307, 481
- Burns D., Baldwin J.E., Boysen R.C., et al., 1998, *MNRAS* 297, 462
- Carleton N.P., Traub W.A., Lacasse M.G., et al., 1994, *Proc SPIE*, 2200, 152
- Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., 1991, in *High resolution imaging by interferometry II*, Beckers J.M. and Merkle F. Eds., *Proc. ESO*, 731
- Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., Mariotti J.-M., 1997, *A&AS*, 121, 379
- Coudé du Foresto V., Perrin G., Ruilier C., et al., 1998, *Proc. SPIE*, 3350, 856
- ESA, 1997, *The Hipparcos Catalogue*, ESA SP-1200
- Feast M.W., 1996, *MNRAS* 278, 11
- Kukarkin B.V., Kholopov P.N., Pskovsky Y.P., et al., 1971, *General Catalog of Variable Stars 3rd edition*
- Lattanzi M.G., Munari U., Whitelock P.A., Feast M.W., 1997, *ApJ* 485, 328
- Olofsson H., 1999, in press
- Perrin G., Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., et al., 1996a, *Infrared Space Interferometry Workshop*, C. Eiroa et al. Eds., Toledo, 233-239
- Perrin G., Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., et al., 1996b, *Science with the VLT Interferometer*, F. Paresce Ed., Garching, 318-325
- Perrin G., Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., et al., 1998, *A&A* 331, 619
- Perrin G., Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., et al., 1999, *A&A* 345, 221
- Scholz M., Takeda Y., 1987, *A&A* 186, 200
- Traub W.A., et al., 1998, *SPIE* 3350, 848
- Tsuji T., 1988, *A&A* 197, 185
- Wood P.R., 1990, in *Messier M.O. & Omont A. Eds. "From Miras to planetary nebulae: which path for stellar evolution?"*, Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 67

1.4 Deux cas d'étoiles de type Mira : R Leo et R Aql

1.4.1 Article A&A : “Interferometric observations of R Leonis in the K band”

Nous avons rapporté la première mise en évidence en bande K de variation de la taille de la photosphère de R Leonis, étoile variable de type Mira, entre les phases 0,24 et 0,28. Les mesures ont été effectuées au cours d'observations menées en 1996 et en 1997.

Le diamètre de disque uniforme dérivé des mesures de visibilité donne une valeur intermédiaire entre le mode de pulsation fondamental et le premier harmonique.

Un excès de visibilité aux hautes fréquences spatiales pourrait être dû à la diffusion par des gaz dans l'atmosphère de l'étoile (H_2O , CO). La comparaison aux modèles théoriques qui rendent compte de cet excès permet d'estimer un diamètre angulaire plus modeste que le diamètre de disque uniforme, et compatible avec un objet pulsant sur le mode fondamental. Par contre, un désaccord avec les modèles prédisant une diminution du diamètre photosphérique après la phase 0,2 a été signalé.

Ces résultats sont détaillés dans l'article suivant, publié dans *Astronomy & Astrophysics* [PERR-99].

Interferometric observations of R Leonis in the K band *

First direct detection of the photospheric pulsation and study of the atmospheric intensity distribution

G. Perrin¹, V. Coudé du Foresto¹, S.T. Ridgway², B. Mennesson¹, C. Ruilier¹, J.-M. Mariotti¹, W.A. Traub³, and M.G. Lacasse³

¹ Observatoire de Paris, DESPA, F-92195 Meudon, France

² National Optical Astronomy Observatories, Tucson, Arizona 85726-6732, U.S.A.

³ Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, Massachusetts 02138, U.S.A.

Received ; accepted

Abstract. The Mira-type star R Leonis was observed at two different epochs in the K band with the FLUOR beam combiner on the IOTA interferometer. A variation of diameter is clearly detected for the very first time at this wavelength revealing an apparent pulsation of atmospheric layers very close to the stellar photosphere. The diameters we measure with a uniform disk model are smaller than those of previous studies. On this basis, we find that its pulsation mode is undetermined between the fundamental and the first overtone modes. We discuss the excess of visibility measured at high spatial frequencies and show that it could reveal smaller diameters for the photosphere (19-21 mas) than those deduced from shorter frequency components. This smaller diameter would then clearly make R Leonis a fundamental pulsator. Mira models are compared to our data and a disagreement with spatial intensity distribution and dynamical behaviour is found.

Key words: Techniques: interferometric – Stars: atmospheres – Stars: fundamental parameters – Stars: individual: R Leonis – Stars: AGB and post-AGB – Infrared: stars

1. Introduction

Among all classes of variable stars, Mira-type stars may be distinguished as they play an important role in the enrichment of the interstellar medium with dust and gas through a mass loss process occurring on the Asymptotic Giant Branch. Pulsations of the central core induce large variations of brightness of Mira variables in the visible and smaller modulations of infrared magnitudes. Our Sun will enter the Mira phase at the twilight of its life. Because they

Send offprint requests to: G. Perrin (perrin@hplyot.obspm.fr)

* based on observations collected at the IOTA interferometer, Whipple Observatory, Mount Hopkins, Arizona.

are very luminous, cool and embedded in a dust shell that extends over several hundreds of solar radii, these stars are well suited to be studied with high angular resolution techniques at infrared wavelengths. The advantage of the K band for these observations is that it is close to the peak of flux emitted by the star and that the opacity of the shell is lower than in the visible, allowing us to see deeper into the star.

One of the closest and most luminous Miras, R Leonis has been studied by many other groups using diverse high angular resolution techniques in the visible and near infrared domains. Speckle interferometric imaging in the visible showed a dependence of size with wavelength (Labeyrie et al. (1977)). The angular diameter of R Leonis has been determined at 2.16 μm by Di Giacomo et al. (1991) using the lunar occultation technique. Geometry dependence with wavelength was confirmed by multi-aperture observations in the visible (Tuthill et al. (1994), Haniff, Scholz & Tuthill (1995)). Using long baseline interferometry at 11.15 μm , Danchi et al. (1994) have observed the dust around R Leonis. Recently, Lattanzi et al. (1997) have studied R Leonis with the Fine Guidance Sensor of the Hubble Space Telescope as a visible interferometer and claim a detection of a 20% relative difference in size of the star along two orthogonal axes. The COAST interferometer has monitored the diameter of the star at visible wavelengths during three consecutive photospheric cycles and huge periodic variations of the diameter of some layers in the atmosphere have been detected (Haniff et al. (1997)).

We present, in this paper, some new observations of the Mira-type star R Leonis in K at two different epochs in 1996 and 1997. These new data, complementary to those listed before, present evidence of time-dependent geometrical properties of the photosphere of the star. In Section 2, observations at the IOTA interferometer with the FLUOR beam combiner that have produced these data are presented. In Section 3, we study the intensity profile

of R Leonis and diameters for the different periods are derived. We establish and discuss the variation of the diameter of the photosphere with visible phase in Section 4.1 and the corresponding effective temperatures are derived. The results in K on variability are compared to other evidence. In Section 5 we discuss the implications of the high frequency visibilities obtained in 1997 on the modeling of R Leonis. Finally, considerations for future observations are given in Section 6.

2. Observations

R Leonis was observed in 1996 and 1997 with the IOTA¹ interferometer located at the Smithsonian Institution's Whipple Observatory on Mount Hopkins in Arizona. IOTA is a two element interferometer (a third telescope is under construction) operated both at visible and infrared wavelengths (Carleton et al. (1994), Traub et al. (1998)). We have used the FLUOR² beam combiner to sample the spatial coherence of the sources. Progress reports on FLUOR have been presented at several conferences (see Perrin et al. (1996a), Perrin et al. (1996b)) and it will be described in more details in a forthcoming paper. The recombination is achieved in the photometric K band with single-mode fluoride glass fibers. The fibers filter out the wavefronts which are corrugated by atmospheric turbulence and trade phase fluctuations against photometric fluctuations which are monitored. It is then possible to directly calibrate and correct for the non-stationary atmospheric transfer function, alleviating severe inaccuracies in visibility calibrations which plague classical (multi-mode) beam combiners. The current accuracy on final visibility estimates with FLUOR is 1% for most sources and is as good as 0.3% on very bright sources.

The data are acquired with FLUOR/IOTA in a scanning mode. A short-stroke delay line sweeps through the zero optical path difference position at a speed which keeps the optical path difference rate almost constant and yields a fringe frequency of about 300 Hz. The length of each scan is of the order of 100 μm . Dark current sequences are recorded after each sequence and are used during the data reduction process for noise and signal calibration. Sequences are acquired every four seconds in regular turbulence conditions and a whole batch of observations comprises 100 sequences spreading over a few minutes.

We have used the method developed by Coudé du Foresto et al. (1997) to reduce the data and to derive the instantaneous contrast of the fringe packets from each batch of observation of R Leonis as well as for its calibrators. The "instantaneous" transfer function of the instrument is computed from the fringe contrast measured on the calibrators. This computation

and the computation of the final visibility estimates have been presented in Perrin et al. (1998).

The data have been collected using different baselines. The effective wavelength of the instrument is 2.15 μm . The 1996 observations were made with a single 16 m baseline. In 1997, the 11 m, 16 m, 21 m and 38 m baselines were used. Azimuths of the spatial frequencies common to the 1996 and 1997 observations are the same to within 10°. The range of azimuths covered by the 1997 observations is smaller than 30° because of the quasi North-South orientation of the L-shaped IOTA array. The data collected on R Leonis at IOTA during the two periods are listed in Table 1.

3. Diameter and intensity profile

3.1. Uniform disk diameter of R Leonis

The data of Table 1 are plotted on Fig. 1. Although the exact geometry of the stellar disk is *a priori* unknown, models based on radiative transfer computations for these extended objects are proposed in the literature (see Section 3.2). This section only deals with the simplest model of a stellar disk whose surface brightness distribution is uniform.

This model, although quite simple, is a good representation of the geometry of the star at low spatial frequencies. As a matter of fact, for spatial scales larger than one stellar radius, smaller details on the surface of stars are not visible. Spots and limb variations have a negligible contribution to the general geometry. As a consequence, the amplitude of the spatial frequencies of the stellar image are accurately described by the uniform disk visibility function for frequencies within the first null of this function.

Data points with spatial frequencies less than 40 cycles per arcsecond have been fitted by a uniform disk model for the two phases. The only parameter of this model is the apparent angular diameter of the star. For the two periods, the diameters yielding the smallest residuals of the fits are:

$$\begin{aligned}\phi_{\text{UD},1996} &= 28.18 \pm 0.05 \text{ mas} \\ \phi_{\text{UD},1997} &= 30.68 \pm 0.05 \text{ mas}.\end{aligned}\tag{1}$$

These two estimates of the diameter of R Leonis in the K band can be compared with previous results obtained with different techniques and/or at different wavelengths. No K band diameter of R Leonis has been published as of today. Di Giacomo et al. (1991) have measured the star's diameter at phase 0.2 in the Br γ line of atomic hydrogen at 2.16 μm with the lunar occultation technique. They have found that the occultation event is compatible with a disk 33 ± 1.3 mas in diameter. Despite the difference

¹ Infrared-Optical Telescope Array

² Fiber Linked Unit for Optical Recombination

Table 1. The observed data

Date (d/m/y)	mean JD -2450000	Visual phase	Projected baseline (m)	Azimuth ($^{\circ}$)	Spatial frequency (arcsec^{-1})	Visibility (%)
17/04/96	190	0.24	15.38	60.7	34.70	21.27 ± 0.35
17/04/96	190	0.24	14.26	80.3	32.18	27.23 ± 0.41
17/04/96	190	0.24	14.13	86.9	31.88	27.23 ± 0.40
17/04/96	190	0.24	14.13	92.5	31.88	27.18 ± 0.43
18/04/96	191	0.25	15.01	65.4	33.85	23.73 ± 0.33
03/03/97	510	0.27	32.37	63.10	73.02	07.70 ± 0.32
04/03/97	511	0.28	10.76	68.50	24.28	42.48 ± 0.36
04/03/97	511	0.28	10.30	86.00	23.24	45.56 ± 0.41
05/03/97	512	0.28	15.25	62.50	34.40	17.61 ± 0.71
06/03/97	513	0.28	15.19	63.20	34.27	16.56 ± 0.50
06/03/97	513	0.28	14.67	70.90	33.10	17.51 ± 0.29
06/03/97	513	0.28	14.38	77.00	32.43	19.34 ± 0.36
10/03/97	517	0.29	20.89	58.50	47.13	11.88 ± 0.60
10/03/97	517	0.29	19.57	71.20	44.15	12.55 ± 0.96

in bandwidth, this result is confirmed by our own findings since the whole K band measurement is a good approximation of the diameter of the photosphere of the star (see Scholz & Takeda (1987), hereafter ST) and Section 3.2). Some other measurements were made at visible wavelengths (see Section 1 for references) with interferometric techniques but are difficult to link to our results since the star appears larger because of light scattering and absorption by dust and molecules in higher layers. Nevertheless, the order of magnitude of photospheric diameters can be derived with the help of models and ranges between 37 and 61 mas (Haniff, Scholz & Tuthill (1995)). Although the lower value is compatible with our result, the higher value is almost twice as large. The photospheric diameters of 26.3 and 19.8 mas derived from observations at minimum phase at $11.15 \mu\text{m}$ (Danchi et al. (1994)) were obtained by modeling the dust emission and are therefore also model-dependent. They remain compatible with the K uniform disk diameters.

3.2. Limb darkened diameter

As Fig. 1 shows, high frequency visibility data are not compatible with uniform disk models. Photospheric radii derived from this model may not be an accurate approximation of the real radii. The notion of photospheric radius is difficult to define for stars with an extended atmosphere. Following several authors (see Haniff, Scholz & Tuthill (1995)), the photosphere is defined as the layer at which the Rosseland mean optical depth is equal to one. Measurements of non-Mira M type giants in the K band yield limb-darkened diameters 2 or 3% larger than uniform disk diameters (Perrin et al. (1998)).

We have compared our data points for the two epochs first with the models published by ST and then with the

more recent models by Hofmann, Scholz & Wood (1998) (hereafter HSW).

Since the effective temperature of the star is the order of 2500 K as measured by Di Giacomo et al. (1991) or may be of the order of 3300-3600 K as discussed in section 5.4, two of the ST models are relevant in our case: the X3000 and X3500 models with effective temperatures in the range 2280-3060 K and 2850-3530 K, respectively. Intensity profiles are published in nine narrow bands at minimum and maximum luminosities. The photometric K band contains three of them centered on 2.00, 2.28 and $2.36 \mu\text{m}$ and corresponding, respectively, to H_2O bands, the continuum, CO and H_2O bands. We have mixed the three profiles by computing a composite mean weighted by a typical Mira-like spectrum and the supposed FLUOR spectral transmission. The composite profiles are Fourier transformed, assuming circular symmetry, to get composite visibility models. We have then fitted our data with these models. Once again, the fits to data with frequencies higher than 40 cycles/arcsecond are of poor quality. Examples of fits of the 1997 data are given in Figs. 2 and 3, corresponding to the X3000 and X3500 models respectively. Points with frequencies smaller than 40 cycles/arcsecond only have been taken into account. On each figure, we have plotted the best fits at minimum and maximum luminosity (continuous and dashed lines respectively). The dotted line is the best fit by a uniform disk model. The numerical results of these fits are given in Table 2. The diameters of the minimum light models have been properly scaled using the ratios between Rosseland radii for minimum and maximum light models given in Table 3 of ST. The reduced χ^2 of the fits (columns 4 and 7) show that the fits with the Mira models generally yield better results than the fits by a uniform disk model. This is particularly true for the 1997 data. Visibilities have been measured at two different baselines and the fits are therefore sensitive to the curva-

Fig. 1. Fit of the 1996 (dotted line) and 1997 (full line) data by uniform disk models. Full circles: 1996 data. Open squares: 1997 data.

Table 2. Photospheric diameters deduced from fits by Mira models. UD is the uniform disk model. The X series are from Scholz & Takeda (1987) and the P 76200 model is from Hofmann, Scholz & Wood (1998). Columns 3 and 6 are the number of low frequency points used in the fits. Columns 4 and 7 are the reduced χ^2 of the fits.

Model	1996 Diameter (mas)	# points	$\chi^2/(\# - 1)$	1997 Diameter (mas)	# points	$\chi^2/(\# - 1)$
UD	28.18 ± 0.05	5	7.59	30.68 ± 0.05	6	40.9
X 3500/max	29.25 ± 0.06	5	3.92	31.85 ± 0.06	6	9.87
X 3500/min	29.67 ± 0.05	5	1.74	32.37 ± 0.06	6	4.63
X 3000/max	27.95 ± 0.08	5	2.54	30.21 ± 0.08	6	82.2
X 3000/min	29.21 ± 0.05	5	1.12	31.92 ± 0.05	6	16.4
P 76200	24.47 ± 0.06	5	1.01	26.61 ± 0.08	6	23.8

ture and to the slope of the models which are constrained, in first approximation, by the attenuation of the luminosity profile at the limb. The better quality of the fits by the X3500 models (at minimum and maximum light) may be indicative that the effective temperature of the star is larger than what was found by Di Giacomo et al. (1991).

The same analysis has been accomplished with the HSW models. Six series of models have been computed with molecular opacities updated compared to those of ST. Pulsations are generated either by applying a piston

to the upper atmospheric layers or more directly with self-pulsating atmosphere models. HSW have published a new set of conversion factors from uniform disk diameters to Rosseland diameters. We have selected those computed for phases closest to our observations. Most models display an average 5% difference between uniform disk and Rosseland diameters. These Rosseland diameters are compatible with the results of the fits by the ST models. Among the six series, some of the models from the P series lead to smaller radii by an amount that can be as large as 25%.

Fig. 2. Fit of the 1997 data by the X3000 Mira model. Continuous line: X3000/min model. Dashed line: X3000/max model. Dotted line: uniform disk model.

We have fitted our data with one of the luminosity profiles that are presented in the paper with strong wing-like features (the P 76200 model from the P series at phase 0.5). The results of the fits are listed in Table 4 and the best fitting curve for the 1997 data is displayed on Figure 4. The smaller diameters are the direct result of the wing-like structure of the stellar atmosphere. Yet, although the wings lead to higher visibilities at the highest frequencies, there still remain some discrepancies between this model and the data. In Section 5, we will suggest and discuss some hypotheses on the origin of this difference. Besides, a closer look at the uniform disk to Rosseland diameter ratios for the entire set of the P models show that all ratios but two lie in the range 0.97 - 1.07 and that these ratios are cycle dependent. This cycle-to-cycle dependence being impossible to connect to our observations it may be inappropriate to infer a smaller radius for the photosphere of R Leonis on the basis of the P 76200 model. But in any case, the wing-like structure of the luminosity profile needs to be given sufficient highlight in future studies to account for observations, as will be discussed in Section 5.

Table 3. Recently published linear radii for R Leonis.

R/R _⊙	Reference
495 ± 83	Tuthill et al. (1994)
444 ± 45	Haniff, Scholz & Tuthill (1995)
456 ± 59	van Leeuwen et al. (1997)
307 ± 82	this work, 1996
335 ± 89	this work, 1997

In the above comparison of our data with the available models, no major improvement has been accomplished in the interpretation of the observations compared to that with the uniform disk model. The models fail to fit our high spatial frequency data and further developments are needed to do so. We will therefore use the diameter computed with the uniform disk model until some other hypotheses are discussed.

Fig. 3. Fit of the 1997 data by the X3500 Mira model. Continuous line: X3500/min model. Dashed line: X3500/max model. Dotted line: uniform disk model.

3.3. Linear radius and pulsation mode

Given the above uniform disk angular diameters, linear stellar radii can be derived from parallax data. The parallax of R Leonis has been determined by the Hipparcos mission to be $\pi_{\text{hip}} = 9.87 \pm 2.07 \text{ mas}$ (ESA (1997)). The linear radius of R Leonis in units of solar radii is then for the two periods:

$$\begin{aligned} R_{1996} &= 307 \pm 84 R_{\odot} \\ R_{1997} &= 335 \pm 91 R_{\odot} \end{aligned} \quad (2)$$

The nature of the pulsation of Miras is controversial. From their difficulty to produce realistic models of Miras pulsating in the first overtone, Bessell et al. (1996) conclude that long period Miras should pulsate in the fundamental mode. Depending on the mass of the central core, relations linking the period and the linear radius of Miras can be established (Wood (1990)). For a typical mass of the central core between $1 M_{\odot}$ and $1.5 M_{\odot}$ (Feast & Whitelock (1987)), these relations predict that a fundamental pulsator should have a radius between 220

and $270 R_{\odot}$ and that the radius of a first overtone pulsator should be in the range $340\text{-}450 R_{\odot}$. Our linear radii are smaller than those of previous studies (see Table 3). In particular, the 1996 radius is clearly compatible with the two types of pulsators. This is partly due to the large error bar on the parallax estimate. We therefore conclude, on the basis of the diameters of Section 3.2, that the case of R Leonis is edgy and that no clear conclusion on its pulsation mode can be drawn based on the stellar radius criterion. But, we will show in Section 5 that including the high frequency data in the diameter computation may change this conclusion.

4. Variation with phase

R Leonis was observed during two runs in 1996 and 1997. Its average photometric period is 312.57 days (Kukarkin et al., 1971). Visual phases have been determined from AAVSO data (Mattei (1998)). They are given in Table 1. More exactly, the phases of the short frequency visibilities used to compute the diameters are 0.24 in 1996 and 0.28 in 1997.

Fig. 4. Fit of the 1997 data by the P 76200 Mira model.

Table 4. Statistical analysis of results on uniform disk diameters. The last two columns are the reduced χ^2 of the fits obtained by assuming that the 1996 and 1997 data are fitted by a single diameter and two different diameters, respectively.

Star	$\phi_{UD,1996}$	$\phi_{UD,1997}$	$\chi^2_{1\phi,r}$	$\chi^2_{2\phi,r}$
α Boo	20.20 ± 0.08	19.99 ± 0.11	0.24	0.48
R Leo	28.18 ± 0.05	30.68 ± 0.05	13.26	5.38

4.1. Variation of the angular photospheric diameter with phase

The main result of Section 3 is that two different angular diameters have been measured for R Leonis in 1996 and 1997. The aim of this section is to establish the reality of the change of diameter of the photosphere of R Leonis during the period. We are going to show that, first, this change is not a geometrical artifact due to a possible asymmetric shape of the source and that, second, this change is not due to a variation of the response of the instrument.

The uniform disk diameter of R Leonis has been computed

from visibilities measured at spatial frequencies smaller than 40 cycles/arcsec. These observations were carried out using the 11 m and 16 m baselines of IOTA, the latter baseline being common to the two runs. Azimuths of the 16 m frequency components are the same to within 10° . The variation of diameter cannot therefore be attributed to a confusion with the relative difference in size of 20% along two orthogonal axes detected by Lattanzi et al. (1997) with HST in the visible.

We have observed the K giant star α Bootis during the same runs in 1996 and 1997. This star is slightly variable and the variations may be explained by a pulsation process. Radial velocity measurements by Hatzes & Cochran (1994) reveal possible radial pulsations. A simple calculation shows that those pulsations may change the diameter of the star by less than 0.06% which is not detectable with FLUOR. α Bootis can therefore be used as a reference in this study. The uniform disk diameters of the two stars are given in Table 4 for the two epochs and the visibilities of α Bootis are plotted on Fig. 5. The two diameters of α Bootis measured in 1996 and 1997 are not significantly different. To perform a more precise study, we have analysed the data with two

Fig. 5. Visibilities measured on α Bootis in 1996 and 1997. Full circles are the 1996 data points. Open squares are the 1997 data points. The continuous line is a uniform disk model fit of the 1996 data. The 1997 data points are fully consistent with the 1996 model and no variation of diameter is detected for this reference star.

different simple models. In the first model, the diameter is constant with time whereas the second model uses two different diameters for the two epochs. The data are fitted with these two models and a reduced χ^2 is computed for each model. It is the residual of the fit divided by the number of data points minus the number of degrees of freedom of the model. Model 1 has one degree of freedom and Model 2 has two. The reduced χ^2 are given in Table 4. If the reduced χ^2 is smaller for the two diameter model then the uniform disk diameter variation is declared statistically significant between the two epochs. The results show that a variation is detected for R Leonis and that no significant variation is detected for the reference star α Bootis. This statistical analysis shows that the FLUOR measurements lead to stable diameter estimates for the reference star and that the variation detected on R Leonis is a real fact. Converted into a linear quantity, this variation translates into a change in linear radius of $28 \pm 7 R_{\odot}$, the error being mainly due to the Hipparcos uncertainty.

Table 5. Photometric observations of R Leonis from Whitelock et al. (1998). Errors on J, H and K are < 0.03 . Error on L is < 0.05 . The last column is the computed bolometric flux.

mean JD -2450000	J	H	K	L	F_{bol} ($10^{-13} \text{W cm}^{-2}$)
180	-1.47	-2.48	-2.92	-3.35	20.14 ± 2.48
503	-1.30	-2.34	-2.80	-3.27	17.57 ± 2.06

4.2. Effective temperature variation with phase

The effective temperature of a star depends upon its angular diameter and its bolometric flux as can be deduced from the Stefan-Boltzmann law for black-body radiation. According to ST, the diameter should be the Rosseland diameter to get an accurate estimate of the temperature. As explained in section 3.2, we use the uniform disk diameter instead. In convenient units, the relation between effective

Fig. 6. Fit of the 1997 data by CO and H₂O intensity profiles of the X3000/max model.

temperature, bolometric flux and angular diameter can be written: $T_{\text{eff},1997} = 2735 \pm 80 \text{ K}$

$$T_{\text{eff}} = 7400 \left(\frac{F_{\text{bol}}}{10^{-13} \text{ W cm}^{-2}} \right)^{1/4} \left(\frac{1 \text{ mas}}{\varnothing_{\text{UD}}} \right)^{1/2} \text{ K} \quad (3)$$

Quasi simultaneous photometric observations have been carried out at the South African Astronomical Observatory in the J, H, K and L bands, where most of the stellar flux is emitted (Whitelock et al. (1998)). These observations are reported in Table 5. The bolometric flux can be estimated from these infrared magnitudes by integrating the flux under the blackbody distribution which best fits the data. We have used the value of the extinction in the V band by Robertson & Feast (1981) ($A(V)=0.16$) and we have derived the extinctions in J, H, K and L from the curves of Mathis (1990) where we have assumed that reddening is produced by interstellar diffuse matter. The values of the bolometric fluxes are given in the last column of Table 5.

Applying Equation 3, we derive the effective temperatures for the two phases:

$$T_{\text{eff},1996} = 2953 \pm 91 \text{ K} \quad (4)$$

The temperature difference between the two phases is 218 K, which is marginally significant compared to the error bars. We can nevertheless say that a decrease in effective temperature from phase 0.24 to phase 0.28 has been detected. The star cools down as it grows and releases energy. This decrease is compatible with theoretical studies (see e.g. Bessell et al. (1996)) and with other studies based on photometric data (Lockwood & Wing (1971)) or on interferometric data (van Belle et al. (1996)).

4.3. Other evidence of variability

We have shown that a geometrical change of R Leonis in the region of the photosphere has been detected. We are going to see how this compares to some other evidence of variability detected either with high angular resolution techniques or with spectroscopic observations.

The most recent observations of geometrical variability have been reported by Burns et al. (1998). These are based on measurements made with the COAST interferometer at visible wavelengths. These measurements are

all the more complementary since some of them were performed at almost the same dates as ours to within a couple of weeks at most.

Burns et al. (1998) find an average increase of uniform disk diameter of the order of 2% from phase 0.24 to phase 0.28. The absolute amplitude of the change may be indicative, but what is interesting from their cycle-to-cycle coverage of the photometric phases is that the strongest variation of diameter occurs at those phases close to 0.2. Merging the conclusions of the two studies, we find that the diameter of R Leonis increases after phase 0.2 in K and in visible bandpasses contaminated by TiO absorption bands. The Bessell et al. (1996) models predict that the Rosseland radius should decrease in this phase interval. In strong TiO absorption bands, the star radius may not repeat regularly with phase because it traces the motion of propagating shocks. For weaker and medium absorption bands, it should repeat more regularly and also decrease after phase 0.2. We therefore find a strong disagreement with model predictions. Burns et al. (1998) invoke a possible strengthening of the TiO bands during the photospheric cycles, but this cannot explain the K behaviour. As will be seen in the next section, absorptions may be larger than what is expected in the K band but it is doubtful that, for this range of wavelengths, the dynamic behaviour of the stellar radius can be changed by higher layers whose opacities are much lower than in the visible. Because the phase coverage of the K observations is low, it is impossible to guess whether the strong disagreement with the models would happen at every photospheric cycle, but it is probably significant of a modeling difficulty.

Other observations collected on Mira itself in the visible have revealed temporal variations of the stellar size. Quirrenbach et al. (1992) found that their data set is compatible with a two component model with layers at different altitudes. Tuthill, Haniff & Baldwin (1995) found some large diameter variations (as large as 85%) with no correlation with photometric phase. These two observations show that the behaviour of Mira may be much different from that of R Leonis and that it is probably impossible to draw a direct comparison between the two stars except that of diameter variations.

The last evidence of variation that can be easily connected to our observations is from spectroscopic observations. Assuming that the variation of linear radius of section 4.1 can be converted into motion of the photosphere between phase 0.24 and phase 0.28 we derive a velocity of 18 ± 4 km/s (taking into account the uncertainty on parallax and angular diameters). Because of the small phase difference, this velocity must be understood as an instantaneous one rather than an average one. Compared to the speed inferred by Hinkle (1978) from CO lines in the K band, our derivation yields a speed twice too large. This discrepancy may come from the fact that the occurrence of the maximum of R Leonis has an uncertainty of about ten days corresponding to an uncertainty on phases of 0.03.

Given this uncertainty and the small difference in phases between our two observations, we may have an uncertainty of a factor of two on the speed of the photosphere (yielding a speed smaller by a factor of two). In this frame, our value is compatible with the spectroscopic observations, although rather inaccurate.

5. High frequency data

As we have seen in the previous sections, general models of Mira photospheres fail to reproduce the high frequency visibilities that we have measured with FLUOR. The difference is generally larger than 10%. This is much larger than the uncertainty of the measurements and this is therefore indicative of an extra structure which is not taken into account by the models. We have listed some tentative physical phenomena that are likely to occur in stellar objects with extended atmospheres and which may explain the excess of visibility:

1. limb brightening;
2. convective cells, spots;
3. diffusion.

5.1. Limb brightening

The spectrum of Mira stars comprises absorption but also emission lines that are produced by a shock heating process generated by the pulsations of the central core (Fox, Wood & Dopita (1984)). Most of these lines belong to the Balmer series in the visible part of the spectrum. Emission lines also appear in the K band region of the spectrum. Spectra reported by Hinkle & Barnes (1979) show Brackett- γ emission starting at phase 0.9 and disappearing after maximum luminosity at phase 0.1. Other mechanisms can make some lines appear like emission lines (see last paragraph of this section). For example, lines in the atmosphere of cool stars can be optically thick at the limb and appear in emission. Sasselov & Karovska (1994) have modeled this phenomenon to correct and interpret the diameter measurements of limb-brightened Cepheid stars by interferometric techniques, or to interpret microlensing events by Cepheids (Loeb & Sasselov (1995)). In their models, the center-to-limb distribution across the stellar disk in the continuum is classically limb-darkened, whereas in the Ca II $\lambda 8498$ emission line, the intensity is weak and flat across the disk and peaks at the limb.

The purpose of this paragraph is to check if a limb brightening-like phenomenon can explain our observations but it is not to further discuss whether limb brightening can physically occur in Mira stars. In order to test this hypothesis, we have made a simple model of an annular bright ring superimposed on a uniformly bright disk. We have neglected both limb-darkening of the parent disk and weak flat intensity inside the bright ring. The number of

parameters of the model is thus reduced to four (diameter of the uniform disk (ϕ_*), internal radius of the ring (d), thickness of the ring (a) and ratio of the integrated surface brightness between the disk and the ring (I_*/I_{ring}) which is not too large a number if compared to the number of available data points in 1997. The parameters of the best adjustment are:

$$\begin{aligned}\phi_* &= 8.9 \pm 0.3 \text{ mas} \\ d &= 14.5 \pm 1.6 \text{ mas} \\ a &= 3.7 \pm 2.6 \text{ mas}\end{aligned}\quad (5)$$

$$I_*/I_{\text{ring}} = 1.22 \pm 0.1$$

The interpretation of the radii values by the limb-brightening model leads to the conclusion that these diameters are the ring diameter and that the diameter of the photosphere is overestimated by a factor of three. Because this model may be too simple to be valid and since it is probably more physical to set better boundary conditions, we have run another fit by constraining the diameter of the photosphere and of the inner edge of the ring to be coincident. This reduces the number of parameters to three (photospheric diameter, mean bright ring diameter and ratio of intensity). But it leads to a best solution for which the ring appears slightly darkened compared to the photosphere, the diameter of the ring being 23.3 mas. In those conditions, the model with a detached ring accounts better for the limb brightening assumption.

Coming back to the result of the first model, detected diameter changes of Section 4.1 could then be interpreted as ring extension changes due to the propagation of the shock front in the envelope of the Mira, the variation of the photosphere being probably smaller. Yet, in order to be valid, this hypothesis would require some support from spectroscopic observations bringing evidence of strong emission in the K band. We have not found any report of an emission of the level required by the I_*/I_{ring} ratio in the literature. We conclude that the physical basis of the limb-brightening model is not solid enough to explain the visibility excess at high spatial frequency.

5.2. Convection

A more classical explanation for high frequency visibility excess is the presence, at the surface of the Mira, of convection cells. These may appear as hot spots whose individual size is a large fraction of the stellar disk. A few spots (not more than three) have been detected at the surface of a few late-type supergiants in the visible by Tuthill, Haniff & Baldwin (1997) and by Wilson, Dhillon & Haniff (1997). The order of magnitude of the size of these convective elements (hence their number) was predicted by Schwarzschild (1975).

Based on these observations and on the prediction, we can assume that a small number of convection cells may be present at the surface of R Leonis and produce our ob-

served visibility excess. To keep the number of parameters reasonable (4) relative to the number of data points, we have compared our 1997 data to a model with one unresolved bright spot whose position and relative brightness are to be determined. The position has been constrained to be on the stellar disk. We can assume that it is not resolved by the instrument since it is a fraction of the stellar disk in size. When compared to this model, our data lead to the following best parameters for the star and the bright spot position and intensity:

$$\begin{aligned}\phi_* &= 21.2 \pm 0.2 \text{ mas} \\ \theta &= 103.1^\circ \pm 3.2^\circ \\ \rho &= 10.6 \pm 0.5 \text{ mas} \\ I_{\text{spot}}/I_* &= 0.13 \pm 0.34\end{aligned}\quad (6)$$

The spot is found to be exactly on the edge of the stellar disk. Because of the large spacing between our data points and their small number, the fitting algorithm tends to adjust the frequency of the wavy Fourier transform of the image of the unresolved spot (i.e. the distance of the spot to the center of the star) to minimize the contribution of the spot at low frequency and to maximize it at higher frequencies. This is a pure numerical effect. The only reliable conclusion that we may draw from this calculation is, firstly, that we need a better density of data points and, secondly, that, assuming that spots are present at the surface, more spots are necessary to build a model compatible with the data.

5.3. Diffusion

At visible wavelengths, long-period variable high resolution visibilities are well fitted by gaussian models (see e.g. Haniff, Scholz & Tuthill (1995)). The gaussian model accounts well for the flattening of the visibilities at high spatial frequencies due to light scattering by the envelope. Haniff, Scholz & Tuthill (1995) find a better agreement between their data and the gaussian model than with Mira atmosphere models, which they interpret to signify the difficulty of modeling the opacities of strong bandheads. This may be invoked in K for the CO and H₂O bands, although with weaker opacities and less scattering.

Let us assume that the H₂O and/or CO opacities are underestimated in Mira models. Then, the continuum luminosity profile differs from the one computed by ST. Multiple scattering of the continuum photons by the CO and H₂O envelope in the nearby molecular bands will make the continuum luminosity profile look like, in first approximation, the luminosity profile of the scattering medium. We have plotted the 1997 data with the best fitting luminosity profiles in molecular bands of the X3000/max model in Fig. 6. Because of the smooth extension of the envelope, visibilities are flattened and drop down to zero more gradually. The Rosseland diameters for the CO and

H₂O profiles are found to be :

$$\begin{aligned}\phi_{\text{CO}} &= 24.17 \pm 0.07 \text{ mas} \\ \phi_{\text{H}_2\text{O}} &= 18.09 \pm 0.05 \text{ mas}\end{aligned}\quad (7)$$

with reduced χ^2 of 55 and 28, respectively. The K band luminosity profile would be a blend of the two profiles with a mean Rosseland diameter of the order of 21 mas. This luminosity profile better accounts for the observations than the X3000 model from ST and the P 76200 model from HSW.

In order to give some support to this hypothesis, some independent evidence of strong scattering by molecular species is required. The very deep molecular CO and (at times) H₂O absorption seen in the K band of R Leo are probably indicative of scattering opacity, since the lines are much deeper than can be readily accounted for with a thermal source function. The depth of the lines contributing to the strong line blanketing throughout this region is difficult to estimate, due to uncertainties about the continuum level, even at high spectral resolution. In sum, it appears that scattering opacity throughout the K band is possible, but the spectroscopic evidence is merely suggestive. Spectral studies of CO and H₂O lines of R Leonis have been published in the late seventies (Hinkle (1978), Hinkle & Barnes(1979)). It was shown that the lines originate from two components. A warm component which is close to the stellar photosphere and a cooler component located at the inner edge of the circumstellar shell with an excitation temperature of the order of 1000 K. The cool component dominates the molecular lines in the K band. Some of the CO lines display deep absorption exceeding the half continuum level at phase 0.2. For H₂O, no such strong absorption is reported, yet it is underlined that continuum placement is a problem especially near maximum light.

As a consequence, the hypothesis of scattering by molecular species in the K band may at least partly explain the high frequency points that we have measured. This simple approach remains a first attempt to explain our observations. Some further modeling is necessary to provide a more complete explanation, the above rationale being a first step in the investigation.

5.4. Discussion

It turns out from the above analysis that any inclusion of an extra feature in the modeling of R Leonis tends to decrease the stellar diameter by a large amount (of the order of 25%). Among the three scenarios suggested, the scattering hypothesis seems to be the most encouraging. The limb brightening hypothesis may be the least probable since it requires strong emission lines that have never been detected in the K band. Besides, imposing boundary

conditions to the simple model leads to limb darkening and to the negation of the assumption.

In reality R Leonis is probably a blend of limb darkening, scattering and spots indicating that the Rosseland diameter may be smaller than what can be guessed from usual models. Although the CO and H₂O profiles we have used have been extracted from a model with an effective temperature which may not fully apply to our case and at maximum phase, the mean angular Rosseland diameter we have derived may be a good hint of a lower value for the star radius. The angular diameter of the photosphere may have been closer to 21 mas in 1997 than to 31.59 mas. Assuming that the diffusion has been the same at phase 0.24 and applying this scaling factor to the 1996 diameter leads to a smaller photosphere with a diameter closer to 19 mas.

This would of course have implications on the fundamental parameters of this Mira-type star. The above angular diameters lead to a mean lower photosphere linear radius of the order of 220 solar radii and R Leonis would therefore pulsate in the fundamental mode as often claimed by theoreticians, thus clarifying the conclusions of Section 3.3. The other consequence is that the effective stellar temperature would be larger with upper values of $T_{\text{eff}} \simeq 3600$ K in 1996 and $T_{\text{eff}} \simeq 3300$ K in 1997. The spectral type of R Leonis determined by Lockwood & Wing (1971) for the same phases is M 7.0-7.5 which, for non-Mira giants, corresponds to effective temperatures of the order of 3100 K (Perrin et al. (1998)). The revised temperatures would thus be more consistent with the spectral type of less luminous giants.

5.5. Enhanced scale height

In an extended atmosphere such as exists in R Leo, the so-called limb darkening effect consists of two parts. One part is the conventional limb darkening, observed for example in the sun, whereby the surface brightness of the star decreases at the limb due to the decrease of temperature with height in the stellar atmosphere, and which occurs even in an atmosphere of negligible thickness, when the stellar diameter is virtually independent of wavelength. The second part arises due to the fact that at different wavelengths, a greatly extended atmosphere does in fact have a wavelength dependent shape and diameter. This component of the brightness distribution depends sensitively on the scale height in the model, and hence on the detailed physics of the pulsation computations. Any effects which increase the actual scale height over the model scale height would similarly tend to extend the brightness profile drop over a larger radius, effectively smearing the limb profile.

This also suggests that the angular diameter observed in high excitation lines will be characteristic of a deep, high temperature layer, and the angular diameter observed in low excitation lines will be characteristic of a low excitation layer. Distinguishing between these obser-

tionally will give direct access to the scale height, a parameter not otherwise accessible. Though less direct, the smearing of the stellar limb profile observed already begins to constrain the model, though currently through the haze of other issues mentioned above.

It would be reasonable to expect the effective temperature computed from a representative angular diameter to be intermediate between the temperature extremes observed spectroscopically. The extremes in the photospheric region, from CO excitation in the pulsating layer, are 3000 and 4500 with a temperature of about 3300 K at phases 0.24 and 0.28 (Hinkle, Scharlach & Hall (1984)). The deduced T_{eff} of 3000-3300 satisfies this criterion of reasonableness.

6. Future observations

It is clear from what has been discussed so far that some other observations are necessary and that these new data raise as many questions as they can answer. Based on our conclusions, we therefore recommend some complementary observations that may help solve some of these new questions.

First, a wider sample of observations are necessary to cover a full cycle of photometric variability and to study possible non periodic effects. The precision of our data would allow an accurate diameter to phase variation determination along with the evolution of the effective temperature of the object. Second, a better coverage of the plane of spatial frequencies (especially in azimuth) would give access to possible asymmetries and would allow a better diagnostic of the presence of features at the surface of the star. Third, increasing the spectral resolution of the interferometric observations would certainly help build connections between the structures identified in the image and some of the species synthesized by the star. The easiest action would be to use narrower filters to separate the continuum from the absorption bands. Eventually, both a spectroscopic and a photometric follow-up of the interferometric observations will allow a better understanding of the observations, which at this stage is mandatory to achieve a realistic modeling of the sources and reach an understanding of the physical phenomena they represent.

7. Conclusion

We have reported the first direct detection of the variation of the size of the photosphere of R Leonis from phase 0.24 to phase 0.28 generated by the pulsation of the star. Comparison with a uniform disk model yields a photospheric radius intermediate between that of fundamental and first overtone pulsators. High spatial frequency data acquired in 1997 display an excess of visibility that we interpret as the possible signature of scattering by molecular species in the atmosphere. If this hypothesis is correct, a direct effect is to yield lower values for the photospheric radius of 19

and 21 mas which would clearly make R Leonis a fundamental pulsator. We have found a disagreement with dynamical models of Miras which predict that the diameter of the photosphere should decrease after phase 0.2. The same disagreement holds for recent measurements with the COAST interferometer in the visible.

Some more observations are required in the future and should combine high angular resolution with spectroscopy and photometry. These new results show how important calibration issues are in astronomical interferometry to permit valuable tests of models. The new generation instruments will certainly benefit from accurate beam combiners and will bring new and better understanding to the physics of Mira variables, and, of course, many other types of sources.

References

- Bessell M.S., Scholz M., Wood P.R., 1996, *A&A* 307, 481
 Bessell M.S., Brett J.M., Scholz M., Wood P.R., 1989, *A&A* 213, 209
 Burns D., Baldwin J.E., Boysen R.C., et al., 1998, *MNRAS* 297, 462
 Carleton N.P., Traub W.A., Lacasse M.G., et al., 1994, *Proc SPIE*, 2200, 152
 Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., 1991, in *High resolution imaging by interferometry II*, Beckers J.M. and Merkle F. Eds., *Proc. ESO*, 731
 Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., Mariotti J.-M., 1997, *A&AS*, 121, 379
 Danchi W.C., Bester M., Degiacomi C.G., Greenhill L.J., Townes C.H., 1994, *AJ* 107(4), 1469
 Di Giacomo A., Richichi A., Lisi F., Calamai G., 1991, *A&A* 249, 397
 Dyck H.M., Benson J.A., Carleton N.P., et al., 1995, *AJ* 109 (1), 378
 ESA, 1997, *The Hipparcos Catalogue*, ESA SP-1200
 Feast M.W., Whitelock P.A., 1987, in Kwok S. & Pottasch S.R. Eds., "Late stages of stellar evolution", Reidel, Dordrecht, 33
 Feast M.W., 1996, *MNRAS* 278, 11
 Fox M.W., Wood P.R., Dopita M.A., 1984, *ApJ* 286, 337
 Haniff C.A., Scholz M., Tuthill P.G., 1995, *MNRAS* 276, 640
 Haniff C.A., et al., 1997, submitted to *MNRAS*
 Hatzes A.P., Cochran W.D., 1994, *ApJ* 422, 366
 Heske A., 1990, *A&A* 229, 494
 Hinkle K.H., 1978, *ApJ* 220, 210
 Hinkle K.H., Barnes T.G., 1979, *ApJ* 234, 548
 Hinkle K.H., Scharlach W.W.G., Hall D.N.B., 1984, *ApJS* 56, 1
 Hofmann K.-H., Scholz M., Wood P.R., 1998, *A&A* 339, 846
 Kukarkin B.V., Kholopov P.N., Pskovskiy Y.P., et al., 1971, *General Catalog of Variable Stars 3rd edition*
 Labeyrie A., Koechlin L., Bonneau D., et al., 1977, *ApJ* 218, L75
 Lattanzi M.G., Munari U., Whitelock P.A., Feast M.W., 1997, *ApJ* 485, 328
 Lockwood G.W., Wing R.F., 1971, *ApJ* 169, 63
 Loeb A., Sasselov D.D., 1995, *ApJ* 449, L33
 Mathis J.S., 1990, *ARA&A* 28, 37

- Mattei J.A., 1998, Observations from the AAVSO International Database, private communication
- Perrin G., Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., et al., 1996a, Infrared Space Interferometry Workshop, C. Eiroa et al. Eds., Toledo, 233-239
- Perrin G., Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., et al., 1996b, Science with the VLT Interferometer, F. Paresce Ed., Garching, 318-325
- Perrin G., Coudé du Foresto V., Ridgway S.T., et al., 1998, A&A 331, 619
- Quirrenbach A. Mozurkewich D., Armstrong J.T., et al., 1992, A&A 259, L19
- Robertson B.S.C., Feast M.W., 1981, MNRAS 196, 111
- Sasselov D.D., Karovska M., 1994, ApJ 432, 367
- Scholz M., Takeda Y., 1987, A&A 186, 200
- Schwarzschild M., 1975, ApJ 195, 137
- Traub W.A., et al., 1998, SPIE 3350, 848
- Tuthill P.G., Haniff C.A., Baldwin J.E., 1997, MNRAS 285, 529
- Tuthill P.G., Haniff C.A., Baldwin J.E., 1995, MNRAS 277, 1541
- Tuthill P.G., Haniff C.A., Baldwin J.E., Feast M.W., 1994, MNRAS 266, 745
- van Belle G.T., Dyck H.M., Benson J.A., Lacasse M.G., 1996, AJ 112, 2147
- van Leeuwen F., Feast M.W., Whitelock P.A., Yudin B., 1997, MNRAS 287, 955
- Whitelock P.A. et al., 1998, in preparation
- Wilson R.W., Dhillon V.S., Haniff C.A., 1997, MNRAS 291, 819
- Wood P.R., 1990, in Mennessier M.O. & Omont A. Eds. "From Miras to planetary nebulae: which path for stellar evolution?", Editions Frontières, Gif-sur-Yvette, 67

1.4.2 Observations interférométriques de R Aql

La mission du mois de mai 1999 est la première mission scientifique productive avec la configuration incluant le détecteur NICMOS3. Le tableau IV.1.1 regroupe les sources observées. Toutes sont des variables à longue période de type Mira à l'exception de LY Ser.

Pour chacune des sources, le type spectral, les magnitudes visible et en bande K (notées V et K respectivement), et les bases avec lesquelles des observations ont été menées sont indiqués. Dans le cas des variables de type Mira, la période en jours [KUKA-71], le jour julien² de l'éclat maximum (en bande V) le plus proche des observations, et la phase au moment de l'observation sont indiqués. Ces informations permettent de comparer les observations réalisées à différentes époques.

Étoile	Type Spectral	Période (jours)	JJ _{max} -2400000	Phase	V	K	21 m	38 m
LY Ser	M8 III	—	—	—	6,9	-0,39	×	×
R Aql	M7 III	284,2	51281(c)	0,14	5,5 - 12	-0,57	×	×
R Cyg	S	426,45	50279(o)	0,81	6,1 - 14,4	1,90		×
R Ser	M7 III	356,41	51214(c)	0,30	5,2 - 14,4	-0,01		×
R UMa	M4	301,62	51278(c)	0,15	6,5 - 13,7	1,71		×
RR Aql	M7	394,78	51303(c)	0,05	7,8 - 14,5	0,66	×	×
RU Her	M7	484,83	51277(c)	0,09	6,8 - 14,3	0,60		×
RU Vir	R	433,2	51310(c)	0,03	9,0 - 14,2	0,77	×	×
V CrB	N	357,63	51321(c)	0,01	6,9 - 12,6	1,12		×
W Aqr	M7	381,1	51320(c)	0,01	8,4 - 14,9	1,73		×
X Oph	K1 III	328,85	51095(o)	0,69	5,9 - 9,2	-0,79	×	×

TAB. IV.1.1 – Sources observées au cours de la mission du mois de mai 1999. À l'exception de LY Serpentis, il s'agit toutes d'étoiles variables de type Mira. Le type spectral, les magnitudes visible et en bande K (notées V et K respectivement), et les bases sont indiqués. La période en jours [KUKA-71], le jour julien de l'éclat maximum (en visible) le plus proche des observations, et la phase au moment de l'observation sont indiqués. Pour ce qui concerne le jour julien du maximum, la lettre "o" repère une observation correspondante et la lettre "c" un calcul (cas lorsque l'observation photométrique est éloignée de plus d'une période de l'observation interférométrique).

De cet échantillon d'observations, R Aql est une étoile dont plusieurs groupes de mesures à des fréquences spatiales diverses sont disponibles. Ceci permet une contrainte forte sur le modèle de représentation de la géométrie de l'objet. D'autre part, cette étoile a déjà été observée sur IOTA avec FLUOR en bande K [PERR-96] et par d'autres observateurs [VANB-96], ce qui rend possible une comparaison de diamètre.

1.4.2.1 Mesures de visibilité

Quatre points de mesure de visibilité ont été obtenus sur R Aql au cours de trois nuits d'observation (17, 18 et 27 mai 1999) et à deux bases différentes (S15N15 : 21,2 m, et S15N35 : 38 m).

Les sources de référence pour cette étoile sont γ Aql et β Oph. Leurs caractéristiques principales (type spectral, magnitude en K [GEZA-93] et diamètre) sont rassemblées dans le tableau IV.1.2. La valeur de diamètre prise pour γ Aql est extraite de [COHE-99]. La valeur du diamètre de β Oph est estimée d'après les mesures de [DYCK-96] et la relation (IV.1.6), avec une incertitude de 5%.

2. noté ici JJ, mais plus conventionnellement JD (*Julian Day* en anglais)

Étoile	Type Spectral	K	ϕ_{DU} (marcsec)
γ Aql	K3II	-0,64	$6,91 \pm 0,07$ [COHE-99]
β Oph	K2III	0,27	$4,51 \pm 0,23$ (calculé d'après [DYCK-96] et (IV.1.6))

TAB. IV.1.2 – Sources de référence pour l'observation interférométrique de R Aql. Le type spectral, la magnitude en bande K [GEZA-93] et le diamètre sont indiqués.

Les informations relatives à l'observation de R Aql sont rassemblées dans le tableau IV.1.3. Chaque ligne représente une séquence d'acquisition d'interférogrammes. La date de la mesure est indiquée. Le type de calibration est précisé (r : référence, o : objet) et indique si l'observation de l'objet a été précédée et/ou suivie de l'observation d'une ou des deux sources de référence. Les deux colonnes suivantes correspondent à la fréquence spatiale et à l'azimuth (déterminés par les coordonnées de la source à l'instant de l'observation, et par la géométrie de l'interféromètre). La visibilité de l'objet étalonné est indiquée avec la barre d'erreur correspondante.

Étoile	Date	Calib.	Fréq. spatiale (arcsec ⁻¹)	Azimuth (°)	Visibilité (%)
R Aql	17 mai	-or	80,63	69,5	$30,12 \pm 0,51$
	18 mai	ror	78,48	76,3	$32,26 \pm 0,75$
	27 mai	-or	44,15	85,3	$67,70 \pm 0,70$
	27 mai	ror	44,04	90,2	$68,08 \pm 0,73$

TAB. IV.1.3 – Résultat des données obtenues sur R Aql. Chaque ligne correspond à la mesure d'un point de visibilité. La situation de l'observation de l'objet par rapport à l'observation des sources de référence est précisée. La fréquence spatiale (en arcsec⁻¹), l'azimuth (en °), l'estimation de la visibilité et de la barre d'erreur associée sont indiqués.

Ces mesures correspondent à deux couples de deux points autour des fréquences spatiales 44 arcsec⁻¹ et 80 arcsec⁻¹. Les valeurs de visibilité sont déterminées avec une précision de l'ordre de 0,5% à 0,7%.

Les mesures de visibilité sont cohérentes entre elles, et le crédit à leur apporter est d'autant plus grand que la fonction de transfert au cours de chaque observation était très stable.

1.4.2.2 Modèle de disque uniforme

La géométrie exacte des objets observés n'est généralement pas connue. Le modèle de disque uniforme est une représentation simpliste puisqu'il suppose la distribution d'intensité uniforme à la surface de l'objet. Il donne néanmoins une première approximation du diamètre angulaire. Faute de modèle plus élaboré, il peut fournir des informations sur les changements de l'étoile à l'échelle de son diamètre.

- *Diamètre de disque uniforme*

R Aql avait été observée par FLUOR au mois d'avril 1996, avec une version utilisant des photomètres InSb en bande K (cette version est décrite dans [PERR-96]). Trois points de mesure avaient ainsi été obtenus à la base S15N15 (21,2 m) à la phase 0 de R Aql (maximum en bande V).

Le diamètre de disque uniforme déduit des mesures d'avril 1996 et celui déduit des mesures de mai 1999 :

$$\phi_{DU,1996}(K) = 12,65 \pm 0,41 \text{ marcsec} , \quad (\text{IV.1.14})$$

$$\phi_{DU,1999}(K') = 11,17 \pm 0,04 \text{ marcsec} , \quad (\text{IV.1.15})$$

ne permet pas une interprétation simple, puisqu'il s'agit de mesures à des bandes spectrales légèrement différentes.

La figure IV.1.1 reproduit les valeurs de visibilité correspondant aux observations de 1999 (disques noirs), et celles correspondant aux observations de 1996 (disques blancs). Les courbes de visibilité, calculées d'après le modèle de disque uniforme et se superposant au mieux aux points d'observation de 1999 et de 1996 (trait plein et trait en pointillés respectivement), sont représentées.

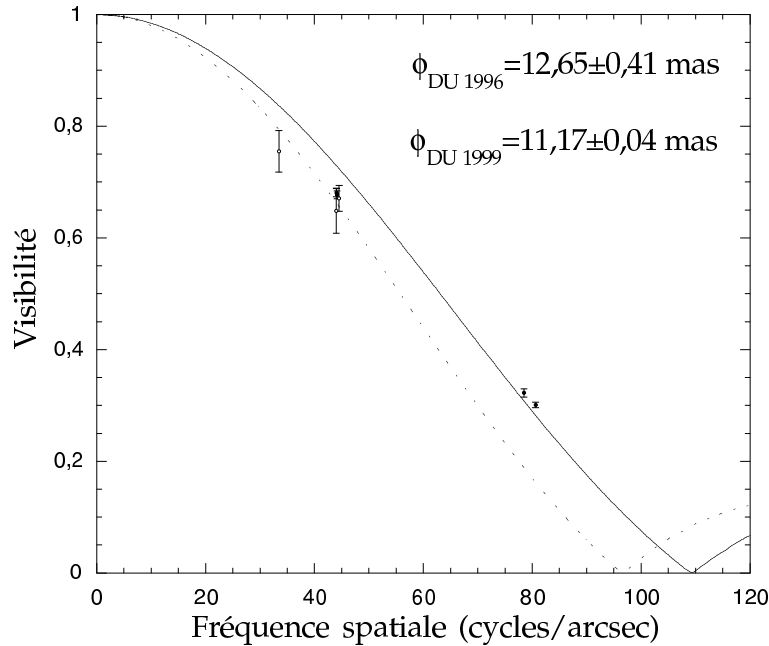


FIG. IV.1.1 – Superposition du modèle de disque uniforme aux données FLUOR de mai 1999 (trait plein pour le modèle, disques noirs pour les données) et d'avril 1996 (trait en pointillés pour le modèle, disques blancs pour les données).

Le gain récent en sensibilité (mise en place du détecteur NICMOS3) permet aujourd'hui d'explorer sur des objets de la magnitude de R Aql des fréquences spatiales plus élevées car un plus grand nombre de sources de référence faiblement résolues à grande base devient accessible.

D'autre part, l'inadéquation du modèle de disque uniforme est mise en évidence, puisque la fonction de Bessel du premier ordre caractérisant sa courbe de visibilité ne se superpose pas simultanément aux données à basses et à hautes fréquences spatiales. Un profil gaussien de luminosité se révèle être une meilleure approximation. C'est d'ailleurs une tendance générale prédite par les modèles d'étoiles de type Mira (cf travaux de Scholz et Takeda [SCHO-87]). Une comparaison des données interférométriques à ces modèles sera effectuée dans la section 1.4.2.3.

- *Rayon linéaire et mode de pulsation*

L'estimation du rayon linéaire des étoiles de type Mira apporte un élément important de réponse quant à leur nature. En effet, des relations lient la période et le rayon linéaire de ces étoiles, selon la masse de leur cœur [WOOD-90]. Il est ainsi possible de déterminer quel est leur mode de pulsation.

Le rayon linéaire de R Aql peut être calculé connaissant sa parallaxe (mission Hipparcos [ESA-97]) :

$$\pi_{R\ Aql} = 4,73 \pm 1,19 \text{ marcsec}, \quad (\text{IV.1.16})$$

et la valeur du diamètre angulaire. Les valeurs du rayon linéaire aux deux époques d'observation par FLUOR (1996 et 1999) peuvent ainsi être estimées :

$$R_{1996} = 288 \pm 97 R_{\odot}, \quad (\text{IV.1.17})$$

$$R_{1999} = 254 \pm 86 R_{\odot}, \quad (\text{IV.1.18})$$

où R_{\odot} représente un rayon solaire.

L'incertitude sur cette détermination (34%) est principalement causée par la barre d'erreur importante de la mesure de parallaxe et par l'inadéquation du modèle de disque uniforme pour la description de R Aql.

Le mode de pulsation des étoiles de type Mira est un sujet de controverse. Parce que les modèles ne rendent pas compte de pulsateurs réalistes sur le premier harmonique [BESS-96], les Miras sont souvent assimilées à des pulsateurs sur le mode fondamental. Le rayon linéaire estimé pour les deux époques d'observation par FLUOR (IV.1.17, IV.1.18) est compatible **à la fois** avec la représentation d'une Mira pulsant sur le **mode fondamental** (220 à 270 R_{\odot} , modèle [WOOD-90]) et celle d'une Mira pulsant sur le **premier harmonique** (340 à 450 R_{\odot} , modèle [FEAS-96]).

1.4.2.3 Modèles de Miras

Les étoiles de type Mira ont une atmosphère très étendue, ce qui rend difficile l'estimation de leur diamètre photosphérique. Des modèles sophistiqués tentent de décrire leur profil d'intensité. Les données FLUOR de mai 1999 sur R Aql possèdent à la fois les barres d'erreur réduites et la dispersion sur les fréquences spatiales nécessaires pour tester quelques-uns d'entre eux.

- *Ajustement des modèles*

Les courbes de visibilité des deux modèles X3000 et X3500 de Scholz et Takeda [SCHO-87] (noté par la suite ST) et du modèle P76200 de Hofmann *et al.* [HOFM-98] (noté par la suite HSW) ont été superposées aux données de 1999, comme il a été fait pour les données acquises sur R Leo par FLUOR [PERR-96].

Les figures IV.1.2 et IV.1.3 représentent la superposition des modèles ST aux données de R Aql acquises en 1999 (disques noirs). Le numéro après le "X" dans la dénomination des modèles donne la valeur de la température effective de la géante avant pulsation [BESS-89]. Pour chacun des modèles, les courbes se superposant le mieux aux données sont représentées pour les phases visibles minimum (courbe en trait plein) et maximum (courbe en trait discontinu). La courbe de visibilité du disque uniforme est représentée en pointillés.

La figure IV.1.4 représente la superposition du modèle P76200 de HSW (courbe en trait plein) aux données de R Aql acquises en 1999 (disques noirs).

Le tableau IV.1.4 rassemble les valeurs des χ^2 réduits ($\chi^2/(N-P)$, avec $N=4$ points et $P=1$ paramètre libre –le rayon–) pour chacune des courbes, ainsi que le diamètre estimé.

De manière générale, les données interférométriques sont compatibles avec les modèles ST et HSW bien plus qu'avec le modèle de disque uniforme (DU), rappelé ici pour comparaison.

Parmi les modèles ST, la meilleure superposition aux données est atteinte par X3000/min, pour un diamètre photométrique égal à: $\phi = 7,68 \pm 0,04$ marcsec, soit 30% de moins que le diamètre DU (ce dernier surestime la part d'intensité sur le pourtour du disque). Le modèle X3000 prédit une température effective comprise entre 2280K (X3000/min) et 3060K (X3000/max), ce qui est en accord

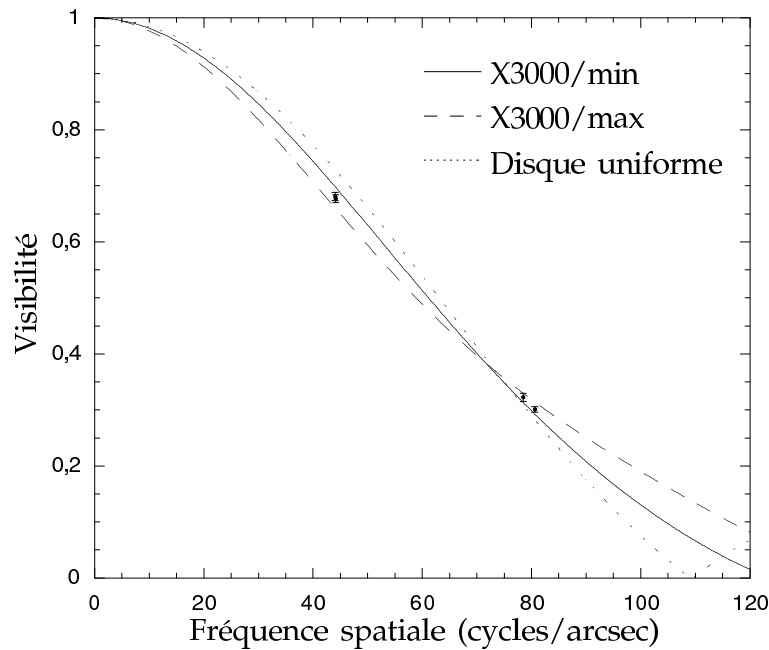


FIG. IV.1.2 – Superposition du modèle X3000 de Scholz et Takeda [SCHO-87] aux données FLUOR de mai 1999. Les modèles X3000/min (trait plein) et X3000/max (trait discontinu) sont représentés.

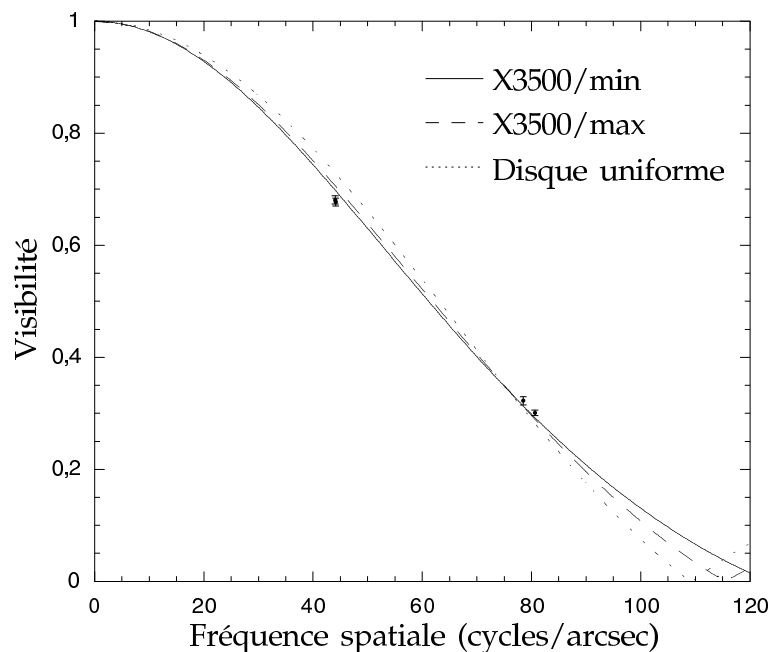


FIG. IV.1.3 – Superposition du modèle X3500 de Scholz et Takeda [SCHO-87] aux données FLUOR de mai 1999. Les modèles X3500/min (trait plein) et X3000/max (trait discontinu) sont représentés.

avec le calcul de température effectué par van Belle [VANB-96] pour R Aql : entre $2539 \pm 113\text{K}$ et $3189 \pm 147\text{K}$.

La courbe de visibilité correspondant au P76200 présente le χ^2 le plus faible obtenu par ajustement des différents modèles, notamment parce que ce modèle rend bien compte de l'excès de visibilité aux hautes fréquences spatiales. C'est le meilleur modèle du point de vue de la fidélité aux données. Il représente la distribution spatiale d'intensité la plus probable (compte tenu des modèles disponibles),

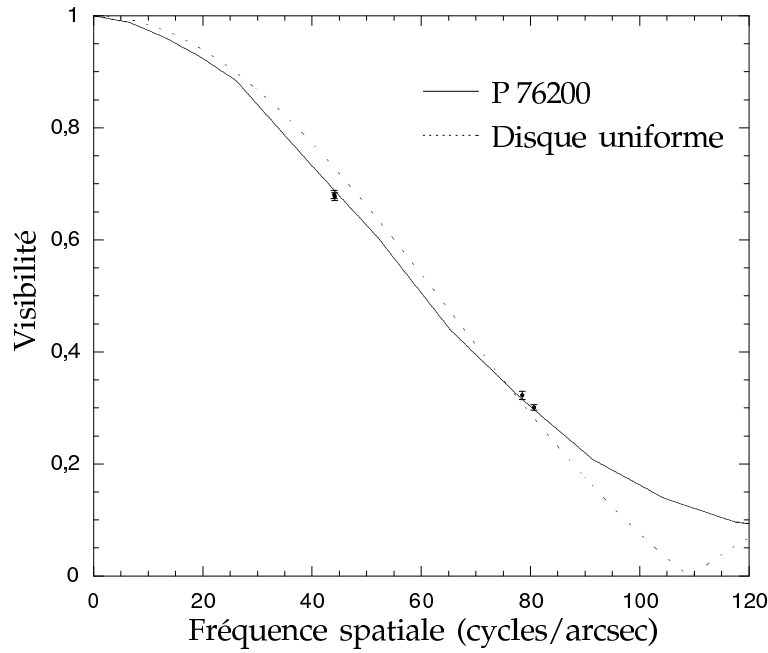


FIG. IV.1.4 – Superposition du modèle *P76200* de Hofmann et al. [HOFM-98] aux données *FLUOR* de mai 1999.

Modèle	ϕ (marcsec)	χ^2 réduit
DU	$11,17 \pm 0,04$	38,52
X3000/max	$10,24 \pm 0,06$	7,05
X3000/min	$7,68 \pm 0,04$	3,23
X3500/max	$11,44 \pm 0,05$	12,00
X3500/min	$9,13 \pm 0,04$	6,23
P76200	$9,37 \pm 0,05$	1,80

TAB. IV.1.4 – Comparaison entre les modèles de Mira. Pour chacun des modèles présentés (disque uniforme, modèles *X* de *ST*, et modèle *P76200* de *HSW*), le diamètre prédit et la valeur du χ^2 sont indiqués.

bien que ce ne soit pas à la bonne phase : il est sensé représenter le profil de luminosité d'une étoile Mira à la phase 0,5, alors que les données acquises correspondent à la phase 0,16. Il s'agit là d'un exemple des paradoxes auxquels les modèles théoriques sont confrontés depuis les débuts de l'observation des étoiles Miras à très haute résolution angulaire.

- *Mode de pulsation*

Le diamètre photométrique estimé par ajustement du modèle *P76200* est 16% plus faible que le diamètre de disque uniforme :

$$\phi_{P76200, 1999} = 9,37 \pm 0,04 \text{ marcsec} , \quad (\text{IV.1.19})$$

et, compte tenu de la valeur de la parallaxe (IV.1.16), donne une valeur plus modeste du rayon linéaire de R Aql (voir la section 1.4.2.2) :

$$R_{1999} = 213 \pm 72 R_{\odot} . \quad (\text{IV.1.20})$$

La valeur du rayon linéaire estimé *via* le diamètre angulaire du disque uniforme (IV.1.15) ne permettait pas de dégager une conclusion sur le mode de pulsation de l'étoile (surestimation du diamètre par le modèle). La valeur déduite par ajustement du modèle P76200 favorise l'hypothèse d'une étoile Mira pulsant sur le mode fondamental [WOOD-90].

Cette conclusion est compatible avec les prédictions des théoriciens [BESS-96]. Elle est toutefois chargée d'une grande incertitude, puisqu'elle repose sur une estimation de diamètre à partir de l'ajustement d'un modèle probable mais uniquement disponible pour la phase 0,5, à des données à la phase 0,16.

- *Cycle de variation*

Le tableau IV.1.5 regroupe des données observées sur l'interféromètre IOTA par FLUOR ([PERR-96], et mai 1999), et par un autre instrument de recombinaison (valeurs publiées dans [VANB-96]). Pour chacune des campagnes de mesure, la phase de R Aql est indiquée. Le diamètre photosphérique déduit du modèle P76200 est donné pour chaque groupe. Il a été choisi car le P76200 s'ajuste au mieux aux données les plus précises (mai 1999) et représente probablement la bonne distribution d'intensité. Le diamètre de disque uniforme est mentionné à titre indicatif afin de confirmer des tendances.

Date	phase	ϕ_{DU} (marcsec)	ϕ_{P76200} (marcsec)	Bande	Reference
juin 95	0,90	$10,76 \pm 0,61$	$9,02 \pm 0,45$	K	van Belle [VANB-96]
octobre 95	0,31	$13,62 \pm 0,72$	$12,48 \pm 0,62$	K	van Belle [VANB-96]
avril 96	0–0,02	$12,65 \pm 0,41$	$9,89 \pm 0,37$	K	FLUOR [PERR-96]
mai 99	0,12–0,16	$11,17 \pm 0,04$	$9,37 \pm 0,05$	K'	FLUOR

TAB. IV.1.5 – *Comparaison des diamètres de disque uniforme et des diamètres déduits de l'ajustement du modèle P76200 aux données obtenues sur R Aql ([VANB-96, PERR-96], et données FLUOR de mai 1999). La phase de l'objet au jour de l'observation est donnée. Dans le cas d'observations sur plusieurs jours, les phases extrêmes sont indiquées.*

[VANB-96] donne des valeurs de visibilité avec un écart-type de $\pm 5\%$ par nuit. Pour comparaison, ces barres d'erreur sont près de 10 fois plus importantes que celles obtenues par FLUOR en 1999 (cf tableau IV.1.3).

Malgré cette incertitude, l'évolution du diamètre estimé en fonction de la phase de R Aql (tableau IV.1.5) permet une comparaison au modèle de Bessel *et al.* [BESS-96] (noté BSW par la suite) selon lequel le maximum d'émission dans l'infrarouge proche est décalé du maximum d'émission en visible (phase 0), et se situerait vers la phase 0,2.

Selon le modèle BSW et sachant que le maximum d'émission correspond au diamètre photosphérique minimum, le diamètre mesuré en infrarouge doit continuer de diminuer entre la phase 0 et la phase 0,2, puis croître après cette phase. C'est le comportement effectivement observé entre les observations d'avril 1996 (phase 0), de mai 1999 (avant la phase 0,2, diminution du diamètre) et octobre 1995 (après la phase 0,2, augmentation du diamètre). Si l'on poursuit la tendance prédite, la mesure de diamètre à la phase 0,9 devrait quant à elle donner un résultat supérieur à celui de la phase 0,16. Ce n'est pas ce qui est observé.

Deux explications sont possibles : la phase correspondant au diamètre minimum en infrarouge n'est pas 0,2, ou bien, plus probablement, le diamètre estimé à la phase 0,16 est surestimé (on compare cette mesure en K' à des mesures en K) ou celui estimé à la phase 0,90 est sous-estimé.

Il s'agit là d'une compatibilité partielle de quelques observations et du modèle. Cela ne permet aucune conclusion quant à la validité du modèle sur l'ensemble d'une période de pulsation de R Aql,

conclusion qu'il sera possible de donner à partir de mesures précises plus nombreuses, à des phases diverses, et avec rigoureusement la même bande spectrale d'observation !

1.5 Conclusion

L'observation à très haute résolution angulaire des étoiles de la catégorie des variables pulsantes apporte des éléments à la compréhension des mécanismes de l'évolution stellaire. Ces objets représentent en effet une étape commune dans la vie de la plupart des étoiles de la Séquence Principale.

La détermination précise des visibilitées permet de contraindre au mieux les modèles de représentation de ces objets. Le diamètre photosphérique ainsi estimé permet de remonter aux caractéristiques fondamentales telles que le mode de pulsation, le rayon linéaire, la température de surface...

La comparaison des données de FLUOR aux prédictions montre généralement quelques dissonances. Pour les données présentées dans ce chapitre, c'est le cas de SW Virginis et de R Leonis, alors que R Aql semble plus compatible. Cela ne met pas en doute la validité de tel ou tel modèle, mais révèle la nécessité de disposer de plus de données observationnelles. D'une part, il est nécessaire d'avoir plus de données interférométriques, avec une meilleure couverture du plan des fréquences spatiales afin, par exemple, de déterminer avec certitude des asymétries ou des irrégularités de surface. D'autre part, il est nécessaire d'avoir des observations photométriques simultanées afin de lier précisément la phase aux variations de diamètre angulaire. Une couverture temporelle plus complète permettrait également de mettre en évidence d'éventuels effets non périodiques.

Les données observationnelles soulèvent plus de nouvelles questions qu'elles n'apportent de réponses rassurantes et définitives. C'est là toute la richesse qu'elles peuvent apporter aux modèles théoriques.

CONCLUSION

Bilan

Les avancées de l'Optique Adaptative et de la Synthèse d'Ouverture Optique ont permis d'accéder à la très haute résolution angulaire. Ces deux techniques ont évolué en parallèle. Des projets d'interféromètres au sol, combinant des télescopes de grand diamètre, seront opérationnels dès la prochaine décennie. Ils conjugueront l'utilisation de systèmes d'Optique Adaptative en amont de fibres optiques pour le filtrage spatial et la recombinaison des faisceaux.

Ce travail de thèse a été réalisé en perspective de ces futurs instruments, et sur l'un de leurs précurseurs. Il comporte trois volets distincts, mais complémentaires. Une étude théorique des futurs systèmes alliant Optique Adaptative et fibres optiques a été menée. Un projet instrumental a abouti à la mise en place d'un système d'acquisition rapide des interférogrammes pour l'instrument FLUOR. Des campagnes d'observation ont permis d'exploiter les performances de FLUOR en bande K', avec notamment la poursuite des programmes d'observation à très haute résolution angulaire d'étoiles pulsantes.

L'étude analytique du couplage d'une onde turbulente dans une fibre optique avec correction partielle par un système d'Optique Adaptative constitue, à ma connaissance, un travail original. Il fait suite au travail théorique de [SHAK-88] où seule l'influence du basculement du front d'onde à l'entrée d'une fibre avait été étudié. J'ai formulé analytiquement, puis validé par des simulations numériques, des lois d'optimisation du couplage et de prédiction des performances dans le domaine des faibles aberrations, dans le cas où la longueur d'onde d'utilisation est proche de la longueur d'onde de coupure du deuxième mode de la fibre. J'ai également démontré la faible dépendance chromatique de l'efficacité de couplage, et l'intérêt des fibres monomodes pour le filtrage spatial en interférométrie.

Le projet instrumental "*Fast-scan*" a abouti à la réalisation et à la validation d'un sous-système de balayage rapide de la différence de marche pour l'expérience FLUOR. Son intégration finale s'est accompagnée d'un changement profond de l'architecture logicielle, informatique et électronique de l'instrument (le "Big Bang" de FLUOR). Des observations sur le ciel (δ Oph) ont validé cette nouvelle version de FLUOR au mois de mai 1999. Le mode "*Fast-scan*", grâce à une augmentation de la cadence d'acquisition des interférogrammes, permettra de réduire l'erreur statistique sur l'estimation des visibilitées par un nombre accru de mesures. La fonction de transfert sera quant à elle mieux échantillonnée et plus stable entre les mesures, ce qui devrait s'accompagner d'un gain en précision.

Le programme observationnel s'est déroulé au cours des trois années avec la version de l'instrument FLUOR antérieure au mode "*Fast-scan*". Il consistait à exploiter scientifiquement le gain en sensibilité apporté par la mise en place récente du détecteur NICMOS3 (gain de 4 magnitudes en bande K). Le programme d'observation d'étoiles pulsantes a été poursuivi sur une gamme plus étendue d'objets et à des bases plus importantes de manière routinière. Les données acquises à très haute résolution angulaire permettent de contraindre les modèles théoriques de représentation de ces objets et apportent une contribution, encore modeste mais prometteuse, à leur compréhension.

Perspectives

Le mode “*Fast-scan*” de FLUOR

Le mode “*Fast-scan*” est implanté sur l’instrument FLUOR, et la mission de mai 1999 a permis de le valider par des observations sur le ciel. La première mission scientifique utilisant ce mode est prévue pour la fin de l’année 1999 avec une cadence de 2 interférogrammes par seconde, soit un gain d’un facteur 10 par rapport à la version antérieure de FLUOR. Une perspective technique immédiate est le passage au module d’amplification permettant de piloter le PZT en boucle fermée à 12 Hz. Ceci permettra d’augmenter la cadence d’acquisition à une vingtaine d’interférogrammes par seconde et autorisera une interpolation encore meilleure de la fonction de transfert instrumentale.

À court terme, une réplique du *Fast-scan* équipera VINCI (VLT INterferometer Commissioning Instrument), l’instrument de test du VLTI.

Suivi photométrique et interférométrique des étoiles pulsantes

En ce qui concerne le programme d’observation d’étoiles pulsantes, les mesures photométriques effectuées à la même époque que les données interférométriques manquent. Il faudrait en disposer pour pouvoir relier précisément des variations de diamètre à des variations de couleur et donc de température. Ceci permettrait d’effectuer des comparaisons précises avec les modèles théoriques.

Les variations photométriques dans le visible sont observées régulièrement. Ce n’est pas le cas dans le proche infrarouge. Or, la photométrie de ces étoiles ne suit pas rigoureusement les mêmes lois d’une longueur d’onde à l’autre. Ceci interdit d’extrapoler le comportement observé dans le visible, et nécessite des observations photométriques dédiées à la bande K. Un programme de ce type a été lancé pour mener simultanément des observations photométriques sur le télescope TIRGO (Suisse) et des observations interférométriques avec IOTA/FLUOR.

Une autre orientation, rendue possible avec la mise en place du détecteur NICMOS3, est l’observation de ces objets sur une bande spectrale étroite. L’intérêt de ce type d’observations est de pouvoir isoler certaines bandes caractéristiques d’absorption de la photosphère, dont ces étoiles sont riches dans la bande K.

Filtrage spatial et combinaison cohérente de grands télescopes par fibres optiques

L’étude analytique du couplage de fronts d’onde turbulents dans des fibres monomodes, présentée dans ce mémoire, n’est qu’une ébauche. Elle dégage des lois dans un domaine de validité réduit, et avec des restrictions sévères.

Quelques orientations pour des études ultérieures se dessinent. Tout d’abord, du point de vue analytique, le profil exact du champ guidé devrait être pris en compte dans la formulation. Cela complique énormément la démarche puisqu’il n’y a pas conservation de l’expression par transformation de Fourier, comme c’est le cas avec l’approximation du profil gaussien. Ce travail permettra de dériver des lois plus réalistes de l’efficacité de couplage et de quantifier notamment l’incidence de sa dépendance chromatique (faible mais non nulle) sur la détermination de la visibilité dans un interféromètre fibré.

Les applications interférométriques posent le problème de l’échelle externe de la turbulence atmosphérique. Cette dernière est considérée infiniment grande relativement à la taille de l’instrument d’observation dans la présente étude. En réalité, c’est probablement loin d’être le cas avec les interféromètres actuels, et le sera encore moins avec la prochaine génération d’interféromètres optiques à

très grande base. Ce paramètre pourrait notamment influencer les conclusions relatives à l'incidence du filtrage modal sur la mesure du piston différentiel.

Enfin, un travail expérimental dédié reste à entreprendre sur l'interfaçage et le dimensionnement des systèmes d'Optique Adaptative avec les fibres monomodes, comme celui initié par [FORE-99].

Pour ce qui concerne les projets à plus ou moins long terme, de grands interféromètres, au sol et dans l'espace, utiliseront des fibres optiques monomodes pour le filtrage spatial des faisceaux, leur recombinaison, et éventuellement leur transport.

Au sol tout d'abord, l'apparition des fibres optiques monomodes dans la conception de la plupart des instruments du VLTI est un signe que les performances de cette technique ont définitivement convaincu la communauté des instrumentalistes.

À plus long terme, la combinaison cohérente des télescopes optiques du Mauna Kea sur la grande île d'Hawaii est envisagée. Le projet **OHANA** [MARI-98] (**O**ptical **H**awaiian **A**rray for **N**ano-second **A**stronomy), "famille" en Hawaïen, exploitera l'un des autres avantages de l'utilisation des fibres en synthèse d'ouverture : la transformation en observatoire interférométrique d'un site qui n'était pas dédié à cette activité.

Dans l'espace, le filtrage spatial par fibres optiques monomodes représente une solution pour l'amélioration des performances des interféromètres à frange centrale noire (cf [MENN-99b], reproduit en annexe A). La mission spatiale **IRSI** (**I**nfra-**R**ed **S**pace **I**nterferometer), dédiée à la recherche de planètes extrasolaires et plus connue sous le nom de **DARWIN** [OLLI-99, MENN-99c], utilisera probablement cette solution technologique.

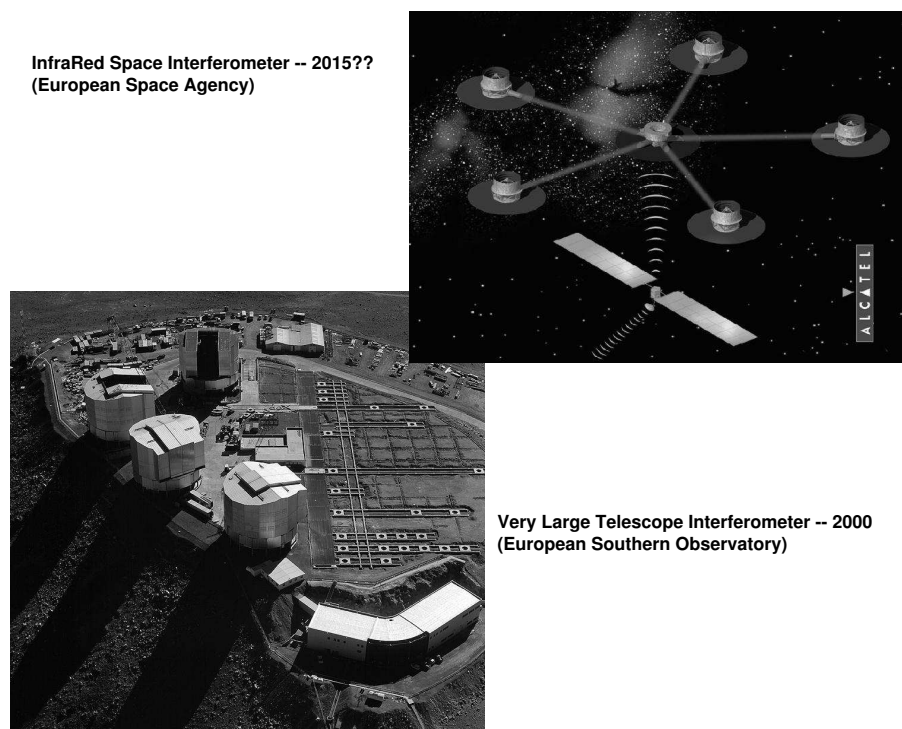


FIG. IV.1.5 – Site du VLTI (Chili) et projet pour la mission spatiale IRSI.



"... and, as you go out into the world, I predict that you will, gradually and imperceptibly, forget all you ever learned at this university."

© Sydney Harris

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [ABRA-72] M. ABRAMOWITZ ET I. STEGUN, *Handbook of mathematical functions*, Dover Publications Inc., New-York, Ninth ed., 1972.
- [ALLO-94] D. ALLOIN ET J.-M. MARIOTTI, eds., *Adaptative Optics for Astronomy*, vol. 423 of NATO ASI Series, Kluwer Academic, 1994.
- [ARMS-98] J. T. ARMSTRONG ET AL., *The Navy Prototype Optical Interferometer*, *Astrophys. J.*, 496:550–571, 1998.
- [BABC-53] H. BABCOCK, *The possibility of compensating astronomical seeing*, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 65:229, 1953.
- [BALD-98] J. E. BALDWIN, R. C. BOYSEN, C. A. HANIFF, P. R. LAWSON, C. D. MACKAY, J. ROGERS, D. ST-JACQUES, P. J. WARNER, D. M. A. WILSON, ET J. S. YOUNG, *Current status of COAST*, in *Astronomical Interferometry*, R. D. Reasenberg, ed., vol. 3350, Kona, USA, Mars 1998, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, p. 736.
- [BECK-92] J. M. BECKERS, *Adaptive optics for astronomy: Principles, performances and applications*, *Rapp. Tech.* 877, ESO Scientific Preprint, 1992.
- [BERG-99] J.-P. BERGER ET AL., *Integrated optics for astronomical interferometry II. first laboratory white-light interferograms*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, in press, 1999.
- [BESS-89] M. S. BESSEL, J. M. BRETT, M. SCHOLZ, ET P. R. WOOD, *The effects of photospheric extension upon the spectra of M-type Mira variables*, *Astron. Astrophys.*, 213:209–225, 1989.
- [BESS-96] M. S. BESSEL, M. SCHOLZ, ET P. R. WOOD, *Phase and cycle dependence of the photospheric structure and observable properties of Mira variables*, *Astron. Astrophys.*, 307:481–499, 1996.
- [BORN-80] M. BORN ET E. WOLF, *Principles of Optics*, Pergamon Press, Sixth ed., 1980.
- [BRAC-86] R. BRACEWELL, *The Fourier transform and its applications*, Mc Graw-Hill Co., New-York, 2nd ed., 1986.
- [CARL-94] N. CARLETON, W. TRAUB, M. LACASSE, P. NISENSEN, M. PEARLMAN, R. REASENBERG, X. XU, C. COLDWELL, A. PANASYUK, J. BENSON, C. PAPALIOLOS, R. PREDMORE, F. SCHLOERB, H. DYCK, ET D. GIBSON, *Current status of the IOTA interferometer*, in *SPIE*, vol. 2200, 1994, pp. 152–165.
- [CASS-97] F. CASSAING, *Analyse d'un instrument à synthèse d'ouverture optique: méthodes de cophasage et imagerie à haute résolution angulaire*, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, Dec. 1997.
- [COHE-99] M. COHEN, R. G. WALKER, B. CARTER, P. HAMMERSLEY, M. KIDGER, ET K. NOGUSHI, *Spectral irradiance calibration in the infrared. X. A self-consistent radiometric all-sky network of absolutely calibrated stellar spectra*, *Astron. J.*, 117:1864–1889, Avr. 1999.
- [COLA-85] M. COLAVITA, *Atmospheric limitations of a two-color astrometric interferometer*, Thèse de doctorat, Massachusetts Institute of Technology, Juin 1985.

- [COLA-99] J. WALLACE, B. HINES, Y. GURSEL, F. MALBET, D. PALMER, X. PAN, M. SHAO, J. YU, A. BODEN, P. DUMONT, J. GUBLER, C. KORESKO, S. KULKARNI, B. LANE, D. MOBLEY, ET G. VAN BELLE, *The Palomar Testbed Interferometer*, *Astrophys. J.*, 510:505–521, 1999.
- [COLD-98] C. COLDWELL, C. PAPALIOLOS, ET W. TRAUB, *First visible light measurements from the IOTA interferometer*, in *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, vol. 3350, 1998, pp. 424–431.
- [CONA-94] J.-M. CONAN, *Étude de la correction partielle en optique adaptative*, Thèse de doctorat, Université Paris XI - Orsay, Oct. 1994.
- [CONA-95] J.-M. CONAN, G. ROUSSET, ET P.-Y. MADEC, *Wave-front temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence*, *J. Opt. Soc. Am. A*, 12(12):1559–1570, Juil. 1995.
- [CONN-84] P. CONNES, C. FROEHLI, ET P. FACQ, *A fiber-linked version of project trio*, in *Colloquium on kilometric optical arrays in space*, no. 226 in SP, European Space Agency, Oct. 1984, pp. 49–61.
- [DYCK-96] H. DYCK, J. BENSON, G. VAN BELLE, ET S. RIDGWAY, *Radii and effective temperatures for k and m giants and supergiants*, *Astron. J.*, 111:1705–1712, 1996.
- [ESA-97] ESA, *The Hipparcos Catalogue*, Reference Publication SP-1200, ESA, 1997.
- [FEAS-96] M. W. FEAST, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 278:11, 1996.
- [FIZE-68] A. H. FIZEAU, in *Rapport sur le prix Bordin.*, vol. 66, *Compte Rendu Acad. des Sciences*, 1868, pp. 932–934.
- [FORE-91] V. COUDÉ DU FORESTO ET S. RIDGWAY, *FLUOR: a stellar interferometer using single-mode infrared fibers*, in *High-Resolution Imaging by Interferometry II*, J. M. Beckers et F. Merkle, eds., Garching, Germany, 1991, European Southern Observatory, pp. 731–740.
- [FORE-94] V. COUDÉ DU FORESTO, *Interférométrie astronomique infrarouge par optique guidée monomode*, Thèse de doctorat, Université Paris VII - Denis Diderot, Juil. 1994.
- [FORE-97] V. COUDÉ DU FORESTO, S. RIDGWAY, ET J.-M. MARIOTTI, *Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 121:379–392, 1997.
- [FORE-98] V. COUDÉ DU FORESTO, G. PERRIN, C. RUILIER, B. MENNESSON, W. TRAUB, ET M. LACASSE, *FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer*, in *Astronomical Telescopes & Instrumentation*, vol. 3350, Kona, Hawaii, Mars 1998, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, pp. 856–863.
- [FORE-99] V. COUDÉ DU FORESTO, M. FAUCHERRE, ET N. HUBIN, *Using single-mode fibers to monitor fast Strehl ratio fluctuations. Application to a 3.6 m telescope corrected by adaptive optics*, *Astron. Astrophys.*, submitted, 1999.
- [FRIE-65] D. FRIED, *Statistics of a geometric representation of wavefront distortion*, *J. Opt. Soc. Am.*, 55(11):1427–1435, 1965.
- [FRIE-66] ———, *Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures*, *J. Opt. Soc. Am.*, 56:1372–1379, 1966.
- [FROE-81] C. FROEHLI, *Coherence and interferometry through optical fibers*, in *Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths*, Garching, Germany, 1981, European Southern Observatory, pp. 285–293. Également dans [LAWS-97].

- [FUSC-99] T. FUSCO ET J.-M. CONAN, *Statistical behavior of short exposures corrected by Adaptive Optics*, J. Opt. Soc. Am. A, to be submitted, 1999.
- [GEZA-93] D. GEZARI, M. SCHMITZ, P. S. PITTS, ET J. M. MEAD, *Catalog of Infrared Observations*, Reference Publication 1294, NASA, Juin 1993.
- [GLOG-71] D. GLOGE, *Weakly guiding fibers*, Appl. Opt., 10:2252–2258, 1971.
- [GLOG-71a] ———, *Dispersion in weakly guiding fibers*, Appl. Opt., 10:2442–2445, 1971.
- [GRAD-80] I. GRADSHTEYN ET I. RYZHIK, *Table of integrals and series and products*, Academic Press, corrected and enlarged edition ed., 1980.
- [HARD-77] J. W. HARDY, J. E. LEFEVRE, ET C. L. KOLIOPOULOS, *Real time atmospheric compensation*, J. Opt. Soc. Am., 67(3):360–369, 1977.
- [HEST-97] D. HESTROFFER, *Centre to limb darkening of stars - new model and application to stellar interferometry*, Astron. Astrophys., 327:199–206, 1997.
- [HOFM-98] K.-H. HOFMANN, M. SCHOLZ, ET P. R. WOOD, *Limb-darkening and radii of M-type Mira models*, Astron. Astrophys., 339:846–857, 1998.
- [HUFN-74] R.-E. HUFNAGEL, *Variations of atmospheric turbulence*, in Proc. of Topical Meeting on Optical Propagation through the Turbulence, 1974.
- [JEUN-83] L. JEUNHOMME, *Single-mode fiber optics. Principles and applications.*, Marcel Dekker, 1983.
- [JOHN-66] H. L. JOHNSON, *Astronomical measurements in the infrared*, 1966, pp. 193–206.
- [KERN-96] P. KERN ET F. MALBET, eds., *Astrofib'96: Integrated optics for astronomical interferometry*, Grenoble, Oct. 1996.
- [KOLM-41] A. KOLMOGOROV, *The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids for very large Reynolds numbers*, Dan SSSR, 30:301, 1941.
- [KRAU-82] J. KRAUS, *Radio Astronomy*, McGraw Hill, 1982.
- [KUKA-71] B. V. KUKARKIN, P. N. KHOLOPOV, Y. P. PSKOVSKY, ET AL., *General Catalogue of Variable Stars*, reference publication, 1971.
- [LABE-70] A. LABEYRIE, *Attainment of diffraction-limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star image*, Astron. Astrophys., 6:85–87, 1970.
- [LABE-75] ———, *Interference fringes obtained on Vega with two optical telescopes*, Astrophys. J., 196:L71, Mars 1975.
- [LAWS-97] P. LAWSON, ed., *Selected papers on Long Baseline Stellar Interferometry*, vol. MS 139 of SPIE Milestone Series, SPIE Optical Engineering Press, 1997.
- [LENA-96] P. LÉNA, *Méthodes physiques de l'observation*, Interéditions/CNRS éditions, 2 ed., 1996.
- [MACG-76] B. L. MCGLAMERY, *Computer simulation studies of compensation of turbulent degraded images*, in Image Processing, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1976, pp. 225–233.
- [MALB-99] F. MALBET ET AL., *Integrated optics for astronomical interferometry I. concept and astronomical applications*, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 138:1–10, 1999.
- [MARC-77] D. MARCUSE, *Loss analysis of single-mode fiber splices*, Bell Syst. Tech. J., 56:703–718, 1977.
- [MARI-89] J. M. MARIOTTI, *Introduction to Fourier optics and coherence*, in Diffraction-limited imaging with very large telescopes, vol. 274 of NATO ASI Series, Kluwer Academic, 1989, pp. 3–31.

- [MARI-98] J.-M. MARIOTTI, V. COUDÉ DU FORESTO, G. PERRIN, ET P. LÉNA, *Interferometric connection of large ground-based telescopes*, in *Astronomical Telescopes & Instrumentation*, vol. 3350, Kona, USA, Mars 1998, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., pp. 785–792.
- [MENN-99] B. MENNESSON, J.-M. MARIOTTI, V. COUDÉ DU FORESTO, G. PERRIN, S. RIDGWAY, C. RUILIER, W. TRAUB, N. CARLETON, M. LACASSE, ET G. MAZÉ, *Thermal infrared stellar interferometry using single-mode guided optics: first results with the TISIS experiment on IOTA*, *Astron. Astrophys.*, 346:181–189, 1999.
- [MENN-99a] B. MENNESSON, V. COUDÉ DU FORESTO, G. PERRIN, C. RUILIER, G. CHAGNON, S. RIDGWAY, W. TRAUB, N. CARLETON, M. LACASSE, S. MOREL, ET B. PRAS, *Interferometric observations of late type stars between 2 and 4 microns using single-mode waveguides*, in *Dana Point Conference*, 1999.
- [MENN-99b] B. MENNESSON, M. OLLIVIER, ET C. RUILIER, *On the use of single-mode waveguides to correct the optical defects of a nulling interferometer*, *J. Opt. Soc. Am. A*, submitted, 1999.
- [MENN-99c] B. MENNESSON, *Interférométrie stellaire dans l'IR thermique: observations d'enveloppes circumstellaires par optique guidée monomode et contributions à la mission spatiale DARWIN*, Thèse de doctorat, Université Paris VII - Denis Diderot, Nov. 1999.
- [MICH-21] A. A. MICHELSON ET F. G. PEASE, *Measurement of the diameter of α Orionis with the interferometer*, *Astrophys. J.*, 53:249–259, 1921.
- [MILL-98] R. MILLAN-GABET, F. SCHLOERB, W. TRAUB, ET N. CARLETON, *Recent results from the IOTA NICMOS3 fringe detector*, in *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, vol. 3350, 1998, pp. 432–438.
- [MILL-99] ———, *A NICMOS3 camera for fringe detection at the IOTA interferometer*, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 111:238–245, 1999.
- [MILL-99a] R. MILLAN-GABET, *Investigation of Herbig AeBe stars in the near-ir with a long baseline interferometer*, Thèse de doctorat, University of Massachusetts at Amherst, Department of Physics and Astronomy, Sept. 1999.
- [MOUR-94] D. MOURARD, I. TALLON-BOSC, A. BLAZIT, D. BONNEAU, G. MERLIN, F. MORAND, F. VAKILI, ET A. LABEYRIE, *The GI2T interferometer on Plateau de Calern*, *Astron. Astrophys.*, 283:705–713, 1994.
- [NEUM-88] E. NEUMANN, *Single-mode fibers*, vol. 57, Springer-Verlag, 1988.
- [NOLL-76] R.-J. NOLL, *Zernike polynomials and atmospheric turbulence*, *J. Opt. Soc. Am.*, 66(3):207–211, 1976.
- [OLLI-97] M. OLLIVIER ET J.-M. MARIOTTI, *Improvement in the rejection rate of a nulling interferometer by spatial filtering*, *Appl. Opt.*, 36(22), 1997.
- [OLLI-99] M. OLLIVIER, *Contribution à la recherche d'exoplanètes, Coronagraphie interférentielle, pour la mission DARWIN*, Thèse de doctorat, Université Paris XI - Orsay, Dec. 1999.
- [PERR-96] G. PERRIN, *Une unité de recombinaison à fibres pour l'interféromètre IOTA. Application à l'étude des étoiles de type tardif*, Thèse de doctorat, Université Paris VII - Denis Diderot, Dec. 1996.

- [PERR-97] ———, *Correction of the piston effect in optical astronomical interferometry. I: Modulus and phase gradient of the visibility function restoration*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 121:553–568, Mars 1997.
- [PERR-98] G. PERRIN, V. COUDÉ DU FORESTO, S. RIDGWAY, J.-M. MARIOTTI, W. TRAUB, N. CARLETON, ET M. LACASSE, *Extension of the effective temperature scale of giants to types later than M6*, *Astron. Astrophys.*, 331:619–626, 1997.
- [PERR-99] G. PERRIN, V. COUDÉ DU FORESTO, S. RIDGWAY, B. MENNESSON, C. RUILIER, J.-M. MARIOTTI, W. TRAUB, ET M. LACASSE, *Interferometric observations of R leonis in the K band, first direct detection of the photospheric pulsation and study of the atmospheric intensity distribution*, *Astron. Astrophys.*, 345:221–232, 1999.
- [PERR-99a] G. PERRIN, V. COUDÉ DU FORESTO, S. RIDGWAY, C. RUILIER, B. MENNESSON, W. TRAUB, ET M. LACASSE, *Interferometric observations of the semi-regular variable star SW Virginis in the K band*, *Astron. Astrophys.*, 1999. to be submitted.
- [PHYS-98] P. INSTRUMENTE, *Nanopositioning 1998*, 1998.
- [POKR-95] S. POKROVSKI, *Interférences entre deux télescopes reliés par fibres optiques faiblement multimodales*, Thèse de doctorat, Université de Limoges, Juin 1995.
- [PRAS-93] S. PRASAD ET G. LOOS, *Spatial filtering of atmospheric decorrelation from wavefronts for interferometry*, *Opt. Commun.*, 99:380–392, 1993.
- [RABB-96] Y. RABBIA, S. MENARDI, , F. REYNAUD, ET L. DELAGE, *The ESO-VLTI fringe sensor*, in *Integrated Optics For Astronomical Interferometry*, Grenoble, France, 1996, AstroFib'96.
- [REAS-98] B. REASENBERG, ed., *Astronomical interferometry*, vol. 3350, Kona, USA, Mars 1998, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.
- [REYN-92] F. REYNAUD, J. ALLEMAN, ET P. CONNES, *Interferometric control of fiber lengths for a coherent telescope array*, *Appl. Opt.*, 31(19):3736–3743, Juil. 1992.
- [RIGA-92] F. RIGAUT, *Applications de l'optique adaptative en astronomie*, thèse, Université Paris VII, 1992.
- [RODD-81] F. RODDIER, *The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy*, in *Progress in optics*, E. Wolf, ed., vol. XIX, North-Holland, 1981, pp. 281–376.
- [RODD-84] F. RODDIER ET P. LENA, *Long-baseline Michelson interferometry with large ground-based telescopes operating at optical wavelengths. I - General formalism: Interferometry at visible wavelengths*, *J. of Optics (Paris)*, 15:171–182, 1984.
- [RODD-90] N. RODDIER, *Atmospheric wavefront simulation and Zernike polynomials*, in *Amplitude and Intensity Spatial Interferometry*, vol. 1237, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., 1990, pp. 668–679.
- [RODD-98] F. RODDIER, *Maximum gain and efficiency of adaptive optics systems*, *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 109:815–820, 1997.
- [RODD-99] ———, ed., *Adaptive optics in astronomy*, Cambridge University Press, 1999.
- [ROUS-90] G. ROUSSET, J.-C. FONTANELLA, P. KERN, P. GIGAN, F. RIGAUT, P. LÉNA, C. BOYER, P. JAGOUREL, J.-P. GAFFARD, ET F. MERKLE, *First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics*, *Astron. Astrophys.*, 230:29–32, 1990.
- [ROUS-91] G. ROUSSET, P.-Y. MADEC, ET D. RABAUD, *Adaptive optics partial correction simulations for two telescope interferometry*, in *High-Resolution Imaging by Interferometry*

- II, J. M. Beckers et F. Merkle, eds., Garching, Germany, 1991, European Southern Observatory, pp. 1095–1104.
- [ROUS-98] G. ROUSSET, L. LACOMBE, P. PUGET, N. HUBIN, E. GENDRON, J.-M. CONAN, P. KERN, P.-Y. MADEC, D. RABAUD, D. MOUILLET, A.-M. LAGRANGE, ET F. RIGAUT, *Design of the Nasmyth Adaptive Optics System (NAOS) of the VLT*, in *Astronomical Telescopes & Instrumentation*, D. Bonaccini et R. K. Tyson, eds., vol. 3353, Kona, Hawaii, Mars 1998, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.
- [RUIL-96] C. RUILIER, J. M. CONAN, ET G. ROUSSET, *Visibility SNR for a single-mode fiber stellar interferometer*, in *Integrated Optics For Astronomical Interferometry*, Grenoble, France, 1996, AstroFib'96.
- [RUIL-98] C. RUILIER, *A study of degraded light coupling into single-mode fibers*, in *Astronomical Interferometry*, R. D. Reasenberg, ed., vol. 3350, Kona, Hawaii, Mars 1998, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., pp. 319–329.
- [RUIL-99] C. RUILIER ET F. CASSAING, *Coupling of large telescopes and single-mode waveguides: application to stellar interferometry*, J. Opt. Soc. Am. A, submitted, 1999.
- [SAIN-98] D. SAINT JACQUES, J. E. BALDWIN, R. C. BOYSEN, C. A. HANIFF, P. R. LAWSON, J. ROGERS, P. J. WARNER, D. M. A. WILSON, ET J. YOUNG, *Spatial filtering using Pinholes at COAST*, in *Astronomical Interferometry*, R. D. Reasenberg, ed., vol. 3350, Kona, USA, Mars 1998, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., pp. 762–773.
- [SCHO-87] M. SCHOLZ ET Y. TAKEDA, *Model study of wavelength-dependent limb-darkening and radii of M-type giants and supergiants*, *Astron. Astrophys.*, 186:200–212, 1987.
- [SCHR-93] D. SCHROEDER, ed., *Selected papers on astronomical optics*, no. MS 73 in SPIE Milestone Series, SPIE Optical Engineering Press, 1993.
- [SHAK-88] S. SHAKLAN ET F. RODDIER, *Coupling starlight into single-mode fiber optics*, *Appl. Opt.*, 27(11):2234–2238, 1988.
- [TANG-80] W. TANGO ET R. TWISS, *Michelson stellar interferometry*, in *Progress in optics*, E. Wolf, ed., vol. XVII, North Holland Publishing Company - Amsterdam, 1980, p. 239.
- [TATA-61] V. TATARSKI, *Wave Propagation In a Turbulent Medium*, Dover Publications, Inc. New York, 1961.
- [TRAU-88] W. TRAUB, *Polarization effects in stellar interferometers*, in *High Resolution Imaging by Interferometry*, F. Merkle, ed., vol. 29, ESO Conference Proceedings, 1988, pp. 1029–1038.
- [TRAU-98] W. A. TRAUB, *Recent results from the IOTA interferometer*, in *Astronomical Interferometry*, R. D. Reasenberg, ed., vol. 3350, Kona, USA, Mars 1998, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.
- [TYSO-91] R. TYSON, *Principles of adaptive optics*, Academic Press, Inc., 1991.
- [VANB-96] G. VAN BELLE, H. DYCK, J. BENSON, ET M. LACASSE, *Angular size measurements of 18 mira variable stars at 2.2 μm* , *Astron. J.*, 112:2147, 1996.
- [WOLF-71] E. WOLF, ed., *Progress in Optics*, vol. IX, North-Holland, Amsterdam, 1971.
- [WOOD-90] P. R. WOOD, in *From Miras to planetary nebulae: which path for stellar evolution ?*, M. O. Mennessier et A. Omont, eds., Gif-sur-Yvette, 1990, Editions Frontières.
- [ZERN-34] F. ZERNIKE, *Physica*, 1:689, 1934.

Annexe A. PUBLICATIONS

Publications reproduites dans cette annexe

Articles dans des revues à comités de lecture

- C. RUILIER, F. CASSAING, *Coupling of large telescopes and single-mode waveguides: application to stellar interferometry*, JOSA A (1999), submitted [RUIL-99]
- B. MENNESSON, M. OLLIVIER, C. RUILIER, *On the use of single-mode waveguides to correct the optical defects of a nulling interferometer*, JOSA A (1999), submitted [MENN-99b]

Communications

- C. RUILIER, *A study of degraded light coupling into single-mode fibers*, SPIE International Conference on Astronomical Interferometry (1998) [RUIL-98]
- C. RUILIER, J.-M. CONAN, *Visibility SNR for a single-mode fiber stellar interferometer*, In Astrofib Conference on Integrated Optics in Astronomy (1996) [RUIL-96]

Autres publications

Articles dans des revues à comités de lecture

- G. PERRIN, V. COUDÉ du FORESTO, S.T. RIDGWAY, B. MENNESSON, C. RUILIER, J.-M. MARIOTTI, W.A. TRAUB, M.G. LACASSE, *Interferometric observations of R Leonis in the K band. First direct detection of the photospheric pulsation and study of the atmospheric intensity distribution*, Astronomy & Astrophysics (1999) [PERR-99]
- G. PERRIN, V. COUDÉ du FORESTO, S.T. RIDGWAY, C. RUILIER, B. MENNESSON, W.A. TRAUB, M.G. LACASSE, *Interferometric observations of the semi-regular variable star SW Virginis in the K band*, Astronomy & Astrophysics (1999), submitted [PERR-99a]
- B. MENNESSON, J.-M. MARIOTTI, V. COUDÉ du FORESTO, G. PERRIN, C. RUILIER, S.T. RIDGWAY, W.A. TRAUB, N.P. CARLETON, *Thermal infrared stellar interferometry using single-mode guided optics: first results with the TISIS experiment on IOTA*, Astronomy & Astrophysics (1999) [MENN-99]

Communications

- B. MENNESSON, V. COUDÉ du FORESTO, G. PERRIN, C. RUILIER, G. CHAGNON, S.T. RIDGWAY, W.A. TRAUB, N.P. CARLETON, M.G. LACASSE, *Interferometric observations of late-type stars between 2 and 4 microns using single-mode waveguides*, Dana Point Conference (1999), in press [MENN-99a]
- V. COUDÉ du FORESTO, G. PERRIN, C. RUILIER, B. MENNESSON, W.A. TRAUB, M.G. LACASSE, *FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer*, In Astronomical Interferometry, Reasenberg R. D. Ed., SPIE vol.3350, pp.856-863 (1998) [FORE-98]

C. RUILIER, F. CASSAING, *Coupling of large telescopes and single-mode waveguides: application to stellar interferometry*, JOSA A (1999), submitted [RUIL-99]

Coupling of large telescopes and single-mode waveguides: application to stellar interferometry

Cyril Ruilier^{1,2} and Frédéric Cassaing²

¹Observatoire de Paris, Département de Recherche Spatiale
5, place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France

²Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
Département d'Optique Théorique et Appliquée
BP 72, F-92322 Châtillon cedex, France

Abstract

The coupling between a turbulent-distorted optical beam and a single-mode waveguide is addressed. The coupling efficiency and the coupled phase are derived, without aberrations or with small aberrations. These analytical expressions are validated by numerical simulations. Correction with adaptive optics is investigated. In the general case, the Strehl ratio is a pessimistic estimator and the coupled phase is different and has a smaller variance than the classical phase averaged over the pupil. Application fields are heterodyne detection and stellar interferometry, for which spatial and modal filtering are distinguished.

OCIS codes: 060.2430 (fibers, single-mode), 120.3180 (interferometry), 350.1260 (astronomical optics), 010.1330 (atmospheric turbulence), 010.1080 (adaptive optics).

1 Introduction

After propagation through the atmosphere, optical beams suffer from random phase disturbances induced by atmospheric turbulence [1]. On the other hand, a beam is unaltered when propagating in a single-mode waveguide (SMW) such as a single-mode fiber [2]. Therefore, injecting a turbulent beam in a SMW operates spatial filtering.

This filtering property has been successfully used in stellar interferometry. Because of atmospheric turbulence, the visibility measured by interference between telescopes suffers from random fluctuations, reducing accuracy. Since observed objects are usually unresolved by single apertures, coupling each beam in a SMW converts turbulence in photometric variations that can be monitored by dedicated photometric channels [3]. This concept has been demonstrated by the FLUOR instrument [4], now producing scientific results on the IOTA interferometer. Spatial filtering and photometric calibration provided with single-mode fibers routinely lead to an

accuracy better than 0.5% on visibility measurements [5].

Spatial filtering is now widely used and will be a key component for the next generation of instruments [6]. On the ground, the limiting magnitude will be considerably increased with very large telescopes corrected by adaptive optics (AO). However, the need for spatial filtering increases with the telescope diameter since correction is always partial [7]. In space, aberrations in the optics must be filtered out for high rejection in interferometric coronagraphy [8, 9]. Moreover, future instruments with modulation, combination, and detection integrated on a single chip by planar SMWs will also include modal filtering [10].

The coupling of aberrated beams in SMWs is thus a critical issue. This has been addressed without AO correction [11] and with tip-tilt correction [12] or higher orders [13]. The present paper emphasizes on analytical results. First, modal filtering is introduced in Section 2. The coupling efficiency between a telescope without phase distortion and a gaussian SMW is given. The effect of aberrations is addressed in Section 3 where analytical laws for the coupling loss and the coupled phase are derived for small aberrations. Section 4 is dedicated to the coupling of ground-based telescopes with AO correction in gaussian SMWs: laws are given for coupling fluctuations and coupled energy, confirmed by numerical simulations for various levels of correction.

2 Modal filtering

2.1 Notations

A telescope with a pupil of diameter D and a linear central obscuration α is considered. In the telescope pupil, assuming a constant intensity, the incoming beam is characterized by a turbulent phase $\phi(\mathbf{r})$ that can be expanded

on the Zernike polynomials Z_i [14]:

$$\phi(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i Z_i \left(\frac{2\mathbf{r}}{D} \right). \quad (1)$$

The telescope complex pupil can also be expanded on a basis of modes M_i :

$$P_\phi = P_0 \exp(i\phi) = \sum_{i=0}^{\infty} p_i(\phi) M_i. \quad (2)$$

where $i^2 = -1$ and $P_0(\mathbf{r})$ is the pupil transmittance.

We will assume in the following that $\langle | \rangle_W$ denotes a scalar product with weight W , defined by:

$$\langle X | Y \rangle_W = \iint_{\mathbb{R}^2} W(\mathbf{r}) X(\mathbf{r}) Y^*(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}, \quad (3)$$

We will also use the spatial average and variance of X with a weight W , normalized so that $\langle 1 \rangle_W = 1$:

$$\langle X \rangle_W = \frac{\langle X | 1 \rangle_W}{\langle 1 | 1 \rangle_W}, \quad (4)$$

$$\sigma_W^2(X) = \langle X^2 \rangle_W - \langle X \rangle_W^2. \quad (5)$$

For example, orthonormality of the Zernike polynomials over a full circular pupil can be written:

$$\langle Z_i | Z_j \rangle_{P_0} = \delta_{ij}, \quad (6)$$

where δ_{ij} is the Kronecker notation, and the phase variance over the pupil is:

$$\sigma_{P_0}^2(\phi) = \sum_{i=2}^{\infty} a_i^2. \quad (7)$$

2.2 Interferometric filtering

Let us consider as a first step the pupil-plane interference between the telescope and a reference beam R , with coefficients r_i on the modes M_i . If $\{M_i\}$ is an orthonormal basis, the signal measured by a single-pixel detector is:

$$I = \langle |P_\phi + R|^2 \rangle_{P_0} \propto \sum_{i=0}^{\infty} p_i(\phi) r_i^* + \text{incoh. terms.} \quad (8)$$

This signal results from the superposition of interferograms given by each mode. Because of atmospheric turbulence, each $p_i(\phi)$ is complex with random amplitude and phase. Information in the multimode interference signal is thus degraded. To compensate for atmospheric turbulence, a first solution is to correct the phase ϕ with AO. However, full correction is unrealistic. Another solution is to measure a single component of P_ϕ . For example, if the reference beam is $R=M_0$, interference with the turbulent beam gives access to $p_0(\phi) = \langle P_\phi | M_0 \rangle_{P_0}$, while rejecting incoherent photons on higher modes.

This solution is used in heterodyne detection with a laser reference beam R . A similar filtering occurs when coupling a turbulent beam into a SMW: the coupled beam has a perfectly defined profile M_0 . Turbulence is converted into random fluctuation of a single complex component $p_0(\phi)$ and thus can be overcome by photometric calibration and fringe tracking or short exposures.

Thus, *modal* filtering with a SMW must be distinguished from the classical *spatial* filtering with a focal-plane pinhole. With a pinhole, the energy outside the central core of the point spread function is removed while the amplitude and phase passing through the pinhole are unaffected. The transmitted beam is still multimode. Therefore, the interferogram resulting from the combination of pinhole-filtered beams from different telescope would also be multimode. Only an infinitely small pinhole, or a long succession of focal pinholes and pupil stops, would realize true modal filtering.

Modal filtering is thus best suited for high accuracy measurements. Most stellar interferometers now use SMWs instead of pinholes. We therefore address in the following the coupling of an aberrated beam into a single-mode beam $R = M_0$.

2.3 Coupling estimators

The matching between the distorted beam P_ϕ and a SMW M_0 can be characterized in the pupil plane by the normalized overlap integral [2]:

$$\Omega_\phi = \frac{\langle P_\phi | M_0 \rangle_{P_0}}{\sqrt{\langle P_\phi | P_\phi \rangle_{P_0} \times \langle M_0 | M_0 \rangle_{P_0}}}. \quad (9)$$

where M_0 is the mode profile in the pupil plane. Thanks to the Parseval theorem, a similar equation holds in the image plane. The pupil plane integrand

$$W_\phi = P_\phi M_0^*. \quad (10)$$

will be used extensively since P_0 , Φ and M_0 are known and simple functions. We will mostly use the squared modulus (coupling efficiency) and the phase of Ω_ϕ :

$$\rho_\phi = |\Omega_\phi|^2, \quad (11)$$

$$\Psi_\phi = \arg \Omega_\phi. \quad (12)$$

Because of Schwartz inequality, $0 \leq \rho_\phi \leq 1$ and since W_0 is real without aberrations, $\Psi_0 = 0$ and $\rho_\phi \leq \rho_0$. Otherwise, the exact value of these estimators depends on the phase aberration ϕ and the mode profile M_0 .

2.4 Coupling with a gaussian beam

We consider in this section a single-mode fiber at the focus of a telescope of focal F . In the usual gaussian approximation, the LP_{01} mode is characterized at a wavelength λ by the radius ω at $1/e$ [2]. Since the SMW mode

is still gaussian after propagation to the pupil plane, an analytical form of the coupling efficiency can easily be derived without aberrations [13]. From Eq. (9) and (11):

$$\rho_0(\alpha, \beta) = 2 \left[\frac{\exp(-\beta^2) - \exp(-\beta^2 \alpha^2)}{\beta \sqrt{1 - \alpha^2}} \right]^2, \quad (13)$$

$$\text{where } \beta = \frac{\pi D \omega}{2 \lambda F}. \quad (14)$$

Even in the case of a plane wavefront, the diffraction spot mismatches the gaussian focal mode. Eq. (13) gives a maximum coupling of about 80% when $\alpha = 0$ and $\omega/F = 0.71\lambda/D$. This value is used to match the telescope and SMW numerical apertures [12]. To best of our knowledge, Eq. (13) has been published for the first time in Ref. [13].

The coupling efficiency decreases while α increases since sidelobes of the diffraction spot, in phase opposition, are reinforced. The plot of $\rho(\alpha, \beta_{\text{opt}})$ versus α is shown in Ref. [13]: the coupling loss is small when $\alpha \leq 20\%$, much more severe above.

3 Effect of small aberrations

With phase disturbances over the pupil, the argument W_ϕ of the overlap integral of Eq. (9) is complex. Appendix A shows that the integral encounters a modulus reduction and a phase shift. We first derive analytical expressions of the coupling loss and coupled phase for small aberrations. The effects of some specific aberrations are then emphasized.

3.1 Coupling efficiency approximation

To estimate the loss induced by aberrations with the analytical expression derived in appendix A, we first express Ω_ϕ given by Eq. (9) as a normalized phasor average using notations of Eqs. (3-5) and (10):

$$\frac{\Omega_\phi}{\Omega_0} = \frac{\langle P_\phi | M_0 \rangle_{P_0}}{\langle P_0 | M_0 \rangle_{P_0}} = \langle \exp(i\phi) \rangle_{W_0}. \quad (15)$$

Therefore, using Eqs. (33) and (11-12):

$$\rho_\phi / \rho_0 \approx \exp(-\sigma_{W_0}^2(\phi)), \quad (16)$$

$$\Psi_\phi \approx \langle \phi \rangle_{W_0}. \quad (17)$$

A special case is obtained for an infinitely small focal-plane filter. Then, $\Psi_\phi = \langle \phi \rangle_{W_0}$ and Eq. (16) turns to the well known Strehl ratio approximation with the spatial phase variance over the unweighted pupil [15]:

$$M_0 = 1 \Rightarrow \frac{\rho_\phi}{\rho_0} \approx \exp(-\sigma_{P_0}^2(\phi)). \quad (18)$$

In the other cases, the average over the pupil should be weighted by the mode profile in the pupil plane to derive

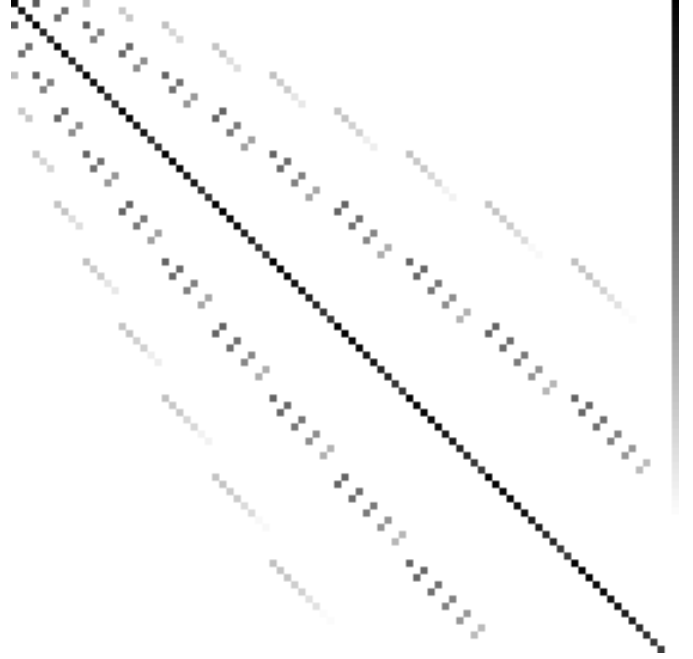


Figure 1: Weighted scalar product matrix of the 91 first Zernike polynomials.

the coupling efficiency and the coupled phase. This impacts for example in the design of AO systems: since the quality criterion is the residual phase variance weighted by W_0 , it is more efficient to correct the center of the pupil than the periphery. Another implication is that the Zernike polynomials are no longer orthonormal with the weighted pupil, as detailed in next section.

3.2 Application to Zernike polynomials

Reporting the Zernike phase expansion of Eq. (1) in Eq. (16) shows that with modal filtering, the quantity of interest is the weighted scalar product of the Zernike polynomials. Eq. (6) then turns to:

$$\gamma_{ij} = \langle Z_i | Z_j \rangle_{W_0} \neq \delta_{ij}. \quad (19)$$

The absolute values of the weighted scalar product matrix γ_{ij} are shown in figure 1 for a full circular pupil and the first $N_{\text{pol}} = 91$ Zernike polynomials (ie radial order 12 included). The matrix is nearly diagonal, but some terms with the same azimuthal frequency are correlated, such as tip-tilt and comas or piston, defocus and spherical aberration. These cross-coupled terms are reinforced when $\alpha \neq 0$. Figure 2 shows the covariance terms and the mean cross-coupled energy. After the 20th polynomial, covariance terms vary with nearly constant amplitude around the mean value 0.8 and the mean cross-coupled energy quickly tends to 0. For a large number of polynomials with similar amplitude, one can use the approximation:

$$\gamma_{i,j} \approx 0.8 \delta_{i,j}. \quad (20)$$

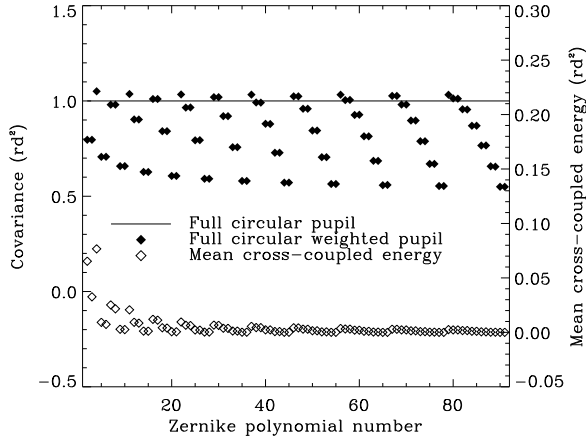


Figure 2: Covariance $\gamma_{i,i}$ (left scale, full symbols) and mean cross-coupled energy $\sum_{i \neq j} |\gamma_{ij}|^2 / N_{\text{pol}}$ (right scale, empty symbols) for the first 91 Zernike polynomials.

Table 1: $\gamma_{i,i}$ terms for the first Zernike polynomials.

Z_i	Z_1	$Z_{2,3}$	Z_4	$Z_{5,6}$	$Z_{7,8}$	$Z_{9,10}$	Z_{11}
$\gamma_{i,i}$	1	0.796	1.051	0.707	0.980	0.658	1.037

Figure 3 shows the evolution of the coupling efficiency for the first polynomials corresponding to the classical optical aberrations. For each mode i , the normalized coupling efficiency has been computed by simulation and plotted versus the amplitude a_i ranging from 0 to 0.5 radians. In addition, analytical curve calculated from Eqs. (16) and (19) are plotted for each aberration, with $\gamma_{i,i}$ values deduced from the scalar product matrix given in table 1. Analytical curves match the numerical curves with a relative accuracy better than 1% for small a_i values. Still 5% in accuracy is expected for $a_i = 0.8$, then accuracy rapidly decreases beyond. A more extended scale can be found in Ref. [13]. These curves clearly show that the coupling efficiency depends on the strength and on the kind of aberration whereas the Strehl ratio depends only on the strength for a full circular pupil. Asymmetric modes and 'center to periphery' modes are more limitatives. Defocus and coma are of main importance in the coupling loss. The Strehl ratio is thus a rather pessimistic approximation. This is confirmed for higher orders, not represented on figure 3 for clarity.

3.3 Tilt compensation

A basic correction consists in stabilizing the diffraction spot at the focus of the telescope. Considering only one direction, the residual phase after tilt correction by an active mirror with amplitude a'_2 is:

$$\phi_{\text{res}} = \phi - a'_2 Z_2. \quad (21)$$

For classical imaging, to minimize the phase variance over the full circular unweighted pupil, the best correction

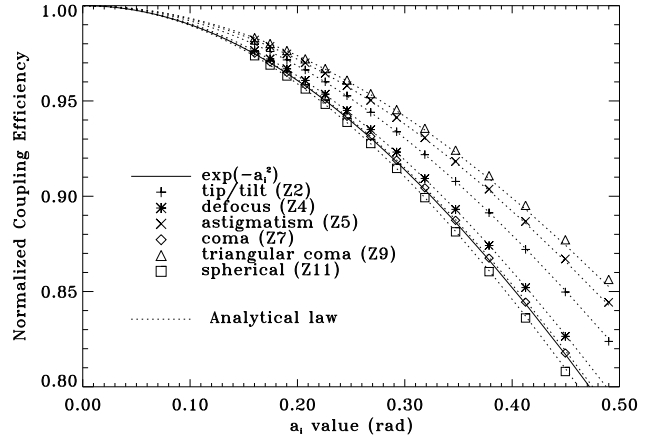


Figure 3: Coupling loss ρ_ϕ / ρ_0 for the first Zernike modes, computed by simulation (symbols) and Eq. (16) (dots). Bold: Strehl ratio approximation given by Eqs. (18) and (7).

is to ensure $a'_2 = a_2$. With modal filtering, correction should differ. The optimum coupling is reached when the weighted variance of ϕ_{res} is minimum:

$$a'_{2\text{opt}} = \frac{\langle \phi | Z_2 \rangle_{W_0}}{\langle Z_2 | Z_2 \rangle_{W_0}} = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \frac{\gamma_{2,i}}{\gamma_{2,2}}. \quad (22)$$

Figure 1 shows that some modes with $i \neq 2$ but same azimuthal frequency $m = 1$ contribute to a'_2 . For a full circular pupil and an optimized gaussian mode, relevant terms are $\gamma_{2,2} \approx 0.8$, $\gamma_{2,8} \approx -0.25$ and $\gamma_{2,16} \approx 0.05$. The correction to be applied is thus closer to the angle of arrival (the first derivate of the phase over the pupil, including contribution from the same high-order modes and measured by classical means such as focal-plane centroiding or quad-cell detectors) than to the Zernike tilt [16].

3.4 Coupled piston

Authors usually only consider the coupling efficiency ρ_ϕ , but the argument of the complex overlap integral, Ψ_ϕ is a major issue in interferometry. Eq. (17) and figure 1 show that the main term contributing to the phase Ψ_ϕ is of course the piston a_1 with weight 1. But all other Zernike modes with revolution symmetry ($m=0$), such as defocus (a_4) and spherical aberration (a_{11}) also contribute to the piston with respective weights $-1/3$ and $1/10$. A more detailed analysis of the piston is presented in Section 4.3.

4 Coupling with adaptive optics

Performances of AO systems have already been examined using the Strehl ratio [17]. Since the Strehl ratio has been shown to be a pessimist estimator for modal filtering, this Section evaluates AO performance based on the

coupling efficiency in a SMW. Analytical expressions are derived, confirmed by numerical simulations with the first 861 Zernike polynomials and 2048 phase screens (so that the variance of the coupling efficiency is calculated with a precision of about 2%) as proposed by N. Roddier [18]. Turbulent wavefronts are characterized by the Fried parameter r_0 [1]. Parameters of the simulation are $\alpha = 0$, D/r_0 ranging from 0 to 32 and partial correction with a perfect AO system, for which all Zernike coefficients are forced to zero up to a radial order n (included). Radial orders 0, 1, 3, 5, 7, 9, and 16 have been successively considered, respectively corresponding to a raw turbulence or correction of the first i_0 Zernike polynomials with $i_0 = 3, 10, 21, 36, 55, \text{ and } 153$. After total correction of the n first radial orders, the residual phase variance over the unweighted pupil is [7, 14]:

$$\sigma_{P_0}^2(\phi_{\text{res}}) = \sum_{i=i_0+1}^{\infty} a_i^2 \approx 0.46 (n+1)^{-5/3} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3}. \quad (23)$$

In the following, temporal variation is omitted but supposed and reminded with the temporal average $\langle \rangle_t$.

4.1 Relative fluctuations

Injection stability in the SMW is of prime importance for efficient modal filtering. Assuming that the residual phase variance over the weighted pupil is small, a first order expansion of Eq. (16) leads to:

$$\langle \rho_\phi \rangle_t / \rho_0 \approx 1 - \langle \sigma_{W_0}^2(\phi) \rangle_t. \quad (24)$$

The residual phase variance over the weighted pupil can be approximated for large i_0 by Eqs. (20) and (23):

$$\langle \sigma_{W_0}^2(\phi) \rangle_t \approx \sum_{i=i_0+1}^{\infty} \gamma_{i,j} \langle a_i^2 \rangle_t \approx 0.8 \sigma_{P_0}^2(\phi_{\text{res}}). \quad (25)$$

Coupling fluctuations can be expressed as the ratio between the root mean square and the average of the coupling efficiency. A similar calculation from Eq. (16) gives:

$$\frac{\sigma_t(\rho_\phi)}{\rho_0} \approx \sigma_t(\sigma_{W_0}^2(\phi)). \quad (26)$$

The right-hand term involves the fourth order momentum of ϕ . Using Eq. 24, calculation leads to [7]:

$$\frac{\sigma_t(\rho_\phi)}{\langle \rho_\phi \rangle_t} \approx 0.816 \frac{\sigma_{P_0}^2(\phi_{\text{res}})}{n+1}. \quad (27)$$

Figure 4 shows coupling fluctuations obtained by numerical simulation and Eq. (27), for each level of correction. Three regimes are clearly evidenced. For small phase residuals, coupling fluctuations obey a log-linear law versus D/r_0 , confirming the analytical expression

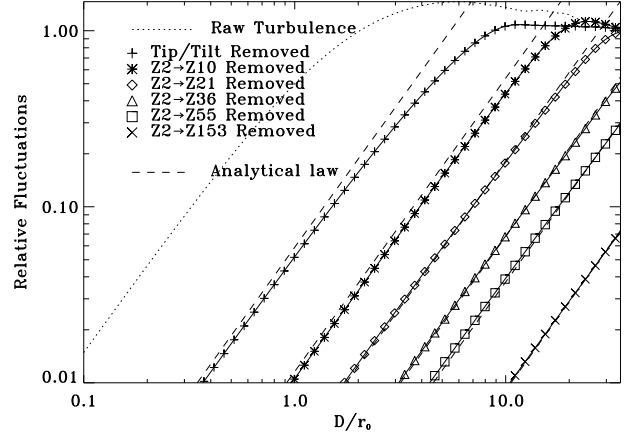


Figure 4: Relative coupling fluctuations $\sigma_t(\rho_\phi) / \langle \rho_\phi \rangle_t$ given by Eq. (27) (---) and by simulation (symbols).

Eq. (27). Departure between simulation and Eq.(27) decreases with the level of correction n , resulting from the asymptotic approximation of Eq. (20). In this regime, coupling fluctuations are essentially due to the spot displacement over the SMW. The standard deviation of the coupling efficiency is smaller than the average but increases faster with the turbulence strength than the average decreases. Large values of D/r_0 correspond to the well-known speckle regime where bright and dark speckles alternatively pass over the SMW [1]. The coupling average balances the coupling standard deviation, leading to a saturation evidenced for low levels of correction. The intermediate regime corresponds to a transition between the spot displacement regime and the speckle regime. This regime is soft and obvious for rough turbulence and more rapid and discreet as the low orders are corrected.

4.2 Coupled energy

The relevant figure of merit for AO is the amount of energy injected in the SMW, defined as:

$$E = (D/r_0)^2 \langle \rho_\phi \rangle_t. \quad (28)$$

Figure 5 plots E , the mean coupling efficiency being derived from Eqs. (23–25). The small aberration approximation fits well the simulation, on a seeing range increasing with the level of correction. The raw turbulence case lights on the competition between the increasing in size of the telescope and the corresponding number of speckles over the SMW. A saturation regime is evident as soon as $D/r_0 \geq 1$. For the corrected cases, a monotonic increase in the total coupled energy precedes a stiff decrease. The optimum coupling for each level of correction is given by:

$$(D/r_0)_{\text{opt}} \approx 2.037 (n+1) \quad (29)$$

$$E_{\text{opt}} \approx 1.251 \rho_0 (n+1)^2. \quad (30)$$

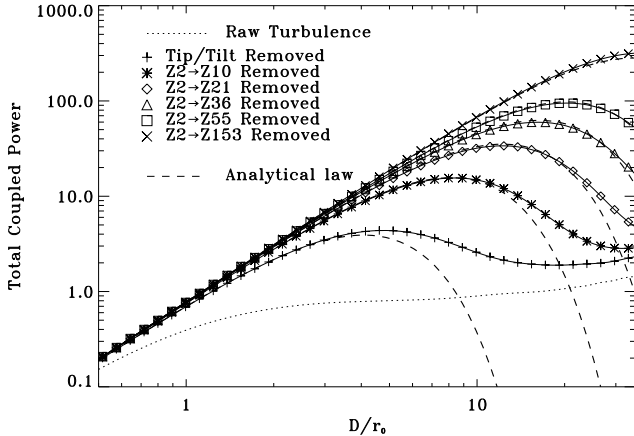


Figure 5: Coupled energy E in arbitrary units given by Eq. (28) (---) and simulation (symbols).

Table 2: Coordinates of the maxima of figure 5 given by Eqs. (29–30) (top) and simulation (bottom).

Order n	1	3	5	7	9	16
	4.1	8.1	12.2	16.3	20.3	34.6
$\left(\frac{D}{r_0}\right)_{\text{opt}}$	4.9	8.4	12.4	16.3	20.2	35.0
	4.0	16.0	36.0	64	100	289
E_{opt}	4.4	15.6	33.8	60	95	318

Table 2 shows the good agreement between Eqs. (29–30) and optimum values given by simulations.

These laws show that the order of correction has to be adapted to the local atmospheric conditions for maximum injection. The same calculation with the Strehl ratio as a coupling estimator gives an optimum 5% smaller for a D/r_0 value 13% smaller. That means that the gain in coupling still increases with the telescope diameter when the Strehl ratio begins to decrease. This confirms that modal filtering is less sensitive to the turbulence than the Strehl ratio.

The difference between correction of the optimum tilt defined by Eq. 22 and the Zernike tilt can be evaluated with the coupled energy. The abscissa of the optimum, $D/r_0 \approx 4.5$ is the same for both corrections, but the injection is increased by 3%. This difference can be larger if a static coma exist, induced for example by a misalignment of the off-axis parabolas used for fiber injection.

4.3 Fluctuation of the coupled piston

In stellar interferometry, the main perturbation in amplitude is the differential piston between the pupils. This is even more the case of an interferometer with modal filtering and photometric calibration where piston is the only uncontrolled parameter. Of course, a fringe tracker can be used to reduce the amount of residual piston.

We have seen in section 3.4 that the piston injected in each fiber is not the classical piston $a_1 = \langle \phi \rangle_{P_0}$, but can be approximated by $\Psi_\phi = \langle \phi \rangle_{W_0}$. In a stellar interferometer with modal filtering and AO residuals, the differential piston between the pupils therefore includes contributions from other modes. For example, in the case of 8 m telescopes in the K band ($D/r_0 \simeq 19$) with a 55 mode AO correction ($n = 9$), the standard deviation of the coupled piston is 27 mrad (10 nm) when $a_1 = 0$. This optimistic value, since the simulation is made for $\alpha = 0$ and does not consider AO residuals for $i \leq i_0$, is above the requirement for some applications [9]. The fringe tracker should measure the same piston than the scientific instrument to be effective: both systems should therefore use similar spatial filtering. This has a major impact on the design of fringe trackers in stellar interferometers with a significant amount of AO residuals.

Moreover, it could be thought that the coupled piston Ψ_ϕ is larger than a_1 since other modes contribute. But all contributions resulting from the same phase screen are correlated. Assuming a Kolmogorov phase and using the Taylor hypothesis, the temporal spectrum of the differential piston can be derived. Adapting calculations of Ref [19] to a weighted pupil shows that the coupled piston has a lower amplitude and a faster high frequency decrease since the weighted pupil is smoother [20].

5 Conclusions

Filtering is now widely used in stellar interferometry to filter out turbulence residuals. With *modal* filtering by SMWs, turbulence can be fully calibrated by photometric calibration and fringe tracking or short exposures. With *spatial* filtering by pinholes, interferograms suffer from random visibility attenuations since transmitted beams are multimode. We have investigated the coupling between large telescopes and SMWs. The maximum coupling efficiency without aberrations has been derived for classical gaussian SMWs.

The coupling loss for small aberrations is approximated by the exponential of the opposite of the phase variance over the pupil. This generalizes the classical Strehl ratio approximation, corresponding to an infinitely small guide. For a real guide, the variance should be weighted by the amplitude of the reference beam over the pupil. The coupling loss depends not only on the aberration strength (the classical unweighted phase variance over the pupil) but also on its type. The formula for the coupling loss has been validated by numerical simulations for a gaussian mode. It turns out that for a large number of Zernike polynomials, the weighted variance is about 80% smaller than the unweighted variance: the Strehl ratio is thus a pessimistic estimator.

Likewise, the coupled phase is the mean phase of the aberrated beam weighted by the amplitude of the reference beam. Therefore, assuming revolution symmetry of

the reference beam, all the components with revolution symmetry in the aberrated phase are taken into account. These include piston but also higher order aberrations such as defocus, spherical aberration, etc.

Modal filtering can thus considerably enhance stellar interferometers. Future spaceborne instruments [21] or large ground-based telescopes with adaptive optics [22] will use SMWs. But for best performance, this must be taken into account in the instrument design, more specifically in the AO system and in the fringe tracker.

Acknowledgments

The distinction of modal and spatial filtering results from discussions within the AMBER and FLUOR groups.

Please send offprint requests to:
Cyril.Ruilier@obspm.fr or cassaing@onera.fr.

A Average of phasors with small dispersion

In this appendix, an average of phasors $\langle \exp(i\phi) \rangle$ is approximated from the two first moments of the phase ϕ . One can always write:

$$\exp(i\phi) = \exp(i\langle\phi\rangle) \times \exp(i(\phi - \langle\phi\rangle)). \quad (31)$$

For small $\phi - \langle\phi\rangle$, if the average operator $\langle \rangle$ is linear and normalized ($\langle 1 \rangle = 1$), a Taylor expansion gives:

$$\langle \exp(i\phi) \rangle = \exp(i\langle\phi\rangle) \left[1 - \frac{1}{2}\sigma^2(\phi) + \dots \right] \quad (32)$$

$$\approx \exp(i\langle\phi\rangle) \times \exp(-\sigma^2(\phi)/2). \quad (33)$$

Eqs. (32) and (33) have the same second order behavior, or third when the probability density function of $\phi - \langle\phi\rangle$ is even. But Eq. (33) is a better approximation than Eq. (32) since the fourth order term, truncated in Eq. (32), is present with the right sign in Eq. (33). This approximation is good for $\sigma^2(\phi) \leq 1$. Moreover, Eq. (33) strictly holds when ϕ is gaussian.

References

- [1] F. Roddier, "The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy," *Progress in Optics*, E. Wolf, ed., (North Holland, Amsterdam, Amsterdam, 1981), Vol. XIX, pp. 281–376.
- [2] E. G. Neumann, *Single-mode fibers* (Springer-Verlag, 1988).
- [3] P. Connes, C. Froehly, and P. Facq, "A fiber-linked version of project TRIO," in *Colloquium on kilometric optical arrays in space*, SP pp. 49–61 (European Space Agency, 1984).
- [4] C. du Foresto V., G. Perrin, C. Ruilier, B. Mennesson, W. Traub, and M. Lacasse, "FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer," in *Astronomical Interferometry*, R. D. Reasenberg, ed., Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. pp. 856–863 (1998). See Ref. [6].
- [5] G. Perrin, "Une unité de recombinaison à fibres pour l'interféromètre IOTA. Application à l'étude des étoiles de type tardif," Ph.D. thesis, Université de Paris VII, 1996.
- [6] *Astronomical Interferometry*, No. 3350 part II in *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., R. D. Reasenberg, ed., (1998).
- [7] J.-M. Conan, "Étude de la correction partielle en optique adaptative," Ph.D. thesis, Université Paris XI Orsay, 1994.
- [8] M. Ollivier and J. M. Mariotti, "Improvement of the rejection rate of a nulling interferometer by spatial filtering," *Appl. Opt.* **36**, 5340–5346 (1997).
- [9] E. Serabyn, J. K. Wallace, G. J. Hardy, E. G. H. Schmidtlin, and H. T. Nguyen, "Deep nulling of visible laser light," *Appl. Opt.* **38**, 7128–7132 (1999).
- [10] F. Malbet *et al.*, "Integrated optics for astronomical interferometry I. Concept and astronomical applications," *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **138**, 1–10 (1999).
- [11] W. R. Leeb, P. J. Winzer, and K. H. Kudielka, "Aperture dependence of the mixing efficiency, the signal-to-noise ratio, and the speckle number in coherent lidar receivers," *Appl. Opt.* **37**, 3143–3148 (1998).
- [12] S. Shaklan and F. Roddier, "Coupling starlight into single-mode fiber optics," *Appl. Opt.* **27**, 2234–2338 (1988), .
- [13] C. Ruilier, "A study of degraded light coupling into single-modes fibers," in *Astronomical Interferometry*, R. D. Reasenberg, ed., **3350 vol. 1**, 319–329 (Kona, USA, 1998).
- [14] R. J. Noll, "Zernike polynomials and atmospheric turbulence," *J. Opt. Soc. Am.* **66**, 207–211 (1976).
- [15] V. N. Mahajan, "Strehl ratio for primary aberrations in terms of their aberration variance," *J. Opt. Soc. Am.* **6**, 860–861 (1983).
- [16] G. Rousset, "Wave-front sensors," *Adaptive Optics in Astronomy*, F. Roddier, ed., (Cambridge University Press, 1999), Chap. 5, pp. 91–130.

- [17] F. Roddier, “Maximum Gain and Efficiency of Adaptive Optics Systems,” *Pub. Astron. Soc. Pacific* **109**, 815–820 (1997).
- [18] N. Roddier, “Atmospheric wavefront simulation using Zernike polynomials,” *Opt. Eng.* **29**, 1174–1180 (1990).
- [19] J.-M. Conan, G. Rousset, and P.-Y. Madec, “Wavefront temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence,” *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 1559–1570 (1995).
- [20] C. Ruilier, “Filtrage modal et recombinaison de grands télescopes. Contributions à l’instrument FLUOR.,” Ph.D. thesis, Université de Paris VII, 1999.
- [21] B. Mennesson, M. Ollivier, and C. Ruilier, “On the use of single-mode waveguides to correct the optical defects of a nulling interferometer,” *J. Opt. Soc. Am. A* (submitted).
- [22] J. M. Mariotti, V. Coudé du Foresto, G. Perrin, and P. Léna, “Interferometric connection of large telescopes at Mauna Kea,” in *Astronomical Interferometry*, R. D. Reasenberg, ed., *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* pp. 785–792 (1998). See Ref. [6].

B. MENNESSON, M. OLLIVIER, C. RUILIER, *On the use of single-mode waveguides to correct the optical defects of a nulling interferometer*, JOSA A (1999), submitted [MENN-99b]

On the use of single-mode waveguides to correct the optical defects of a nulling interferometer

B. Mennesson, M. Ollivier and C. Ruilier
Observatoire de Paris, DESPA, France

Submitted to the Journal of the Optical Society of America,
July 30, 1999

In the area of long baseline nulling interferometry, high rejection ratios are needed to cancel out the light of a bright central source and look for close-by faint structures or companions. These rejection requirements directly translate into drastic optical constraints. We discuss the possibility of using single-mode waveguides for such applications. Conversely to simple pinholes, they correct wavefront defects of high and low order spatial frequencies, they insure a perfect matching of the amplitude profiles coming from the various beams, and can be used with optimum efficiency over a broad bandpass, typically an octave. They then appear to greatly enhance the feasibility of high dynamic interferometric coronagraphs.

1 Introduction

Major space projects based on interferometric coronagraphy are currently under consideration to detect and characterize Earth-like extrasolar planets around nearby stars in the thermal infrared ($\simeq 6$ to $20 \mu\text{m}$): DARWIN at the European Space Agency (Léger et al. 1996), and Terrestrial Planet Finder at NASA (Angel and Woolf 1997; Beichman 1998).

Ground based interferometric projects, such as the Keck Interferometer (Colavita 1998), the Large Binocular Telescope (Angel et al. 1998) and the VLTI (through possible second generation instruments) will also involve nulling modes to look for bright Jupiters, characterize inner regions of exozodiacal clouds or broad line regions of active galactic nuclei (Voit 1997). In all cases, due to the high flux ratio, very strong cancellation or “nulling” of the stellar light is needed. For instance the typical nulling rate required to detect a potential 300 K orbiting companion around a solar type star is $10^5 - 10^6$. As shown by Bracewell and Mc Phee (1979) in the case of 2 telescopes, high rejection factors together with high angular resolution can theoretically be achieved by recombining the waves in a common pupil image with an achromatic π phase shift. In practice rejection factors will be limited by three kinds of defects:

- Phase defects that include residual opd errors, pointing errors, low order optical aberrations (mostly asphericity since high f/d ratio will probably be used) and wavefront higher spatial frequency defects. This small scale roughness can be due to imperfect polishing and dust particles.
- Amplitude defects due to inhomogeneous coatings over the optical train, meteorite impacts and dust scattering that result in imperfect cancellation of stellar light.
- Polarization mismatching either induced by differential rotation or delay.

2 Advantages of single-mode waveguides

2.1 Phase defects

2.1.1 Spatial filtering

It has already been shown (Ollivier and Mariotti 1997) that high spatial frequency defects of the incoming wavefronts of a nulling interferometer could be efficiently corrected by spatial filtering for instance using simple pinholes. As shown by these authors, for a given rejection factor to be achieved, the corresponding optical constraints are then strongly relaxed. These pinholes can for instance be located at the focus of each telescope, with an optimal

radius of roughly $\lambda.f/D$, i.e. the size of an Airy spot, and are very efficient to eliminate the effects of dust scattering or high frequency ripples of polishing residuals.

Their effects however will be less dramatic on large-scale defects such as coating defects, pointing errors in the telescopes and low order optical aberrations in general. As shown in fig. 1, such pinholes are in fact all the more effective that the spatial frequency of phase defects is high. Let us assume that we recombine a perfect plane wavefront, with a distorted one, whose phase $\Phi(r)$ can be decomposed on the classical Zernike polynomials basis $Z_i(r)$ through:

$$\Phi(r) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \cdot Z_i(r) \quad (1)$$

Let us examine the effect of each mode separately, for instance assuming that $a_i=0.1$ and $\forall j \neq i a_j = 0$, meaning that each defect induces a phase spatial variance of $0.01rad^2$ over the whole pupil. Fig. 1 shows the rejection rates achieved as a function of i , the Zernike index, under various corrections. In the case of spatial filtering through a pinhole (plain curve), nulling rates achieved are lower than 10^4 for $i \leq 10$, i.e. for each of the following aberrations: tip-tilt or pointing error ($i=2,3$), defocus ($i=4$), astigmatism ($i=5,6$), and coma ($i=7,8,9,10$). Rejection rates are computed using the same numerical approach as in Ollivier and Mariotti (1997). Beams from the telescopes are filtered out by pinholes with a physical radius of $\lambda.f/D$, located in each focal plane, and then reexpanded and collimated on the common exit pupil. Simulated pupils are sampled in 128×128 sub areas and they have no central obstruction.

Rejection rates achieved in the absence of spatial filtering are given for comparison (dotted curve). In that case, the mean degradation of the fringe visibility V is given (Conan 1995; Perrin 1996) by:

$$V = e^{-\frac{\sigma_{\phi_1}^2}{2}} \cdot e^{-\frac{\sigma_{\phi_2}^2}{2}} \quad (2)$$

where $\sigma_{\phi_{1,2}}^2$ designate the phase variances over each pupil, i.e. 0 on the ideal reference one, and a_i^2 on the other one.

For low phase defects, the rejection factor ρ is simply given by

$$\rho = \frac{2}{1 - V} \quad (3)$$

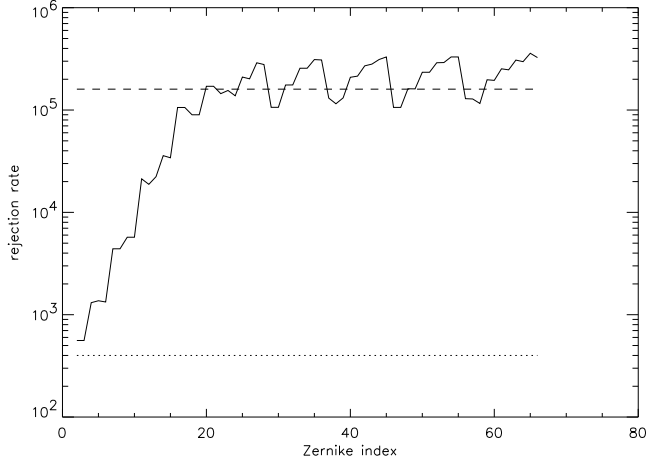


Figure 1: Rejection rates achieved in a Bracewell nulling interferometer, as a function of Zernike index i with the assumption: $a_i=0.1$, and $\forall j \neq i, a_j=0$. Besides piston ($i=1$) which is assumed to be perfectly corrected by an active delay line, first 66 Zernike polynomials have been used, which goes up to a radial degree $n=10$. Plain curve: rejection achieved using pinholes as spatial filters located in the focal plane of each telescope and assuming equal beam amplitudes. For a given value of n , the spatial frequency of the defect is fixed, and the rejection factor is more or less affected by the various possible defects, which explains the irregularities of the curve. The rejection rate is otherwise a monotonous increasing function of n , i.e. of the spatial frequency. Dotted curve: rejection achieved without spatial filtering. Dashed curve: rejection rate achieved with single-mode fibers, without correction of amplitude unbalance.

So that the rejection factor achieved for each mode is:

$$\rho = \frac{4}{\sigma_{\phi_1}^2 + \sigma_{\phi_2}^2} = \frac{4}{a_i^2} \quad (4)$$

which is a constant value of 400 in our particular example ($\forall i, a_i=0.1$).

2.1.2 Modal filtering

When a single-mode waveguide is used, the incoming wavefront excites the fundamental mode of the guide, and the wave theory described by Maxwell equations has to be applied with proper boundary conditions (Marcuse 1975). The main result is that, whatever the shape of the entrance wavefront, a

single-mode waveguide will lose its memory, and propagate only one progressive plane wave, i.e. one mode (with its two polarizations) of the electric field: the fundamental mode of the guide. The amplitude profile of this mode is fully determined by the physical properties of the guide, independently of the incoming wavefront. The shape of the initial wavefront will only affect the amount of energy coupled into the guide. It is commonly stated that such a guide transforms wavefront corrugations into fluctuations of the injected starlight. In the case of such “modal filtering” through a single-mode waveguide, phase effects are then traded against amplitude effects. This property has already been used successfully in long baseline ground-based interferometry, and allowed to derive very accurate object visibilities free of atmospheric bias (Coudé du Foresto and Ridgway 1991; Coudé du Foresto et al. 1998) .

This property is also of great interest for nulling interferometry. If after recombination of two beams coming from a Bracewell interferometer, we inject the total field in a single mode waveguide, all phase defects of the two wavefronts besides residual piston (i.e. imperfect opd control) are corrected.

These waveguides can be either integrated planar optical components, for instance using ion exchange techniques on glass substrate to create an index gradient (Schanen-Duport et al. 1996), or single-mode optical fibers. For the quantitative results given in this paper, we concentrate on single-mode fibers, such as fluoride glass ones (Monerie et al. 1985), which are more developed in the thermal infrared and already available with high transmissivity up to 5 microns.

All phase defects besides residual opd errors are then theoretically corrected by single-mode fibers. Temporal variations of phase defects induce fluctuations of the signals injected in each fiber and amplitude mismatching at the recombination stage. If we assume that amplitude mismatching is corrected in real time, then the expected rejection rate is only limited by polarization mismatches in the optical train. Active amplitude matching can be achieved by attenuating one of the beams with a polarizer, or by slightly tilting one of the wavefronts at the entrance of the waveguide.

It is interesting however to quantify the rejection rate achieved when amplitude mismatching is only due to the fiber and remains uncorrected.

In this case phase corrugations are corrected, and the only decrease in fringe visibility (neglecting polarization effects) is due to flux unbalance. If x designates the relative difference between the injected signals I_1 and I_2 coming from telescopes 1 and 2, so that $I_2 = I_1.(1 + x)$, the impact of

photometric unbalance on visibility measurement can be written as:

$$\langle V \rangle = 2\sqrt{1+x}/(2+x) \quad (5)$$

so that the corresponding rejection factor is, for low values of x :

$$\langle \rho \rangle = 2/(1 - \langle V \rangle) \sim 16/x^2 \quad (6)$$

The coupling efficiency of a corrugated wavefront with a single-mode fiber has been theoretically studied (Shaklan and Roddier 1988; Ruilier 1998), and x can then be computed for any kind of wavefront distortion prior to injection in the guide. Qualitatively it is well known that fringe visibility is less affected by photometric unbalance than by phase defects. More rigorously, the injection efficiency of the incoming wavefront into a single mode waveguide can be approximated in the weak aberration domain by its Strehl ratio $e^{-\sigma_\phi^2}$. The photometric relative unbalance x is then given by:

$$1+x = \frac{e^{-\sigma_{\phi_2}^2}}{e^{-\sigma_{\phi_1}^2}} \quad (7)$$

or for small aberrations:

$$x = \sigma_{\phi_1}^2 - \sigma_{\phi_2}^2 \quad (8)$$

Combining equation (6) and (8), we now get in the case of modal filtering through a simple pinhole:

$$\rho = \frac{16}{(\sigma_{\phi_1}^2 - \sigma_{\phi_2}^2)^2} \quad (9)$$

in the particular case of section 2.1.1, with one perfect pupil and the other one of phase variance a_i^2 , we get:

$$\rho = \frac{16}{a_i^4} \quad (10)$$

In comparison with Eq(4), this result shows that the effect of photometric unbalance on the mean rejection rate is of second order as compared to phase aberrations, which is illustrated by fig 1 (dashed curve).

2.1.3 Effect on the pointing accuracy constraint

Although similar results would follow for any aberration, the case of tip/tilt is of particular interest since it should be the dominant residual phase defect in space. For sake of simplicity, we assume here statistically uncorrelated pointing errors $\delta\theta_{1,2}(t)$ on the 2 telescopes, with gaussian distribution of zero mean and same rms temporal value σ_θ .

In the case of pointing errors, i.e. tilts of the incoming wavefronts of rms fluctuation σ_θ , the instantaneous phase variance on each pupil of diameter D is given by:

$$\sigma_{\phi_{1,2}}^2(t) = (1/4) \cdot (\pi \cdot D \cdot \delta\theta_{1,2}(t)/\lambda)^2 \quad (11)$$

without any filtering

Using eq. (4) and (11) we can compute the mean rejection factor achieved as a function of the pointing rms error σ_θ (fig. 2), dashed curve) of each telescope, when no filtering is used:

$$\langle \rho \rangle = \frac{8}{(\pi \cdot D \cdot \sigma_\theta \lambda)^2} \quad (12)$$

with single-mode fibers

From equations (9) and (11), we get the mean rejection factor achieved:

$$\langle \rho \rangle = \frac{256}{(\pi \cdot D/\lambda)^4 \cdot \langle (\delta\theta_1^2(t) - \delta\theta_2^2(t))^2 \rangle} \quad (13)$$

For uncorrelated zero mean fluctuations $\delta\theta_{1,2}(t)$ of common rms value σ_θ , we have from gaussian statistics (Pelat 1994):

$$\langle (\delta\theta_1^2(t) - \delta\theta_2^2(t))^2 \rangle = 4\sigma_\theta^4 \quad (14)$$

and

$$\langle \rho \rangle = \frac{64}{(\pi \cdot D \cdot \sigma_\theta / \lambda)^4} \quad (15)$$

Fig. 2 shows the mean rejection factor found as a function of the rms pointing error of the telescopes, when no spatial filtering is applied (dotted curve), when pinholes are used, assuming the same amplitude for the 2 wavefronts, (dashed curve), and in the case of modal filtering through a common single-mode fiber (plain curve) assuming no amplitude correction. The rms fluctuation is expressed in units of Airy disk at the -infrared- wavelength of observation λ_{ir} .

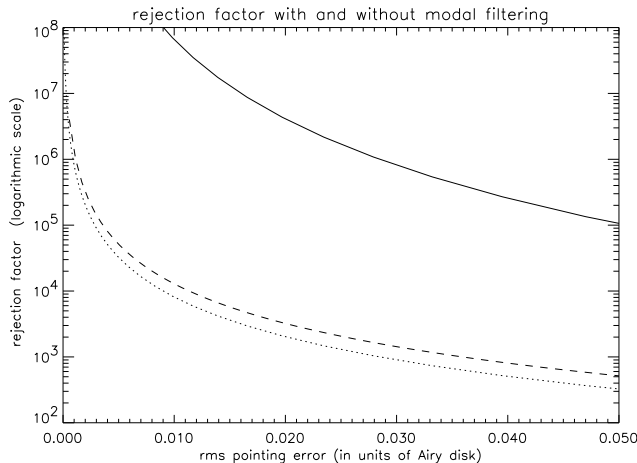


Figure 2: Rejection factor achieved in a Bracewell interferometer as a function of the rms pointing error, assumed to be of equal strength for both telescopes. Tilt rms error is given as a fraction of the Airy disk (λ/D) at the working scientific wavelength. Plain curve: with a single mode fiber at the focus of each telescope, or better, after recombination of the beams, without any amplitude correction. Dashed curve: with a pinhole as spatial filter, after amplitude correction. Dotted curve: without filtering at all. Even without correction of the relative amplitudes of the beams, single-mode fibers drastically relax the requirement on telescope pointing accuracy.

For example, in order to get a mean rejection rate of 10^6 , these simulations show that the acceptable tilt error is:

- using pinholes: $(1/1100)\lambda_{ir}/D = (1/55)\lambda_{vis}/D = 1.2 \text{ mas rms}$, assuming 1.5 m telescopes and $\lambda_{ir}=10$ microns.
- with single-mode fibers: $(1/35)\lambda_{ir}/D = 0.57 \lambda_{vis}/D = 38 \text{ mas rms}$, with the same assumptions.

Even without correction of the relative amplitudes of the beams, single-mode fibers drastically relax the requirement on telescope pointing accuracy.

2.2 Impact on other defects

After coherent recombination of the beams coming from the various telescopes in a common pupil image, we suggest to inject the light in a common single-mode fiber. Instead of using one waveguide per telescope, located at

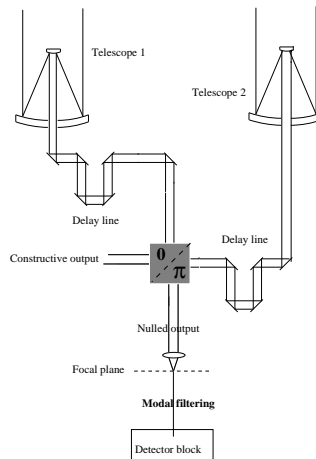


Figure 3: Simple Bracewell concept showing spatial filtering through a common single-mode fiber located after recombination of the beams, in the focal plane. The fiber can be directly inserted in the cold part of the detector block in order to minimize the amount of thermal background seen by the detector. Grey coloured box symbolically represents a recombining device producing an achromatic π phase shift on one output, and constructive interference on the other.

each focus, and recombining the beams after this filtering operation, it is indeed highly preferable to use a single waveguide located after recombination (fig. 3) for various reasons:

- Any phase defects introduced after the foci would remain uncorrected if filtering occurred at this level.
- Differential effects due to propagation in various waveguides are eliminated. There are no dispersion problems, no polarization mismatch and a perfect matching of amplitude profiles.
- A single mode fiber collecting the beams can be directly inserted in the cold part of the detector block. It then reduces the beam etendue and corresponding amount of thermal background seen by the detector to its minimum value.

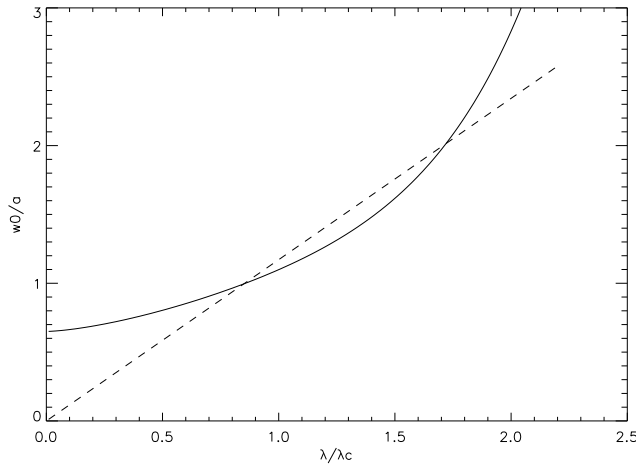


Figure 4: Plain curve: radius w_0 of the fiber's fundamental mode, expressed in units of core radius, as a function of the wavelength, in number of cut-off wavelengths. Dotted curve: best fit with a $w_0 = k \cdot \lambda$ law.

2.3 Achromatic injection efficiency

The radius of the fiber's fundamental mode w_0 scales almost proportionally with wavelength, as shown on fig. 4. Since the size of the Airy pattern at the focus of a telescope also scales proportionally to the wavelength, the coupling efficiency of starlight into a single mode waveguide is roughly achromatic between the cutoff wavelength λ_c of the fundamental mode, and roughly twice this wavelength as seen on fig. 5 (Ruilier 1999). Conversely pinholes sizes should be adjusted at each wavelength for optimal coupling.

3 Possible restrictions

3.1 Injecting the stellar light

The efficiency of light coupling into single-mode fibers has been studied by several authors (Shaklan and Roddier 1988; Ruilier 1998). The coupling \mathbf{C} is given in the general case by the normalized overlap integral between the complex electric field of the telescope and the fundamental electric field of the fiber. \mathbf{C} is then a complex number. Its phase ϕ_c gives the phase shift between the guided field and the incoming field at the entrance of the fiber. Its modulus measures the coupling efficiency into the guide.

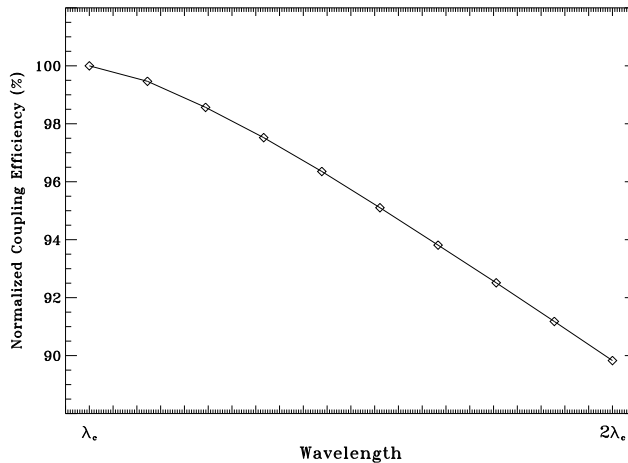


Figure 5: Injection efficiency (relative to theoretical max) of an Airy pattern into a single-mode waveguide as a function of wavelength between the cut-off wavelength λ_c and twice its value. No gaussian approximation has been made. The fundamental mode used in this simulation is the true solution of Maxwell equations in a cylindrical step-index single-mode waveguide.

3.1.1 Additional phase shift

This phase shift ϕ_c has been neglected so far, cause it is sufficiently small to be irrelevant in most interferometric applications. In the case of nulling interferometry, we want an overall opd control insuring a phase rms value smaller than 10^{-3} rad typically. Any source of optical path difference fluctuations such as atmospheric turbulence on Earth, vibrations and jitter in space, or phase shift due to injection into a waveguide will theoretically be corrected within this tolerance by a fringe tracking system. It is nevertheless useful to quantify the phase shift due to the injection into the guide. Let us note that for symmetry reasons (Ruilier 1999), all defects of non-zero azimuthal order, such as tip/tilt or astigmatism, introduce no phase shift. Simulations were made in the case of the HST, with a central obstruction of 33%, xusing HST mirror zonal errors provided by John Krist from Space Telescope Science Institute. We derive an additional phase shift at 10microns $\phi_c = 19.10^{-3}rad$, only due to static aberrations and easy to compensate with an active delay line.

3.1.2 Coupling efficiency

Due to the imperfect matching of an Airy profile with the fiber

mode, the injection efficiency of an ideal plane wavefront is only 81%, or 78% taking Fresnel reflection into account. Fresnel loss can theoretically be eliminated by index adaptation techniques. In the case of the HST map, with a central obstruction of 33%, and neglecting the Fresnel reflection we find a coupling efficiency of 62%. In the case of a pinhole a compromise has to be found between the filtering capability, all the better that the pinhole is small compared to the focal spot size, and the injection efficiency. A good trade off occurs for a pinhole radius of $1.22\lambda.f/D$, which corresponds to an injection efficiency of 60% for a 33% central obstruction. There is then no loss in sensitivity due to the fiber, all the more that pinhole optimal size is chromatic.

3.2 Imaging of extended sources

Field of view Injection efficiency into a single-mode waveguide of mode radius w_0 is optimized, in the case of a circular pupil without central obstruction, and in the gaussian approximation, when (Ruilier 1998):

$$w_0 = 0.71\lambda.f/D \quad (16)$$

The physical size of the Airy spot is of the order of the mode radius. A source off axis by more than an Airy disk will then not be seen by the fiber. Its field of view is then essentially limited to λ/D , just as in the case of spatial filtering through an optimized pinhole.

Influence of source geometry

When spatial filtering through a single-mode waveguide is used, all the spatial information contained in the PSF of individual telescopes is lost: only the external phase shift provided by the interferometric baseline remains. Sources from various directions in the sky are not angularly separated, but seen with a characteristic external differential phase, and the corresponding interferometric transmission efficiency. In a conventional Bracewell observing mode, dedicated to the imaging of faint point-like companions around a bright central source, all the spatial information is integrated in a single pixel. The spatial information included in the individual PSF of individual telescopes is then not relevant and single-mode waveguides can be used with-

out loss. The interferometer is then rotated to modulate the signals of the off-axis companions which allows to ultimately recover their positions (Angel and Woolf 1997; Mennesson and Mariotti 1997).

In the case of a complex extended source, such as the distribution of exozodiacal light around a nearby star, Bracewell imaging through single-pixel detection and temporal modulation of the interferometric response has never been simulated. One might prefer to do multi-pixel single exposure imaging, which would prohibit the use of single-mode waveguides. Both observing modes should be further studied and compared.

3.3 Availability

Single-mode waveguides are very well developed in the visible and near infrared where they find most of their industrial applications. A laboratory nulling experiment in the visible has been set at Jet Propulsion Laboratory (Serabyn 1999) using single-mode fibers successfully. Small integrated waveguides providing white light interferograms simultaneously with photometric calibration have also recently been qualified in laboratory in the near infrared (Berger et al. 1999).

Single-mode fibers -such as fluoride glass based- are also presently available with sufficient transmission in the infrared up to 5 microns, and have already been qualified on stellar interferometers (Coudé du Foresto et al. 1998; Perrin 1996; Mennesson et al. 1999). For longer wavelengths, chalcogenide based (up to 12 microns) or halogenide based (up to 20 microns or more) single-mode guides will be necessary. In the case of nulling interferometry, where only modal filtering is required and no long propagation, one may use very short waveguides even with strong attenuation on metric distances. Short single-mode fibers are currently tested on a 10.6 microns LASER light nulling demonstration at the Institut d'Astrophysique Spatiale in France (Ollivier et al. 1999).

4 Conclusion

The use of single mode waveguides to relax optical constraints such as surface quality, dust percent, but also pointing accuracy and low order aberrations appears essential to the feasibility of space nulling interferometric missions. Such waveguides also allow simple recombination schemes, with a minimiza-

tion of the thermal background seen by the detector, and the possibility of dispersing the beams in the detector block. For short term application in the thermal infrared, single-mode fibers are presently more promising than planar integrated components, mostly limited to near IR (telecom) applications. On the other hand, as already pointed out (Malbet et al. 1999), compact and stable integrated components possibly located inside the dewar, insuring simple interferometric operations (recombination, dispersion) or even more complex ones (achromatic phase shifts?) would be very attractive for space missions and should also be developed.

References

- Angel J.R.P. and Woolf N.J., “An imaging nulling interferometer to study extrasolar planets”, *ApJ*, 475, 373 (1997)
- Angel J.R.P., Hill J.M., Strittmatter P.A. et al, “Interferometry with the Large Binocular Telescope”, *SPIE Proc.* 3350, 881, (1998)
- Beichman, C., “The Terrestrial Planet Finder: the search for life bearing planets around other stars”, *Proc. SPIE*, 3350, 719 (1998)
- Berger J.P., Rousselet-Perrault K., Kern P. et al., “Integrated optics for astronomical interferometry II”, *A&A* 1999, in press.
- Bracewell, R.N. and R.H. McPhie. “Searching for Nonsolar Planets”, *Icarus* 38, 136-147 (1979)
- Colavita M., Boden A.F., Crawford S.L., et al., “The Keck Interferometer”, *Proc. SPIE*, 3350, 776 (1998)
- Conan J.M., PhD Thesis, Univ. Paris XI, 1995.
- Coudé du Foresto V., and Ridgway S. T., 1991, “FLUOR: a stellar interferometer using single-mode infrared fibers”, in *High resolution imaging by interferometry II*, Beckers, J. and Merkle, F. Eds, ESO, 731-740
- Coudé du Foresto V., Perrin G., Ruilier C., et al., “the FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer”, *Proc SPIE*, 3350, 854 (1998)
- Léger A., Mariotti J.M., Mennesson, B. et al., “Could we search for primitive life on extrasolar planets in the near future? The DARWIN project”, *Icarus* 123, 249 (1996)
- Malbet F., Kern P., Schanen-Duport I., et al., “Integrated optics for astronomical interferometry I”, *A&A* 1999, in press.
- Marcuse D., “Excitation of parabolic-index fibers with incoherent sources”, *Bell Syst. Tech. J.* 54, 1507-1530 (1975)

- Mennesson B. and Mariotti J. M., "Array configurations for a space nulling interferometer dedicated to the search for Earth-like extrasolar planets, *Icarus*, 128, 202 (1997)
- Mennesson B., Mariotti J.M., Coudé du Foresto V. et al, "Thermal infrared stellar interferometry using single-mode optics: first results with the TISIS experiment on IOTA", *A&A*, 346, 181-89 (1999)
- Monerie M., Alard F. and Mazé G., "Fabrication and characterization of fluoride-glass single-mode fibers", *Electronic Letters*, Vol. 21, No 25/26, 1179-1181 (1985)
- Ollivier, M. and J.M. Mariotti, 1997, "Improvement in the Rejection Rate of a Nulling Interferometer by Spatial Filtering", *Applied optics* **36**, 22, 5340-46 (1997).
- Ollivier M., Léger A., Anceau C., "Nulling interferometry for the DARWIN mission- laboratory demonstration experiment", *Proceedings of the "Working on the fringe conference"*, Dana Point, USA, in press (1999) and private communication.
- Pelat, D. 1994, Cours "Bruits et signaux", Ecole doctorale d'Ile de France, Astronomie-Astrophysique.
- Perrin G., 1996, PhD Dissertation
- Ruilier C., "A study of degraded light coupling into single-mode fibers", *Proc. SPIE*, 3350, 319 (1998)
- Ruilier C., 1999, PhD Dissertation.
- Ruilier C. and Cassaing F. to be submitted to *JOSA A* (1999)
- Serabyn E., "Nulling interferometry requirements and results "Proceedings of the "Working on the fringe conference", Dana Point, USA, in press (1999), and private communication.
- Schanen-Duport I., Benech P., Kern P. and Malbet F., in "Integrated Optics for Astronomical Interferometry", P. Kern and F. Malbet Eds, pp 99-108
- Shaklan S., Roddier F., "Coupling starlight into single-mode fiber optics", *Applied Optics*, 27, 2234 (1988)
- Voit G. Mark, "On nulling interferometers and the line emitting regions of Active Galactic Nuclei", *ApJ*, 487, L109, 1997

C. RUILIER, *A study of degraded light coupling into single-mode fibers*, SPIE International Conference on Astronomical Interferometry (1998) [RUIL-98]

A study of degraded light coupling into single-mode fibers

C. Ruilier^{a, b}

^aObservatoire de Paris,
Département de Recherche spatiale,
5, place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

^bONERA,
Département d'Optique Théorique et Appliquée,
BP72, 92322 Châtillon, France

ABSTRACT

Because they have demonstrated very high visibility accuracies and have greatly simplified conventional interferometric recombination devices, single-mode fibers are being seriously considered in several Optical Interferometry projects.

This paper deals with light coupling into single-mode fibers. An analytical expression of the coupling efficiency is derived for the monochromatic case. Then, the effect of purely static aberrations is considered. Finally, coupling in the presence of atmospheric turbulence is investigated for long exposure times. Using temporal sequences of turbulent wavefronts, simulations are performed for a wide range of seeing conditions with both uncorrected turbulence and various levels of correction by an Adaptive Optics system.

Keywords: Single-mode fiber optics, Atmospheric turbulence

1. INTRODUCTION

Since the pioneering paper of Froehly in 1981 [1], optical fibers have progressively appeared in stellar interferometry.

The feasibility of fiber-based recombination in the near infrared was demonstrated several years ago: FLUOR (Fiber Linked Unit for Optical Recombination) was the first recombination system using single-mode fibers in astronomy [2]. FLUOR now routinely produces scientific results on the IOTA interferometer with visibility accuracies greater than 99%.

Optical fibers will play an important role in future interferometric systems because of their advantages regarding both recombination and transportation. A major step in the coming years could be the combination of fiber-based spatial filtering and adaptive optics correction, which would improve both accuracy and sensitivity of future recombination units. This could lead to ground-based detection of faint objects close to the source (exoplanets) or stellar surface mapping on objects unresolved by single telescopes.

Indeed, turbulence above the telescope induces coupling fluctuations. Because they are well calibrated with fibers, these fluctuations can be removed from the signal. In interferometry, this provides a gain in accuracy on the visibility estimation. Single-mode fibers ensure the best accuracy, because all the energy is projected on a unique mode. The counterpoint is that this is done at the price of a loss in sensitivity due to the difficulty in injecting light into small cores. Here adaptive optics can help.

A first theoretical study dedicated to the use of single-mode fibers in astronomy was made several years ago [3], with numerical simulations applied to the uncorrected and fast tip/tilt corrected cases. The present paper gives an analytical expression of a coupling efficiency estimator in a simple case, then studies the effect of static aberrations and atmospheric turbulence. Several levels of adaptive optics correction are investigated.

Other author information:

E-mail : Cyril.Ruilier@obspm.fr

WWW : <http://despa.obspm.fr/~ruilier>

Telephone : +33 1 45 07 75 45

Fax : +33 1 45 07 79 17

2. SINGLE-MODE COUPLING THEORY

A key element in the spatial filtering process is in the measurement of the fluctuations in coupling. This is the reason why we need to define a coupling estimator.

Let's consider the case of a gaussian shape spatial filter at the focus of a telescope (figure 1). f is the focal length, and λ the wavelength of observation.

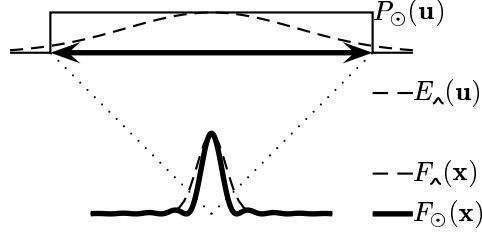


Figure 1. Notations.

2.1. Coupled Amplitude

The coupled amplitude A can be defined as the overlap integral between the electric field distribution in the focal plane of the telescope, $F_{\odot}(\mathbf{x})$, and the transmission of the spatial filter, $F_{\wedge}(\mathbf{x})$. \mathbf{x} is the coordinate in the focal plane. A is written as:

$$A(\mathbf{x}) = \frac{\langle F_{\odot}(\mathbf{x}) | F_{\wedge}(\mathbf{x}) \rangle}{\| F_{\odot}(\mathbf{x}) \| \cdot \| F_{\wedge}(\mathbf{x}) \|} \quad (1)$$

where $\langle \rangle$ and $\| \|$ denote scalar product and norm respectively, defined as follows:

$$\langle X(\mathbf{s}) | Y(\mathbf{s}) \rangle = \iint_{\mathbb{R}^2} X(\mathbf{s}) \cdot Y^*(\mathbf{s}) d^2\mathbf{s} \quad (2)$$

and

$$\| X(\mathbf{s}) \| = \sqrt{\langle X(\mathbf{s}) | X(\mathbf{s}) \rangle} \quad (3)$$

When spatial resolution is no longer diffraction limited due to the presence of a turbulent atmosphere or optical aberrations, it is easier to handle expressions in the pupil plane. Reduced coordinates ($\mathbf{x} = \frac{r}{f}$ and $\mathbf{u} = \frac{r}{\lambda}$ in the focal and pupil planes respectively) are defined such that they are Fourier transform conjugate pairs. From equation (1), the Parseval-Plancherel theorem immediately gives the expression in the pupil plane:

$$A(\mathbf{u}) = \frac{\langle E_{\odot}(\mathbf{u}) | E_{\wedge}(\mathbf{u}) \rangle}{\| E_{\odot}(\mathbf{u}) \| \cdot \| E_{\wedge}(\mathbf{u}) \|} \quad (4)$$

$E_{\odot}(\mathbf{u})$ denotes the complex pupil function and $E_{\wedge}(\mathbf{u})$ the complex conjugated filter function. If we call $\phi(\mathbf{u})$ the phase on the pupil of the telescope, $E_{\odot}(\mathbf{u}) = P_{\odot}(\mathbf{u})e^{i\phi(\mathbf{u})}$, with $P_{\odot}(\mathbf{u})$ the pupil transmittance.

2.2. Definition of a Coupling Efficiency Estimator

The squared modulus of A is used by many people to quantify the amount of injected energy:

$$\rho = |A|^2 \quad (5)$$

A classical application of equations (1) and (5), assuming that average slope was removed from the overall pupil plane, is when the spatial filter is a Dirac delta function ($F_{\wedge}(\mathbf{x}) = \delta(\mathbf{x})$). ρ is then linked to the Strehl Ratio (SR). When the spatial filter is wider, off-axis information is taken into account and the estimator is no longer a Dirac, but the approximation is sufficient, and the SR is usually taken as a coupling estimator.

3. APPLICATION TO SINGLE-MODE FIBERS

Light injected in an optical fiber is decomposed into waveguide modes. When only one mode propagates, the fiber is called single-mode. Such fibers have been used for several years in interferometry because they provide the best visibility calibration. This section shows that under some conditions, an approximated field allows us to derive an analytical expression of the coupling estimator defined in equation (5).

3.1. Gaussian Approximation

An optical fiber is a cylindrical waveguide consisting of two or more dielectric material layers. Different modes that propagate through a fiber are described by Maxwell's equations along with bounding conditions. Only the first mode, the fundamental mode F_{01} , propagates through single-mode fibers. Its profile is a Bessel function in the core and a Hankel function in the cladding. Under some conditions [4, 5], this profile can be approximated by a gaussian:

$$F_{01}(r) \approx e^{-\left(\frac{r}{\omega_0}\right)^2} \quad (6)$$

where ω_0 denotes the 'fundamental mode radius'. ω_0 is chromatic and linked to the physical radius of the fiber.

The fiber gaussian approximation is useful in numerical applications because of the conservation of equation (6) through a Fourier Transform. This approximation will be used in the discussion that follows.

3.2. Coupling Efficiency Analytical Expression

Let's consider a circular pupil of diameter D , with a circular central obscuration α . The effect of a single-mode fiber in the focal plane is the filtering of the Point Spread Function (PSF).

The coupled amplitude A is more easily calculated in the pupil plane. The coupling efficiency is calculated from equations (4) and (5) with the help of equation (6), leading to:

$$\rho_\alpha(\beta) = 2 \left(\frac{e^{-\beta^2} (1 - e^{\beta^2(1-\alpha^2)})}{\beta\sqrt{1-\alpha^2}} \right)^2 \quad (7)$$

with

$$\beta = \frac{\pi D \omega_0}{2 f \lambda} \quad (8)$$

The coupling efficiency is quantified in terms of the experimental set-up and the fiber parameters. Supposing that some of the parameters are fixed, it is possible to optimize the coupling efficiency.

3.3. Maximum Coupling

For an unobstructed pupil ($\alpha = 0$), equations (7) and (8) show a maximum coupling efficiency $\rho_{max, \alpha=0} \approx 81\%$ when $\beta_{opt, \alpha=0} = 1.12$. When Fresnel reflexions [6] on the head of the fiber are taken into account, this maximum falls to 78%.

Maximum efficiency leads to an optimal relation between experimental parameters and those concerning the fiber. In our example, an optimized fundamental mode radius can be defined:

$$\omega_{0opt, \alpha=0} = 0.71 \frac{\lambda f}{D} \quad (9)$$

Converted to FWHM, this means a gaussian 18% wider than the Airy disk.

Obviously, an optimized pair $(\rho_{max, \alpha}, \beta_{opt, \alpha})$ exists for each α .

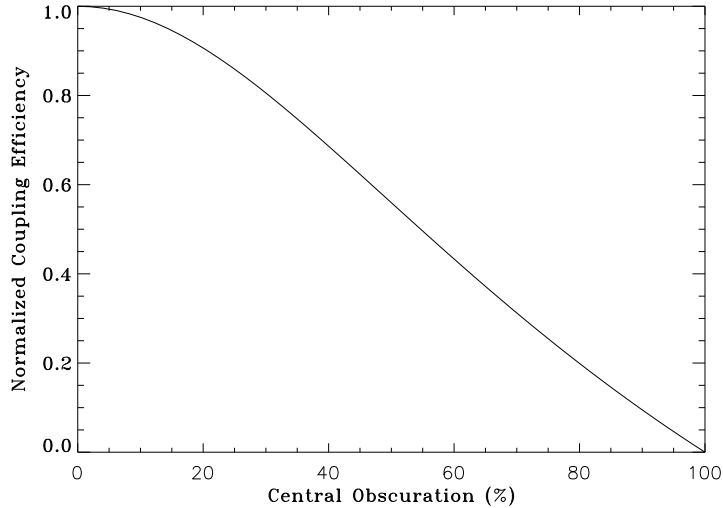


Figure 2. Normalized coupling vs. central obscuration.

3.4. Central Obscuration

The fundamental fiber mode receives more energy when the PSF is narrow and centered. Since the pupil central obscuration contributes to an energy leak from the central part to the side-lobes of the spot, the fundamental mode will receive less energy when there is a central obscuration.

Figure 2 shows the normalized coupling efficiency versus the circular central obscuration α , assuming an optimized fiber for each α . The central obscuration is not critical until it reaches 20% of the diameter pupil, where one can expect a coupling efficiency of 70%. For larger central obscurations, losses are more severe: with a 40% central obscuration, coupling efficiency is only 50%.

4. EFFECT OF STATIC ABERRATIONS

A general expression for the coupling efficiency in the single-mode fiber filtering case was derived in section 3. One is able to quantify the amount of energy coupled into the fiber if the input wavefront is free of aberrations. This section deals with the effect of static aberrations on the coupling estimator.

4.1. Coupling Efficiency

When deformed by optical defects or atmospheric turbulence, the wavefront phase is generally decomposed into a series of Zernike polynomials [6, 7]:

$$\phi = \sum_{i=1}^{\infty} a_i Z_i \quad (10)$$

with Z_i the Zernike polynomial number i , and a_i its weighting factor.

Each Z_i can be represented by a pair (n,m) where n is the radial degree and m the azimuthal degree. Increased radial orders n correspond to increased spatial frequencies, i.e. narrower aberrations. Zernike polynomials are used because they are orthogonal over a circular pupil, and the first several polynomials describe the most common optical aberrations.

Figure 3 shows the normalized coupling efficiency versus a_i for the first six pure aberrations excluding piston ($\phi = a_i Z_i$ with $i = 2, 4, 5, 7, 9, 11$). As expected, coupling efficiency decreases inversely with a_i , but appears to be more sensitive to some aberrations than to others. For example, it is more severely affected by coma or defocus than by other modes. The magnitude of a_i also has an influence, and coupling efficiency can rapidly approach zero (Z_7 ,

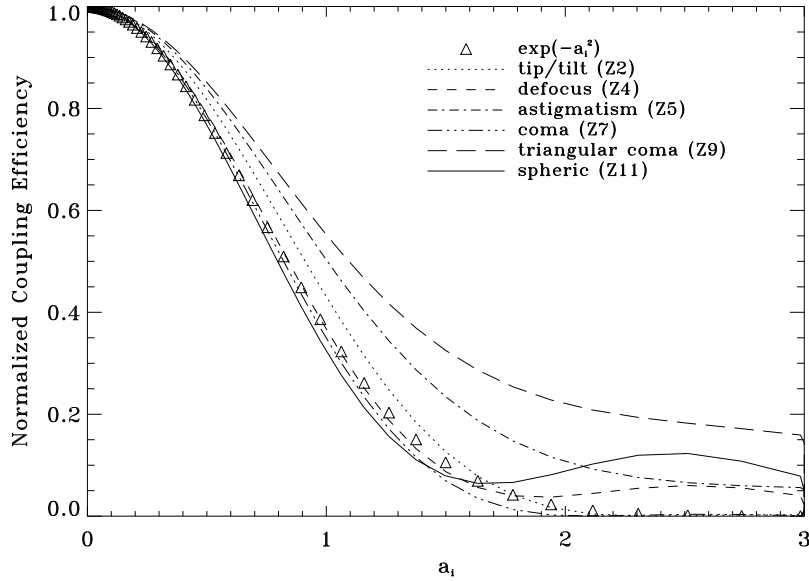


Figure 3. Normalized coupling efficiency ρ_ϕ/ρ_0 vs a_i value for the first Zernike polynomials.

Z_2), slowly approach zero (Z_5 , Z_9), or have secondary maxima (Z_{11} , Z_4), depending on Z_i . Two regimes are evident in the figure: coupling efficiency depends on the on-axis maximum of the PSF for weak a_i , then depends more on the aberration shape as a_i increases.

Several Z_i are represented in figure 3 for clarity. It can be seen that the most restrictive terms are spherical aberration (Z_{11}), coma (Z_7), defocus (Z_4), and tilt (Z_2). The PSF associated to these Zernike polynomials show strong asymmetries (Z_2 and Z_7) or high side-lobe energy (Z_4 and Z_{11}). The coupling efficiency is more sensitive to these aberrations because of mode mismatch with fundamental mode of the fiber.

In the weak aberration domain, SR can be approximated by the following expression as shown in figure 3:

$$SR \approx e^{-a_i^2} \quad (11)$$

$e^{-a_i^2}$ systematically underestimates the coupling efficiency curve for $a_i < 0.4$. The SR is therefore a rather pessimistic approximation. For higher a_i , only some of the low order Zernike modes give coupling curves lower than the Strehl one.

Unlike SR , to which it was compared in section 2, coupling efficiency strongly depends on the kind and on the strength of aberrations. One will remark that the most restrictive terms are those that are usually removed by adaptive optics.

4.2. Spatial Correlation Matrix

Due to the coupling dependency discussed above, Zernike polynomials would no longer form an orthonormal basis once a fiber filtering process occurs. By analogy with equation (11) one writes $\rho \approx e^{-\sum_{ij} k_{ij} a_i a_j}$, with $k_{ij} = \delta_{ij}$ for the SR for an unobstructed pupil.

The left-hand side of figure 4 shows the k_{ij} coefficients matrix for an unobstructed pupil. Zernike polynomials are numbered from 1 to 21 from left to right and from top to bottom. The matrix is diagonal because Zernike polynomials are orthogonal.

The right-hand side of figure 4 shows the same matrix when an optimized single-mode fiber filters the PSF. Spatial correlation terms appear: mainly tip/tilt with comas, and piston with defocus and spherical aberration. The Zernike polynomials are no longer orthogonal. One will remark that correlated terms have the same azimuthal degree.

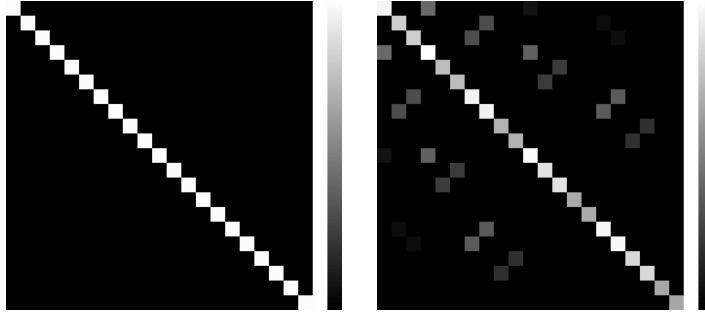


Figure 4. k_{ij} coefficients matrix. Right: unobstructed pupil. Left: unobstructed pupil and fiber filtering.

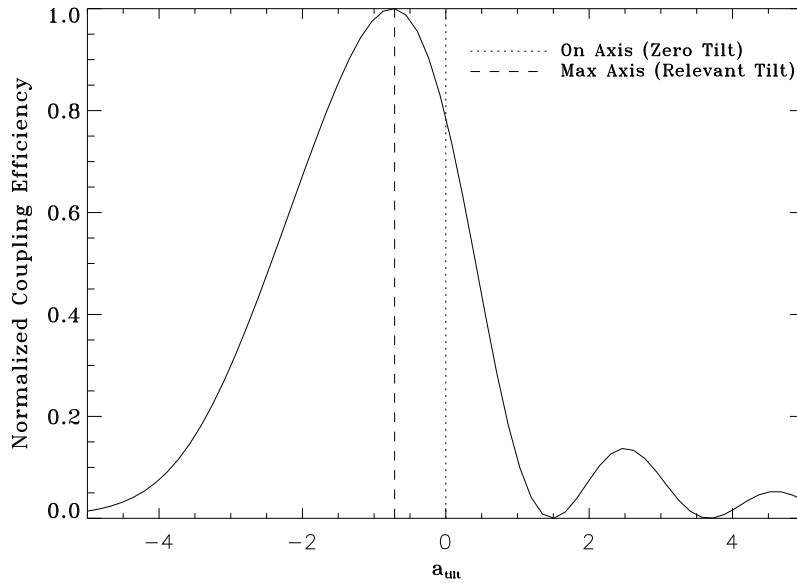


Figure 5. Coupling efficiency with a pure coma when the fiber is displaced in the focal plane.

Generally speaking, the more strongly correlated terms are those that contribute to spot displacement or those for which energy leaks from the center to the side-lobes of the PSF. The same cross terms appear in the case of an obstructed pupil (even without fiber filtering), mainly defocus and spherical aberration.

4.3. Cross Term Influence

On the one hand, section 4.1 has shown that the coma term is one of the most restrictive aberrations, on the other hand, section 4.2 has shown that it is strongly correlated with the tilt term. Is it possible to compensate for a pure coma with a tilt effect?

Figure 5 shows the normalized coupling efficiency with a pure coma ($a_{coma} = 0.5$) when the fiber is misaligned. The coupling efficiency obtained on-axis (zero tilt) is not optimal and can be increased by displacing the fiber in the focal plane. In this example, the optimized efficiency value is 25% higher than the one obtained on-axis.

This gain evolves with coma strength. Figure 6 shows the normalized coupling efficiency curve for a coma that varies from $a_{coma} = 0$ to $a_{coma} = 2$, with and without the relevant fiber displacement. The coupling gain weakly

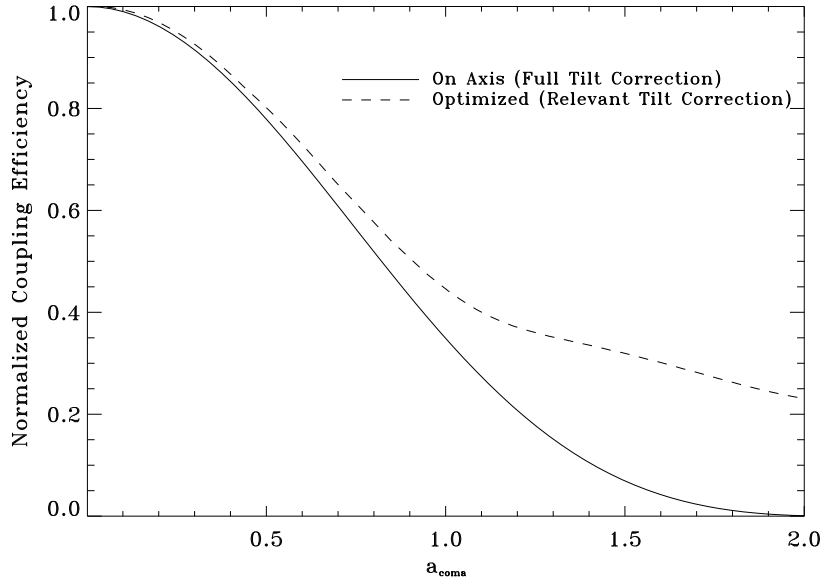


Figure 6. Coupling optimization with a pure coma.

increases for small a_{coma} , then becomes significant when $a_{coma} > 1$. As an example, efficiency is still 20% with the relevant tilt compensation at $a_{coma} = 2$, whereas it is nearly zero without it.

One benefits from including a relevant tilt effect in a wavefront aberrated with coma, with higher relative gain as coma increases.

5. APPLICATION TO TURBULENCE

The main components of atmospheric turbulence [7] appear to be the most restrictive in the fiber-based filtering process. This part presents a numerical study of coupling efficiency for long exposure times.

Temporal sequences of atmospheric turbulence were simulated with the method of N. Roddier [8], using an AO system simulator available at ONERA (Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales). They were then injected into a spatial filtering simulator running under IDL software.

Spatial filtering was calculated using the gaussian approximation of section 3.1 for an optimized single-mode fiber. We only considered the monochromatic case, and turbulence conditions where D/r_0 ranged from 0 to 10.

Several levels of wavefront correction have been simulated in order to understand the Adaptive Optics (AO) role in the fiber-based filtering process. The AO was assumed to be a low order system with perfect correction (bright target). We have considered uncorrected turbulence and three levels of perfect correction: tip/tilt, all terms to Z_{11} , all terms to Z_{21} . For the cases of partial correction, the corresponding a_i terms were simply removed.

In the following, $\langle \rangle_t$ denotes a temporal average over the sequence.

5.1. Mean Coupling Efficiency

Figure 7 presents the mean coupling efficiency normalized to the theoretical maximum, $\langle \rho_\phi \rangle_t / \rho_0$.

Efficiency quickly decreases by 80% for the uncorrected case even for quite good seeing ($D/r_0 = 2$). Tip/tilt correction improves efficiency, essentially in the good seeing domain: coupling is still around 70% of the maximum at $D/r_0 = 2$. Z_2 to Z_{11} correction maintains efficiency values higher than 20% of the maximum even for bad seeing. Z_2 to Z_{21} correction gives even higher mean coupling efficiencies than the preceding case, especially for bad seeing. It is still 40% of the maximum at $D/r_0 = 10$.

Basic tip/tilt correction is not sufficient to ensure a good coupling for high D/r_0 .

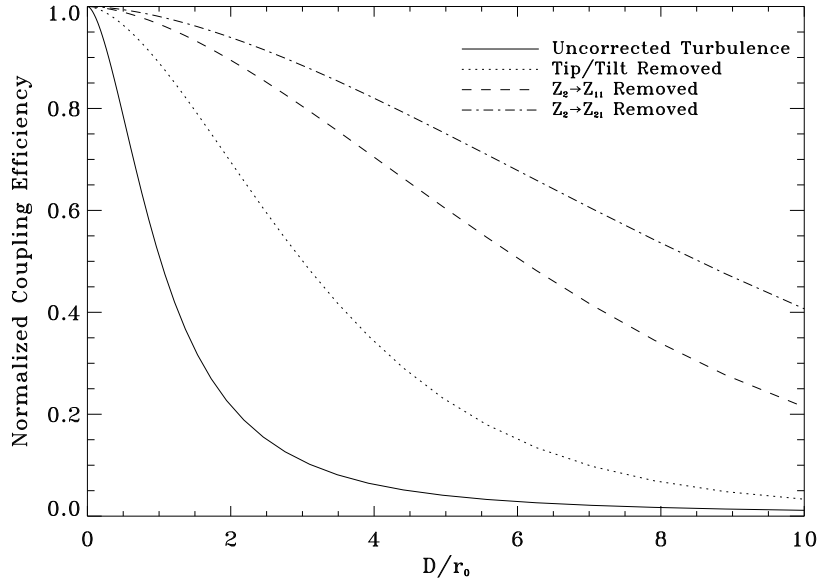


Figure 7. Mean temporal coupling $\frac{\langle \rho_\phi \rangle_t}{\rho_0}$.

5.2. Relative Improvement

Relative improvement $\langle \rho_{\phi, corr} \rangle_t / \langle \rho_{\phi, uncorr} \rangle_t$ is presented in figure 8: the three curves show the gain obtained for each level of correction as compared to the uncorrected case. Tip/tilt correction gives a slight improvement and has a maximum at $D/r_0 \approx 4$. Z_2 to Z_{11} correction gives a strong improvement even for bad seeing, with a maximum of around 20 for $D/r_0 \approx 8$. The Z_2 to Z_{21} correction case shows a continuous improvement in the seeing domain explored, with a value approaching 40 for $D/r_0 \approx 10$.

Low order AO correction (first 11 modes or better) greatly improves coupling efficiency. It is a low cost effort in light of the relative increase in gain compared to the usual tip/tilt correction.

5.3. Relative Fluctuations

Relative fluctuations in coupling $\sigma_t(\rho_\phi) / \langle \rho_\phi \rangle_t$ are presented in figure 9. They give an idea of the extinction frequency on the head of the fiber.

The uncorrected case shows three regimes in the seeing range we have explored: a first regime for weak D/r_0 where the fluctuations in coupling increase quasi linearly with D/r_0 , a second saturation regime for strong D/r_0 , corresponding to the speckle case ($\sigma_t(\rho) = \langle \rho \rangle_t$), and an intermediary regime where $\sigma_t(\rho) / \langle \rho \rangle_t$ can be > 1 .

In the first regime, relative fluctuations are essentially due to spot displacement. In the second regime, there are enough speckles that one will always be on the fiber head. Actually, this regime does NOT saturate to 1 in our example because of numerical simulation limitations. In the intermediary regime, there are not enough speckles to ensure a constant presence on the head of the fiber, but too many to have a linear relation between $\sigma_t(\rho)$ and $\langle \rho \rangle_t$.

The second regime is not fully explained and exists for the uncorrected and tip/tilt corrected cases. It seems to be removed when the main displacement contributors, tip/tilt and coma, are corrected.

5.4. Total Coupled Power

Total coupled power $D^2 \langle \rho_\phi \rangle_t$ transmitted into the fiber is presented in figure 10. These curves are similar to those in figure 8, showing the relative improvement. This is evidence of the close relation between the coupling efficiency without correction and the SR , when $D/r_0 > .8$ and $SR \approx (r_0/D)^2$.

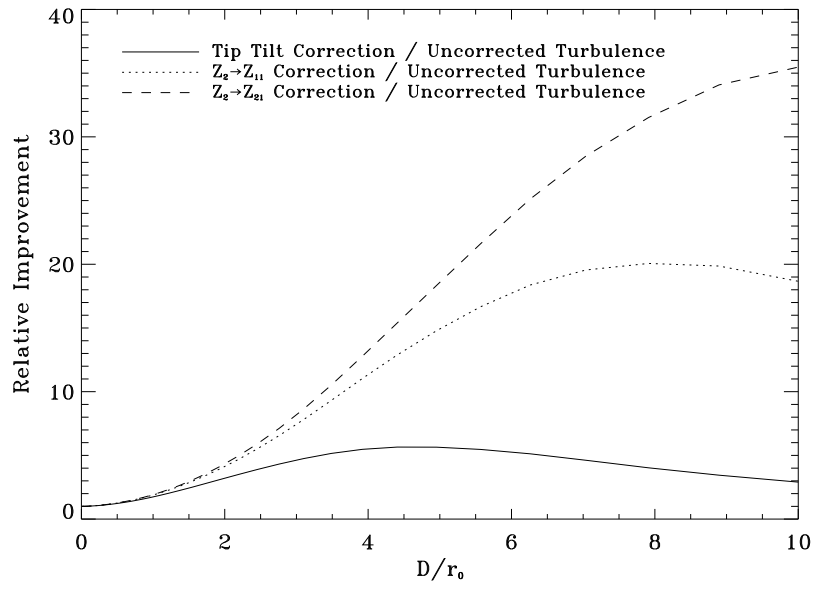


Figure 8. Relative improvement $\frac{\langle \rho_{\phi, corr} \rangle_t}{\langle \rho_{\phi, uncorr} \rangle_t}$.

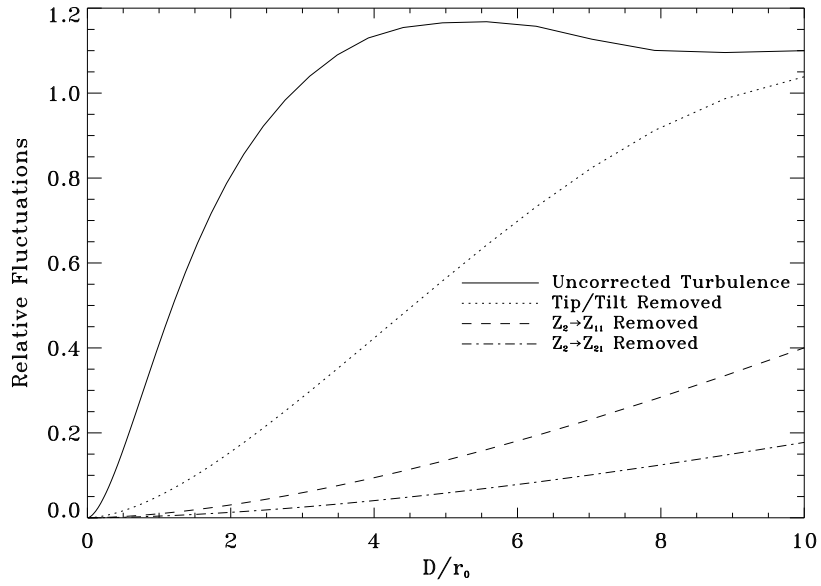


Figure 9. Relative fluctuations $\frac{\sigma_t(\rho_{\phi})}{\langle \rho_{\phi} \rangle_t}$.

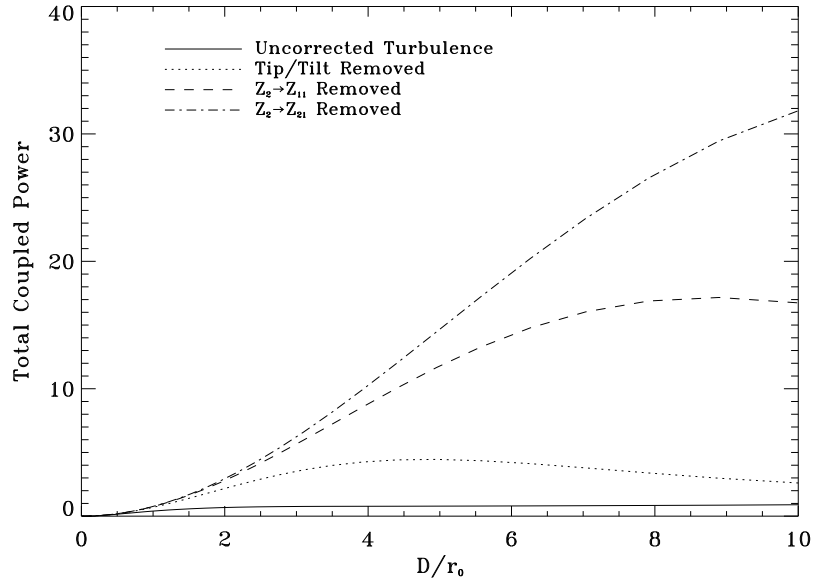


Figure 10. Total coupled power $D^2 \langle \rho_\phi \rangle_t$.

A saturation regime is evident when $D/r_0 > 1$ in the uncorrected case: one can gain in sensitivity by increasing the size of the telescope, but the total coupled power saturates because of the equilibrium regime between the gain in surface and the number of speckles on the head of the fiber. As for the corrected cases, one sees a monotonic increase in total coupled power until it reaches a maximum value. The maximum is assumed to exist in the best corrected case, but out of our seeing range.

With AO correction, one should ensure that the telescope is near the optimum size: if the telescope is too large, the total coupled power would be less than maximum.

6. CONCLUSION

Because they allow accurate visibility estimation, single-mode fibers are now seriously considered in several Optical Interferometry projects. For now, the main limitation is sensitivity due to the difficulty of injecting light.

An analytical expression has been derived in the general case of an obstructed circular pupil when the signal is spatially filtered with a single-mode fiber. An optimized relation exists among the system parameters. A central pupil obscuration induces weak losses for small values, but is restrictive at high values.

Coupling efficiency appears to be particularly dependent on the kind of aberrations. The aberration modes contributing to spot displacement or leaks of energy into the PSF side-lobes cause the strongest reduction in coupling efficiency. These modes correspond to low order Zernike aberrations.

The filtering processes cause some spatial correlations among Zernike polynomials. Tilt and coma show the strongest correlation. It is possible to compensate for a pure coma by displacing the fiber in the focal plane. The increase in coupling thus obtained is far from being negligible.

In the presence of a turbulent atmosphere, it is difficult to couple starlight into single-mode fibers. A low order AO system that perfectly corrects the first 11 Zernike modes appears sufficient to ensure good stability and injection into the single-mode fiber.

Other investigations on this topic will be forthcoming.

REFERENCES

1. C. Froehly, "Coherence and interferometry through optical fibers," in *ESO Conference on Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths*, ESO, (Garching, Germany), 1981.
2. V. C. du Foresto and S. Ridgway, "Fluor: a stellar interferometer using single-mode infrared fibers," in *High Angular Imaging by Interferometry II*, J. M. Beckers and F. Merkle, eds., pp. 731–740, ESO, (Garching, Germany), 1991.
3. S. Shaklan and F. Roddier, "Coupling starlight into single-mode fiber optics," *Applied Optics* **27**(11), pp. 2234–2238, 1988.
4. E.-G. Neumann, *Single-Mode Fibers, Fundamentals*, vol. 57, Springer-Verlag, 1988.
5. L. Jeunhomme, *Single-Mode Fiber Optics, Principles and Applications*, Marcel Dekker, New York, 1993.
6. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, sixth (corrected) ed., 1993.
7. R. J. Noll, "Zernike polynomials and atmospheric turbulence," *Journal of the Optical Society of America* **66**(3), pp. 207–211, 1976.
8. N. Roddier, "Atmospheric wavefront simulation and Zernike polynomials," in *Amplitude and Intensity Spatial Interferometry*, vol. 1237, pp. 668–679, SPIE, 1990.

C. RUILIER, J.-M. CONAN, *Visibility SNR for a single-mode fiber stellar interferometer*, In Astrofib Conference on Integrated Optics in Astronomy (1996) [RUIL-96]

VISIBILITY SNR FOR A SINGLE-MODE FIBER STELLAR INTERFEROMETER

C. RUILIER^{1,2}, J. M. CONAN¹, G. ROUSSET¹

¹*Office National d'Études et de Recherches Aéronautiques*

Division Imagerie Optique Haute Résolution

BP72 F-92322 Châtillon cedex, France

Email: ruilier@onera.fr, conan@onera.fr, rousset@onera.fr

and

²*Département de Recherche Spatiale (CNRS URA-264)*

Observatoire de Paris

F-92195 Meudon cedex, France

Abstract. The present paper aims to express the quantity measured with a stellar interferometer using single-mode fibers. We use an analogy with the expression of the visibility obtained in conventional speckle techniques. We also try to characterize the accuracy of the measure of this quantity by its signal-to-noise ratio (*SNR*). These results are illustrated through a computer simulation of a VLTI-type interferometer.

keywords: interferometry, fiber optics, adaptive optics, atmospheric turbulence, large telescopes.

1. Introduction And Motivations

The new goals of optical astronomy require the use of very high resolution instruments. Long baseline interferometers as the VLTI will allow a wide astrophysics program (Paresce *et al.* 1996): surface imaging of giant stars (Perrin *et al.* 1996b), star formation and early stellar evolution, stellar diameter measurement, high spectral resolution of circumstellar shells, galactic centre, low mass stars and brown dwarfs... . The theoretical resolution of 100m-class interferometers (about 10^{-3} arcsec at visible wavelengths) is the first step to open the doors of exoplanets detection with ground-based

instruments (Coudé *et al.* 1996)(Perrin *et al.* 1996a).

Besides, fiber optics technology has now been tested in astronomy for some years (Coudé du Foresto & Ridgway 1991, Reynaud 1991, Shaklan 1989). The feasibility of constructing simple and low cost instruments for stellar interferometers has been proved. The adaptive optics technology, developed at the same time, allows large ground-based telescopes (8-m class) to provide diffraction limited resolution on the ground.

The combination of large telescopes, adaptive optics and fiber optics will provide the possibility of building interferometers with angular resolution, signal-to-noise ratios and accuracy never reached at infrared wavelengths. For such interferometers, one has now to study the behavior of the measured visibility in order to optimize their design. No analytical expression is clearly given in the literature. We propose one and test it in a short exposure observing mode with a two telescope stellar interferometer coupled by fiber optics. The signal-to-noise ratio of this visibility is derived, and compared to the SNR of the conventional speckle interferometry visibility.

2. Relevant Transfer Function

In large telescopes, the main effect of the atmospheric turbulence is to spread the image. The scintillation is negligible for large apertures because of the spatial averaging over the pupil. The instantaneous image has thus a speckle structure. When the images of a same source given by two telescopes are superimposed and optical paths are equalized, the interference fringes are present in each speckle in the recombinaison image plane. The whole image pattern is moving with time, and each speckle has a lifetime equal to the coherence time of the turbulence. In speckle interferometry, one records instantaneous exposures (exposure smaller than the speckle lifetime) and treats them as independant outcomes of a stochastic process. This technique has the advantage of being insensitive to the differential piston existing between the telescopes.

When considering a source unresolved by the interferometer, the spectral density of the image intensity is equal to the quantity named the speckle transfer function, which is the average of the square modulus of the instantaneous optical transfer function of the interferometer.

When the baseline \mathcal{B} is greater than two times the diameter \mathcal{D} of one telescope, one can write:

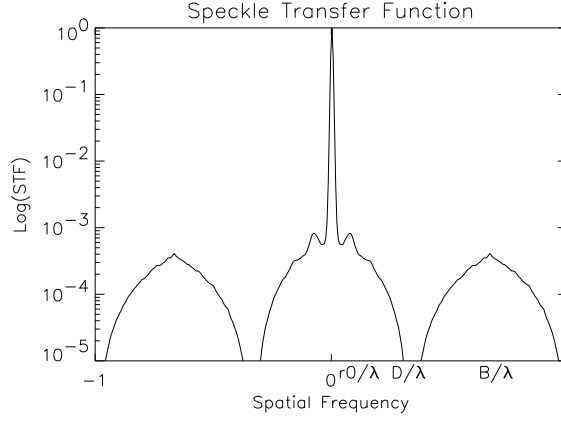


Figure 1. Example of the speckle transfer function of a stellar interferometer.

$$\begin{aligned}
 STF(\mathbf{f}) &= \langle |OTF(\mathbf{f})|^2 \rangle \\
 &= STF_{low\ freq.\ peak}(\mathbf{f}) \\
 &+ \frac{1}{2} \{ STF_{fringe\ peak}(\mathbf{f} + \mathcal{B}/\lambda) + STF_{fringe\ peak}(\mathbf{f} - \mathcal{B}/\lambda) \} \\
 &= \langle |OTF_{low\ freq.\ peak}(\mathbf{f})|^2 \rangle \\
 &+ \frac{1}{2} \{ \langle |OTF_{fringe\ peak}(\mathbf{f} + \mathcal{B}/\lambda)|^2 \rangle + \langle |OTF_{fringe\ peak}(\mathbf{f} - \mathcal{B}/\lambda)|^2 \rangle \}
 \end{aligned}$$

where OTF and STF are respectively the Optical and the Speckle Transfer Functions of the interferometer, and $\langle \rangle$ is a temporal average.

The speckle transfer function (see figure 1.) can be seen as the sum of a low frequency term $STF_{low\ freq.\ peak}$, dependent on the seeing conditions and the number of speckles, and a high frequency term $STF_{fringe\ peak}$, which contains the interference information. Different visibilities, expressed as an integral over frequencies or at one frequency, can be derived from it.

3. Short Exposure Visibilities

3.1. THE SPECKLE ONE FREQUENCY VISIBILITY

The one frequency visibility can be noted:

$$G = 2\sqrt{\frac{STF_{fringe\ peak}(\mathcal{B}/\lambda)}{STF_{low\ freq.\ peak}(\mathbf{0})}}.$$

G is simply the value of the FTS of the interferometer at the particular frequency \mathcal{B}/λ . It corresponds to the fraction of photons contributing to the fringe peak, normalized to the total number of photons (zero frequency).

This quantity can also be approached by $G \approx \sqrt{\mathcal{E}_c^2 + 4(1 - \mathcal{E}_c^2)/N_0}$ (Conan & Rousset 1995), where \mathcal{E}_c is the coherent energy (Rousset *et al.* 1991) and N_0 is the number of speckles in the recombinaison image plane. The coherent energy is given by $\exp(-\sigma_\phi^2)$, where σ_ϕ^2 is the residual phase variance. In the case of a good correction by adaptive optics, the coherent energy is close to the Strehl Ratio (Conan 1994).

3.2. THE FREQUENCY INTEGRAL VISIBILITY

Roddier and Léna (Roddier & Léna 1984) give the fringe contrast in speckle interferometry:

$$R_1 = \frac{\int d\mathbf{f} \langle |OTF_{fringe\ peak}(\mathbf{f})|^2 \rangle}{\int d\mathbf{f} \langle |OTF_{low\ freq.\ peak}(\mathbf{f})|^2 \rangle}.$$

In a first approximation, the visibility measured with a fiber coupled interferometer should be similar to this expression apart from the fact that, due to the filtering and the observing mode (Coudé du Foresto & Ridgway 1991), such a system should measure the normalized ensemble average of the integral of the fringe peak. The fiber is seen as a hole which extracts the central speckle of the image. Conan (Conan 1994) proposes an estimator, as follows:

$$R_2 = \frac{\langle |\int d\mathbf{f} OTF_{fringe\ peak}(\mathbf{f})|^2 \rangle}{\langle |\int d\mathbf{f} OTF_{low\ freq.\ peak}(\mathbf{f})|^2 \rangle}.$$

4. Signal-To-Noise Ratios

Conan (Conan 1994) generalizes the SNR calculation in the single telescope case to express the one frequency visibility SNR :

$$SNR_G = \frac{n}{\sqrt{1 + 2n + \chi n^2}} \sqrt{M}$$

where $\chi = \frac{\langle |OTF(\mathcal{B}/\lambda)|^4 \rangle - STF^2(\mathcal{B}/\lambda)}{STF^2(\mathcal{B}/\lambda)}$, n is the mean number of photons times the $STF(\mathcal{B}/\lambda)$, and M is the number of short exposure records.

We cannot derive an analytical expression for SNR_{R_2} . We assume that it is close to the SNR of the numerator of R_2 (integral of the fringe peak). In addition, by analogy with the relation given by Roddier (Roddier & Léna 1984), we may assume that SNR_{R_2} is SNR_G magnified by a flux independent factor K . These two points have to be verified through the simulations.

5. Numerical Simulations

5.1. CONDITIONS

We consider a two telescope interferometer of the VLTI type ($\mathcal{D} = 8$ m, baseline $\mathcal{B} > 2 \mathcal{D}$ for no redundancy). The telescopes are both equipped with identical adaptive optics systems (55 actuators, 50 Hz bandwidth) which can compensate for the first 55 modes of the turbulent wavefront. The piston effect is neglected, because we only consider short exposures. In these conditions, the phases between the telescopes are mostly uncorrelated.

We choose a Fried parameter $r_0(0.5\mu m) = 13cm$. This condition is realistic for Cerro Paranal, according to the specifications given by ESO: $r_0(0.5\mu m) = 12.8cm$, 50% of the observing time (ESO 1995). We choose also a wind speed $V = 16m.s^{-1}$ ($V/D = 2Hz$), a very bad value compared to the one given by ESO (about $7m.s^{-1}$). We consider both with and without compensation cases.

The wavelengths of observation are $0.7\mu m$ (R-band) and $2.2\mu m$ (K-band). Fiber optics in R band already exist for a long time; fluoride glass fibers have been built and tested for some years for astronomical use in the K band (Coudé & Ridgway 1991).

All the following simulations have been performed with Sun SPARC stations, using IDL software. We computed two files of Zernike polynomials (with and without wavefront compensation) corresponding to the chosen atmospheric conditions, with a simulation software of an adaptive optics system developed at ONERA (Rousset *et al.* 1991)(Conan 1994). Each file contains the data of 2048 records. Then we wrote some programs giving the different transfer functions, the visibilities and their SNR .

5.2. RESULTS

5.2.1. No correction, R band, See Fig. 2.

The Strehl Ratio in the image of one telescope is $\approx 0.8\%$, the coherent energy $\approx 0\%$. These values are typical of an uncorrected case. The number

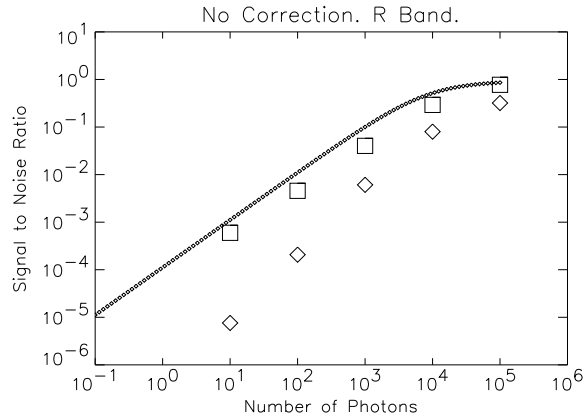


Figure 2. The squares represent SNR_G , the lozenges the corresponding SNR_{R_2} , both simulated for different flux. The curve gives a theoretical estimation of SNR_G .

of speckles is ≈ 2200 .

From the simulation, SNR_G for each flux can be compared to the estimated theoretical curve (Conan & Rousset 1995). Both results are close, and would be in theory identical for an infinite number of records. We verified for each flux that the SNR_{R_2} can be approximated by the SNR of its numerator. SNR_{R_2} is always smaller than SNR_G and appears to follow a different behavior at low flux. This invalidates our assumption $SNR_{R_2} = K SNR_G$.

5.2.2. No correction, K band, See Fig. 3.

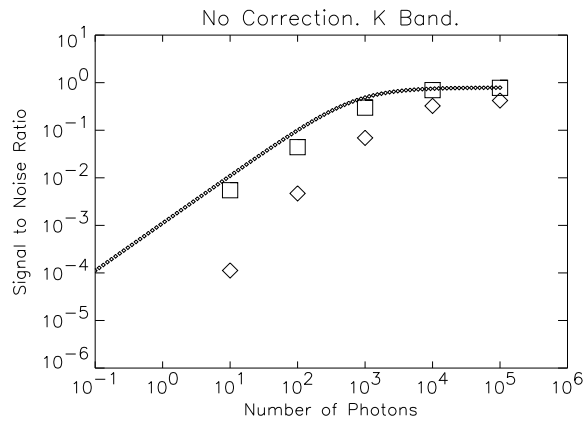


Figure 3. Same legend as figure 2.

The Strehl Ratio is now $\approx 1\%$, the coherent energy $\approx 0\%$. The number of speckles is ≈ 200 .

Once again, the simulated values of SNR_G are in very good agreement with the theoretical estimation. We also remark a similar SNR behavior as for the visible uncorrected case, with a global gain of a factor 10, due to a less effect of turbulence in infrared bands. Note that the transition between the low flux regime and the saturation domain roughly corresponds to one photon per speckle in figures 1 and 2.

5.2.3. 55 modes correction, R band, See Fig. 4.

As assumed in adaptive optics correction cases, the coherent energy goes closer to the Strehl Ratio ($\approx 1.97\%$), even if the performance is poor at short wavelengths.

The gain on SNR_{R_2} is obvious, especially at low flux : between one and

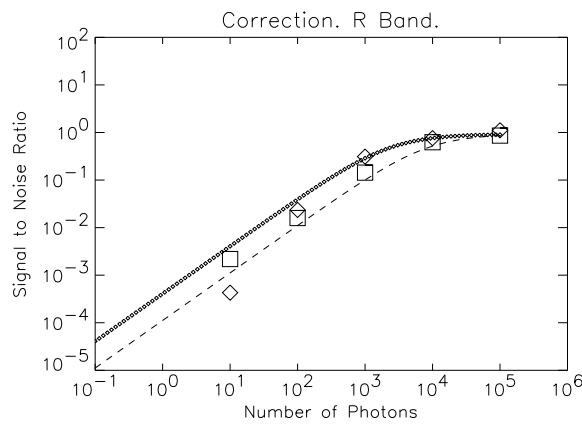


Figure 4. The squares represent SNR_G , the lozenges the corresponding SNR_{R_2} , both simulated for different flux. The curve gives a theoretical estimation of SNR_G . The dashed curve (---) shows for comparison SNR_G in the uncorrected case.

two orders of magnitude compared to the uncorrected case. A smaller gain is also seen on SNR_G (a factor of 4 at low flux). These gains result from the effects of adaptive optics correction : an increase in coherent energy ($\approx 1.74\%$, to be compared to the $\approx 0\%$ in the uncorrected case), and the reduction of the number of speckles (≈ 800). Still note the saturation at high flux around $SNR = 1$.

5.2.4. 55 modes correction, K band, See Fig. 5.

For this case, the Strehl Ratio and the coherent energy are very close ($\approx 66\%$). The number of speckles is divided by 10 compared to the visible wavelength.

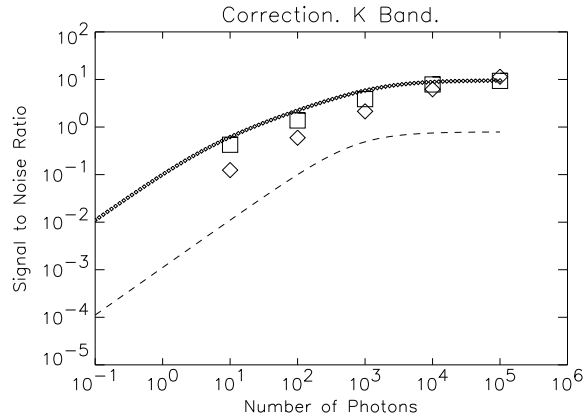


Figure 5. Same legend as figure 4.

SNR_{R_2} is increased by a large factor (one to two orders of magnitude depending on the flux, compared to the K-band uncorrected case). The gain on SNR_G is also important even at high flux. Due to a very good correction quality at infrared wavelengths the saturation level is around 10, significantly higher than the one obtained in the visible (around 1). Note that SNR_{R_2} is much higher in the K-band than in the R-band. This means that the fiber-coupled interferometers with the considered adaptive optics system should be very efficient in the infrared.

6. Conclusion and perspectives

The spatial filtering induced by fibers in an interferometer leads to the necessity of estimating a new visibility. We propose here an estimator, denoted R_2 by analogy with the speckle visibility R_1 given by Roddier (Roddier & Léna 1984), and derive its signal-to-noise ratio.

First, it clearly appears through the simulations that adaptive optics is necessary to improve significantly the visibility of a two 8m telescope interferometer coupled by fibers, especially in the infrared domain.

The SNR of R_2 is shown to be slightly smaller than the SNR of the one frequency visibility (G). It also exhibits a specific behavior at low flux. A further theoretical study would be suitable for a better understanding of the sensitivity to photon noise.

We assumed along these simulations short exposure observations. Long exposure observing mode coupled with Adaptive Optics would lead to an even better SNR than those calculated here, and then to a higher magnitude limit. This however requires a good piston correction.

References

- Conan, J. M. 1994, *Étude de la Correction Partielle en Optique Adaptative*, Ph.D. thesis, Université Paris XI
- Conan, J. M., Rousset, G. 1995, Visibility signal to noise ratio in adaptive optics two-telescope interferometry, In *Adaptive Optics*, ESO Conference and Workshop Proceedings no.54, pp.351-355
- Coudé du Foresto, V., Ridgway, S. 1991, FLUOR: A Stellar Interferometer Using Single-Mode Infrared Fibers, In *High-Resolution Imaging by Interferometry II*, ESO Conference and Workshop Proceedings no.39, pp.731-740
- Coudé du Foresto, V., Mariotti, J. M., Perrin, G. 1996, Direct Observation of Extra Solar Planets with an Infrared Interferometer, In *Science with the VLTI*, ESO Conference and Workshop Proceedings, in press
- European Southern Observatory 1995, Technical Specifications for the VLT Adaptive Optics System (NAOS), Doc. N^o: VLT-SPE-ESO-11650-0877, pp.33-34
- Paresce F., *et al.* 1996, A New Start for the VLTI, *The Messenger* **83**, pp. 14-21
- Perrin, G., Coudé du Foresto, V., Mariotti, J. M., Ridgway, S., Carleton, N. P., Traub, W. S. 1996, High Accuracy Optical Visibilities on Long Baselines: First Results and Prospects, In *Infrared Space Interferometers*, Toledo Workshop, in press
- Perrin, G., Coudé du Foresto, V., Mariotti, J. M. 1996, Observing Near Infrared Stellar Structures with a High Precision Interferometer, In *Science with the VLTI*, ESO Conference and Workshop Proceedings, in press
- Reynaud, F., Alleman, J. J., Connes, P. 1991, Interferometric Control of Fibers Lengths for a Coherent Telescope Array, In *High-Resolution Imaging by Interferometry II*, ESO Conference and Workshop Proceedings no.39, pp.1295-1302
- Roddir, F., Léna, P. 1984, Long-baseline Michelson interferometry with large ground based telescopes operating at optical wavelengths. I. General formalism. Interferometry at visible wavelengths, *J. Optics (Paris)*, **Vol.15**, pp.171-182
- Rousset, G., Madec, P. Y., Rabaud, D. 1991, Adaptive optics partial correction simulation for two-telescope interferometry, In *High-Resolution Imaging by Interferometry II*, ESO Conference and Workshop Proceedings no.39, pp.1095-1104
- Shaklan, S. 1989, Multiple Beam Correlation Using Single-Mode Fiber Optics with Application to Interferometric Imaging, Ph.D. thesis, University of Arizona

Annexe B. CONDUITE DU PROJET DE RECHERCHE

Cette annexe décrit la conduite de la thèse, vue comme un projet de recherche. Il s'agit d'un document demandé pour la première fois en 1999 par les responsables de la Formation Doctorale. Il devrait à terme être rédigé par tout jeune chercheur en fin de thèse, et inclus dans le mémoire.

Contexte de la thèse, sujet et financement

L'expérience FLUOR

Au début des années 90, une expérience visant à démontrer la faisabilité de la recombinaison de télescopes par fibres optiques monomodes dans l'infrarouge fut initiée par l'Observatoire de Paris en collaboration avec le NOAO (National Optical Astronomical Observatories, États-Unis). Les fibres optiques offrent en effet la possibilité de filtrer spatialement la turbulence atmosphérique, ce qui permet d'obtenir des mesures de visibilité beaucoup plus précises qu'avec les méthodes de recombinaison conventionnelles. Deux miroirs plans secondaires du télescope solaire Mac-Math à Kitt Peak, distants de 5 m, furent ainsi recombinaisonnés avec succès.

Après cette première expérience convaincante, un accord fut conclu en 1993 avec l'Université d'Harvard et le Smithsonian Astrophysical Observatory en vue d'installer une unité de recombinaison par fibres monomodes sur l'interféromètre IOTA (Mont Hopkins, Arizona). FLUOR (Fiber Linked Unit for Optical Recombination) est depuis l'un des trois instruments de recombinaison d'IOTA.

En quelques années, FLUOR est passé du statut de prototype à celui d'instrument scientifique produisant régulièrement des données de grande qualité. L'avantage des fibres optiques monomodes pour filtrer spatialement le signal et le "nettoyer" de la turbulence atmosphérique, mais aussi pour étalonner les voies interférométriques, a été démontré avec succès. Les capacités impressionnantes (précision en visibilité meilleure que 0,5%, soit un ordre de grandeur de mieux que les interféromètres concurrents) motivent depuis des projets au sol comme dans l'espace, au point que des instruments fondés initialement sur une recombinaison classique envisagent aujourd'hui d'utiliser des fibres.

Mon sujet de thèse a comporté trois volets distincts. Une partie, axée sur la théorie et les simulations numériques, consistait à mener une étude sur la recombinaison cohérente des futurs grands télescopes terrestres au moyen de fibres optiques monomodes. Une partie instrumentale visait à améliorer la productivité de l'instrument FLUOR et à repousser ses limites de précision en intégrant un sous-système de balayage rapide de la différence de marche optique. La troisième partie, observationnelle, concernait l'exploitation scientifique de FLUOR avec la mise en oeuvre et la conduite des programmes d'observation sur l'interféromètre IOTA.

Financement

Le financement de ma thèse a fait l'objet d'une convention BDI (Bourse de Docteur Ingénieur) entre le CNRS (UMR 8632, Département de Recherche Spatiale de l'Observatoire de Paris) et l'ONERA (Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales). Le contrat a débuté au 1/10/96 et s'est achevé au 30/09/99, ce qui représente un coût total de 380kF (salaire brut) environ.

La partie théorique a constitué l'essentiel de mon activité à l'ONERA. Les parties instrumentale et observationnelle liées à FLUOR se sont déroulées à l'Observatoire de Paris (section de Meudon), avec de nombreuses missions en Arizona.

Étude pour les systèmes futurs de recombinaison de grands télescopes par fibres optiques

Les besoins

FLUOR a ouvert la voie de l'utilisation des fibres monomodes en interférométrie optique pour le filtrage spatial et l'étalonnage de faisceaux. Des projets de recombinaison de grands télescopes au sol, tels le VLTI (Very Large Telescope Interferometer), envisagent d'utiliser ces propriétés. Les diamètres des télescopes impliqués obligeront d'avoir recours à des systèmes d'Optique Adaptative en aval desquels les fibres optiques seront connectées. La partie théorique de ma thèse, effectuée en majeure partie à l'ONERA, devait définir les propriétés de ces futures interfaces.

Les moyens

L'ONERA est un organisme qui, en parallèle de nombreuses études menées sous contrat (principalement avec la Direction Générale de l'Armement), consacre une partie de ses fonds propres à des études amont sur des sujets susceptibles de faire l'objet de futurs contrats. Mes travaux ont été financés sur ces ressources.

J'avais à ma disposition des outils de simulation de fronts d'onde turbulents corrigés par Optique Adaptative, développés sur contrat pour la simulation de ces systèmes dont l'ONERA est expert depuis des années. Le logiciel de simulation IDL était également disponible et j'en avais acquis la maîtrise au cours des années précédentes. Une partie du temps d'activité d'un ingénieur de recherche a été consacrée au suivi de mes travaux.

Résultats de l'étude

Cette étude a été menée alors que certains instruments de recombinaison du VLTI, dans lesquels l'ONERA est impliqué, étaient en phase de définition. Certains résultats ont aidé à la prise de décisions techniques les concernant.

Ce travail s'est conclu par la livraison d'un logiciel de simulation des performances d'un système de filtrage par fibres optiques associé à un système d'Optique Adaptative, et par des publications au nom des deux organismes qui l'ont financé. Les premiers résultats de ces travaux ont été présentés à la conférence internationale 'Astronomical Interferometry' organisée à Kona (Hawai'i) au mois de mars 1998 [RUIL-98]. Plus récemment, un article en co-écriture sur l'utilisation des fibres optiques pour la recombinaison de télescopes spatiaux destinés à la détection d'exoplanètes a été soumis à la revue à comité de lecture JOSA (Journal of Optical Society of America) [MENN-99b]. Un article de synthèse de ces travaux a été plus récemment soumis à la même revue [RUIL-99].

Coût total

La totalité de ce projet, de la définition des objectifs à la livraison du logiciel et des publications, représente l'équivalent à temps plein d'une année de mon contrat, soit environ 130 kF. Il faut y ajouter le temps d'ingénieur, que j'évalue à 10% sur une année au tarif de 900 kf/an (TTC, coût habituel facturé sur les contrats), soit 90 kF.

Conduite du projet “Fast Scan”

Il s’agissait d’améliorer les performances de l’instrument FLUOR en réalisant un système de balayage rapide de la différence de marche (“Fast Scan”).

Analyse des besoins et définition des solutions

La première partie de mon travail a consisté à analyser les besoins afin de déterminer les solutions possibles, techniquement et financièrement. Il s’agissait d’une activité nouvelle pour moi, qui a débuté par l’apprentissage de l’interférométrie sur le site IOTA au cours d’une mission de 15 jours au début de ma thèse (coût 12,5 kF). Cette première prise de contact m’a permis d’analyser les besoins pour l’accomplissement du projet.

Choix d’une solution

Le choix s’est porté sur un sous-système à intégrer sur la table optique existante. Ce système est constitué d’un miroir actionné par un translateur piézoélectrique, lui-même solidaire d’une monture mécanique cylindrique par trois parallélogrammes assurant la linéarité parfaite du mouvement.

La quantité de données à traiter en temps réel et la vitesse d’acquisition, toutes deux accrues d’un facteur 20, impliquaient un changement profond de l’architecture informatique et électronique de FLUOR. Plusieurs solutions étaient envisageables, nous avons choisi une solution modulaire avec unité de contrôle embarquée (technologie PXI proposée par National Instruments, Texas), transportable, évolutive et particulièrement adaptée aux conditions rudes. Le logiciel d’interface resterait LabView, dont l’équipe possédait déjà une licence. Je n’avais pas la maîtrise de ce langage, ce qui a nécessité une phase d’apprentissage (1 semaine).

Après consultation de différents fournisseurs (optique, mécanique, électronique) et évaluation de la charge de travail, le financement de la totalité du projet était estimé à 215kF, matériel et deux missions techniques de deux personnes (installation en Arizona) inclus. Les intervenants (optomécanique et électronique) seraient des ingénieurs du CNRS affectés au projet durant la phase de réalisation.

Recherche d’un financement

L’achat du matériel a fait l’objet d’une demande de financement auprès de l’INSU, obtenu consécutivement en 1998 et 1999. Les optiques et le matériel électronique nécessaires (essentiellement chez le fournisseur Physik Instrumente) ont été achetés en 1998. Pour ce qui concerne l’interface électronique et l’informatique, les crédits attribués n’ont pas été suffisants. Nous avons trouvé une alternative moins coûteuse à la solution PXI (55 kF au lieu de 100 kF). Cette solution consistait à équiper FLUOR d’un ordinateur plus puissant, équipé des cartes d’interface appropriées. Cela impliquait une charge de travail en électronique plus importante, et un matériel beaucoup moins robuste.

Le financement total du projet (matériel et missions) s’est élevé à 170 kF, hors main d’oeuvre.

Réalisation du projet

Fabrication et commandes

Pour ce qui concerne la réalisation, j’ai travaillé avec l’aide de deux ingénieurs affectés à plein temps sur le projet durant les étapes dans lesquelles ils étaient impliqués :

- un ingénieur du DESPA pour l’optomécanique (3 mois à temps plein) ;

- un ingénieur de l'Institut d'Astrophysique de Paris pour l'électronique (2 mois à temps plein).

La fabrication et le traitement des pièces mécaniques, ainsi que la conception et la réalisation d'une partie de l'électronique, ont été partagées entre des sociétés extérieures et les ateliers de l'Observatoire (coût 20 kF).

Les contraintes de calendrier, la synchronisation des tâches et le contrôle des délais ont été d'autant plus difficiles que les pièces et les fournisseurs étaient nombreux, et que mon expérience dans ce domaine était à faire. 6 mois se sont écoulés du début du projet jusqu'à la phase d'intégration.

Pré-intégration, tests et validation

Une configuration informatique similaire à celle devant être installée en Arizona a été très tôt mise en place en laboratoire à l'Observatoire de Meudon. Ce choix répondait à l'un des paramètres importants de la réalisation de ce projet : la distance importante qui le séparait de son lieu final d'intégration et la nécessité de développer et de tester le maximum de sous-systèmes pour limiter les risques et alléger la durée des séjours en Arizona.

Une longue phase de pré-intégration et de tests a suivi. Ceci a permis de travailler en interaction avec l'optomécanicien et l'électronicien, de définir les failles potentielles, et d'y remédier avec plus de facilité et pour un coût moindre que si ces opérations avaient du être menées sur le site en Arizona.

Les tests avaient pour but de vérifier un par un les différents systèmes, mais aussi que les propriétés de l'ensemble étaient en accord avec les exigences d'une utilisation interférométrique (hysteresis, dérive, linéarité en vitesse). Une méthode de contrôle optique de la vitesse de déplacement du miroir a été imaginée. L'anomalie de comportement d'une des cartes d'interface avec la configuration informatique choisie, réparable seulement par le constructeur, a pu être détectée très tôt grâce à ces tests en laboratoire. Elle aurait entraîné la perte d'une mission si elle avait été détectée sur le lieu d'intégration.

Deux missions techniques de 15 jours à deux personnes ont servi à l'intégration sur le site : une mission au mois de juillet 1998 pour la mécanique et les tests, une mission au mois de mars 1999 pour l'électronique et l'informatique.

Livraison

Une mission mixte de temps technique et d'observations astronomiques a permis de tester avec succès le Fast Scan sur le ciel au mois de mai 1999. Sa mise en place ouvre de nouvelles possibilités observationnelles pour FLUOR. Une copie de ce système équipera VINCI, l'instrument de test du VLTI actuellement en construction sous la maîtrise d'oeuvre du DESPA.

Coût du projet

La totalité de ce projet, depuis l'analyse des besoins jusqu'à la livraison du produit, représente l'équivalent à temps plein d'une année et demi de mon contrat, soit environ 200kF. Il faut y ajouter le temps de travail de l'optomécanicien (3 mois) et de l'électronicien (2 mois), tous deux ingénieurs CNRS (1ère classe : 400 kF/an HT), soit environ 170 kF HT. Le coût des missions s'élève à 50 kF.

Pour ce qui concerne le matériel, le coût total s'élève à 170 kF répartis comme suit :

- translateur piézoélectrique et électronique associée, 45 kF ;
- mécanique (fabrication et traitement), 20 kF ;
- ordinateurs et cartes d'interface, 55 kF.

Coût total du projet : 590 kF.

Exploitation de l'instrument FLUOR

En parallèle des changements techniques, une version stable de FLUOR produit des données scientifiques au rythme d'une mission par trimestre. Une partie de mon temps de travail a consisté à exploiter l'instrument. Cela inclut la participation aux missions d'observation, mais aussi leur gestion et la recherche de leur financement.

Fonctionnement et budget de FLUOR

FLUOR dispose d'une organisation quelque peu particulière, partagée entre la France et l'Arizona. Cette situation s'explique par la rareté des installations interférométriques dans le monde. Il s'ensuit des coûts de fonctionnement élevés qu'il faut financer d'année en année afin d'assurer l'exploitation scientifique de l'instrument.

Missions scientifiques

Même si elle dispose d'un accès facilité aux installations d'IOTA, l'équipe FLUOR doit déposer des demandes de temps d'observation sur l'interféromètre. Ce temps est attribué à cadence trimestrielle et inclut aussi bien les missions techniques que les missions scientifiques. L'ensemble des activités liées à l'utilisation de FLUOR et à son amélioration doivent tenir compte de cette contrainte.

Les observations sont assurées par les membres de l'équipe FLUOR (deux à trois pour chaque mission), laquelle comprend :

- deux astronomes adjoints (Observatoire de Paris) ;
- 3 doctorants (bourses CIFRE MATRA, ENS, BDI CNRS/ONERA) ;
- un chercheur post-doctoral sur le site IOTA.

Financement des missions

Les missions durent généralement deux à trois semaines, pour un coût d'environ 12,5 kF par personne. Ce faible coût s'explique par une gestion autonome qui permet d'abaisser les dépenses. L'économie réalisée sur chaque mission permet de financer un plus grand nombre de missions dans l'année. Les budgets sont attribués chaque année après constitution d'un dossier, lequel présente les résultats obtenus grâce au financement des années précédentes, et les programmes en cours ou à venir, techniques ou scientifiques.

Les financements ont plusieurs origines possibles. Pour FLUOR, la principale source est l'INSU (Institut National des Sciences de l'Univers) qui finance, dans le cadre du Programme National pour la Haute Résolution Angulaire en Astronomie, les missions et matériels nouveaux.

Programme scientifique de la thèse

Collaborations

Outre les partenaires américains impliqués dans l'interféromètre IOTA (Université d'Harvard et Smithsonian Institution), d'autres partenariats sont créés au rythme des programmes scientifiques nouveaux.

C'est ainsi que j'ai pu mener, en 1998, un programme de suivi interférométrique et photométrique simultané des étoiles variables de type Mira avec une équipe italienne de l'Université d'Arcetri (Italie) sur le télescope TIRGO, en Suisse. Ces observations, grâce à une mesure précise du diamètre et de la photométrie, permettent d'estimer avec une grande précision la température de ce type d'étoile.

Missions d'observations

En plus des missions techniques, j'ai participé à 5 missions scientifiques en Arizona avec l'instrument FLUOR : novembre 1996, décembre 1997, mai 1998, octobre 1998, mai 1999.

Coût total

L'exploitation scientifique de FLUOR, qui constitue la partie observationnelle de ma thèse est difficile à quantifier. Elle s'est étalée sur les trois années du contrat et peut difficilement être convertie en temps plein. J'estimerai son coût total à celui des missions (5 missions, soit 65 kF environ), et au temps consacré par les deux astronomes de l'équipe pour le suivi de ma thèse (2ème classe : 265 kF/an HT), à 10% de leur temps chacun, soit environ 80 kF au total sur les trois années.

Conclusion

Bilan des coûts

Coût de chaque projet :

- Étude pour les systèmes futurs de recombinaison de grands télescopes par fibres
220 kF (salaires)
- Projet "Fast Scan"
370 kF (salaires)
50 kF (missions)
170 kF (matériel)
- Exploitation scientifique de FLUOR
80 kF (salaires)
65 kF (missions)

Il faut ajouter les frais de fonctionnement des deux laboratoires d'accueil (budget par nombre de personnes) et les frais de secrétariat, que j'estime au total à 130 kF.

Le temps écoulé entre le début de la rédaction de la thèse et la soutenance (estimé à 6 mois) représente environ 60 kF (salaire).

⇒ **Coût total de la thèse sur trois années = 1,145 MF**

Discussion

Une thèse est d'abord un travail de recherche bibliographique dans une spécialité précise, suivi d'un travail novateur dans ce domaine. C'est aussi un projet que le doctorant doit gérer, avec un calendrier, des échéances, des démarches et des coûts. Les activités extra-scientifiques, mais non moins formatrices, absorbent ainsi une part non négligeable du temps du doctorant : logistique, estimation des facteurs de risques, élaboration de scénarios, contrôle de la qualité, recherche de financements, mise en place de collaborations... Ces activités sont très souvent occultées dans le mémoire de thèse et la soutenance qui concluent trois années de recherche, où quelques phrases peuvent résumer des mois de travail.

Selon l'article 'Comment l'entreprise perçoit les docteurs' de Nicole Leray, paru dans le trimestriel 'FORMATION PAR LA RECHERCHE' (numéro 59 - mars 1998 - pp. 11-19) édité par l'Association

Bernard Gregory : *“les qualités que les entreprises s’accordent à reconnaître aux docteurs sont les suivantes : autonomie, facilité d’intégration, dynamisme, aptitude à innover, à synthétiser, à convaincre. En revanche, les docteurs ont la réputation de ne pas savoir gérer un projet (coûts, délais...) et, d’une manière générale, de ne pas connaître le monde industriel.”* Je crois que cette perception biaisée s’étend au-delà des entreprises. Cela montre à quel point cet aspect de conduite de projet, qui fait partie intégrante du travail du doctorant, peut être mal connu. Cela montre aussi qu’il a grand besoin d’être valorisé.

Annexe INDEX

- Batch*, 139
Seeing, 26
- Aire de cohérence, 25
Amplitude complexe couplée, 64
Angle isoplanétique, 26
Angle zénital, 16
Approximation de Taylor, 31
Approximation des faibles perturbations, 67
Asservissement en position, 119
Assombrissement centre-bord, 152
- Basculement de front d'onde, 37
Base, 16
Bloc de données, 138
Bruit de détection, 56
Bruit de piston, 150
Bruit de turbulence, 56
Bruit photométrique, 150
- Cohérencage, 38
Constante de structure de l'indice, 24
Constante magique de FLUOR, 49
Contraste, 19
Cophasage, 38
Correction en temps réel, 37
Coupleur triple, 51
Critère de résolution de Rayleigh, 15
Cône d'acceptance d'une fibre, 40
- Degré (ou ordre) azimutal, 27
Degré (ou ordre) radial, 27
Degré complexe de cohérence mutuelle, 16
Diamètre photométrique, 151
Différence de marche aléatoire, 45
Différence de marche géométrique, 45
Différence de marche, ddm, 16
Détecteur NICMOS3, 52
- Efficacité de couplage, 64
Energie cohérente, 93
Enveloppe de cohérence, 17
Erreurs statistiques, 56
- Erreurs systématiques, 56
- Facteur de cohérence, 150
Facteur de forme, 150
Fibre optique monomode, 40
Fibre optique multimode, 40
Filtrage modal, 63
Fonction d'étalement de point, PSF, 15
Fonction de phase, 127
Fonction de transfert atmosphérique, 35
Fonction de transfert instrumentale, 18
Fonction de transfert optique, 15
Fonction pupille, 15
Frange centrale, 17
Fringes d'interférence, 16
Fréquence normalisée, 40
- Hystérésis, 128
- Interférogramme, 16
- Ligne à retard, 16
Loi de Kolmogorov, 24
Longueur d'onde de coupure, 41
Longueur de cohérence, 16
- Miroir déformable, 37
Mode autocollimation, 49
Mode interféromètre stellaire, 49
Modulation, 17
Modèle de disque uniforme, 151
Modèle statistique de Hufnagel, 24
Modèles de Miras, 178
- Objet astronomique, 19
Optique Active, 37
Optique Adaptative, 37
Ouverture numérique, 40
- Parallaxe d'une étoile, 177
Paramètre de Fried, 25
Phasage, 38
Phase d'une étoile variable, 152
Piston différentiel atmosphérique, 33

Piézoélectrique, PZT, 119
Polynômes de Zernike, 27

Rapport de Strehl, 26
Rayon du mode fondamental, 42
Retard de phase du mode fondamental, 65
Résolution angulaire, 15

Secondes d'angle, 15
Sensibilité, 15
Source de référence, 19
Suiveur de franges, 38

Tache de diffraction, 15
Tavelures, *speckles*, 25
Temps de cohérence, 26
Temps de cohérence interférométrique, 35
Théorie des cascades, 23

Variables globales, 134
Variables pulsantes, 149
Variables semi-régulières, 149
Visibilité, 17

Étoiles de type Mira, 149