



**HAL**  
open science

# Mise au point d'une optique adaptative à correction partielle dans le visible

Slim Hamdani

► **To cite this version:**

Slim Hamdani. Mise au point d'une optique adaptative à correction partielle dans le visible. Astrophysique [astro-ph]. Université Nice Sophia Antipolis, 2004. Français. NNT : . tel-00007802

**HAL Id: tel-00007802**

**<https://theses.hal.science/tel-00007802v1>**

Submitted on 17 Dec 2004

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

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

UNIVERSITÉ DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS - UFR SCIENCES  
École doctorale : Sciences Fondamentales et Appliquées

# THÈSE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences  
de l'Université de Nice-Sophia Antipolis

Spécialité : Sciences de l'Univers

présentée et soutenue par

Slim HAMDANI

## MISE AU POINT D'UNE OPTIQUE ADAPTATIVE À CORRECTION PARTIELLE DANS LE VISIBLE

Thèse dirigée par Alain BLAZIT  
soutenue publiquement le 12 juillet 2004 devant le jury composé de :

Julien Borgnino	Président
Gérard Rousset	Rapporteur
François Lacombe	Rapporteur
Alain Blazit	Directeur de thèse
Jean-Luc Beuzit	Examineur
Claude Aime	Examineur

à l'Observatoire de Calern



# Remerciements

En premier lieu, je remercie Alain Blazit, mon directeur de thèse qui m'a proposé un sujet de thèse correspondant à mes attentes et qui m'a permis de développer et de mettre au point un système complet d'optique adaptative.

Comme mon travail a regroupé beaucoup d'aspects, j'ai dû travailler avec de nombreuses personnes de l'Observatoire de Calern. C'est d'abord l'équipe de GI2T que je remercie. Denis Mourard, Farrokh Vakili et Daniel Bonneau pour leur nombreux conseils en traitement, et en optique. Alain Spang pour son aide précieuse pour mes montages optiques, Dominique Albanese pour son aide pour les développements mécaniques, Jean-Louis Chevassut pour sa présence de chaque instant et Guy Merlin pour sa conduite de tous les jours.

Un grand merci à Christian Munier et Richard Brunet de l'atelier, que j'ai souvent sollicité dans l'urgence, locataire qui on toujours répondu présent et sans qui rien n'aurait fonctionné.

Merci à Jean-François Mangin pour m'avoir permis d'utiliser le télescope du Laser-Lune ainsi que toute l'équipe qui a toléré nos intrusions répétées. Merci aussi à Francis Pierron et Etienne Cuot de l'équipe de télémétrie laser pour leur conseils et idées de perspectives.

Un grand merci à l'équipe du DOTA de l'ONERA et particulièrement à Gérard Rousset pour ses conseils plus qu'avisés, à Thierry Fusco pour son aide pour la rédaction de ma thèse et Josephe Montri pour les très nombreuses heures passées au développement du calculateur temps réel.

Merci à Didier Rabaud de Shaktiware pour avoir répondu tant de fois courtoisement au téléphone pour m'indiquer les modifications et compilations à faire pour les logiciels du calculateur.

Et finalement merci à Julien Borgnino pour avoir accepté la présidence de mon jury de thèse. Merci à mes rapporteurs, François Lacombe et Gérard Rousset pour leur lecture assidue et leurs conseils. Et merci aux examinateurs, Jean-Luc Beuzit et Claude Aime pour avoir accepté de prendre le temps de juger ma thèse.



# Table des matières

Avant Propos	1
<b>I GÉNÉRALITÉS</b>	<b>3</b>
<b>1 L'optique adaptative</b>	<b>5</b>
1.1 L'atmosphère . . . . .	5
1.1.1 La turbulence atmosphérique . . . . .	5
1.1.2 Les paramètres de la turbulence atmosphérique . . . . .	8
1.2 L'optique adaptative . . . . .	11
1.2.1 Introduction . . . . .	11
1.2.2 Analyse du front d'onde . . . . .	11
1.2.3 Correction du front d'onde . . . . .	16
1.2.4 Reconstruire le front d'onde . . . . .	17
1.2.5 La boucle de contrôle . . . . .	22
1.2.6 Les performances . . . . .	23
<b>2 Le système d'optique adaptative</b>	<b>27</b>
2.1 Caractéristiques . . . . .	28
2.2 L'analyseur de surface d'onde . . . . .	28
2.2.1 Les micro-prismes . . . . .	30
2.2.2 Les modules photodiodes . . . . .	32
2.3 Le miroir déformable . . . . .	36
2.4 La membrane vibrante . . . . .	37
2.5 Le contrôleur en temps réel . . . . .	38
2.5.1 Rack VME : calculateur . . . . .	39
2.5.2 PC : contrôleur . . . . .	41
2.6 Le banc test . . . . .	42
2.6.1 Source . . . . .	42
2.6.2 Pupille sur le miroir déformable . . . . .	43
2.6.3 Voie science . . . . .	44
2.6.4 Voie analyse . . . . .	45
2.7 Les performances simulées . . . . .	45
2.7.1 L'analyseur . . . . .	46
2.7.2 Miroir déformable . . . . .	48

2.7.3	L'atmosphère . . . . .	49
2.7.4	Performances . . . . .	49
2.7.5	Commentaires . . . . .	50

## II MISE AU POINT DE L'OPTIQUE ADAPTATIVE 53

### 3 Caractérisation de l'analyseur 57

3.1	La mosaïque de micro-prismes . . . . .	57
3.1.1	Électrodes et sous-pupilles . . . . .	57
3.1.2	Positions des foyers . . . . .	59
3.1.3	Dispersion des micro-prismes . . . . .	59
3.1.4	Conclusions . . . . .	60
3.2	Les photodiodes . . . . .	61
3.2.1	Champ monochromatique . . . . .	61
3.2.2	Conclusions . . . . .	62
3.3	L'analyseur de surface d'onde . . . . .	62
3.3.1	Champ de l'analyseur . . . . .	62
3.3.2	Variation du flux . . . . .	64
3.3.3	Conclusions . . . . .	66

### 4 Adaptation et caractérisation des logiciels du calculateur temps réel 69

4.1	Synchronisation spatiale . . . . .	69
4.1.1	Conclusion . . . . .	70
4.2	Synchronisation temporelle . . . . .	70
4.2.1	Conclusion . . . . .	72
4.3	Comptage . . . . .	72
4.3.1	Conclusion . . . . .	72
4.4	Signal de référence en sortie . . . . .	72
4.4.1	Modulation et démodulation . . . . .	73
4.4.2	Amplitude et déphasage . . . . .	74
4.4.3	Conclusion . . . . .	74
4.5	Conclusions . . . . .	74

### 5 Alignements optiques 77

5.1	La membrane vibrante . . . . .	77
5.1.1	Problématique . . . . .	77
5.1.2	Méthode . . . . .	77
5.1.3	Résultats . . . . .	79
5.1.4	Conclusion . . . . .	80
5.2	L'analyseur de surface d'onde . . . . .	80
5.2.1	Problématique . . . . .	80
5.2.2	Méthode . . . . .	81
5.2.3	Résultats . . . . .	81

5.2.4	Conclusion . . . . .	81
<b>6</b>	<b>Correction du front d'onde</b>	<b>83</b>
6.1	Mise en route . . . . .	83
6.1.1	Réglage du flux lumineux . . . . .	83
6.1.2	Réglage du déphasage . . . . .	84
6.2	Analyse et correction . . . . .	85
6.2.1	Planéité du miroir déformable . . . . .	85
6.2.2	Matrice d'interaction . . . . .	87
6.2.3	Asservissement . . . . .	88
6.3	Conclusions . . . . .	89

### III CONSIDÉRATIONS SUR L'ALGORITHME DE CONTRÔLE 93

<b>7</b>	<b>Contrôle de la boucle</b>	<b>97</b>
7.1	Introduction . . . . .	97
7.2	Transformée en z . . . . .	97
7.3	Fonctions de transfert des éléments . . . . .	98
7.3.1	L'analyseur de surface d'onde . . . . .	99
7.3.2	Le calculateur . . . . .	99
7.3.3	Le DAC . . . . .	101
7.3.4	L'amplificateur . . . . .	102
7.3.5	Le miroir déformable . . . . .	102
7.4	Stabilité et bande passante . . . . .	104
7.5	Optimisation . . . . .	110
7.5.1	Compensateur . . . . .	110
7.5.2	Filtre PID . . . . .	111
7.6	Conclusions . . . . .	116

### IV INSTALLATION SUR LE TÉLESCOPE DU LASER- LUNE 117

<b>8</b>	<b>Poursuite du télescope</b>	<b>121</b>
8.1	Erreurs mécaniques des vis-sans-fin . . . . .	121
8.2	Mouvements aléatoires de l'étoile . . . . .	123
8.3	Conclusions . . . . .	127
<b>9</b>	<b>Le montage</b>	<b>131</b>
9.1	Schéma optique . . . . .	133
9.1.1	Optique d'injection . . . . .	133
9.1.2	Laser de référence . . . . .	134
9.1.3	Alignement . . . . .	134
9.2	Mécanique . . . . .	135

9.2.1	Conclusions . . . . .	136
<b>v</b>	<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES</b>	<b>137</b>
10	Conclusions et perspectives	139
<b>vi</b>	<b>ANNEXES</b>	<b>141</b>
11	<b>Tolérances d’alignement sur les modules photodiodes</b>	<b>143</b>
11.1	Liste des incertitudes à prendre en compte pour l’estimation du diamètre minimum d’une lentille de champ du module photodiode. . . . .	143
12	Photos des pupilles défocalisées	145
13	<b>Plans et protocole d’alignement des bancs optiques</b>	<b>147</b>
13.1	Banc test . . . . .	147
13.1.1	Liste des éléments optiques et mécaniques . . . . .	147
13.1.2	Alignement . . . . .	148
13.2	Banc du télescope Laser-Lune . . . . .	150
13.2.1	Liste des éléments optiques et mécaniques . . . . .	150
13.2.2	Alignement . . . . .	150
14	Articles de colloques	155
	Liste des figures	173
	Liste des tableaux	179
	Bibliographie	180

## Avant Propos

Plusieurs grands télescopes sont aujourd'hui équipés de systèmes d'optique adaptative. Ces systèmes permettent de corriger efficacement les effets de la turbulence atmosphérique et les télescopes restituent ainsi des images avec une résolution spatiale approchant leurs performances théoriques. Ces systèmes sont issus de développements technologiques importants et restent donc encore longs et difficiles à mettre en oeuvre.

Les systèmes d'optique adaptative actuellement en utilisation fonctionnent de façon routinière et les développements majeurs se tournent donc vers les limitations des premières installations. Les principales limitations des optiques adaptatives actuelles sont le champ extrêmement limité sur lequel le front d'onde est corrigé, et le nombre limité d'étoiles de référence disponibles pour leur fonctionnement. Pour répondre à ces contraintes les chercheurs ont développé des optiques adaptatives multi-conjuguées pouvant corriger le front d'onde sur un champ plus important. Ces systèmes utilisent plusieurs analyseurs de front d'onde et plusieurs miroirs déformables conjugués avec différentes couches d'atmosphère. Pour compenser le manque d'étoiles de référence, des lasers activent la couche de sodium qui entoure la terre en haute atmosphère pour qu'elle s'illumine et crée ainsi des étoiles artificielles. Ces systèmes sont en cours de développement et ne fonctionnent pas encore régulièrement sur les télescopes.

Cette direction de recherche monopolise beaucoup de ressources et se focalise principalement sur les grands télescopes. Il est cependant déjà possible aujourd'hui de profiter des avancées dans ce domaine pour essayer de développer des systèmes moins performants et beaucoup moins onéreux pour équiper de petits télescopes. Il n'existe pas encore réellement de systèmes d'optique adaptative clés en main que l'on puisse rapidement installer sur un télescope. Le développement d'une optique adaptative doit prendre en compte plusieurs paramètres du télescope et nécessite donc une étude propre à chaque instrument. Malgré tout il n'est plus nécessaire d'avoir un équipement spécifique pour développer sa propre optique adaptative et le coût élevé de ces systèmes reste principalement lié à ses composants.

C'est dans cette optique que le projet d'équiper le grand interféromètre GI2T d'une optique adaptative a vu le jour. Le but était d'équiper chacun des deux télescopes de 1.5 mètre de l'interféromètre d'un système corrigeant le front d'onde dans le visible. Et ceci dans une enveloppe budgétaire "raisonnable". Pour atteindre ce but il a fallu repenser certains des composants, ce qui a abouti à la réalisation d'un nouvel analyseur de surface d'onde à courbure. Ce système d'optique adaptative n'est pas entièrement lié à l'interféromètre et sa réalisation ouvre la voie pour l'équipement de petits télescopes.

Mon travail de thèse a eu pour but de mettre en oeuvre cette optique adaptative dont les études préliminaires étaient partiellement réalisées et dont les composants étaient réunis. Un système d'optique adaptative regroupe des aspects optiques, mécaniques et informatiques. Il a donc fallu adapter et faire fonctionner chacun des sous-systèmes pour pouvoir mettre en route l'optique adaptative. Dans la première partie de ma thèse je présente le contexte théorique et pratique de notre système. La deuxième partie traite des tests effectués sur le banc test

en laboratoire et la troisième est une étude du système de contrôle. Finalement la quatrième partie traite du projet en cours en vue d'installer notre système sur le télescope du Laser-Lune à l'Observatoire de Calern.

Première partie  
GÉNÉRALITÉS



# Chapitre 1

## L'optique adaptative

Les lois de la diffraction qui nous permettent de décrire l'aspect de l'image que nous pouvons obtenir avec un instrument optique, nous prédisent qu'en augmentant le diamètre d'un instrument nous aurons une résolution croissante. Malheureusement nous sommes bien obligés de constater que les images ont effectivement des détails qui s'affinent en fonction du diamètre de l'instrument, mais cette résolution plafonne à une certaine valeur. On observe que cette valeur dépend des conditions physiques environnantes et principalement de l'atmosphère qui se place entre l'objet observé et l'instrument optique.

### 1.1 L'atmosphère

L'atmosphère terrestre recouvre de façon relativement homogène tout le globe. Elle s'étend à une distance approximative de 500km, mais les 90% de sa masse sont comprises dans les 10 premiers kilomètres en partant du sol : la troposphère. Les variations d'éclairage sur le globe, ainsi que la force de Coriolis, sont les moteurs principaux des mouvements de cette masse d'air. C'est cette énergie cinétique qui est à la base du mélange dans l'atmosphère de gaz chauds et froids et qui rend ce milieu turbulent.

#### 1.1.1 La turbulence atmosphérique

L'indice de réfraction de l'air dépend de la température et de la pression [Roddier, 1981]. La lumière venant des astres et traversant l'atmosphère turbulente ayant un indice de réfraction variant dans le temps et dans l'espace ne va plus se propager en ligne droite. Le trajet parcouru par la lumière va donc fluctuer en fonction de l'indice de réfraction et au niveau du sol cela se manifeste par une fluctuation du chemin optique que l'on peut formuler ainsi :

$$\delta = \int n(z)dz \quad (1.1)$$

où  $n(z)$  est l'indice de réfraction à l'altitude  $z$ .

On peut considérer cette grandeur comme indépendante de la longueur d'onde au premier ordre. La relation entre la variation du chemin optique et la phase sur la surface d'onde sera donnée par :

$$\varphi = k\delta = k \int n(z)dz \quad (1.2)$$

où  $k = 2\pi/\lambda$  est le nombre d'onde.

On voit que pour une même variation du chemin optique, la variation de phase sera plus importante dans le visible que dans l'infra-rouge. Comme  $n$  varie aussi spatialement et temporellement, chaque point à l'entrée du télescope a une variation de phase fluctuante et différente de son voisin. Nous ne pouvons dès lors caractériser ces fluctuations que d'une manière statistique.

### La fluctuation de l'indice de réfraction

La fluctuation de l'indice de réfraction est caractérisée par la loi de Kolmogorov-Obukhov ([Kolmogorov, 1991]) qui décrit comment l'énergie cinétique des inhomogénéités de grande échelle se divise en petites structures. Le domaine compris entre ces deux tailles est appelé domaine inertiel, l'énergie est dissipée ensuite par viscosité en dessous de cette taille critique. Dans notre cas, nous nous intéressons plus à la variation de l'indice d'un point à un autre plutôt qu'à la valeur absolue de l'indice. En effet se sont les variations spatiales de l'onde incidente qui dégradent l'image et non un retard global du front d'onde qui ne change rien s'il est identique sur toute la surface observée.

Soit  $n(\mathbf{r})$  l'indice en un point  $\mathbf{r}$  et  $n(\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r})$  en un point proche à une distance  $\Delta r = |\Delta\mathbf{r}|$ , on définit la fonction de structure de l'indice de réfraction comme :

$$D_n(\Delta\mathbf{r}) = \langle |n(\mathbf{r}) - n(\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r})|^2 \rangle = C_n^2 \Delta r^{2/3} \quad (1.3)$$

où  $\langle \rangle$  représente une moyenne d'ensemble.

Dans une première approximation, nous considérons que  $D_n$  ne dépend que de  $\Delta\mathbf{r}$  et pas de la position  $\mathbf{r}$ ; la fonction est dite homogène. Nous considérons aussi qu'elle ne dépend que du module de  $\Delta\mathbf{r}$ , c'est-à-dire qu'elle est isotrope.

La quantité  $C_n^2$  est appelée coefficient de structure de l'indice de réfraction. C'est une mesure de l'inhomogénéité locale et en l'intégrant sur la ligne de visée, nous avons une quantification de la qualité de l'atmosphère, c'est-à-dire le seeing.

L'approximation faite dans l'équation 1.3 n'est valide que pour une séparation  $\Delta r$  plus petite que la valeur de l'échelle externe de la turbulence (chap. 1.1.2). Bien que cette valeur ne soit pas tout à fait déterminée, des observations ([Agabi et al., 1995]) ont mesuré des valeurs allant de 10 à 300 mètres, ce qui veut dire que cette relation reste valide pour des télescopes d'un diamètre de quelques mètres, mais doit être revue pour les grands télescopes et les interféromètres.

Pour le moment nous avons considéré les variations de l'indice comme statiques alors que celles-ci dépendent aussi du temps. De façon identique, on peut définir la fonction de structure temporelle de l'indice de réfraction :

$$D_n(\tau) = \langle |n(\mathbf{r}, t) - n(\mathbf{r}, t + \tau)|^2 \rangle \quad (1.4)$$

On a pu vérifier que le temps d'existence d'une inhomogénéité de température dans l'atmosphère est beaucoup plus long que le temps nécessaire au déplacement de l'air par le vent. C'est l'approximation de Taylor ([Taylor, 1938]) que l'on peut écrire comme :

$$n(\mathbf{r}, t + \tau) = n(\mathbf{r} - \mathbf{v}\tau, t) \quad (1.5)$$

où  $\mathbf{v}$  est la vitesse du vent.

Nous pouvons à présent mettre l'équation 1.5 dans l'équation 1.4, ce qui donne :

$$D_n(\tau) = \langle |n(\mathbf{r}, t) - n(\mathbf{r} - \mathbf{v}\tau, t)|^2 \rangle = C_n^2 |\mathbf{v}\tau|^{2/3} \quad (1.6)$$

### Les fluctuations de la phase sur le front d'onde

On considère que l'indice de réfraction est achromatique dans les longueurs d'onde du visible et du proche infra-rouge. Par contre le déphasage qu'il induit est chromatique (éq. 1.2). Si le front d'onde est uniformément retardé l'image n'est pas altérée, c'est donc la variation de phase entre  $\varphi(\mathbf{x})$  et  $\varphi(\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x})$  à une petite distance  $\Delta x = |\Delta\mathbf{x}|$  qui nous intéresse, car c'est ce déphasage relatif qui transforme le front d'onde et dégrade l'image au foyer. Pour caractériser la fluctuation de la phase, on peut définir la fonction de structure de la phase comme :

$$D_\varphi(\Delta\mathbf{x}) = \langle |\varphi(\mathbf{x}) - \varphi(\mathbf{x} + \Delta\mathbf{x})|^2 \rangle \quad (1.7)$$

Notons qu'à présent  $\mathbf{x}$  est à deux dimensions car nous nous plaçons dans le plan pupille du télescope. On peut à présent exprimer cette fonction de structure en fonction de l'indice de réfraction. En prenant l'équation 1.2, en la mettant dans l'équation (1.7), puis en prenant la fonction de structure de l'indice de réfraction (éq. 1.6), on obtient après quelques opérations :

$$D_\varphi(\Delta\mathbf{x}) = 2,91k^2 \int C_n^2(z) dz \Delta x^{5/3} \quad (1.8)$$

où l'intégrale est faite sur la ligne de visée.

### La formation de l'image

La lumière qui nous vient des astres comme une onde électromagnétique peut se décrire de diverses façons. On peut l'exprimer comme un nombre complexe :

$$\Psi(\mathbf{x}) = A(\mathbf{x}, \lambda, t) \exp(i\varphi(\mathbf{x})) \quad (1.9)$$

Dans l'approximation du champ proche, nous négligeons la variation temporelle et spatiale de l'amplitude de l'onde, c'est-à-dire la scintillation. D'autre part si l'on considère que notre source est ponctuelle et monochromatique, nous avons une onde plane telle que  $A(\lambda) = A_0$  est constant. On peut encore fixer  $A_0 = 1$  sans perte de généralité et nous obtenons :

$$\Psi(\mathbf{x}) = \exp(i\varphi(\mathbf{x})) \quad (1.10)$$

L'image d'une source ponctuelle est appelée Fonction d'Étalement du Point (ou PSF, pour Point Spread Function). Son intensité au foyer est exprimée, dans le cas de l'approximation de Fraunhofer, comme le module au carré de la transformée de Fourier complexe de l'onde, soit :

$$I(\alpha, \beta) = |TF[P(x, y) e^{i\varphi(\mathbf{x})}]|^2 \quad (1.11)$$

avec  $\mathbf{x} = (x, y)$  et  $P(x, y)$  la fonction pupille qui est égale à 1 sur la surface de la pupille et est nulle ailleurs.

Dans le cas d'une image parfaite sans turbulence atmosphérique, nous avons une surface d'onde plane et la PSF pour une pupille circulaire est une tache d'Airy.

## 1.1.2 Les paramètres de la turbulence atmosphérique

### Echelle interne et échelle externe

Le modèle de Kolmogorov utilisé pour décrire la turbulence atmosphérique est limité au domaine inertiel, car la densité spectrale de puissance des fluctuations de la phase (éq. 1.12), diverge quand  $k$  tend vers 0 si nous n'apportons aucune correction ([Fried, 1965]).

$$\phi(k)_\varphi = \frac{0,023}{r_0^{5/3}} k^{-11/3} \quad (1.12)$$

où  $k=2\pi/\lambda$  représente la fréquence spatiale et  $r_0$  le diamètre de Fried qui sera défini ultérieurement.

Comme  $k$  est inversement proportionnel à une distance, cela revient à dire que la loi de Kolmogorov ne peut prendre en compte des cellules turbulentes de dimensions infinies. Il faut donc introduire une taille limite en dessous de laquelle le fractionnement des cellules turbulentes suit cette loi. Ce facteur s'appelle l'échelle externe  $L_0$  et mesure environ quelques dizaines de mètres ([Ziad et al., 1992], [Ziad et al., 1999],[Conan et al., 2003]).

Von Karman & Howarth ([von Karman and Howarth, 1931]) ont introduit  $L_0$  dans leur modèle pour corriger le modèle de Kolmogorov. Son spectre est défini ainsi :

$$\phi(k)_\varphi = \frac{0,023}{r_0^{5/3}} \left( k^2 + \left( \frac{1}{L_0} \right)^2 \right)^{-11/6} \quad (1.13)$$

Comme les cellules turbulentes d'atmosphère ne peuvent pas se scinder indéfiniment par simple transport de l'énergie cinétique, on peut déterminer une échelle interne,  $l_0$ , de l'ordre de quelques millimètres, en dessous de laquelle les tourbillons diminuent par frottement visqueux.

Cependant quand le diamètre du télescope se situe bien en dessous de  $L_0$  et bien en dessus de  $l_0$ , le modèle de Kolmogorov décrit suffisamment bien la turbulence atmosphérique.

### Le diamètre de Fried

Pour des conditions atmosphériques et une longueur d'onde données, on peut déterminer un diamètre en dessus duquel tout instrument est limité par la turbulence atmosphérique; c'est le diamètre de Fried  $r_0$  ([Fried, 1965]).

Dans le cas d'une surface collectrice circulaire le télescope obtient comme PSF, une tache d'Airy (fig. 1.1).

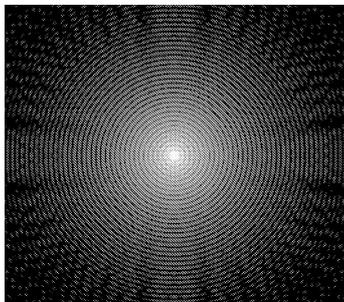


FIG. 1.1 – Tache d'Airy. Image au foyer d'un télescope sans perturbations atmosphériques.

Comme les télescopes ont souvent au minimum un miroir secondaire la tache de diffraction obtenue au foyer est légèrement différente de la tache d'Airy, mais reste de la même forme avec des anneaux concentriques.

Dans le cas d'un télescope ayant un miroir de diamètre égal ou inférieur à  $r_0$  nous obtenons en moyenne une tache de diffraction ayant la même résolution que la tache de diffraction théorique que donne l'instrument sans turbulence atmosphérique. Par contre si son diamètre est supérieur à  $r_0$ , l'image va être le résultat de l'interférence de plusieurs petites zones de la taille de  $r_0$  et il va y avoir apparition de speckles (ou tavelures) dues à ces interférences dans l'image au foyer (fig. 1.2).

Un télescope pouvant donc théoriquement avoir une résolution de  $\lambda/D$ , il va avoir son pouvoir séparateur notablement réduit en fonction de la turbulence atmosphérique car celui-ci deviendra  $\lambda/r_0$ . L'image au foyer sera alors composée de plusieurs speckles de diamètre moyen  $\lambda/D$  qui évoluent dans le temps (fig. 1.2).

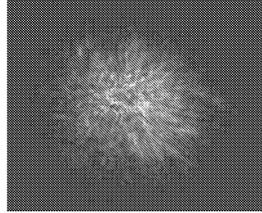


FIG. 1.2 – Image dans le visible de 1/500 sec. au foyer d'un télescope de 1,5m. L'image est constituée de plusieurs speckles à cause de la turbulence atmosphérique.

On définit de façon plus précise  $r_0$  à partir de l'équation 1.8. Comme on considère l'atmosphère formée de couches superposées, il est plus pertinent d'exprimer l'équation 1.8 en fonction de la hauteur. Comme l'épaisseur de la couche d'atmosphère va dépendre de l'angle de visée, il faut introduire l'angle zénithal  $\delta$  entre le zénith et la ligne de visée. Ainsi nous avons :

$$D_\varphi(\Delta \mathbf{x}) = 2,91k^2 \cos(\delta)^{-1} \int C_n^2(h) dh \Delta x^{5/3} \quad (1.14)$$

Cette expression peut aussi s'écrire différemment en introduisant  $r_0$  :

$$D_\varphi(\Delta \mathbf{x}) = 6,88(\Delta x/r_0)^{5/3} \quad (1.15)$$

avec  $r_0$  défini par :

$$r_0 = [0,423k^2 \cos(\delta)^{-1} \int C_n^2(h) dh]^{-3/5} \quad (1.16)$$

### Temps caractéristique

La turbulence atmosphérique évolue spatialement, mais aussi temporellement. On peut définir un temps caractéristique de son évolution sur une certaine distance. Une définition de ce paramètre appelé  $\tau_0$  est donnée par Roddier ([Roddier et al., 1982]) par :

$$\tau_0 = 0,31 \frac{r_0}{v} \quad (1.17)$$

où  $\bar{v}$  est la vitesse moyenne du vent donnée par :

$$\bar{v} = \left[ \frac{\int |\bar{v}(h)|^{5/3} C_n^2(h) dh}{\int C_n^2(h) dh} \right]^{3/5} \quad (1.18)$$

Le temps caractéristique a été mesuré et est de l'ordre quelques milli-secondes dans le domaine du visible ([Fusco et al., 2004]).

### Anisoplanétisme

En mesurant le profil du  $C_n^2$  selon la hauteur on a une représentation de la distribution volumique de la turbulence atmosphérique. Des mesures ([Avila et al., 2000], [Avila et al., 2001], [Prieur et al., 2001]) ont montré que la turbulence est stratifiée avec des couches très turbulentes et peu turbulentes. On observe une forte turbulence dans le premier kilomètre, puis plusieurs couches dans les 20 kilomètres suivants. La phase turbulente arrivant sur le télescope sera donc différente suivant l'angle de visée (fig. 1.3) et l'on nommera angle d'anisoplanétisme  $\theta_0$ , l'angle de vue pour lequel la phase nous parvient avec perturbation très proche.

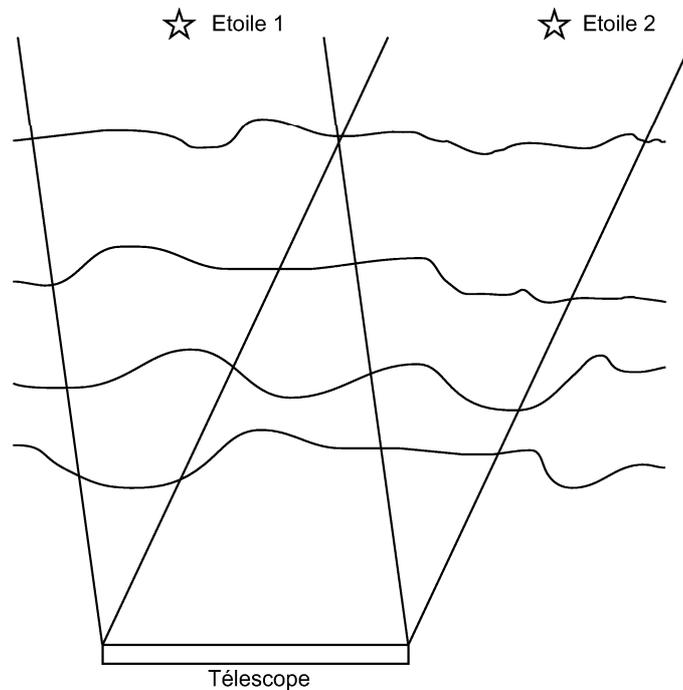


FIG. 1.3 – Différence des couches d'atmosphère traversées par la lumière venant de divers objets. La correction de la turbulence dans une direction n'est valide que dans un certain champ d'anisoplanétisme.

On peut donc définir de différentes façons cet angle et nous retiendrons ici la définition de Fried ([Fried, 1982]) selon laquelle il correspond à une augmentation de la variance de la phase de  $1 \text{ rad}^2$  par rapport à une correction parfaite :

$$\theta_0 = [2,905k^2(\cos \delta)^{-8/3} \int dh C_n^2(h) h^{5/3}]^{-3/5} \quad (1.19)$$

où  $k$  représente la fréquence spatiale et  $\delta$  l'angle entre le zénith et la ligne de visée.

On peut aussi exprimer cet angle en fonction de  $r_0$  ([Roddier, 1981]) :

$$\theta_0 = 0,314 \frac{r_0}{\bar{h}} \quad (1.20)$$

Où  $\bar{h}$  est la hauteur moyenne pondérée par  $C_n^2$  :

$$\bar{h} = \left( \frac{\int_0^\infty h^{5/3} C_n^2(h) dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right)^{3/5} \quad (1.21)$$

L'angle d'anisoplanétisme dépend donc de la longueur d'onde et est de l'ordre de quelques secondes d'arc dans le domaine du visible alors qu'il est pratiquement dix fois supérieur dans le proche infra-rouge.

## 1.2 L'optique adaptative

### 1.2.1 Introduction

Comme décrit dans la partie précédente, on voit que l'atmosphère dégrade considérablement le front d'onde venant de l'espace. Cette dégradation évolue aussi bien spatialement que temporellement et au final la résolution maximale d'un télescope utilisé pour faire de l'imagerie sera équivalente à celle d'un télescope ayant un diamètre de  $r_0$ . Pour un site moyen où l'on fait des observations dans le visible, cela revient à dire que tout télescope d'un diamètre supérieur à 30 ou 40 centimètres n'atteint jamais sa résolution maximale. On comprend mieux la nécessité d'une optique adaptative qui va s'efforcer de corriger au maximum le front d'onde incident pour retrouver le front d'onde original avant sa traversée dans l'atmosphère et permettre d'observer à une résolution proche de la résolution théorique du télescope.

Il existe plusieurs types d'optiques adaptatives, mais le schéma général reste le même (fig. 1.4). L'onde incidente va se réfléchir sur un miroir déformable puis être analysée par un analyseur de surface d'onde qui va caractériser le front d'onde. Il va ensuite transférer ses mesures à un ordinateur de contrôle qui va commander le miroir déformable pour qu'il reproduise les défauts inverses du front d'onde incident et restituer ainsi le front d'onde originel. Dans ce schéma, le contrôle est fait en boucle fermée, car l'analyseur va voir le front d'onde corrigé par le miroir déformable et donc mesurer le front d'onde résiduel partiellement corrigé.

Dans le cas du visible on a pu voir que le temps caractéristique est de l'ordre de quelques milli-secondes. Il faudra donc que le contrôle soit effectué au plus proche de ce temps caractéristique pour avoir une bonne correction.

### 1.2.2 Analyse du front d'onde

Le principe général d'un analyseur de surface d'onde est de pouvoir caractériser les retards de phase du front d'onde perturbé par l'atmosphère. Comme il n'est pas encore possible techniquement de mesurer les retards temporels du front d'onde aux longueurs d'onde du visible ou de l'infra-rouge, les analyseurs utilisent des méthodes indirectes basées sur des mesures de flux lumineux pour reconstruire ensuite le front d'onde ([Rousset, 1999]).

Il y a actuellement deux grandes familles d'analyseurs couramment utilisées en optique adaptative : les analyseurs de Shack-Hartmann et les analyseurs de courbure. Dans les deux cas l'analyse est faite dans un plan pupille que l'on discrétise en plusieurs sous-pupilles.

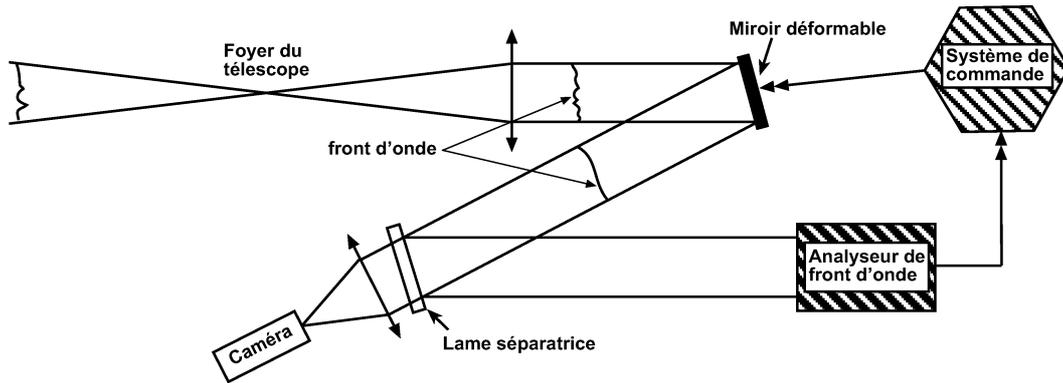


FIG. 1.4 – Principe d'un système d'optique adaptative en boucle fermée.

### L'analyseur de Shack-Hartmann

L'analyseur de Shack-Hartmann ([Schak and Platt, 1971]) est constitué d'une matrice de lentilles placée dans le plan pupille qui va focaliser le front d'onde en plusieurs foyers correspondant aux sous-pupilles ([Rousset, 1993]). Si le front d'onde est plan, on observe une série de points répartis selon la disposition des lentilles. Par contre si le front d'onde a une géométrie différente, chaque image va se déplacer en fonction de la pente moyenne du front d'onde sur la surface de la lentille (fig. 1.5).

Il suffit ensuite de mesurer le déplacement de l'image pour en déduire la pente locale sur la sous-pupille. Pour pouvoir mesurer ce déplacement il est nécessaire d'avoir un capteur de lumière qui puisse mesurer les positions des foyers, généralement un capteur CCD. Connaissant les pentes dans deux directions orthogonales pour chaque sous-pupille, nous pouvons ensuite reconstruire le front d'onde.

### L'analyseur de courbure

F. Roddier ([Roddier, 1988]) a conçu un analyseur de surface d'onde basé sur la mesure de la courbure moyenne du front d'onde dans chaque sous-pupille. Son principe repose sur la mesure de la différence d'intensité de chaque sous-pupille dans des plans défocalisés.

Le principe de l'analyseur de courbure est décrit sur la figure 1.6. Si on focalise une onde plane avec un télescope, le foyer se trouvera à la distance  $f$  correspondant à la focale de l'instrument. Dès lors que le front d'onde n'est plus plan, mais a une certaine courbure, le faisceau va converger en amont ou en aval du foyer du télescope, suivant le sens de la courbure. Selon une construction géométrique, nous remarquons que nous aurons un gain ou une perte de luminosité entre les plans intra et extra-focaux. Il suffit alors de faire deux cartes d'intensités dans les deux plans P1 et P2 puis d'en faire la différence pour avoir une mesure de la courbure. Pour garantir l'équivalence de l'irradiance dans les deux plans, il est nécessaire de mettre une lentille de champ de focale  $f/2$  au foyer du télescope.

Cette mesure de la courbure n'est cependant valable que dans une approximation d'optique géométrique. Roddier a montré que cette approximation est valable tant que :

$$\frac{\lambda(f-l)}{r_0} \ll \frac{r_0 l}{f} \quad (1.22)$$

où  $r_0$  est le diamètre de Fried et  $l$  la distance de défocalisation.

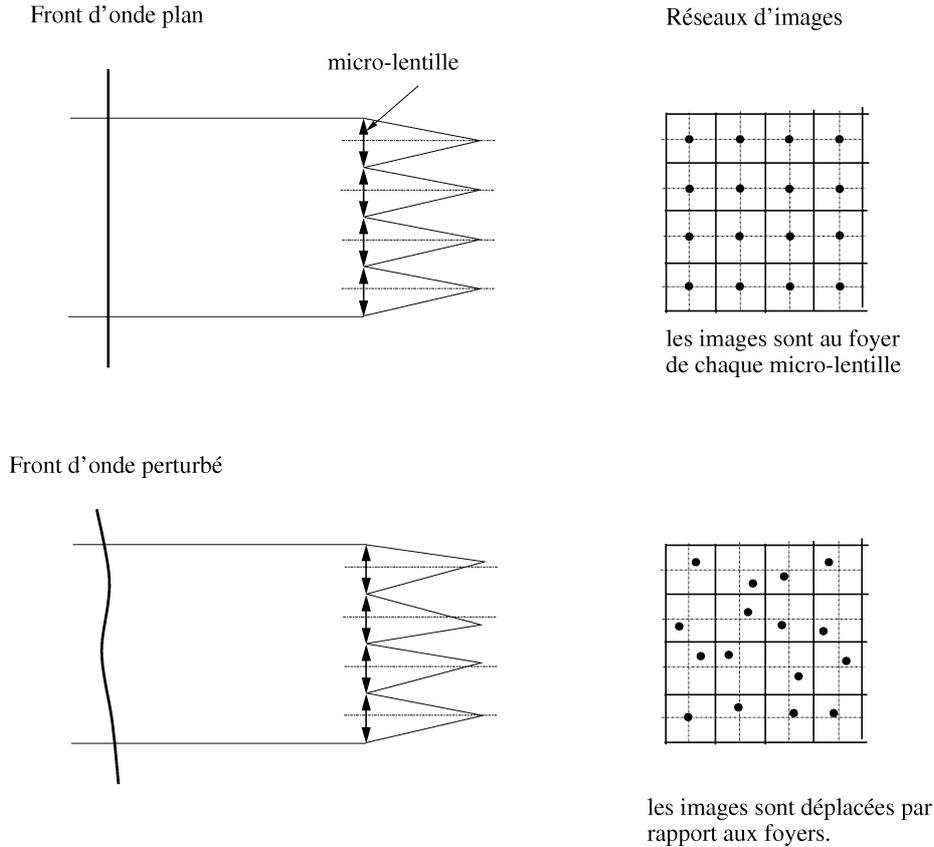


FIG. 1.5 – Principe de la mesure d'un Shack-Hartmann.

En exprimant la surface d'onde en terme de différence de marche (éq. 1.2), on peut exprimer la conservation du flux selon une direction de propagation et l'on déduit l'équation de transport de l'irradiance selon un axe :

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -(\nabla I \nabla W + I \nabla^2 W) \quad (1.23)$$

avec  $I(x, y, z)$  la distribution d'intensité selon l'axe  $z$  et  $W(x, y, z)$  la surface du front d'onde en  $z$ .

Teague ([Teague, 1982], [Teague, 1983]) a démontré qu'en utilisant cette équation appliquée à deux plans défocalisés on peut retrouver l'information de la phase du front d'onde incident.

Plus synthétiquement, Roddier ([Roddier, 1990]) démontre que la différence des intensités normalisées des deux plans est proportionnelle à la courbure (laplacien) et à la pente aux bords (dérivée partielle) :

$$\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \left( \frac{\partial W}{\partial n} \delta_c - P \nabla^2 W \right) l \quad (1.24)$$

où  $\frac{\partial W}{\partial n} = \mathbf{n} \nabla W$  est la dérivée selon la direction radiale perpendiculaire à la pupille,  $P(x, y)$  est la fonction pupille et  $\delta_c$  est un Dirac sur le pourtour de la pupille.

Ainsi la différence d'intensité normalisée est proportionnelle au laplacien, c'est à dire la courbure, et à la mesure des pentes sur le bord de la pupille. On peut donc, à partir des

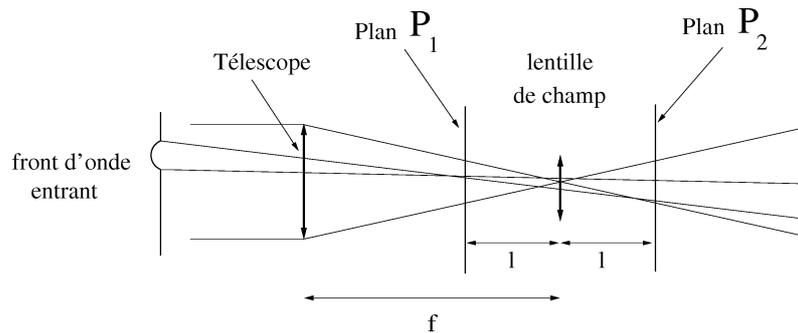


FIG. 1.6 – Principe de la mesure de la courbure ([Roddiier, 1988]).

mesures, résoudre l'équation de Poisson avec les pentes comme conditions aux bords. On reconstruit ainsi le front d'onde perturbé de façon discrète. Sur la figure 1.7, nous avons représenté quelques défauts optiques classiques vus dans les deux plans défocalisés.

Il apparaît dans l'équation 1.22 que la distance intra, extra-focale  $l$  régit le domaine dans lequel l'analyseur est efficace. Il convient de distinguer plusieurs domaines d'analyse suivant la valeur de ce paramètre. Au foyer du télescope, nous avons une image dominée par les phénomènes de diffraction et plus nous nous en éloignons, plus la zone de flou sera petite par rapport à l'image. L'approximation faite dans l'équation 1.22 borne le domaine dans lequel les défauts dus à l'atmosphère sont plus grands que ceux dus à la diffraction. La distance de défocalisation  $l$  peut donc être optimisée en fonction des défauts que l'on veut analyser.  $l$  sera plus grand pour corriger les défauts de haute fréquence spatiale que pour ceux de basse fréquence.

Le principe de l'analyseur de courbure est relativement simple, il nécessite cependant une mise en oeuvre légèrement plus complexe que celle de l'analyseur de Shack-Hartmann. Si l'on veut mesurer simultanément les deux plans intra et extra-focaux il est nécessaire d'avoir deux analyseurs ainsi qu'un dispositif qui sépare le faisceau. Si nous avons deux analyseurs, il s'agira de les calibrer pour pouvoir comparer les deux mesures. Nous aurons donc une mesure de courbure moins précise que si l'on utilise un seul analyseur pour mesurer les intensités lumineuses. Nous nous exposons alors à un autre problème : comment être présent en même temps dans deux plans distincts ?

Graves et al ([Graves et al., 1994]) proposent un montage où l'on utilise une membrane vibrante courbée par un haut parleur qui défocalise le faisceau. Contrairement au schéma 1.6 où la mesure des intensités est faite autour du foyer, on place la membrane vibrante au foyer et on fait l'analyse dans deux plans pupilles conjugués aux plans intra et extra focaux (fig. §1.8). La membrane vibrante placée au foyer joue le rôle de lentille de champ avec une focale variable et un miroir sphérique réfléchit le faisceau divergent et crée une image de la pupille sur l'analyseur quand la membrane est plane.

Sur la figure 1.9 on a schématisé la membrane vibrante ainsi que le miroir sphérique par des lentilles. On voit comment la membrane vibrante envoie à l'infini les images des plans intra et extra-focaux et comme le miroir sphérique recrée les images de ces plans sur l'analyseur placé en son foyer. La membrane vibrante, en oscillant, va donc déplacer le plan pupille devant et derrière l'analyseur et celui-ci va donc voir des plans pupilles défocalisés correspondant aux plans P1 et P2.

Ce montage a l'avantage de garder la taille de l'image constante sur l'analyseur quelle que

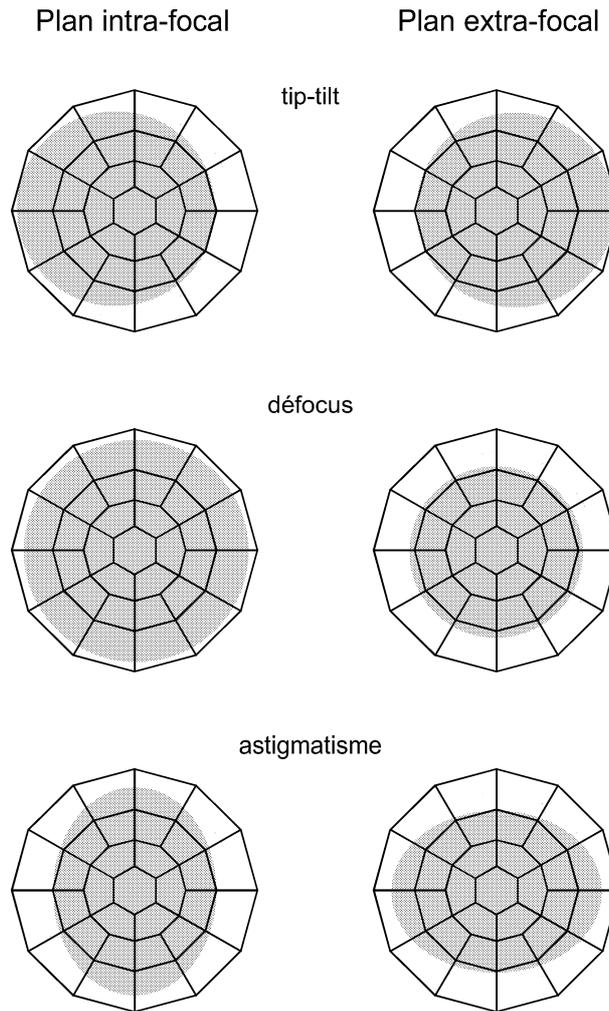


FIG. 1.7 – Images dans les plans intra et extra-focaux pour les défauts de tip-tilt, défocalisation et astigmatisme.

soit la courbure de la membrane. En fonction des défauts que l'on veut analyser, il n'est donc pas nécessaire de changer la disposition des optiques quand l'on modifie  $l$ .

La mesure de courbure se fait donc en deux temps car les mesures intra et extra-focales ne sont pas simultanées. Il est par contre possible de faire osciller la membrane à une fréquence suffisamment élevée pour que la différence entre les deux mesures soit inférieure au temps caractéristique  $\tau_0$ . On élimine du même coup toutes les erreurs de mesures qui seraient dues à l'utilisation de deux analyseurs. Le désavantage de cette méthode est que les points de mesure seront optimaux autour de la courbure maximale de la membrane et seront nuls quand la membrane est plane entre deux maximums, et il n'y a donc pas d'optimisation du flux.

### Courbure ou Shack-Hartmann ?

En dehors de la question des capteurs utilisés dans les analyseur de courbure ou de Shack-Hartmann, il existe des différences intrinsèques à chacun qui sont dues à la différence des mesures faites.

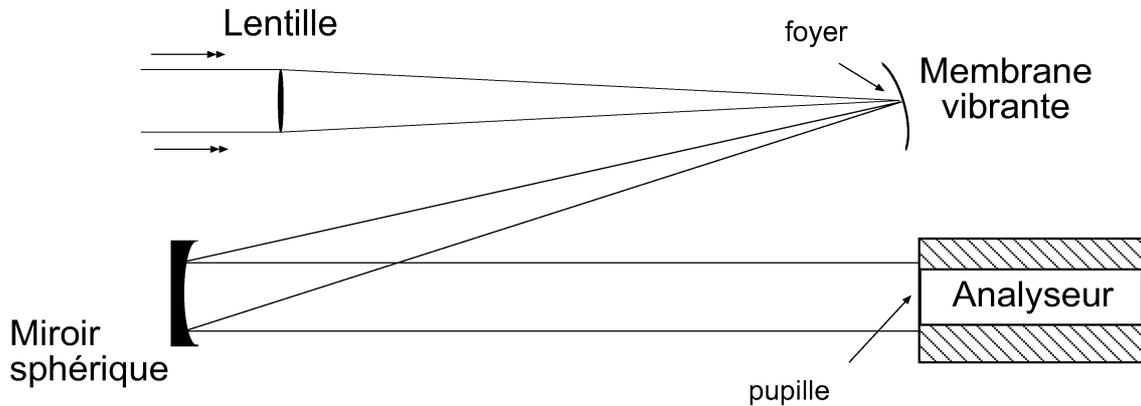


FIG. 1.8 – Montage d'une membrane vibrante qui oscille et projette successivement deux plans intra et extra-focaux de la pupille sur l'analyseur de surface d'onde.

En étudiant le spectre de la turbulence atmosphérique, on peut identifier le spectre de puissance de la détection spatiale de chaque analyseur. Il ressort que le spectre de puissance pour un analyseur de pente est en  $k^{-5/3}$  ([Rousset, 1999]) alors qu'il est en  $k^{1/3}$  pour la mesure de la courbure ([Rodier, 1988]). Cela veut dire que la courbure est beaucoup plus décorrélée que la pente entre deux sous-pupilles et que l'analyseur de Shack-Hartmann sera plus sensible pour les basses fréquences spatiales que l'analyseur de courbure. En contrepartie l'analyseur de courbure sera plus sensible aux problèmes de repliement des hautes fréquences spatiales, mais pourra être optimisé en variant la distance entre les deux plans défocalisés d'analyse.

### 1.2.3 Correction du front d'onde

Dans le schéma 1.4 on voit qu'après avoir été analysé, le front d'onde va être corrigé par un miroir déformable. Il en existe actuellement plusieurs types et comme pour les analyseurs de surface d'onde, on peut différencier deux familles de miroirs déformables couramment utilisées : les piezostacks et les bimorphes.

Les piezostacks ([Séchaud, 1999]) sont composés d'actuateurs en éléments piézo-électriques répartis uniformément sous une surface réfléchissante (fig. 1.10). En créant une différence de potentiel entre les faces des éléments piézo-électriques, ils vont se dilater ou se contracter et déformer ainsi localement la surface du miroir. L'action des actuateurs est donc localisée autour du piston et ce sont donc des miroirs très adaptés à l'information que peut fournir un analyseur de Shack-Hartmann car la pente mesurée est proportionnelle à la poussée du piston.

Les miroirs bimorphes sont quant à eux plus adaptés à une correction par courbure. Ils sont constitués d'un réseau d'électrodes entre deux couches de matériel piézo-électrique polarisées et le tout est recouvert d'une fine couche réfléchissante (fig. 1.11) ([Steinhaus and Lipson, 1979], [Kokorowski, 1979]). Ainsi en appliquant une différence de potentiel entre une électrode en contact avec l'intérieur d'une couche piézo-électrique et l'extérieur de cette couche, il va se produire une contraction d'un côté et une dilatation de l'autre ; donc une courbure locale. Bien que la déformation soit localisée, une grande partie du miroir se déforme quand on applique une tension sur une électrode. En faisant coïncider la géométrie des sous-pupilles de l'analyseur avec celle des électrodes du miroir bimorphe, la mesure de la courbure sera proportionnelle à la tension appliquée sur l'électrode ([Lipson et al., 1994]).

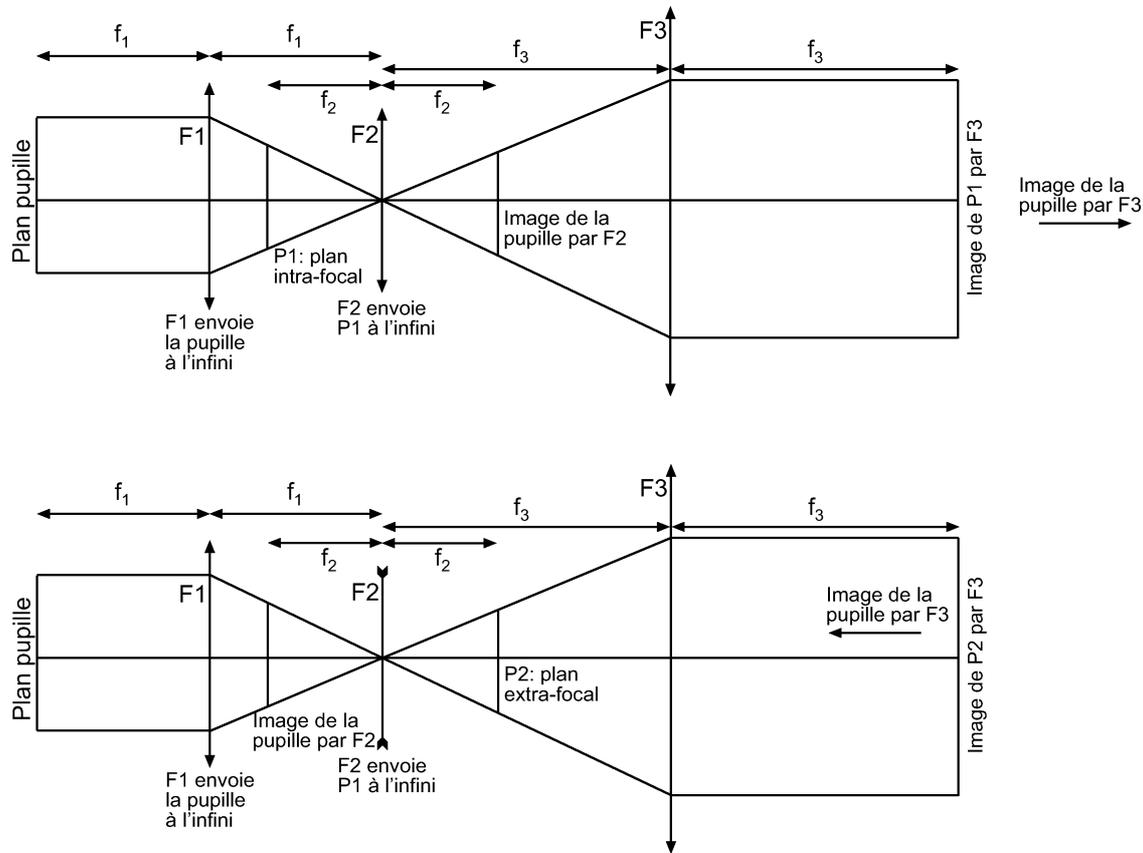


FIG. 1.9 – Projection des plans intra et extra-focaux sur l'analyseur de surface d'onde. La membrane vibrante est schématisée par une lentille F2 convergente ou divergente placée au foyer de F1. Elle envoie successivement les plans P1 et P2 à l'infini. La lentille P3 schématise le miroir sphérique. Quand la membrane est au repos, F3 envoie l'image de la pupille sur l'analyseur placé en son foyer. Quand la membrane est active ce sont les plans P1 et P2 à l'infini qui sont imagés sur l'analyseur.

Notons qu'il n'est pas nécessaire de coupler un miroir piezo-stack à un analyseur de Shack-Hartmann, ni un miroir bimorphe à un analyseur de courbure. Toutes les combinaisons sont possibles entre les analyseurs et les miroirs déformables ([Marchetti et al., 2003]).

#### 1.2.4 Reconstruire le front d'onde

##### Matrice d'interaction

En théorie on pourrait directement utiliser la mesure de la courbure dans une sous-pupille pour commander la zone du miroir bimorphe correspondante. Malheureusement la déformation du miroir agit aussi en dehors de la zone concernée et engendre des corrections non désirées sur le reste du front d'onde. Ainsi à chaque itération de la commande de correction, le système propage une erreur qui réduit les performances possibles.

Pour pouvoir commander le miroir déformable il est donc nécessaire de caractériser le couple analyseur-miroir déformable. Pour ce faire nous allons mesurer les courbures engendrées par la déformation de chaque actuateur. En appliquant une tension sur une électrode,

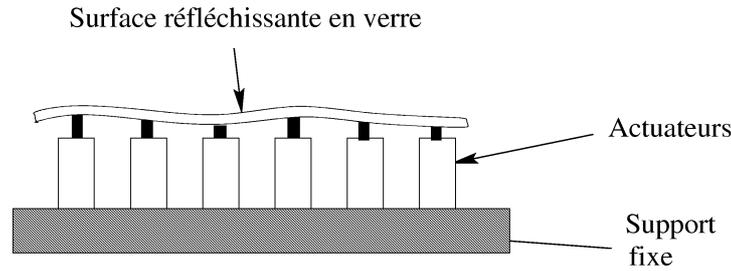


FIG. 1.10 – Schéma d'un miroir piezostack.

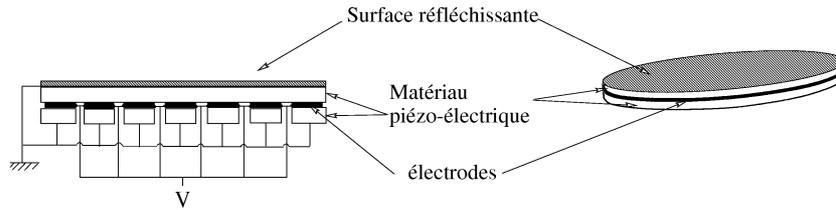


FIG. 1.11 – Schéma d'un miroir bimorphe.

la totalité du miroir déformable se déforme; cette surface est appelée fonction d'influence ([Roddier, 1993]). La matrice d'interaction est construite à partir des  $n$  mesures de courbure pour les  $m$  actuateurs. Si les tensions appliquées au miroir déformable ne sont pas trop élevées son comportement reste linéaire et l'on peut exprimer simplement la relation entre les mesures de courbure et les tensions appliquées. Soit  $\vec{m}$  le vecteur des  $n$  mesures de courbure,  $\vec{c}$  le vecteur des  $n$  tensions envoyées au miroir déformable et  $Z$  la matrice d'interaction, nous avons :

$$\vec{m} = Z\vec{c} \quad (1.25)$$

Si la déformation due à un actuateur n'agissait que sur la courbure liée à la sous-pupille correspondante,  $Z$  serait une matrice diagonale. Comme ce n'est pas le cas, nous devons déterminer, à partir de  $Z$ , une matrice de commande  $C$  qui fait l'opération inverse : déterminer le vecteur de commande à partir des mesures de courbure, c'est à dire :

$$\vec{c} = C\vec{m} \quad (1.26)$$

### Matrice de commande

La solution la plus simple pour déterminer  $C$  serait d'inverser la matrice d'interaction  $Z$ , mais on se rend compte en faisant une décomposition en valeurs propres de  $Z$  que l'on a une grande dispersion des valeurs propres et que certaines peuvent avoir une valeur très faible.

La décomposition en valeurs propres de la matrice d'interaction permet en effet de mettre en évidence les différents modes du miroir déformable. Dans le cas d'un miroir bimorphe ou piezo-stack, il existe un mode propre proche d'une translation uniforme sur toute la pupille. Ce mode est donc quasiment identique au mode piston que l'on a dans la base des polynômes de Zernike (c.f. paragraphe suivant) et qui consiste en un retard de phase uniforme sur toute la pupille. Or ce mode qui est de courbure et de pente nulle ne peut-être vu ni par l'analyseur

de courbure, ni par celui de Shack-Hartmann. C'est la raison pour laquelle il y aura au moins une valeur propre très proche de zéro dans la matrice d'interaction. Idéalement cette valeur devrait être nulle, mais si le mode propre du miroir n'est pas exactement un mode piston, il y aura un résidu de mesure. D'autre part un mauvais alignement optique peut déplacer légèrement la pupille et l'on aura alors une pente sur les bords de l'analyseur.

Dans le cas d'un miroir piezo-stack, il existe le mode waffle (gaufre) qui est une ondulation de pente moyenne nulle entre quatre actuateurs qui correspondent à une sous-pupille d'analyse d'un Shack-Hartmann. Dans ce cas l'analyseur de Shack-Hartmann sera de plus insensible à ce mode propre du miroir et aura donc au moins une deuxième valeur propre proche de zéro.

Le cas de ces valeurs propres très faibles doit être traité avec précaution car elles vont propager un bruit de mesure quand l'on multiplie la mesure par la matrice de commande. Gendron ([Gendron, 1995]) a montré que le bruit propagé est proportionnel à la somme des inverses des valeurs propres. On comprend donc l'importance d'isoler ces valeurs propres faibles et donc l'impossibilité d'inverser directement la matrice d'interaction.

Une méthode simple pour trouver la matrice de commande est de fixer un critère de sélection qui définisse notre problème. Un critère qui répond bien à notre souhait de réduire l'erreur de mesure consiste à minimiser cette erreur donnée par  $\epsilon$  ([Rousset, 1999]) :

$$\epsilon = \|\vec{m} - Z\vec{c}\|^2 \quad (1.27)$$

Par la méthode des moindres carrés nous pouvons trouver le minimum qui répond à l'équation suivante :

$$Z^t Z \vec{c} = Z^t \vec{m} \quad (1.28)$$

Si  $Z^t Z$  est inversible, on peut isoler  $\vec{c}$  et on aura une relation entre la mesure et la commande et donc une matrice de commande. . Malheureusement comme les valeurs propres trop faibles doivent être éliminées,  $Z^t Z$  n'est pas inversible, mais on peut construire une matrice pseudo-inverse ([Ben-Israel M., 1980]) à partir de la décomposition en valeurs singulières de  $Z$ .

Soit :

$$Z^t Z = U W U^t \quad (1.29)$$

avec  $W$ , une matrice diagonale contenant les valeurs propres de  $Z^t Z$ , que nous notons  $\lambda_i$ . Nous pouvons déterminer un pseudo-inverse ainsi :

$$\left( Z^t Z \right)^{-} = U W_{reg}^{-1} U^t \quad (1.30)$$

Avec  $W_{reg}^{-1}$  qui est la matrice  $W^{-1}$  régularisée, c'est à dire pour laquelle  $1/\lambda_n$  est fixé à zéro en dessous d'un certain seuil. Elle est de la forme suivante :

$$W_{reg}^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\lambda_1} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \dots & 0 \\ \vdots & \dots & \frac{1}{\lambda_{n-1}} & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

où  $\lambda_n$  est la plus petite valeur propre qui a été régularisée.

On peut à présent utiliser le pseudo-inverse dans l'équation 1.28 pour déterminer la matrice de commande  $C$  comme :

$$\vec{c} = C\vec{m} \quad (1.32)$$

avec

$$C = \left( Z^t Z \right)^{-} Z^t = U W_{reg}^{-1} U^t Z^t$$

Pour construire cette matrice de commande nous n'avons utilisé que les mesures d'une matrice d'interaction vue par l'analyseur de surface d'onde, sans rajouter de connaissances à priori sur le front d'onde. Cette méthode de contrôle est appelée contrôle zonal, car nous appliquons une correction calculée directement à partir de la matrice d'interaction dans laquelle sont caractérisées les différentes zones d'analyse. Il est aussi possible de faire un changement de base pour exprimer les vecteurs de mesures construisant la matrice d'interaction selon une base plus adaptée. Ce changement de base exprimerait ainsi le front d'onde comme une somme de modes choisis ayant une interprétation directement liée aux phénomènes optiques rencontrés.

### Contrôle modal

Comme son nom l'indique, le contrôle modal va décomposer le front d'onde mesuré sur une base de modes. Mathématiquement nous pouvons utiliser n'importe quelle base dont les vecteurs sont orthogonaux sur la surface d'une pupille circulaire (sans obstruction centrale). Du point de vu physique c'est principalement la base des polynômes de Zernike qui est utilisée car elle attache un sens optique à chaque mode et permet une description analytique de la turbulence atmosphérique ([Noll, 1976]). L'expression analytique de ces modes est la suivante :

$$\begin{aligned} \text{pour } m = 0 \\ Z_j &= \sqrt{n+1} R_n^0(r) \\ \text{pour } m \neq 0 \\ Z_{j_{\text{pair}}} &= \sqrt{n+1} R_n^m(r) \sqrt{2} \cos m\theta \\ Z_{j_{\text{impair}}} &= \sqrt{n+1} R_n^m(r) \sqrt{2} \sin m\theta \\ \text{avec} \\ R_n^m(r) &= \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{-1^s (n+s)!}{s! [(n+m)/2 - s]! [(n-m)/2 - s]!} r^{n-2s} \end{aligned}$$

La figure 1.12 montre quelques modes. Nous reconnaissons dans les premiers ordres des défauts optiques usuels comme la défocalisation, la coma et l'astigmatisme. Deux autres modes particulièrement importants sont le tip et le tilt qui correspondent à un basculement complet du front d'onde.

Le désavantage d'utiliser les polynômes de Zernike comme base pour projeter le front d'onde turbulent est que la covariance entre ses modes n'est pas nulle. Une base de vecteurs propres qui ont une covariance nulle est celle de Karhunen-Loeve ([Wang and Markey, 1978]). Elle peut se construire à partir des polynômes de Zernike et chacun de ses modes est statistiquement indépendant. Une façon de déterminer les coefficients des polynômes est donc de diagonaliser la matrice de covariance des modes de Zernike :

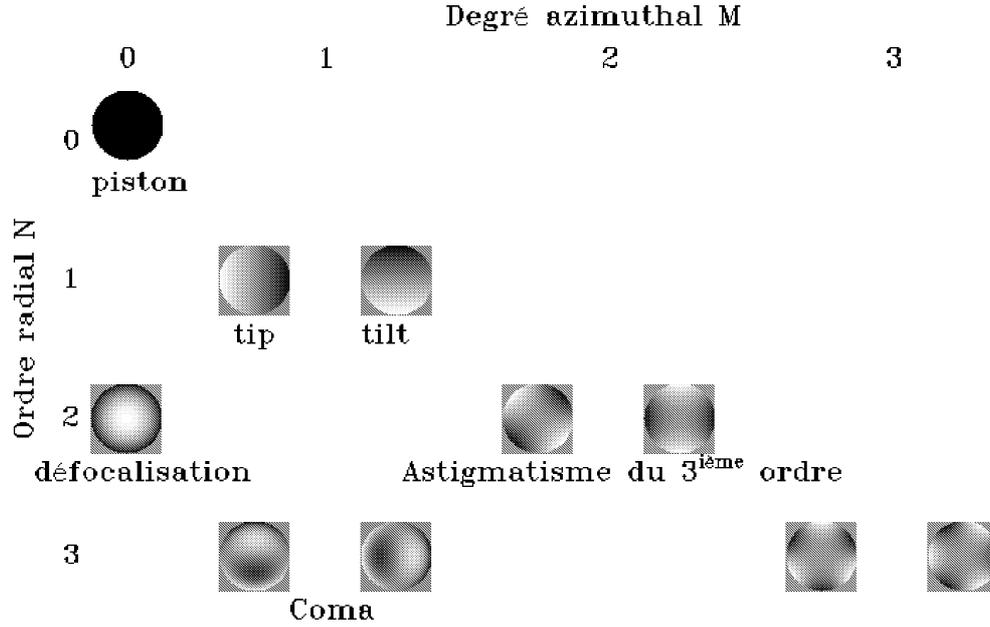


FIG. 1.12 – Principaux modes de Zernike.

$$K_k(\mathbf{r}) = \sum_j u_{jk} Z_j(\mathbf{r}) \quad (1.33)$$

où  $Z_j$  sont les polynômes de Zernike et  $u_{jk}$  les coefficients issus de la matrice de changement de base de la diagonalisation.

Notons cependant que les premiers modes de Zernike qui représentent les plus gros défauts dans une atmosphère turbulente ([Noll, 1976] et fig. 1.13 ) ne sont pas très différents des premiers mode de Karhunen-Loeve. Il n'est donc pas nécessaire de choisir cette base plutôt que celle de Zernike qui reste bien adaptée dans le cas d'un contrôle modal optimisé.

Le contrôle modal revêt deux intérêts principaux : analyser du point de vue optique les défauts du front d'onde et pouvoir découpler les commandes en fonction du défaut. L'utilisation la plus courante est d'extraire la part de tip et de tilt du front d'onde pour commander un miroir tip-tilt qui ne fait que du basculement dans deux axes orthogonaux. On libère ainsi un maximum de dynamique pour le miroir déformable afin qu'il ne sature pas sur ces corrections.

Pour mettre en oeuvre un contrôle modal il faut construire une nouvelle matrice de commande pour assurer le changement entre la base des actuateurs et celle des modes. La matrice de commande modale  $C_{mod}$  sera ainsi de la forme :

$$C_{mod} = O^{-1} G O C_{zonal} \quad (1.34)$$

où  $C_{zonal}$  est la matrice de contrôle zonal,  $O$  est la matrice de changement de base entre les modes et les fonctions d'influence et  $G$  une matrice diagonale avec les valeurs des gains de chaque mode dans sa diagonale.

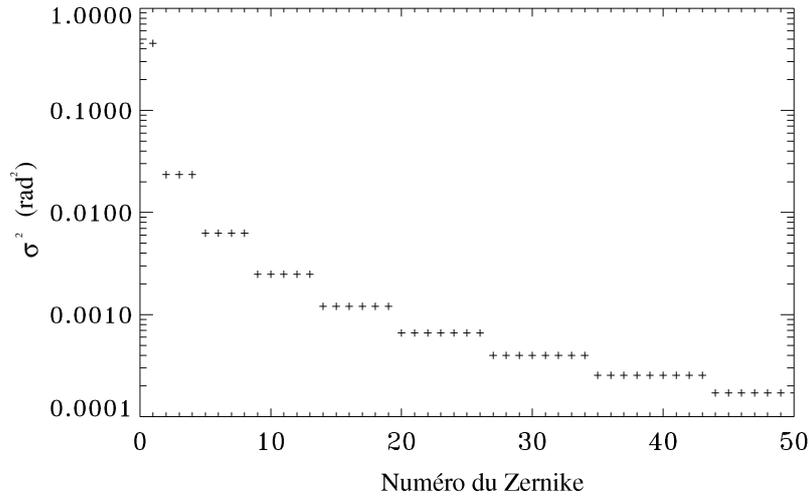


FIG. 1.13 – Variance des coefficients des modes de Zernike pour une turbulence de type Kolmogorov avec  $D/r_0=1$ .

### 1.2.5 La boucle de contrôle

Une fois la matrice de commande calculée, il faut l'implémenter dans le calculateur temps réel qui va contrôler le système. Une étude globale du système de contrôle nous permet d'identifier le comportement du système pour pouvoir optimiser les commandes délivrées par le calculateur et garantir une certaine stabilité et bande passante.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent la matrice de commande peut être optimisée en fonction des mesures par minimisation de l'erreur résiduelle ([Wallner, 1983]), voire même en faisant une estimation basée sur les mesures et la statistique de la turbulence atmosphérique ([Fusco, 2000]). Il est aussi possible d'utiliser un correcteur temporelle attribuant un gain spécifique à chaque mode. Gendron a introduit l'Intégrateur à Gain Modal Optimisé ([Gendron and Lena, 1994], [Gendron and Lena, 1995]) mais il est aussi possible de calculer un gain optimal prédictif en utilisant les mesures antérieures ([Dessenne, 1998]).

Dans la figure 1.14 notre système est représenté par une série de blocs connectés entre eux.

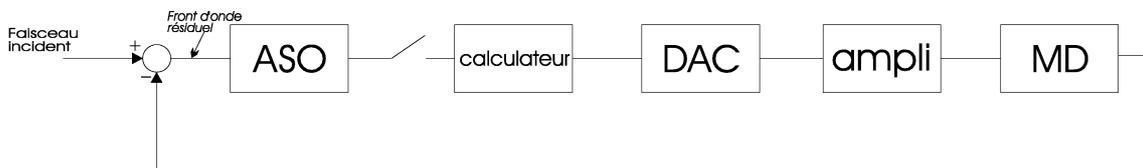


FIG. 1.14 – Schéma en blocs de la chaîne de contrôle en boucle fermée.

Sur ce schéma on peut voir le front d'onde perturbé entrant auquel se soustrait la correction appliquée par le miroir déformable (MD), puis le front d'onde résiduel qui est envoyé vers l'analyseur de surface d'onde (ASO). En sortie de l'analyseur, le symbole d'interrupteur signifie la fonction d'échantillonnage avant d'entrer dans le calculateur numérique. En sortie du calculateur, le DAC convertit le signal digital en analogique pour entrer dans l'amplificateur qui va commander le miroir déformable.

On peut aussi représenter dans ce diagramme les transformations du signal à travers les

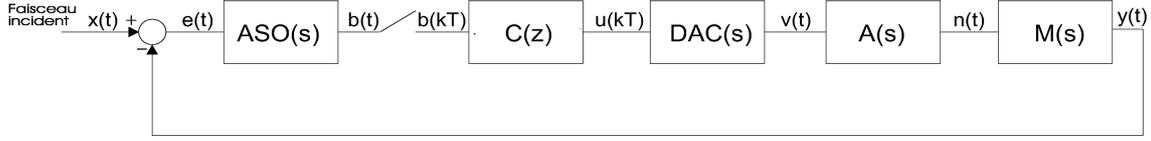


FIG. 1.15 – Schéma en blocs représentant le signal en fonction du temps et les fonctions de transfert.

différents éléments, ainsi que les fonctions de transfert. Sur la figure 1.15 on peut suivre les transformations du signal d'entrée  $x(t)$ . La transformation de  $b(t)$  en  $b(kT)$  signifie que le signal est échantillonné tous les temps  $T$ . Plus strictement cela donne :

$$b(kT) = \sum_{k=0}^{\infty} \delta(t - kT)b(t) \quad (1.35)$$

Les fonctions de transfert sont exprimées comme des transformées de Laplace pour les fonctions continues (i.e. analogiques) et comme des transformées en  $z$  pour les fonctions discrètes (i.e. numériques).

On peut déjà déduire quelques relations fondamentales de ces diagrammes ([Ogata, 1997]). Si les majuscules représentent les transformées de Laplace, on a :

$$G(s) = ASO(s)C(s)DAC(s)A(s)M(s) \quad \text{fct de transfert global} \quad (1.36)$$

$$\frac{Y(s)}{E(s)} = G(s) \quad \text{fct de transfert de la boucle ouverte} \quad (1.37)$$

$$\frac{Y(s)}{X(s)} = \frac{G(s)}{1+G(s)} \quad \text{fct de transfert de la boucle fermée} \quad (1.38)$$

$$\frac{E(s)}{X(s)} = \frac{1}{1+G(s)} \quad \text{fct de transfert de l'erreur résiduelle} \quad (1.39)$$

La fonction de transfert numérique  $C(z)$  du calculateur va être définie en fonction du contrôle implémenté. Un élément du contrôle qui garantit une erreur statique nulle en boucle fermée consiste à faire fonctionner le calculateur comme intégrateur. Il va donc rajouter à chaque itération la nouvelle commande multipliée par un gain. Le choix de ce gain doit être fait de façon à garder le système stable pour que la commande ne diverge pas.

Dans le cas de systèmes d'optique adaptative on compte généralement deux trames de retard entre l'acquisition et la commande ce qui crée une chute d'un facteur d'environ 12 entre la fréquence d'échantillonnage et la bande passante. Pour essayer de compenser cette perte il faut implémenter un contrôle plus adapté à ce phénomène de retard. Demerlé ([Demerlé et al., 1993]) décrit un compensateur type qui permet de compenser ce retard. Nous étudions en détails l'allure des fonctions de transfert de chaque élément ainsi que le contrôle optimal envisageable dans la troisième partie.

### 1.2.6 Les performances

Un système d'optique adaptative a pour but de corriger au mieux le front d'onde incident, mais il subsistera toujours des imprécisions lors de la mesure du front d'onde et des propagations d'erreurs dans le contrôle. On peut exprimer l'erreur sur le front d'onde résiduel en terme de variance comme :

$$\sigma_\epsilon^2 = \sigma_\perp^2 + \sigma_t^2 + \sigma_r^2 + \sigma_a^2 \quad (1.40)$$

- $\sigma_\perp$  est l'erreur de sous-modélisation due aux modes que le miroir ne peut pas générer. Cela concerne principalement les hauts ordres. On peut donner une valeur analytique approchée si l'on considère que les  $n$  modes du miroir déformable correspondent aux  $n$  premiers polynômes de Zernike ([Noll, 1976]) :

$$\sigma_\perp^2 = 0,2944n^{-\sqrt{3/2}} \left( \frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (1.41)$$

- $\sigma_t$  est l'erreur temporelle due au temps d'intégration et de calcul nécessaire à l'acquisition et au traitement entre la mesure et la correction. On peut avoir une approximation de cette erreur en simulant la boucle de contrôle de notre système, ce qui sera fait dans la troisième partie. Cette erreur dépend aussi des caractéristiques de la turbulence atmosphérique, notamment son temps caractéristique  $\tau_0$ . Elle reste cependant faible par rapport aux autres dans le cas d'un système à courbure.
- $\sigma_r$  est l'erreur de repliement due à l'échantillonnage spatial de l'analyseur de surface d'onde qui interprète mal les défauts des hauts ordres. Cette erreur n'as pas de forme analytique, mais peut être approchée par simulation du système d'optique adaptative. On trouvera une étude détaillée de cette approche dans [Véran, 1997].
- $\sigma_a$  est l'erreur due au bruit d'analyse. Dans le cas d'un système utilisant des photodiodes à avalanche, le bruit de mesure se résume principalement au bruit photonique. Ce bruit suit une statistique de Poisson et sera le facteur définissant la magnitude limite à partir de laquelle le rapport de signal à bruit n'est plus suffisant pour avoir une mesure permettant une correction cohérente. L'erreur qui sera propagée dans le système dépend de la matrice de commande. On peut exprimer la variance de l'erreur propagée dans le cas d'une mesure de courbure comme ([Southwell, 1980]) :

$$\sigma_a^2 = \frac{1}{N} \text{trace}(CC^t) \sigma_p^2 \quad (1.42)$$

où  $N$  est le nombre de sous-pupilles,  $C$  la matrice de commande et  $\sigma_p^2$  la variance de l'erreur de mesure dans une sous-pupille due au bruit photonique.

Un bon estimateur de la qualité des images corrigées par optique adaptative est la variance de la phase résiduelle. On peut en effet juger que la correction est optimale si l'on arrive à corriger la phase résiduelle pour qu'elle varie un minimum.

Si l'on s'intéresse plus particulièrement à l'image corrigée au foyer, on remarque que l'image partiellement corrigée peut être décomposée en deux parties : un coeur cohérent de la taille du pic central de la tache d'Airy et un halo diffus. Dans le cas d'une correction partielle où l'intérêt principal est de concentrer le maximum de flux dans le pic central de la tache d'Airy, le rapport de Strehl est un bon estimateur de la qualité de l'image corrigée. Il s'exprime comme le rapport de l'intensité maximale de l'image corrigée par celle de l'image obtenue sans aberration.

$$S = \frac{\max(\text{INTENSITE}_{\text{image\_corrige}})}{\max(\text{INTENSITE}_{\text{image\_par faite}})} \quad (1.43)$$

Dans le cas d'une correction plus fine incluant des hauts ordres et cherchant surtout à augmenter la résolution du télescope, le rapport de Strehl n'est plus suffisant pour quantifier la qualité de l'image corrigée. Dans ce cas on s'intéresse précisément à la quantité d'énergie qui participe au coeur cohérent de la taille du pic central de la tache d'Airy. On définit cette énergie comme l'énergie cohérente  $E_c$  de la façon suivante ([Rousset et al., 1991]) :

$$E_c = \exp(-\sigma_{res}^2) \quad (1.44)$$

où  $\sigma_{res}^2$  est la variance résiduelle de la phase

Quand la correction devient très bonne, la variance résiduelle de la phase tend vers zéro et l'on a  $E_c \simeq 1$ , alors qu'une mauvaise correction donnera une énergie de cohérence quasiment nulle. Dans le cas d'une bonne correction on a un lien direct entre le rapport de Strehl et l'énergie de cohérence :

$$S \simeq E_c \quad (1.45)$$



# Chapitre 2

## Le système d'optique adaptative

Le système d'optique adaptative que nous allons décrire était initialement prévu pour équiper le Grand Interféromètre à Deux Télescopes (GI2T). L'étude a été commencée par Verinaud ([Verinaud, 2000]), mais le projet est actuellement déclassé faute de budget pour développer un second système d'optique adaptative. Les spécifications d'une optique adaptative pour un interféromètre sont légèrement différentes de celles d'un télescope seul, car la résolution obtenue en interférométrie ne dépend pas de la résolution propre à chaque télescope, mais de la base les séparant.

L'interféromètre GI2T recombine deux faisceaux issus de deux télescopes de 1,5 mètres de diamètre en multi-tavelures et dans le visible ([Mourard et al., 1994]). L'avantage de la recombinaison multi-tavelures comparée à une recombinaison par fibre, est de garder un maximum de flux, même dans des conditions atmosphériques moyennes où l'énergie de cohérence est très faible et l'énergie du halo dominante. L'avantage d'équiper un tel interféromètre d'une optique adaptative réside donc dans sa capacité à concentrer un maximum de flux dans le speckle central et permettre ainsi un meilleur rapport signal à bruit sur la mesure des franges d'interférences. Ce gain en signal à bruit permet donc une meilleure mesure du contraste des franges tout en rendant accessible des étoiles de plus forte magnitude. Il n'est pas nécessaire de corriger les hauts ordres car comme nous l'avons vu, la majeure partie de l'énergie se retrouve dans les défauts de bas ordres. Ainsi une optique adaptative à correction partielle augmente sensiblement les performances d'un interféromètre en mode multi-tavelure et devient même essentielle dans le cas d'une recombinaison fibrée pour minimiser la perte de flux due au coeur très étroit de la fibre optique mono-mode qui ne transmet que le speckle central.

Notons encore que les miroirs bimorphes comportent une composante de piston dans leurs modes propres. Ainsi en corrigeant la phase avec de tels miroirs, on rajoute du piston que l'analyseur de surface d'onde ne peut pas voir. Comme les phases entre les différentes pupilles d'un interféromètre sont généralement décorrelées, il va y avoir apparition d'un piston différentiel et donc une baisse de contraste dans les franges d'interférence. Il sera donc nécessaire d'ajouter un autre système d'analyse pour le piston ([Rodier, 1999]) ou de caractériser le système d'optique adaptative afin de ne pas ajouter de piston ([Verinaud and Cassaing, 2001]).

Le développement de cette optique adaptative a eu initialement dans son cahier des charges la nécessité d'être réalisé à bas coût en essayant de développer de nouveaux concepts et designs optiques. Toutes ces contraintes ont déterminé le prototype d'optique adaptative à correction partielle dans le visible décrite dans ce chapitre.

Dans les sections suivantes, nous décrivons les différents éléments constituant notre système d'optique adaptative. Au début de ma thèse la majorité des éléments n'étaient pas encore

Analyseur	courbure, 31 sous-pupilles
Capteurs	photodiodes à avalanche
Miroir	bimorphe, 31 sous-pupilles
Fréquence d'échantillonnage	2500Hz

TAB. 2.1 – Résumé des caractéristiques de l'optique adaptative

caractérisés. Les caractérisations nécessaires précédant la mise en route seront décrites dans le chapitres 3 et 4.

## 2.1 Caractéristiques

Le premier choix de l'optique adaptative a été pour un système d'analyse à courbure couplé avec un miroir bimorphe. Ce choix était guidé par la possibilité de développer un nouvel analyseur d'un coût moindre ainsi que par la disponibilité de miroirs bimorphes au nombre suffisant d'actuateurs moins onéreux que les piezo-stacks équivalents.

Le choix du nombre de sous-pupilles dépend du diamètre du télescope, de la longueur d'onde de correction ainsi que des conditions moyennes de la turbulence atmosphérique du site d'implantation. Roddier ([Roddier, 1993]) donne les principaux paramètres pour le dimensionnement d'une optique adaptative et il en ressort que pour un rapport  $D/r_0 \simeq 15$  la correction obtenue en corrigeant les 5 premiers ordres radiaux des polynômes de Zernike est optimale en niveau des performances. Ceci n'exclut évidemment pas de corriger plus de modes, le système corrigera mieux mais nécessitera plus de lumière pour corriger parfaitement tous les modes qu'il est capable d'analyser. Au vu du marché des miroirs bimorphes, le choix a donc été fait pour 31 sous-pupilles disposées selon 4 rayons concentriques.

Le système à courbure n'a besoin que de capteurs mono-pixel pour l'analyse de chaque sous-pupille, ce qui permet d'utiliser des photodiodes à avalanche qui ont plusieurs avantages : un rendement quantique élevé, la possibilité de fonctionner en comptage de photons, une vitesse de lecture de plusieurs MHz, aucun bruit de lecture et un très faible courant d'obscurité. Tous ces paramètres permettent d'une part d'analyser des sources de faible luminosité, mais aussi d'augmenter considérablement la bande passante du système de contrôle et permettre ainsi de suivre les fluctuations du front d'onde dans le domaine du visible où le temps caractéristique  $\tau_0$  est de l'ordre de quelques milli-secondes. Le choix a donc été porté sur de tels capteurs avec une fréquence d'échantillonnage pour l'analyse de 2500Hz.

Pour assurer le contrôle en temps réel à cette fréquence les commandes sont calculées par une carte mère de la société Shakti équipée de 3 DSPs dédiés aux différentes opérations.

## 2.2 L'analyseur de surface d'onde

L'analyse de la courbure se résume à une mesure de la modulation de l'intensité lumineuse dans un ensemble de sous-pupilles. On doit donc dans un premier temps éclater la pupille, transmettre le flux intégré sur chaque sous-pupille vers un capteur de lumière et finalement mesurer ce flux en un temps d'échantillonnage défini.

### Le cas usuel

Dans les analyseurs déjà existants, l'éclatement de la pupille est réalisé par une mosaïque de micro-lentilles usinées selon une géométrie radiale garantissant un flux identique dans chaque sous-pupille. La géométrie des sous-pupilles est de préférence identique à celle des électrodes du miroir déformable (fig. 2.1). Une telle lentille nécessite un usinage précis. Le coût de revient d'une telle optique sort clairement de nos spécifications.

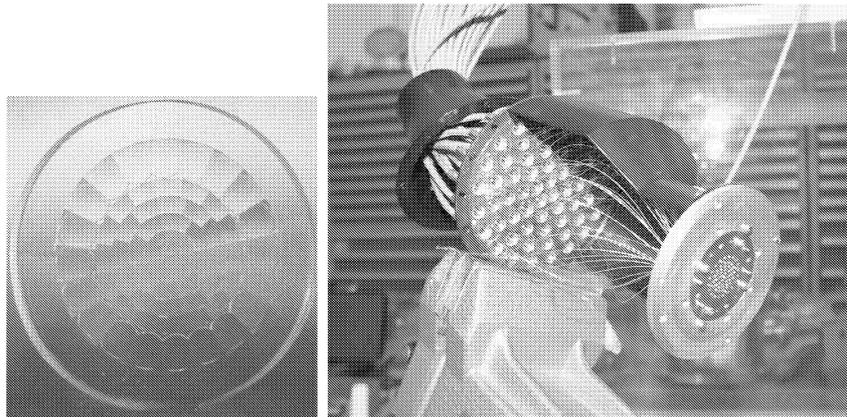


FIG. 2.1 – Eléments de l'optique adaptative SINFONIE de l'ESO pour le VLT. A gauche : mosaïque de micro-lentilles d'un diamètre de 20mm créant 60 sous-pupilles. A droite : couplage des fibres optiques avec les photodiodes (photos ESO).

Une fois l'éclatement réalisé il faut diriger le flux concentré au foyer de chaque micro-lentille vers un détecteur de lumière. Que ce soient des photo-multiplicateurs ou des photodiodes à avalanche, leur encombrement ne permet pas de les placer juste au foyer des micro-lentilles et il est nécessaire de faire un couplage avec des fibres optiques pour transporter le flux jusqu'aux détecteurs. Un tel couplage est réalisé en fixant les fibres optiques sur une plaque très précisément percée (fig. 2.1). Typiquement le coeur des fibres optiques est de 50 à 100 microns et la précision de l'usinage doit être de l'ordre de  $10\mu\text{m}$ . Encore une fois toute cette mise en oeuvre nécessite des moyens assez importants et donc un coût élevé.

### Notre analyseur

Prenant cela en considération, la voie qui a été prise pour développer un nouvel analyseur repose sur deux axes :

- s'affranchir du couplage par fibre optique pour pouvoir construire un analyseur avec des moyens plus courants,
- développer des modules de photodiodes à avalanche moins onéreux que ceux du commerce.

La solution adoptée a été de réaliser une mosaïque de micro-prismes collés sur une lentille. Le réseau de micro-prismes va diviser le faisceau en 31 sous-pupilles et les dévier dans des directions différentes. La lentille sur laquelle ils sont collés va simplement faire converger chacun des faisceaux et l'on aura donc 31 foyers éclatés à la distance focale de la lentille. Pour récupérer ensuite la totalité du flux de chaque sous-pupille, une lentille de champ est placée directement au foyer de chaque sous-pupille pour diriger le faisceau sur la surface du capteur (fig 2.2).

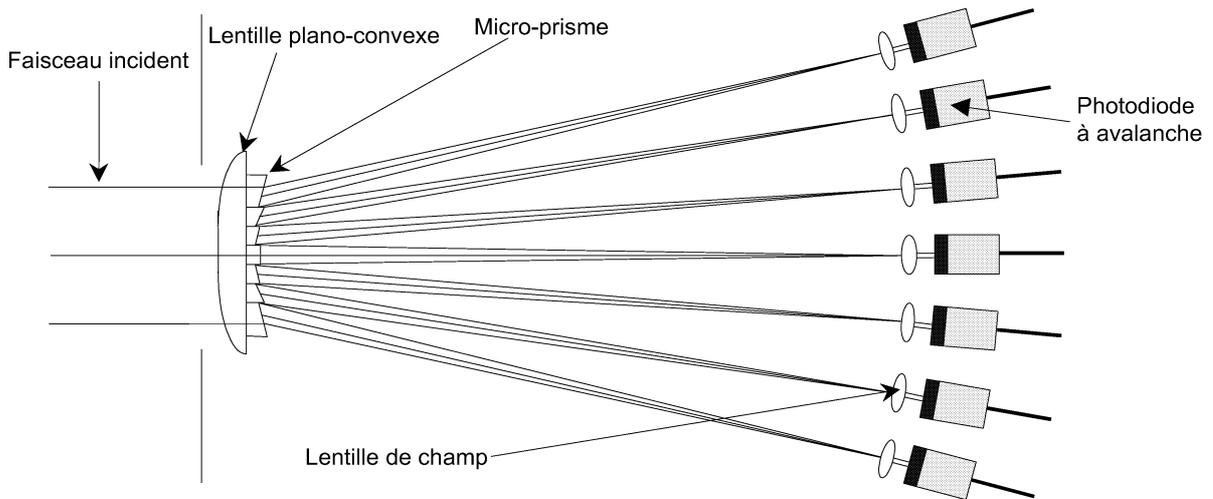


FIG. 2.2 – Les prismes collés sur la lentille éclatent la pupille et font converger les 31 foyers sur les lentilles de champ placées devant les photodiodes.

Ce système oblige à développer des modules photodiodes peu volumineux pour pouvoir être placés côte à côte à l'arrière de l'analyseur. En effet, les modules de photodiodes disponibles dans le commerce comportent une électronique de contrôle et un refroidissement individuel relativement volumineux.

Au final l'analyseur s'intègre dans un tube de 70cm de long pour 20cm de diamètre (fig.2.3) avec toute l'électronique de contrôle des photodiodes à l'intérieur.

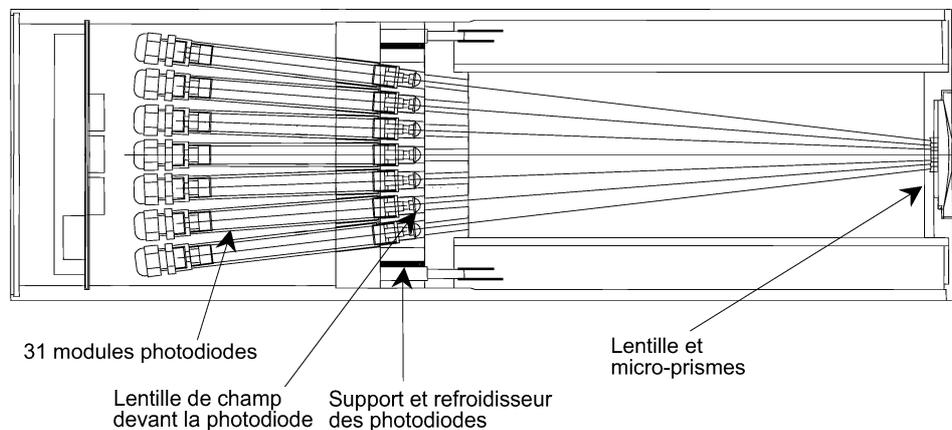


FIG. 2.3 – Schéma de l'analyseur de surface d'onde. A l'entrée le faisceau est éclaté en 31 sous-pupilles qui vont former des foyers sur les lentilles de champ des modules photodiodes placés à l'arrière.

### 2.2.1 Les micro-prismes

Les 31 micro-prismes servant à éclater la pupille sont collés selon une géométrie radiale en trois couronnes (fig. 2.4). Les sous-pupilles des deux premières couronnes ont été calculées

([De Bonnevie, 1997]) pour avoir un flux identique quand l'on projette la pupille. La sous-pupille centrale est calculée pour avoir la taille de l'obstruction centrale. Les sous-pupilles de la troisième couronne sont surdimensionnées pour pouvoir mesurer les défauts générant des déplacements ou des changements de la taille de la pupille (c.f. fig. 1.7, tip-tilt, défocalisation, astigmatisme, coma). Le diamètre extérieur de la troisième couronne mesure 24mm et la pupille projetée fait 20mm. Nous retrouvons dans la partie éclairée d'une sous-pupille de la troisième couronne un flux identique à celui des sous-pupilles des deux premières couronnes.

Notons que la troisième couronne pourrait être encore plus grande pour pouvoir mesurer des défauts de tip-tilt importants. Nous proposons au chapitre 3.1 une étude détaillée du dimensionnement adopté pour la construction de la mosaïque de micro-prismes.

Les micro-prismes sont collés sur une lentille d'une focale de 350mm (fig. 2.4). Les micro-prismes doivent pouvoir remplir la totalité de la pupille afin d'éviter des réflexions parasites et des pertes de flux. Le positionnement de chaque micro-prisme doit permettre de dévier la sous-pupille en direction de la photodiode correspondante. Le point sensible à maîtriser lors du collage est l'épaisseur de colle qu'il faut répartir uniformément entre la lentille et le micro-prisme, car une couche non uniforme rajoute un angle de déviation. Un premier collage a été réalisé à l'Observatoire de Meudon. La méthode d'alignement des prismes a consisté à illuminer les micro-prismes avec une pupille en faisceau parallèle et vérifier à la distance focale de la lentille que le positionnement des 31 foyers corresponde avec un gabarit. Cette méthode comporte un point faible car il est possible de rattraper un défaut d'épaisseur de colle qui va dévier le foyer, par une translation du micro-prisme, créant ainsi l'impossibilité de joindre les micro-prismes entre eux. Le premier collage comportait ainsi plusieurs défauts de positionnement des micro-prismes qui ne remplissaient pas uniformément la pupille et laissaient des interstices. Un deuxième collage a été effectué à l'Observatoire de Calern avec le même matériel, mais en vérifiant au préalable les dimensions des micro-prismes pour garantir un remplissage complet de la pupille. Il s'est avéré que certains micro-prismes dépassaient les tolérances nécessaires à l'assemblage et il a fallu retailler certains côtés afin qu'ils puissent être disposés selon le schéma de base. Le collage final a été fait avec une précision de 0,2-0,3mm sur la position finale des 31 foyers.

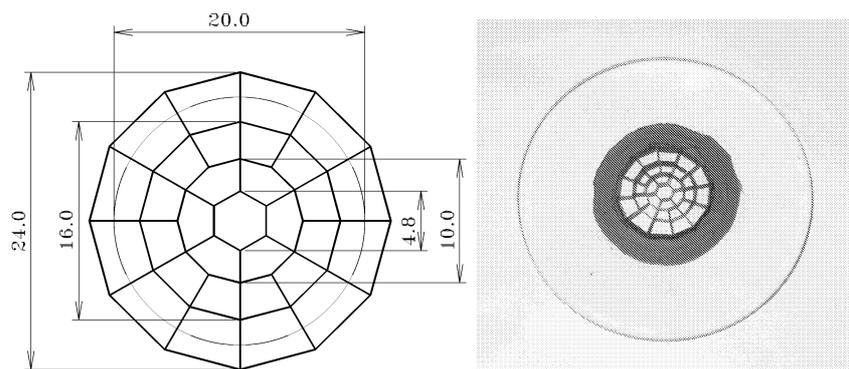


FIG. 2.4 – Géométrie de la mosaïque de micro-prismes à l'entrée de l'analyseur et sa réalisation. Les mesures sont en mm.

Le collage des micro-prismes garantit que les foyers arrivent au plus près du centre des lentilles de champ placées devant les photodiodes à avalanche. Mais ils créent aussi une dispersion de la lumière et il s'agira de vérifier quel est son ordre de grandeur. Cette étude sera

faite au chapitre 3.1.

## 2.2.2 Les modules photodiodes

Les micro-prismes vont former 31 foyers 350mm après la lentille qui sont répartis dans un diamètre extérieur de 150mm. Pour ne pas devoir transporter le flux par fibre optique, il a fallu développer des modules photodiodes compacts qui puissent être contenus côte à côte dans ce diamètre réduit.

Nous trouvons dans le commerce des modules photodiodes prêts à l'emploi incorporant le refroidissement et l'électronique nécessaire à leur fonctionnement. Par rapport à nos spécifications, ces modules sont trop encombrants et d'un coût trop élevé. En développant nos propres modules nous arrivons pour un coût fortement réduit à produire des modules ayant des spécifications similaires aux produits commerciaux et d'un volume très réduit.

Chaque module photodiode tient dans un tube principal de 16mm de diamètre et 190mm de long (fig. 2.5). Il est équipé d'une photodiode à avalanche Perkin-Elmer, C30902S qui fonctionne en comptage de photons. Son faible courant d'obscurité et l'absence de bruit de lecture permet une détection de photons individuels. Les spécifications de nos modules photodiodes sont résumées dans le tableau suivant :

- surface utile : 0,5mm de diamètre
- polarisation : 28V au dessus de la tension d'avalanche
- courant d'obscurité : 75-600 coups par seconde à  $-20^{\circ}\text{C}$
- saturation : au dessus de  $1,5 \cdot 10^6$  photons par seconde
- temps entre deux détection : 150ns
- bande spectrale : 400-1000nm

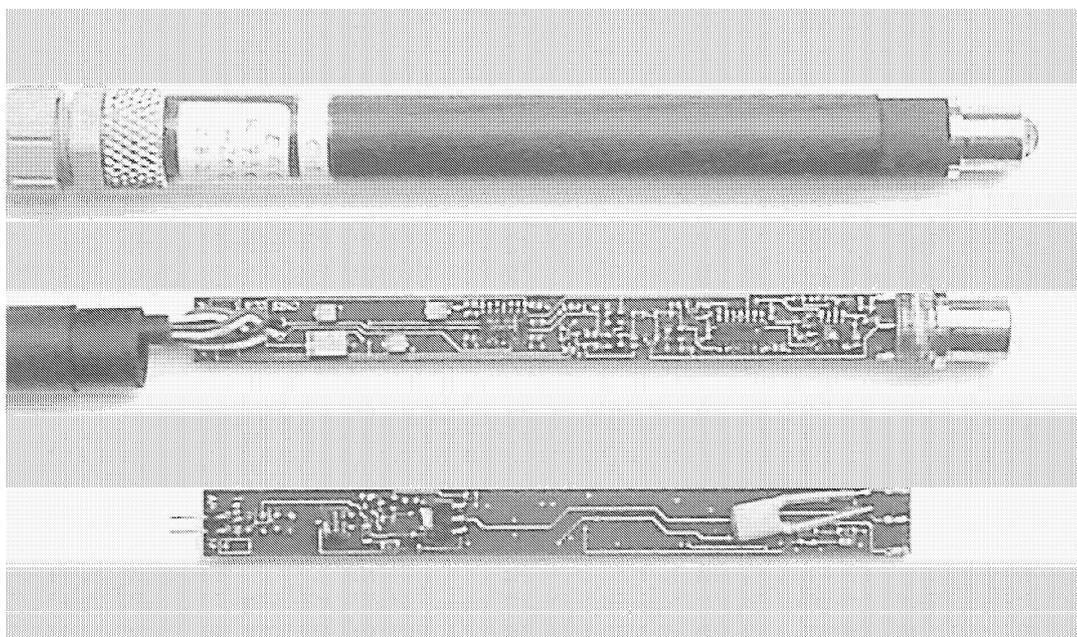


FIG. 2.5 – Module photodiode. La taille réelle est de 1.6cm de diamètre et 19cm de long.

L'électronique est intégrée dans le corps du module, un comparateur détecte le début de

Longueur d'onde [nm]	efficacité quantique
452	16%
647	39%
855	42%

TAB. 2.2 – Efficacités quantiques mesurées sur un module photodiode.

l'avalanche et fait descendre la tension de polarisation en dessous de la tension d'avalanche. Il faut ensuite 150ns pour évacuer les charges de la photodiode pour que le module soit prêt pour une nouvelle détection (fig. 2.6).

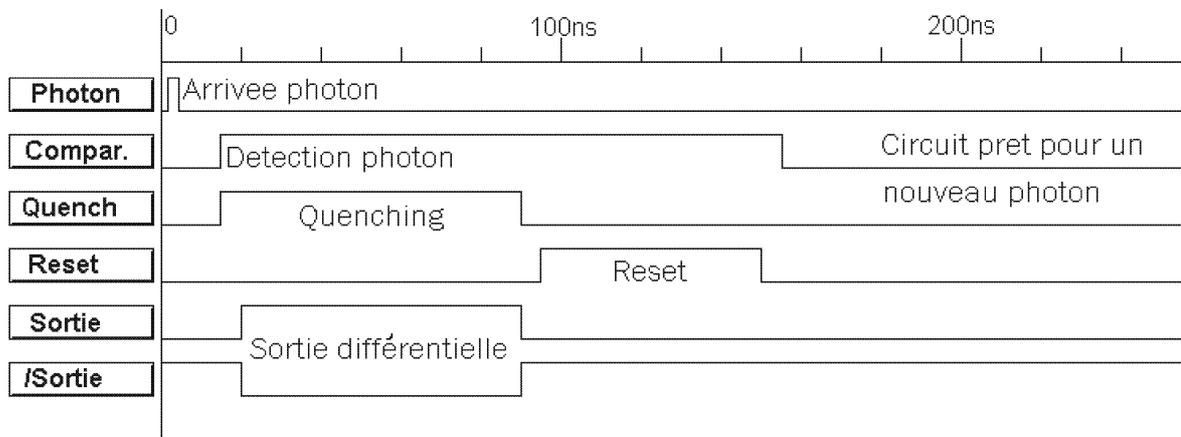


FIG. 2.6 – Séquence de détection d'un photon par le module photodiode.

L'efficacité quantique d'un module photodiode a été mesurée à l'ONERA en utilisant une source calibrée et des jeux de filtres. La photodiode à avalanche est particulièrement sensible dans le proche infra-rouge aux alentours de 850nm. Dans le tableau 2.2, nous résumons les mesures faites.

Ces capteurs sont tout à fait indiqués pour faire une analyse à la limite du visible et de l'infra-rouge. Dans notre système nous séparons la voie science de la voie analyse par une lame dichroïque (chap. 2.6). En utilisant le flux supérieur à 700nm pour l'analyse et inférieur pour la voie imagerie dans le visible, nous optimisons son utilisation. Il est évidemment possible de remplacer la lame dichroïque par une lame séparatrice non chromatique pour pouvoir faire de l'imagerie et de l'analyse dans le proche infra-rouge.

La dynamique de nos modules photodiodes est limitée par le temps mort entre deux détections. Nos modules sont capables de mesurer l'arrivée d'un photon toutes les 150ns, ce qui veut dire que si un deuxième photon arrive pendant ce laps de temps il ne sera pas vu. Comme les photons arrivent selon une statistique de Poisson, si l'on considère un flux de 1 photon/150ns (i.e.  $6,7 \cdot 10^6$  photons/seconde), nous avons une probabilité de 18% pour qu'un deuxième photon arrive pendant cet intervalle de temps. On ne peut donc pas fixer ce seuil comme niveau de saturation car trop d'informations seraient perdues. A 0,225 photons/150ns (i.e.  $1,5 \cdot 10^6$  photons/seconde), nous réduisons la probabilité d'avoir un deuxième photon à 2,02% et d'un troisième photon à 0,67%. En fixant donc comme seuil de saturation  $1,5 \cdot 10^6$  photons/seconde, nous vérifions que la probabilité d'avoir plus de 1 photon par 150ns est inférieure à 2,7%, ce

qui est un seuil de mesure suffisant.

Il est utile d'avoir une approximation de la magnitude correspondant au seuil de saturation pour déterminer les objets observables sans filtre d'atténuation. On peut exprimer le nombre de photons correspondant à une magnitude en prenant l'étoile Véga comme référence de magnitude zéro avec un flux de  $10^8 \text{ photons}/m^2 \text{ nm} \cdot \text{sec}$ . ([Code, 1960]) comme :

$$N_{\text{photons}} = tS\Delta\lambda 10^{8-0,4m} \quad (2.1)$$

où  $t$  est le temps d'acquisition [sec],  $S$  est la surface collectrice [ $m^2$ ],  $\delta\lambda$  la bande spectrale [nm] et  $m$  la magnitude.

Pour avoir le nombre de photons qui sont détectés par l'analyseur, nous devons encore estimer la transmission de l'atmosphère, des éléments optiques ainsi que l'efficacité quantique du capteur. La bande spectrale sera prise à partir de 700nm qui correspond à la partie du flux qui sera dédiée à la voie analyse jusqu'à 1050nm correspondant à la bande passante de la photodiode. Nous considérons une efficacité quantique moyenne de 30% sur cette bande spectrale. Le nombre de réflexions du faisceau va dépendre de la complexité du montage optique. Dans notre cas, nous avons 9 réflexions (chapitre 2.6), mais l'on peut descendre à 5 qui sont nécessaires. Chacune a une réflectivité de 95%, et nous prenons une absorption atmosphérique moyenne de 85%. La réflectivité des miroirs du télescope va dépendre de l'état de leur aluminure et nous pouvons prendre 65% comme valeur moyenne pour le télescope. Toutes ces valeurs sont résumées dans le tableau 2.3 et nous obtenons une transmission totale de 12%.

Télescope	0,65
Atmosphère	0,85
9 réflexions pour le montage optique	0,95 <sup>9</sup>
Efficacité quantique des modules photodiode	0,3
<b>Total</b>	<b>0,12</b>

TAB. 2.3 – Transmission de la voie d'analyse.

Ainsi pour une surface de 1/31 de la surface d'un miroir primaire de 1,5 mètre correspondant à une sous-pupille, une étoile de magnitude 5,5 atteindra le seuil de saturation des photodiodes à avalanche.

Bien que les photodiodes soient sécurisées pour ne pas être détruites si le flux de photons est trop élevé, il faut éviter d'atteindre le seuil de saturation car il reste difficilement identifiable. En effet en régime de saturation, le comptage ne plafonne pas à une certaine valeur, mais délivre des trains d'impulsions difficilement interprétables. Il s'agira donc toujours d'être prudent dans les phases de tests pour s'assurer d'être dans le bon régime des modules photodiodes.

Le refroidissement est géré globalement pour toutes les photodiodes. La tête des modules contenant la photodiode est faite d'un alliage de cuivre et d'aluminium et tous les modules sont maintenus alignés dans un bloc de cuivre percé qui garanti leur alignement et les refroidit par conduction (fig 2.7). Le bloc de cuivre est lui-même refroidi par quatre modules Pelletier régulés pour le maintenir à  $-20^\circ\text{C}$ .

L'alignement des foyers produit par la mosaïque de micro-prismes et de la lentille placée à l'entrée de l'analyseur avec les photodiodes est un point critique dans la réalisation de l'analyseur. L'alignement des modules photodiodes ne comporte aucun degré de liberté car

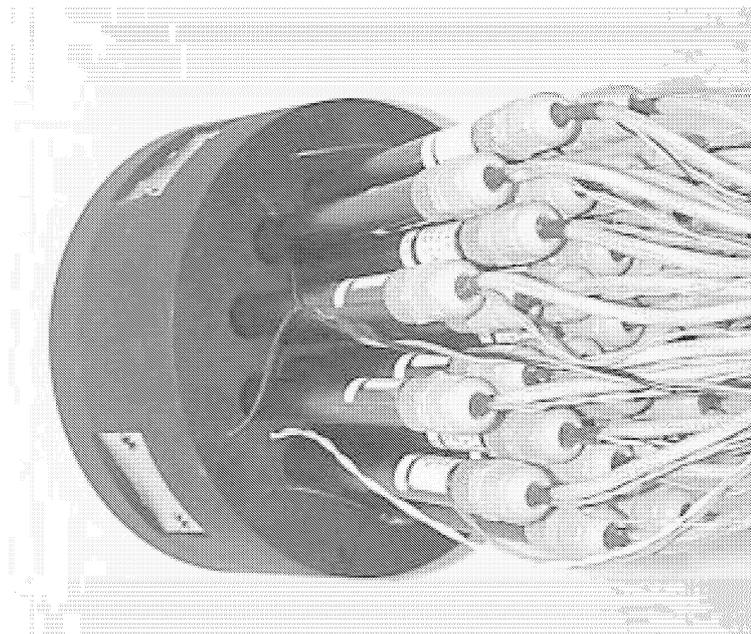


FIG. 2.7 – Bloc de cuivre percé positionnant et refroidissant les 31 photodiodes.

ils sont insérés dans des trous dans le bloc de cuivre servant à les refroidir. La précision de l'alignement dépendra donc de la précision du perçage des trous qui est de l'ordre de 0,03mm en translation et  $0,02^\circ$  pour l'inclinaison, si le perçage est fait avec une fraiseuse numérique.

Les modules photodiodes sont équipés d'une lentille 1/2 boule d'une focale de 8mm qui assure le transport du flux sur la surface utile de la photodiode (fig. 2.8). Cette lentille permet des tolérances dans la réalisation mécanique de l'analyseur ainsi que les défauts optiques majeurs (annexe 11).

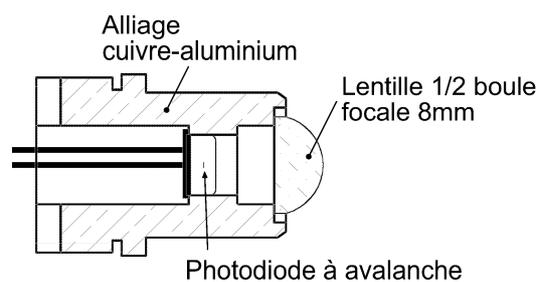


FIG. 2.8 – Lentille demi-boule placée à l'avant du module photodiode.

Il ne reste qu'un seul degré de liberté pour l'alignement optique interne de l'analyseur de surface d'onde : la rotation de la mosaïque de micro-prismes sur elle-même. Le montage est prévu pour effectuer ce réglage, mais il est nécessaire d'éclairer la mosaïque de micro-prismes avec un faisceau parallèle et de mesurer l'emplacement des 31 foyers par rapport aux trous dans le bloc de cuivre pour faire le réglage. Nous reviendrons sur la procédure d'alignement de l'analyseur au chapitre 5.

Diamètre utile	55-59mm
Diamètre du miroir	82mm
Epaisseur du miroir	2,5mm
Qualité du miroir	<15nm
Réfectivité	>96% entre 0,6 $\mu$ m et 10 $\mu$ m
Rayon de courbure minimum	35m.
Hystérésis	6%
Fréquence propre	autour de 2500Hz

TAB. 2.4 – Spécifications du miroir bimorphe BIM31 de CILAS.

### 2.3 Le miroir déformable

Le miroir déformable que nous utilisons pour la correction du front d'onde est un miroir bimorphe à 31 actuateurs de la compagnie CILAS, le BIM31 (fig. 2.9). Ses spécifications sont résumées dans le tableau 2.4.

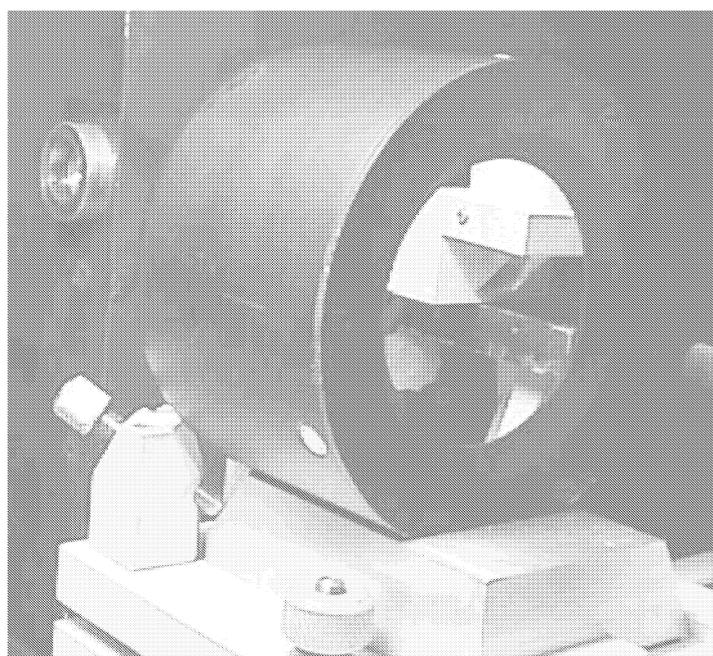


FIG. 2.9 – Miroir bimorphe BIM31 de CILAS.

La similarité entre la géométrie des électrodes et celle des sous-pupilles garantit une matrice d'interaction bien conditionnée. Dans notre cas, les sous-pupilles ont été calculées pour séparer chacune un flux identique et cette géométrie ne correspond pas exactement à celle des électrodes du miroir bimorphe. La surface utile du BIM31 est spécifiée à 55mm de diamètre pour un diamètre total de 82mm et est délimitée par un cache amovible placée devant la surface réfléchissante. Vérinaud ([Vérinaud, 2000]) a pu montrer par des simulations qu'en augmentant la surface utile à 59mm (fig. 2.10) de diamètre, la matrice d'interaction est mieux conditionnée et l'on gagne en performance d'un facteur 14% dans le cas d'une turbulence

moyenne ( $r_0=10\text{cm}$ ,  $\text{mag}=6$ ). Les performances augmentent encore si l'on passe à une surface utile d'un diamètre de 61mm, mais à partir de 59mm, nous sortons de la surface utile, car nous sommes en dessus des connections des électrodes à l'arrière du miroir déformable et les déformations sont alors contraintes. En modifiant la taille du cache du miroir bimorphe, nous fixons donc un diamètre de 59mm comme surface utile.

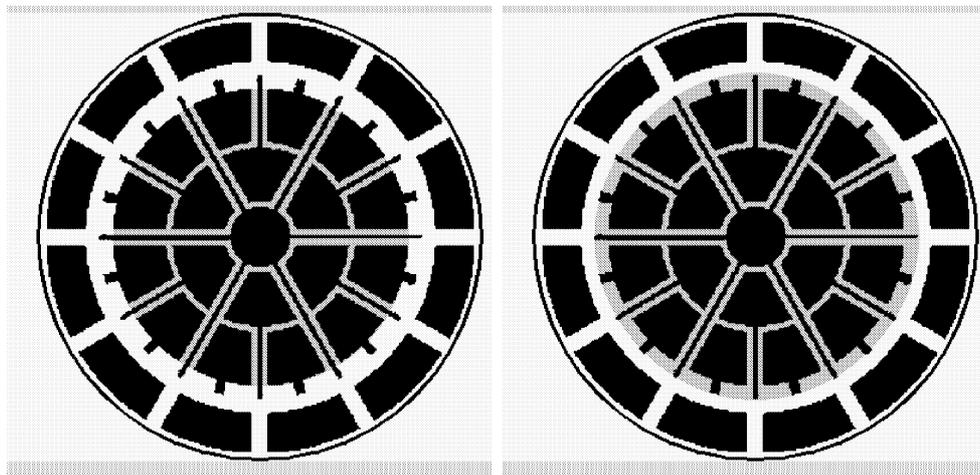


FIG. 2.10 – Géométrie des électrodes du miroir bimorphe. A gauche : la zone grise représente une pupille de 55mm. A droite : idem pour une pupille de 59mm.

Le miroir bimorphe étant très fin et relativement souple, il est nécessaire de lui appliquer des tensions pour lui donner un profil plan. Les tensions nécessaires pour avoir un miroir plan sont comprises entre  $\pm 40\text{Volts}$ , ce qui représente 10% de sa dynamique. Le constructeur nous a fourni une carte des potentiels de chaque électrode pour avoir un miroir plan, malheureusement la forme du miroir évolue et il est nécessaire de mettre au point une procédure pour avoir un miroir plan (chap. 6.2.1).

## 2.4 La membrane vibrante

La membrane vibrante est constituée d'un film de nitrocellulose de  $2\ \mu\text{m}$  tendu sur un support conique percé en aluminium. Elle est aluminée et a une réflectivité entre 85%-90% dans le visible et supérieure dans l'infra-rouge. Sa surface utile est de 6mm de diamètre ([Roddier et al., 1991]).

La membrane est montée sur une cavité munie d'un haut-parleur qui module sa géométrie pour qu'elle soit alternativement convexe et concave (fig 2.11). La fréquence de résonance est fixée par la longueur de la cavité tubulaire. Pour notre membrane elle a été déterminée auditivement à 2485Hz et peut être modifiée en changeant la longueur de la cavité. La membrane peut avoir un rayon de courbure allant de l'infini à 200mm pour une tension appliquée de 0 à 10 Volts.

Bien que la longueur de la cavité fixe la fréquence de résonance, il est possible de commander le haut-parleur à n'importe quelle autre fréquence. L'avantage de faire vibrer la membrane à sa fréquence de résonance garantit la stabilité du mouvement et du déphasage entre la commande du haut-parleur et le mouvement effectif de la membrane.

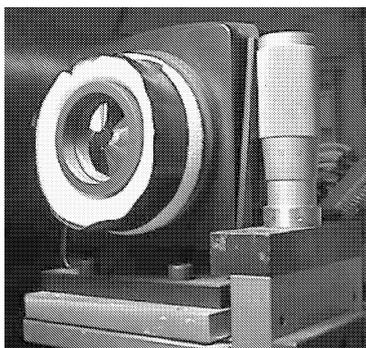


FIG. 2.11 – Membrane vibrante de la société Laplacian Optics.

## 2.5 Le contrôleur en temps réel

Comme nous l'avons vu dans la première partie, la turbulence atmosphérique est caractérisée entre autres par son temps caractéristique. Ce paramètre donne une valeur moyenne du temps pendant lequel le retard de phase sur une surface moyenne d'un diamètre de  $r_0$  n'évolue pas. La correction par optique adaptative doit donc essayer de mesurer ce défaut et de le corriger dans un temps inférieur ou égal au temps caractéristique. Dans le visible nous avons vu que le temps caractéristique moyen est de l'ordre de quelques milli-secondes, et la correction sera donc d'autant meilleure que le contrôleur, qui gère l'acquisition et la commande, est rapide.

Dans le cas de notre système, le calculateur doit être capable d'acquérir les mesures des 31 photodiodes à avalanche, puis de calculer la commande à appliquer par une multiplication matricielle à la même fréquence de 2500Hz. Pour atteindre de telles performances, une architecture traitement de données en temps réel semblait la solution la plus adaptée au moment où le projet a été initié. L'évolution de l'informatique permettrait aujourd'hui d'envisager une architecture basée sur des PC standards, même si la gestion des entrées et des sorties analogiques reste un point délicat à développer sur ce genre de plateforme.

La technologie pour le contrôleur en temps réel a été héritée d'un développement conjoint de l'ONERA et de la société Shakti. Le coeur du système est une carte mère Shakti équipée d'un module de calcul comprenant trois DSPs (TMS 320C40) dédiés aux diverses étapes du contrôle ainsi qu'un module DAC pour générer les commandes analogiques allant sur le miroir déformable. Cette carte est interfacée via un bus VME à une carte (Motorola) qui permet l'accès extérieur par console ou par ethernet à partir d'un PC. Les tâches dédiées à chaque élément peuvent être décomposées en plusieurs couches, chacune programmée dans un langage adapté (fig. 2.12) ([Argast, 1998]). Le contrôleur va aussi générer une horloge de référence pour synchroniser l'acquisition et l'exécution de la commande. Cette horloge sera aussi utilisée pour piloter la membrane vibrante et garantir la synchronisation entre son mouvement et les mesures d'intensités.

Le contrôleur que nous utilisons est une copie d'un système développé à l'ONERA pour le banc d'optique adaptative à courbure OASIS. Ce banc comporte 13 sous-pupilles et il a donc été nécessaire de faire évoluer le système pour 31 sous-pupilles. Cette évolution a nécessité des modifications au niveau du câblage de la carte Shakti et de l'interface graphique qui ont été prises en charge par l'ONERA. La programmation du calculateur était initialement prévue pour permettre ce genre d'évolution et les modifications ont été faites par la société

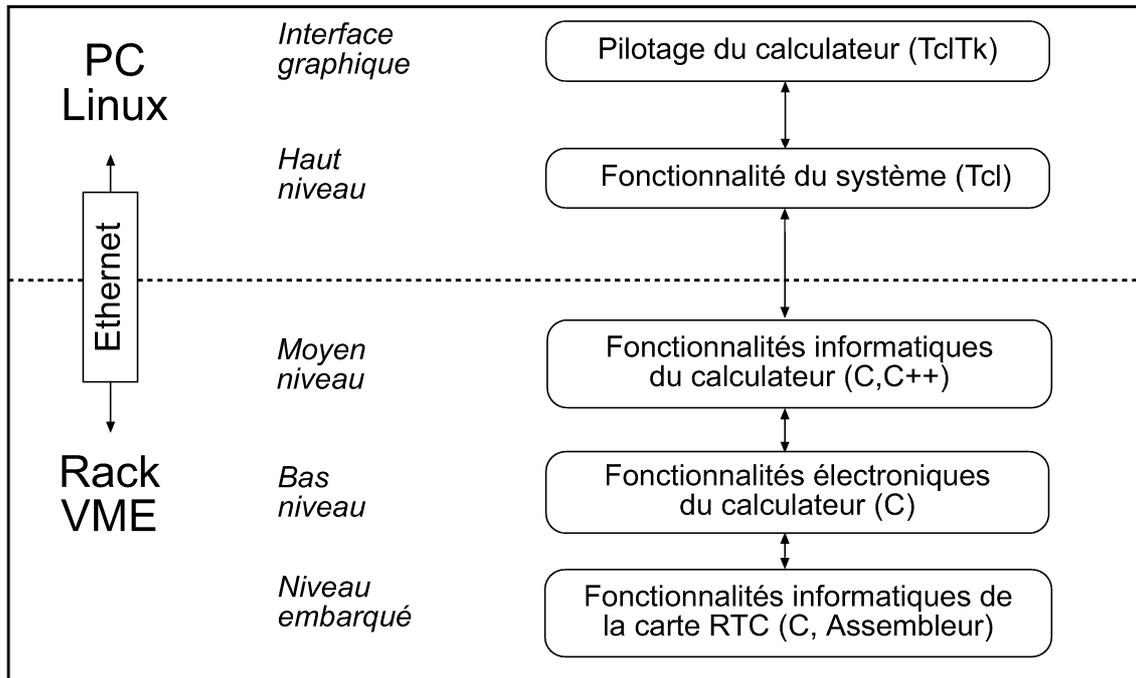


FIG. 2.12 – Fonctionnalités des divers éléments du contrôleur.

Shaktiware. Nous reviendrons au chapitre 4 sur les tests que nous avons mis au point pour caractériser le nouveau calculateur et arriver à son bon fonctionnement.

### 2.5.1 Rack VME : calculateur

#### Niveau embarqué et bas niveau

Les trois niveaux de contrôle du rack VME se traduisent physiquement par trois éléments distincts (fig. 2.13). Le niveau embarqué et le bas niveau sont assurés par une carte Shakti composée d'une carte-mère (Carcas) surmontée d'un module DAC pour faire la conversion analogique des signaux de commande, et d'un module C40 équipé de trois processeurs DSPs TMS320C40 responsables du calcul en temps réel.

Les signaux des 31 photodiodes arrivent sous forme d'impulsions correspondant à la détection de chaque photon et doivent être comptabilisés par la carte Carcas. Pour cette opération, la carte est équipée de deux séries de 19 composants de logique programmable configurables dynamiquement : les LCAs (Logical Cell Array). La première série gère les 19 premières entrées, la seconde les 12 restantes et chacun des compteurs a une dynamique de 8 bits (i.e. 256 impulsions). La carte Carcas est équipée d'un micro-contrôleur qui génère une horloge de référence utilisée pour effectuer le séquençement correspondant aux plans intra et extra-focaux. Les LCAs vont comptabiliser le nombre d'impulsions correspondant aux photons entre deux fronts montants de l'horloge. Cette horloge n'est pas cadencée à la fréquence d'échantillonnage, mais est quatre fois plus rapide pour permettre deux mesures dans chaque plan défocalisé. Cette possibilité permet de repousser le seuil de saturation des compteurs.

Une fois le nombre d'impulsions comptabilisé, les LCA regroupent les décomptes par série de 4 compteurs pour former des mots de 32 bits. Ils les transfèrent ensuite au premier DSP qui reçoit ainsi deux séries de 5 mots à travers un lien 32 bits. Ce DSP va décompresser les

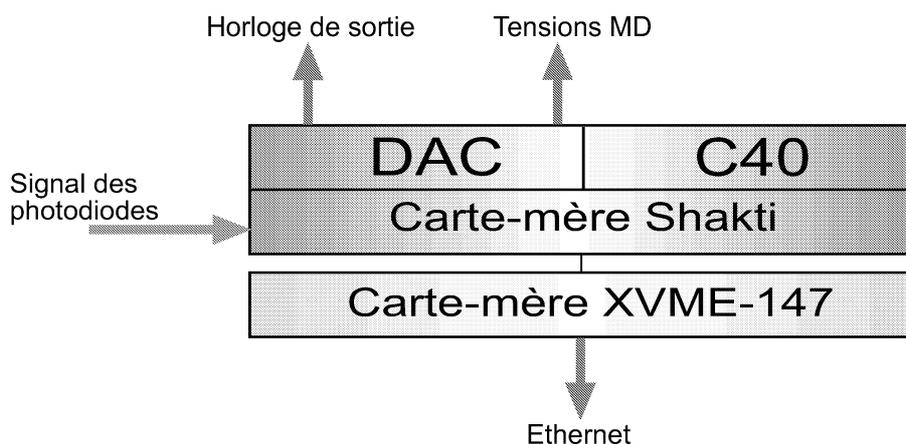


FIG. 2.13 – Architecture du ordinateur en temps réel.

données et ne garder que les 4 séries de 31 valeurs significatives pour les égaliser en les passant au travers d'une table de correspondance (LUT) pour corriger les différentes sensibilités des photodiodes.

Les données sont ensuite transférées au second DSP qui va calculer les intensités et les courbures en démodulant chaque série de 4 mesures correspondant à une période d'échantillonnage. La mesure de courbure est obtenue en faisant la différence des deux intensités intra et extra-focales, divisée par leur somme pour normaliser le résultat. Avant d'être transférées, ces mesures peuvent être corrigées par un fichier de références contenant les défauts de courbure du miroir déformable ou des autres optiques. Les données ainsi calculées sont envoyées au troisième DSP et stockées en mémoire. Une file circulaire sera ensuite créée pour reprendre en continu les données inscrites dans la mémoire pour les rendre disponibles, via un serveur de données, au reste du système de contrôle.

Finalement le 3ème DSP fait le calcul matriciel qui donnera la commande à appliquer au miroir déformable et contrôle les DACs de sortie. C'est à ce niveau que sont implémentés la forme et les paramètres du contrôle que l'on veut appliquer à notre système. Le calcul sera un intégrateur dans le cas le plus simple, mais pourra avoir d'autres formes plus performantes que nous décrivons dans la troisième partie. La commande calculée par le calcul matriciel peut ensuite être modifiée par un fichier d'offsets correspondant à des tensions que l'on voudrait appliquer en permanence au miroir déformable indépendamment de la commande calculée (typiquement les valeurs de mise à plat du miroir). Les valeurs sont ensuite transmises aux DACs qui vont transformer le résultat des calculs numériques en des tensions analogiques comprises entre  $\pm 10$ Volts qui contrôlent l'amplificateur du miroir déformable.

Pour synchroniser l'horloge interne du ordinateur et la membrane vibrante, une horloge est générée et transmise au DAC via le troisième DSP pour fournir un signal analogique d'amplitude et de phase ajustable commandant la membrane.

### Moyen niveau

Le moyen niveau est assuré par une carte-mère Motorola XVME 147 raccordée au bus VME, elle assure l'interface de la carte Shakti. Un serveur de fichiers et un serveur de données sont exécutés sur cette carte pour assurer la lecture et le stockage des files circulaires. Il est

aussi possible d'avoir accès à la carte Shakti pour modifier les paramètres de calcul ainsi que les fichiers de modulation et démodulation.

Cette carte dispose d'une sortie série par laquelle il est possible de connecter une console type VT100 pour contrôler le système. Elle dispose aussi d'une interface ethernet pour le contrôle d'une interface graphique depuis un PC fonctionnant sous Linux.

## 2.5.2 PC : contrôleur

### Haut niveau

Le haut niveau de programmation en Tcl gère toute une série de fonctionnalités utiles pour le pilotage de l'optique adaptative mais non essentielles pour le fonctionnement du calculateur en temps réel. Ce niveau est étroitement lié à une interface graphique développée en TclTk et nous développons donc ces fonctionnalités au paragraphe suivant qui traite de l'interface graphique.

### Interface graphique

L'interface graphique "aso\_univ" développée à l'ONERA en TclTk a la volonté de s'adapter à tous les types de contrôle d'optique adaptative. Pour garantir cette versatilité, son développement a été fait autour de fichiers de configuration permettant une modification des fonctionnalités et de l'affichage d'une façon très souple. Ce programme a été développé initialement sous station SUN et il a été fait un portage sous Linux pour notre système de contrôle. Bien que le portage soit relativement facile puisqu'il s'agit d'un même système d'exploitation, il reste certaines fonctionnalités qui ne sont pas opérationnelles dans notre version. L'adaptation de 13 à 31 photodiodes par contre n'a pas créé de complications à ce niveau.

Cette interface est prévue pour accéder aux fonctionnalités de haut niveau qui utilisent entre autres les données issues des files circulaires, elles même générées par la carte Shakti et relayées par le serveur de données de la carte Motorola. Malgré la volonté de développer une architecture ouverte pour le calculateur temps réel, permettant une adaptation aisée à divers systèmes d'optique adaptative, l'adaptation de 13 à 31 sous-pupilles a révélé la présence d'un certain nombre de paramètres fixés dans le code et nécessitant une modification et une recompilation du code pour fonctionner. La version actuelle n'est pas encore opérationnelle à 100% comme nous le verrons au chapitre 4.

Sans faire une description exhaustive de fonctionnalités programmées dans le haut niveau, voici une série des principales fonctions accessibles par l'interface graphique :

- Visualisation en "temps réel" des intensités et des courbures sur un affichage graphique reprenant la géométrie des sous-pupilles de l'analyseur. L'affichage est rafraîchi environ toutes les secondes suivant les tâches qu'effectue le PC.
- Acquisition des données issues de la file circulaire dans des fichiers.
- Chargement des fichiers de modulation du signal d'échantillonnage et du fichier de démodulation permettant le calcul des intensités et des courbures.
- Pilotage des actionneurs du miroir déformable. Il est possible d'appliquer une tension à n'importe quel actionneur.
- Chargement d'un fichier de référence contenant une carte d'intensités que l'on souhaite ajouter à chaque mesure.
- Chargement d'un fichier d'offset contenant une série de valeurs de tensions à appliquer au miroir déformable en plus des corrections calculées. Il peut s'agir des tensions nécessaires à la mise à plat du miroir.

- Génération d'une séquence de pilotage pour mesurer une matrice d'interaction. Le programme va appliquer une tension au choix sur chaque actuateur à tour de rôle. Il est possible de définir le nombre d'allers-retours sur chaque actuateur afin de faire une moyenne des mesures de courbure.
- Calcul de la matrice de commande. Il est possible de calculer la matrice pseudo inverse de la matrice d'interaction en spécifiant le nombre de valeurs propres à mettre à zéro.
- Paramétrage du calcul de la commande. Il est possible de transmettre au calculateur temps réel le calcul itératif qu'il appliquera à chaque mesure pour déterminer la commande. Cette commande se présente sous la forme du polynôme suivant :

$$V_n = \alpha V_{n-1} + \beta V_{n-2} + \gamma V_{n-3} + \delta C_n + \epsilon C_{n-1} + \varphi C_{n-2} \quad (2.2)$$

où  $V_n$  est la tension appliquée au temps  $n$  et  $C_n$  est la commande calculée au temps  $n$ . Il est possible ainsi de paramétrer plusieurs filtres numériques.

## 2.6 Le banc test

Le banc optique dans sa première version a été développé par Vérinaud ([Vérinaud, 2000]). Il devait tester les performances de l'optique adaptative et pouvoir s'installer au foyer coudé du T152 de l'Observatoire de Haute Provence.

Les fonctions de base que devait assurer ce banc étaient les suivantes :

- Générer une source ponctuelle et une pupille de référence pour tester le système. Pour son installation sur le T152 cette source est remplacée par une série de doublets pour adapter l'ouverture du faisceau du télescope.
- Former une image pupillaire sur le miroir déformable pour la corriger.
- Former un foyer image sur la membrane vibrante pour explorer les deux plans intra et extra-focaux.
- Former les pupilles défocalisées à l'entrée de l'analyseur.

### 2.6.1 Source

La source va nous permettre de simuler une étoile en créant une source ponctuelle. Pour que la source soit dite ponctuelle, il faut qu'elle soit inférieure à la résolution de notre système optique. Le choix des optiques a été en partie motivé par la disponibilité et le coût de certains composants, ainsi le système est prévu avec un faisceau d'entrée ouvert à  $f/d=23$ . A cette ouverture, la résolution maximale pour un faisceau à 635nm est de  $\lambda \times 23 \simeq 15\mu m$ .

L'image de notre étoile simulée doit avoir une tache de diffraction dont la largeur à mi-hauteur du pic central n'excède pas cette taille pour être vu comme une source ponctuelle. Pour cela nous utilisons un tube dans lequel une diode laser à 635nm éclaire un trou d'environ 300  $\mu m$ , puis une lentille d'une focale de 10mm placée à 250mm image ce trou avec un grandissement de  $10/250 = 0,04$ . Nous obtenons donc une source ponctuelle d'environ 12 $\mu m$  de diamètre juste devant notre tube (fig. 2.14).

Notons que dans notre tube nous avons utilisé une lentille de focale 70mm juste devant la diode laser pour focaliser son faisceau sur le trou de 300  $\mu m$ . Sur le schéma ne figure pas une lampe halogène qui peut se glisser dans le tube, devant la diode laser (en la cachant) et produire ainsi une source ponctuelle de lumière blanche. Nous avons aussi la possibilité de

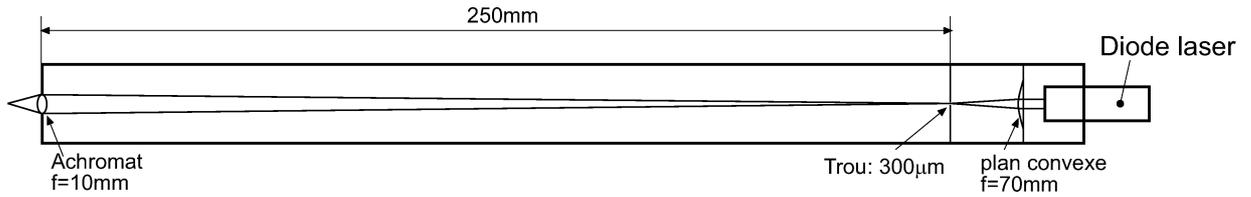


FIG. 2.14 – Montage formant la source ponctuelle non résolue pour une ouverture à  $f/d=23$ . Le foyer devant le tube crée une image du trou de  $12\mu m$ .

glisser des densités ou des filtres au milieu du tube pour atténuer l'intensité du laser ou réduire la bande spectrale dans le cas de la lumière blanche.

### 2.6.2 Pupille sur le miroir déformable

Pour avoir un système équivalent au fonctionnement d'un télescope, nous devons réaliser une pupille de référence qui simule la surface du miroir primaire, que l'on ré-imagera sur le miroir déformable (fig. 2.15). Pour ce faire, nous rendons le faisceau parallèle, à la sortie de la source, à l'aide d'une lentille (a1) de 200mm de focale placée à sa distance focale du foyer de l'image ponctuelle. En plaçant un diaphragme de 8mm, 200mm plus loin, nous fixons le plan pupille. Comme nous voulons avoir un faisceau ouvert à  $f/d=23$ , nous allons placer une deuxième lentille (a2) de 200mm de focale, 200mm plus loin qui va envoyer le plan pupille à l'infini.

Nous avons la possibilité de placer en travers du faisceau parallèle un disque de plastique tournant qui joue le rôle d'écran de phase et simule une forme de turbulence. Ce disque ne peut cependant pas tourner très rapidement et la turbulence générée reste donc très lente.

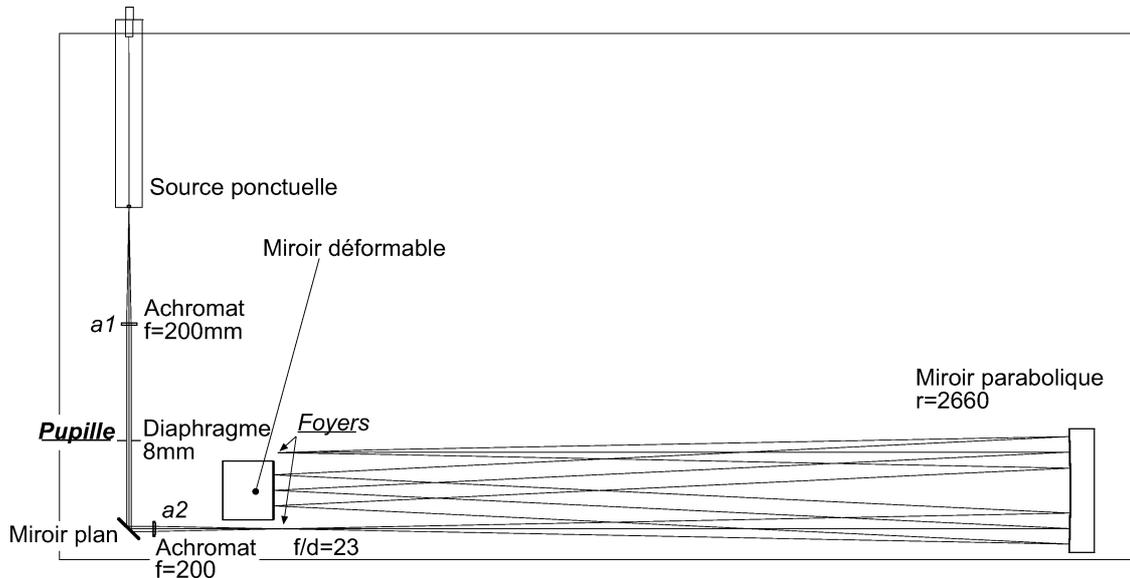


FIG. 2.15 – On définit la pupille à l'aide d'un diaphragme, puis on renvoie cette pupille à l'infini et on la ré-image au foyer du miroir parabolique sur le miroir déformable.

Nous faisons ensuite un montage Hebert-Fastie avec un miroir parabolique de rayon de courbure de 2660mm. Comme le foyer obtenu à la sortie de la lentille de 200mm est à la distance focale du miroir parabolique, nous obtenons un faisceau de  $(2660/2) * (1/23) = 58mm$  de diamètre sur le miroir parabolique. Le miroir déformable placé au foyer du miroir parabolique va donc réfléchir l'image de la pupille agrandie et faisant 58mm de diamètre (pour un diamètre utile fixé à 59mm). Après sa deuxième réflexion sur le miroir parabolique en off-axis, le faisceau va converger et former un foyer à côté du miroir déformable (fig. 2.15).

### 2.6.3 Voie science

Comme nous l'avons vu précédemment, la sensibilité des photodiodes est optimum à 855 nm est reste faible dans le visible. Nous pouvons donc séparer le faisceau à l'aide d'une lame dichroïque que nous plaçons juste en amont du foyer partiellement corrigé par le miroir déformable. La lame dichroïque réfléchit la partie de la lumière dont la longueur d'onde est supérieure à 700 nm pour la diriger vers la voie d'analyse alors qu'elle laisse passer la partie inférieure pour la voie science dotée d'une caméra fonctionnant dans le visible.

Comme le boîtier du miroir déformable est assez important (100mm de diamètre), le foyer de la voie science se trouve très proche de celui-ci et complique le montage de la caméra. Pour éviter de le reprendre avec des optiques et reformer le foyer partiellement corrigé en un autre endroit, nous dévions le faisceau perpendiculairement à la table à l'aide d'un prisme et nous plaçons la caméra verticalement au-dessus. La caméra pour le banc test est un modèle analogique du commerce sans spécifications particulières.

Comme le passage à travers la lame dichroïque crée de l'astigmatisme, nous avons placé une lame compensatrice inclinée sur le support de la caméra pour corriger ce défaut (fig. 2.16).

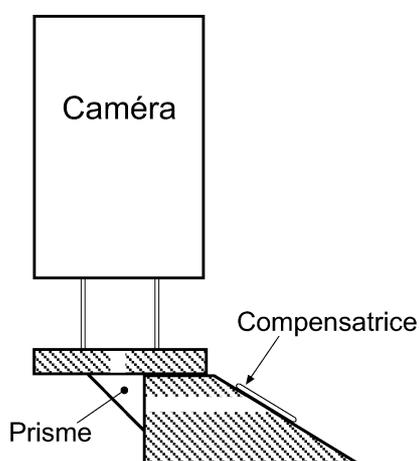


FIG. 2.16 – Le faisceau de la voie science est dévié verticalement par un prisme pour former le foyer sur la caméra. Une lame compensatrice corrige les défauts d'astigmatisme de la dichroïque.

Une autre solution serait de placer cette compensatrice dans la voie analyse pour créer un astigmatisme équivalent à celui de la voie science. Ainsi le système verrait ce défaut artificiel et le corrigerait pour délivrer une image sans astigmatisme dans la voie science. Évidemment un tel montage reste délicat à régler et part du principe que notre boucle corrige parfaitement

ce défaut. Par contre il offre la possibilité de séparer le faisceau de la voie analyse et de placer ainsi une caméra qui pourrait nous permettre de visualiser un plan pupillaire. Une dernière méthode consisterait encore à mesurer l'astigmatisme produit par la lame avec l'analyseur de front d'onde, puis l'enlever et déduire à chaque mesure ce défaut mesuré. Cette méthode suppose cependant que le système fonctionne déjà suffisamment bien pour pouvoir faire cette mesure avec une bonne fiabilité, et que seul le défaut dû à la séparatrice est présent. Tout ceci reste donc difficile à mettre en oeuvre dans la phase de démarrage d'un système avant de l'avoir totalement caractérisé.

#### 2.6.4 Voie analyse

La distance de défocalisation est créée par la réflexion sur la membrane vibrante qui ne peut avoir un rayon de courbure inférieur à 200mm. Vérinaud ([Vérinaud, 2000]) a déterminé, par une série de simulations, la distance de défocalisation optimale pour des conditions moyennes de turbulence. Il obtient une distance de défocalisation optimale de 80 mm pour un télescope de 1,5m avec un  $r_0$  de 15cm (à 700nm) et une analyse faite avec un faisceau ouvert à  $f/d=60$ . Pour une ouverture à  $f/d=23$ , cette distance serait encore plus petite et notre membrane vibrante ne pourrait produire un rayon de courbure suffisant. Il est donc préférable de rester dans un régime où la déformation de la membrane n'est pas trop forte et donc sa forme bien définie. Nous devons donc fermer notre faisceau à  $f/d=90$  pour travailler dans le régime linéaire de la membrane.

Comme la sensibilité de la mesure de l'analyseur de courbure varie comme le carré du rapport d'ouverture ([Graves et al., 1994]) et que nous avons un facteur 1,5 entre l'ancien et le nouveau rapport  $f/d$ , la distance de défocalisation optimale pour le cas décrit ci-dessus, sera de  $1,5^2 * 80 = 180mm$ .

Le passage de  $f/d=23$  à  $f/d=90$  est effectué par un premier achromat (a3) de focale 75mm placé 75mm après le foyer du miroir parabolique. Cette lentille forme une image de la pupille 75mm plus loin avec un diamètre de 3,3mm. Un autre achromat (a4) de 300mm de focale placé 300mm après l'image de la pupille renvoie la pupille à l'infini et forme un foyer sur la membrane vibrante avec un rapport d'ouverture de  $f/d=300/3,3=91$  (fig. 2.17).

Après le passage sur la membrane vibrante, il faut ré-imager la pupille sur l'analyseur. En utilisant un miroir sphérique d'un rayon de courbure 3600mm placé 1800mm après le foyer, nous faisons ainsi un faisceau parallèle de  $1800/90=20mm$  qui va placer l'image de la pupille sur l'analyseur placé 1800mm plus loin (2.18).

## 2.7 Les performances simulées

Les simulations que nous avons faites sont basées sur un code sous IDL développé par Rigaut ([Rigaut et al., 1994]) et sur le travail de Vérinaud ([Vérinaud, 2000]). Ce code permet de simuler une boucle complète d'optique adaptative en utilisant un analyseur de Shack-Hartmann ou de courbure couplé avec un miroir bimorphe ou piezo-stack. Un fichier de paramètres définit le système, puis l'on peut suivre graphiquement l'évolution de la correction et sortir des fichiers des différents résultats.

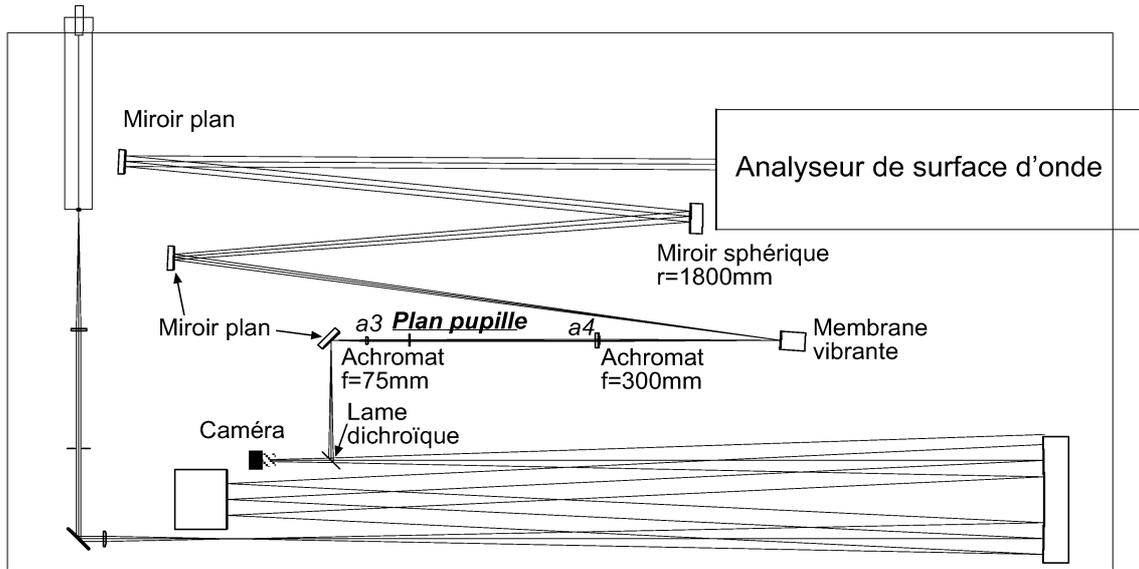


FIG. 2.17 – Le faisceau réfléchi par la lame dichroïque change le rapport d'ouverture à  $f/d=90$  pour se focaliser sur la membrane vibrante. Il repart divergent vers le miroir sphérique qui le rend parallèle et image sur l'analyseur la pupille qui était à l'infini.

### 2.7.1 L'analyseur

Dans le cas de l'analyseur de courbure, il est possible de déterminer la géométrie des sous-pupilles à l'entrée de l'analyseur. L'intégralité du flux entrant dans chaque sous-pupille est considérée comme transmise à la photodiode. Le code ne prend pas en compte la dispersion due aux micro-prismes et le rattrapage par la lentille de champ placée devant la photodiode. Les effets dispersifs peuvent dégrader les performances de la correction dans le cas d'une large bande spectrale ; spécialement sur la troisième couronne. En ne prenant pas en compte cet effet, nous obtenons des performances plutôt optimistes dans les cas limites où la turbulence est forte.

#### Longueur de défocalisation

La longueur de défocalisation  $l$  est exprimée en centimètres et non par la courbure de la membrane vibrante. Comme nous l'avons vu précédemment, avec une courte longueur de défocalisation l'analyseur de courbure est surtout sensible aux défauts de basses fréquences spatiales comme le tip-tilt et l'astigmatisme, et plus nous augmentons cette distance plus l'analyse devient sensible aux hautes fréquences spatiales. La distance de défocalisation est donc un paramètre qui peut être adapté au fur et à mesure de l'évolution de la correction. Dans le code il n'y a pas la possibilité de faire évoluer ce paramètre et il s'agit donc de trouver sa valeur optimum en fonction d'un  $r_0$  caractérisant l'atmosphère.

Pour une distance de défocalisation donnée, Vérinaud ([Vérinaud, 2000]) montre à l'aide de simulations que la correction des bas ordres croît linéairement avec la variance de la phase turbulente, mais que lors de fortes turbulences, l'analyseur sature et perd de la sensibilité. En même temps, l'analyseur peut voir exagérément des perturbations de grands ordres par erreur de repliement lors de l'analyse.

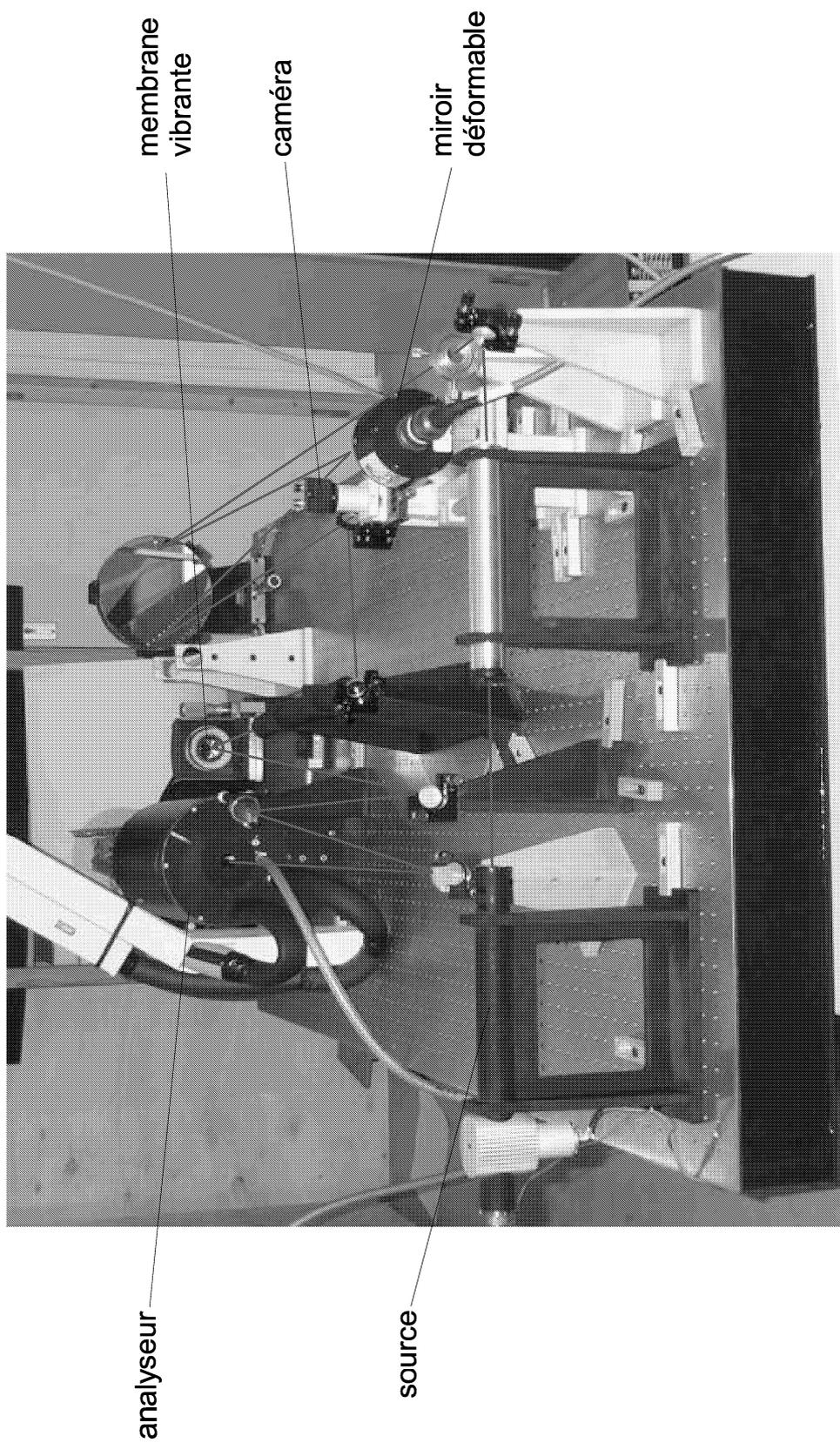


FIG. 2.18 – Banc test.

Il s'agit donc de déterminer une distance de défocalisation optimale issue d'un compromis entre la sensibilité et l'erreur de repliement. Cette distance est uniquement proportionnelle à  $D/r_0$  et dans le cas d'un télescope de 1,5 mètre avec une obstruction centrale de 15%, Vérinaud a déterminé par simulation une relation linéaire entre  $l$  et  $r_0$  (fig. 2.19).

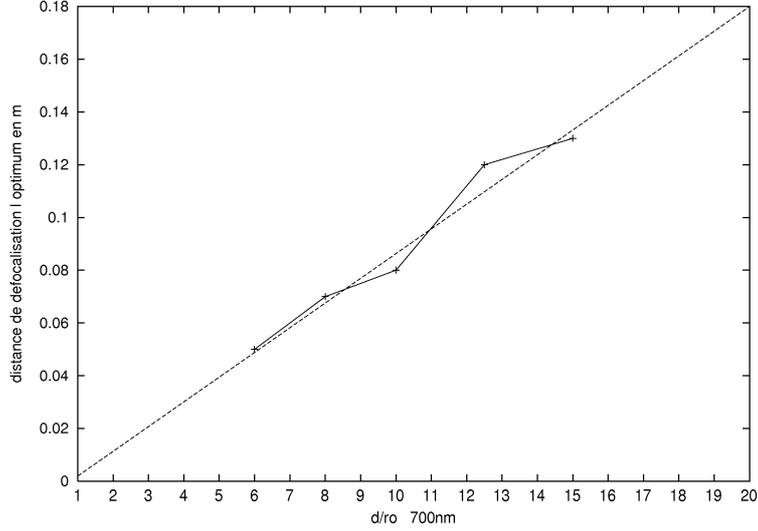


FIG. 2.19 – Relation simulée entre la défocalisation optimale d'un faisceau ouvert à  $f/d=60$  à l'entrée de l'analyseur de courbure et le  $r_0$  de l'atmosphère à 700nm.

Une fois la distance de défocalisation déterminée, l'intensité dans les deux plans intra et extra-focaux est calculée par la propagation du front d'onde par diffraction de Fresnel :

$$I^\pm(x, y) = \left| FFT \left\{ exp[i\phi(x, y)]P(x, y)exp\left( \pm \frac{i\pi}{\lambda(f-l)}[x^2 + y^2] \right) \right\} \right|^2 \quad (2.3)$$

avec  $\phi(x, y)$  la phase,  $P(x, y)$  la fonction pupille,  $\lambda$  la longueur d'onde d'analyse et  $l$  la distance de défocalisation.

## 2.7.2 Miroir déformable

Pour simuler le pilotage du miroir déformable il est nécessaire de créer les fonctions d'influences qui le caractérisent. Dans un premier temps on décrit la géométrie des électrodes sur lesquelles seront appliqués les potentiels. Pour un miroir bimorphe de taille infinie, on peut définir ses fonctions d'influences en appliquant un potentiel uniforme pour chaque électrode avec l'équation suivante ([Kokorowski, 1979]) :

$$f_i(\vec{r}) = FFT^{-1}(W_i(\vec{k}(\alpha k^2 - \beta)) \quad (2.4)$$

où  $\alpha$  et  $\beta$  sont des constantes caractérisant le matériel piézo-électrique et  $W_i(\vec{r})$  est la transformée de Fourier de la carte des potentiels.

Le miroir bimorphe n'étant pas de surface infinie, il faut lui appliquer les contraintes aux bords correspondant à ses fixations. Le miroir est maintenu par trois points fixes qui sont définis par rapport à la géométrie des électrodes. Ces trois points fixes sont sans déformation

et il faut appliquer une rotation et une translation à la surface infinie pour replacer ces trois points dans le plan de référence du miroir déformable. Pour prendre en compte la forme du miroir nous appliquons ensuite une fonction pupille de la taille de la surface utile (fig 2.20).

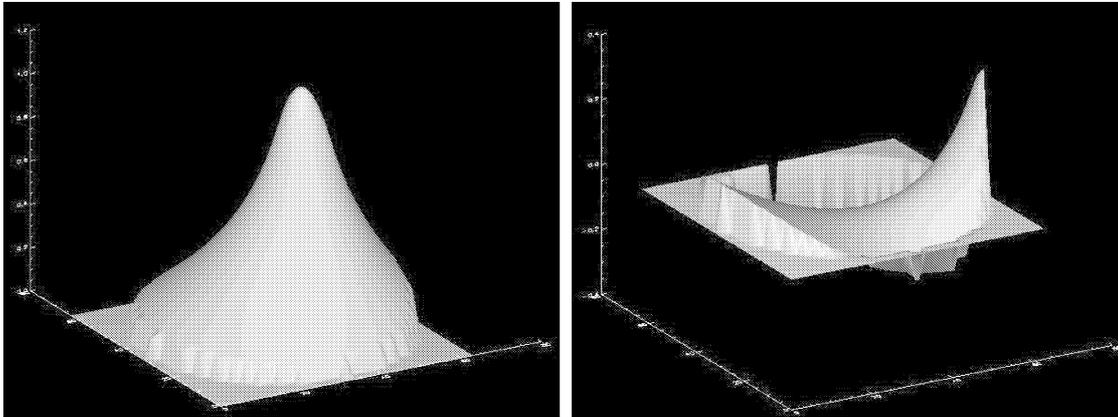


FIG. 2.20 – Fonctions d’influence pour une électrode de la première couronne et pour la troisième couronne (couronne externe).

Comme le miroir déformable à une dynamique comprise entre  $\pm 400$ Volts pour chaque électrode, il est nécessaire de le calibrer pour prendre en compte les phénomènes de saturation dans la simulation. Les spécifications du constructeur donnent un rayon de courbure de 149 mètres pour le miroir si l’on applique une tension de 100 volts sur les 19 électrodes des couronnes internes. On peut ainsi faire correspondre une déformation à un potentiel et donner une échelle aux potentiels appliqués au miroir.

### 2.7.3 L’atmosphère

Une fois les fonctions d’influence calculées, le code crée la matrice d’interaction puis la matrice de commande. Pour simuler la turbulence atmosphérique il utilise trois écrans de phase obéissant à la statistique de Von Karman avec une échelle externe  $L_0=20$ m. On attribue à ces écrans de phase une altitude et une vitesse de déplacement et à chaque itération on prend, sur le support de la fonction pupille, la somme de ces trois écrans que l’on translate.

### 2.7.4 Performances

Pour avoir une quantification des performances réalisables par notre système d’optique adaptative, nous avons fait une série de simulations pour un télescope de 1,5 mètre de diamètre ayant une obstruction centrale de 15% en diamètre. Cette obstruction est une valeur moyenne que l’on retrouve dans les télescopes de ce diamètre. Les performances sont évaluées par le rapport de Strehl que l’on obtient dans la voie science en moyennant les fronts d’onde corrigés pendant 1/2 seconde. Ce temps d’acquisition a été choisi pour avoir une moyenne suffisamment significative et un temps de calcul raisonnable. Pour ne pas biaiser la moyenne nous éliminons les premières images moins bien corrigées.

Les commandes appliquées au miroir déformable n’ont pas de gains optimisés, c’est un contrôle zonal avec intégrateur de gain 0,8 qui est utilisé avec une période d’échantillonnage de retard pour le calcul de la commande (fig 2.21).

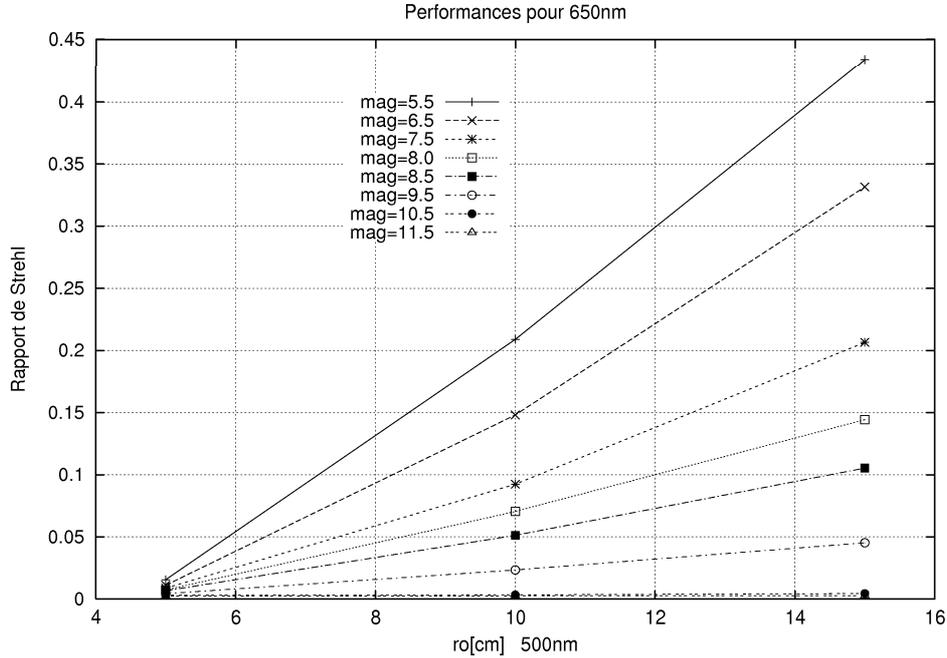


FIG. 2.21 – Performances simulées pour un télescope de 1,5 mètre avec une obstruction centrale de 15% en diamètre. La voie science est à 635nm.

Notre système a été prévu pour une correction dans le visible, mais rien n'empêche d'utiliser un système d'acquisition dans le proche infra-rouge dans la voie science. Pour que le système fonctionne à ces longueurs d'onde il ne sera cependant plus possible d'utiliser une lame dichroïque et il faudra partager le flux entre les deux voies. Comme on peut le voir sur les résultats à 635nm, l'importance du flux (magnitude) est cruciale pour la qualité des corrections. Dès le moment où l'on utilise une lame séparatrice, il s'agira d'optimiser la séparation du flux par rapport à la cible et le système d'acquisition. D'un côté l'on gagne en qualité de correction, mais de l'autre on perd en rapport de signal à bruit sur l'acquisition. Dans nos simulations nous avons choisi une lame 30/70, permettant à 70% du flux d'être dédié à l'analyse (fig. 2.22).

### 2.7.5 Commentaires

Les performances simulées paraissent très bonnes, spécialement dans le proche infra-rouge avec un rapport de Strehl de 0,67 pour un  $r_0$  de 15cm et une étoile de magnitude 5,5. Il faut cependant être prudent sur l'analyse des résultats car la simulation ne prend pas tous les paramètres en compte et ces résultats sont donc plutôt optimistes. Trois points majeurs qui auraient tendance à dégrader les performances ne sont pas simulés. Ainsi :

- La simulation ne prend pas en compte les défauts d'alignement optique, ni la transmission du flux entre les micro-prismes et les photodiodes. Il est effectivement délicat de quantifier la perte de flux que peuvent induire certains éléments optiques dans le montage suite à un mauvais alignement, notamment la membrane vibrante.

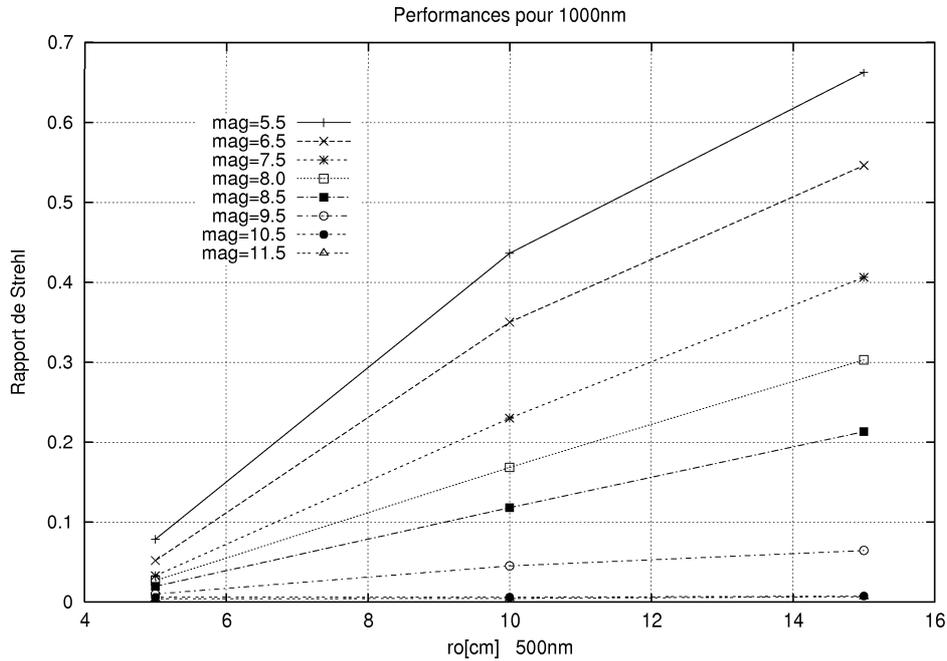


FIG. 2.22 – Performances simulées pour un télescope de 1,5 mètre avec une obstruction centrale de 15% en diamètre. La voie science est à 1 micron.

- Seule une période d'échantillonnage de retard due au calcul matriciel est considérée et non la fonction de transfert totale du système de contrôle. Il est essentiel de caractériser tous les éléments de notre système pour connaître sa réponse. Une seule période d'échantillonnage de retard est un paramètre minimum, mais pas suffisant.
- Pour simuler le flux arrivant à l'analyseur de surface d'onde, nous avons utilisé l'absorption totale définie au chapitre 2.2.2. Cette approche se place dans une bonne configuration optique avec un nombre raisonnable de surfaces réfléchissantes. Il s'agirait donc de voir au cas par cas par rapport à un télescope précis quelle est la partie du flux réelle arrivant à l'analyseur. A titre d'illustration, nous avons fait une série de simulations avec une lame 30/70 avec la voie science dans le visible (fig. 2.23), et l'on constate une baisse moyenne d'environ 0,04 dans les rapports de Strehl.

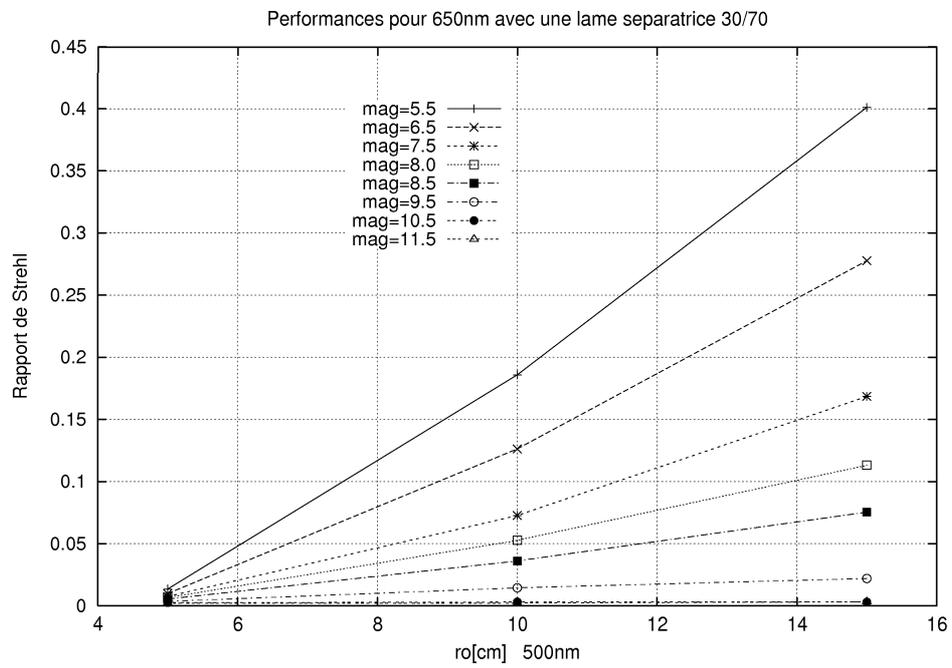


FIG. 2.23 – Performances simulées pour un télescope de 1,5 mètre avec une obstruction centrale de 15% en diamètre. La voie science est à 635 nm, et 70% du flux est dédié à la voie analyse.

## Deuxième partie

### MISE AU POINT DE L'OPTIQUE ADAPTATIVE



## Introduction

Plusieurs systèmes d'optique adaptative ont déjà vu le jour et les procédures de caractérisation, de mise au point et de mise en route ont déjà été testées. Notre système se différencie principalement par le nouvel analyseur de surface d'onde qu'il s'agissait de caractériser selon nos méthodes propres à ses spécificités (chapitre 3). Les contraintes budgétaires liées au développement de notre système nous ont parfois limités dans les outils d'investigation nécessaires et il a fallu utiliser des méthodes moins classiques pour les contourner.

Le fonctionnement d'un système d'optique adaptative est totalement conditionné par l'efficacité du contrôle en temps réel fait par le calculateur et nous avons dû mettre au point des tests pour caractériser notre système informatique (chapitre 4). Notre système de contrôle était basé sur une version pour un nombre inférieur de sous-pupilles qui a été modifié pour notre système. La mise à jour a nécessité beaucoup plus de modifications que prévu car nous avons découvert des limitations au fur et à mesure des tests.

Le banc test avait déjà été étudié et monté, et nous avons dû faire quelques modifications pour pouvoir faire les réglages nécessaires à nos tests. Comme notre système a nécessité de nombreux réglages, nous avons mis au point certaines procédures d'alignement (chapitre 5, annexe 12). Une fois le banc opérationnel et tous les sous-systèmes testés et caractérisés, nous avons pu faire les premiers tests pour vérifier les capacités de correction de notre système (chapitre 5).



# Chapitre 3

## Caractérisation de l'analyseur

### 3.1 La mosaïque de micro-prismes

Le collage des micro-prismes a été fait à l'aide d'un montage optique similaire à l'analyseur en alignant les foyers sur les positions théoriques des sommets des lentilles boules des modules photodiodes. Si les perforations du bloc de cuivre sont faites selon les spécifications (annexe 11), on doit retrouver sans trop d'écarts les foyers au centre des trous. Avant de faire cette mesure, nous profitons de ce que l'analyseur est démonté pour vérifier la coïncidence entre les sous-pupilles et les électrodes du miroir déformable.

#### 3.1.1 Électrodes et sous-pupilles

La coïncidence entre la géométrie des électrodes et des sous-pupilles est un facteur important pour avoir une matrice d'interaction bien conditionnée, et nous allons vérifier la qualité de cette coïncidence. Une analyse visuelle du miroir bimorphe ne nous permet pas d'identifier le positionnement et la géométrie des électrodes. Le miroir est maintenu dans un boîtier, fixé en trois points, mais sans spécification sur son positionnement.

Pour pouvoir repérer les positions des électrodes, nous allons y appliquer une tension et observer les conséquences sur un faisceau réfléchi. En nous plaçant dans le plan pupille à l'entrée de l'analyseur, nous verrons une déformation correspondant à la sous-pupille déformée, mais cet effet sera plus visible si nous activons la membrane vibrante pour visualiser la somme des deux plans défocalisés.

En activant successivement les 31 électrodes, nous pouvons ainsi faire une carte de la géométrie des électrodes du miroir déformable. L'intérêt de cette carte est de vérifier sa correspondance avec la mosaïque de micro-prismes. Nous plaçons donc la mosaïque dans le plan pupille de l'analyseur avec une caméra derrière pour voir au travers les deux plans défocalisés de la pupille déformée par les électrodes. Comme la mosaïque est bien plus grande que les capteurs numériques standards, nous plaçons un objectif à l'avant du capteur CCD qui reprend l'image de la surface de la mosaïque pour l'imager sur le capteur. Nous visualisons ainsi le faisceau juste à la sortie des micro-prismes sans qu'il soit encore focalisé par la lentille (fig. 3.1).

Avec ce montage, nous pouvons faire la carte des électrodes des deux premières couronnes, car l'activation des électrodes de la troisième couronne produit une déformation sur le bord de la pupille qui est difficilement visible. Pour pouvoir visualiser les déformations de la troisième couronne, il faudrait éclairer le miroir bimorphe sur une surface plus grande que la surface utile avec laquelle nous voulons travailler et réimager ensuite cette pupille à l'entrée de l'analyseur.

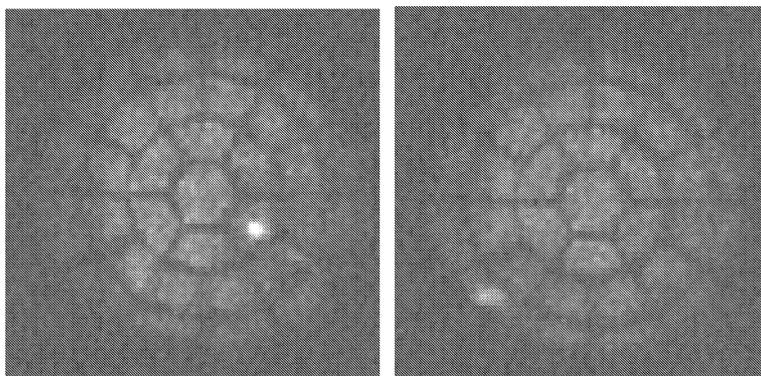


FIG. 3.1 – A gauche : superposition des pupilles défocalisées avec un actuateur de la première couronne activé avec 200 Volts. A droite : idem pour un actuateur de la deuxième couronne.

Ce montage nécessite trop de modifications dans notre cas et nous n'utilisons que 19 électrodes pour ce test (fig. 3.2).

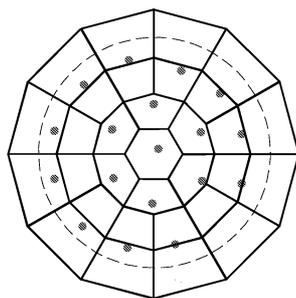


FIG. 3.2 – Carte des déformations présentes lors de l'activation indépendante des 19 actuateurs des deux couronnes centrales.

L'analyse des résultats nous montre deux défauts principaux :

- Les points lumineux correspondant aux sommets des déformations de chaque électrode ne sont pas répartis rigoureusement selon une symétrie radiale. Même après un alignement du point lumineux de l'électrode centrale au centre de la mosaïque, la répartition reste inégale. Comme nous l'avons vu le miroir déformable n'est pas plan au repos et la procédure pour le rendre plan nécessite l'utilisation de l'analyseur de surface d'onde. Malgré cette répartition, on peut vérifier que la mosaïque est bien orientée par rapport aux électrodes.
- Les points lumineux se situent vers l'extérieur des couronnes, voire à l'extérieur de chaque sous-pupille. A priori la déformation de chaque électrode n'a pas forcément le maximum de sa déformation en son centre. Pour avoir une idée du résultat que produit la déformation de chaque électrode, nous l'avons simulée. Comme on peut le vérifier sur la figure 3.3, les maximums de déformation se retrouvent bien vers l'extérieur des sous-pupilles et dans le cas de la troisième couronne, l'effet est faiblement perceptible à la limite de la pupille.

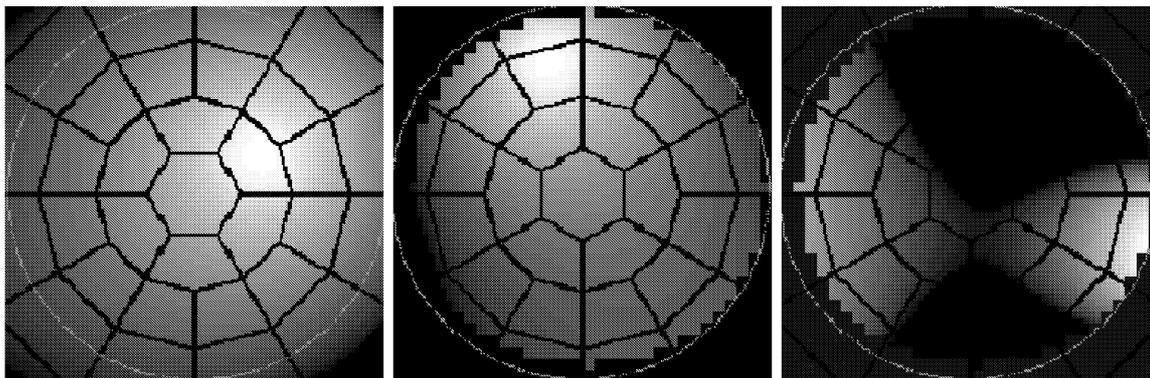


FIG. 3.3 – Effets simulés des déformations produites par une électrode de la première couronne (gauche), de la deuxième (centre) et de la troisième (droite) sur la pupille projetée sur la mosaïque de micro-prismes.

En conclusion, la coïncidence entre les électrodes et les sous-pupilles est bien celle attendue et les petits défauts peuvent résulter de la non planéité du miroir bimorphe. Pour être certain de cette hypothèse il faudrait refaire des mesures une fois le miroir rendu plan. Cette procédure n'est cependant pas absolument nécessaire car le rôle de la matrice d'interaction est justement de prendre en compte les liens entre les sous-pupilles et les actuateurs. Il faut cependant faire attention de mesurer cette matrice avec le miroir déformable le plus à plat possible (chapitre 6.2.1).

### 3.1.2 Positions des foyers

Pour vérifier la précision du collage de la mosaïque de micro-prismes, nous montons l'analyseur pour vérifier si les 31 sous-foyers se retrouvent bien au centre des trous du bloc de cuivre. Les mesures représentées sur la figure 3.4 ont été faites en utilisant un miroir plan à la place du miroir déformable et nous montrent que l'on retrouve bien la précision de 0,2mm du collage, sauf pour une sous-pupille d'une déviation de 0,3mm.

Cette déviation peut s'expliquer par un déplacement du micro-prisme lors du séchage. Ces écarts restent cependant tout à fait dans les valeurs que peuvent rattraper les lentilles de champ des modules photodiodes, comme nous allons le détailler au chapitre suivant.

### 3.1.3 Dispersion des micro-prismes

Les micro-prismes vont créer une dispersion proportionnelle à l'angle de déviation du faisceau réduisant ainsi le champ optimal des photodiodes. Tous les tests que nous faisons sur notre banc utilisent une source laser à 635nm et nous ne visualisons donc pas les défauts dus au chromatisme. Nous avons fait une série de simulations de la dispersion en fonction des couronnes entre 700 et 1050nm pour évaluer la répercussion du chromatisme. Sur la figure 3.5 nous avons simulé l'étalement du foyer de la sous-pupille sur la surface de la lentille de champ des modules photodiodes et nous constatons qu'il s'étale de  $150\mu\text{m}$  à  $850\mu\text{m}$  pour la couronne externe qui a le prisme avec l'angle le plus fort, ce qui est en accord avec le cahier des charges (annexe 11).

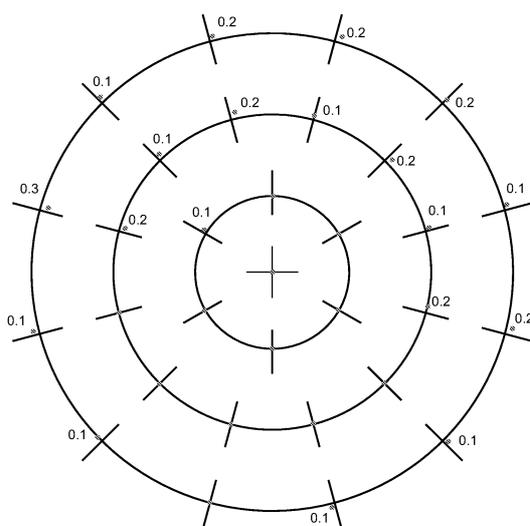


FIG. 3.4 – Position des foyers des 31 sous-pupilles à l'arrière de l'analyseur. Les écarts exprimés en mm sont indiqués quand le foyer ne correspond pas au centre du trou du bloc en cuivre.

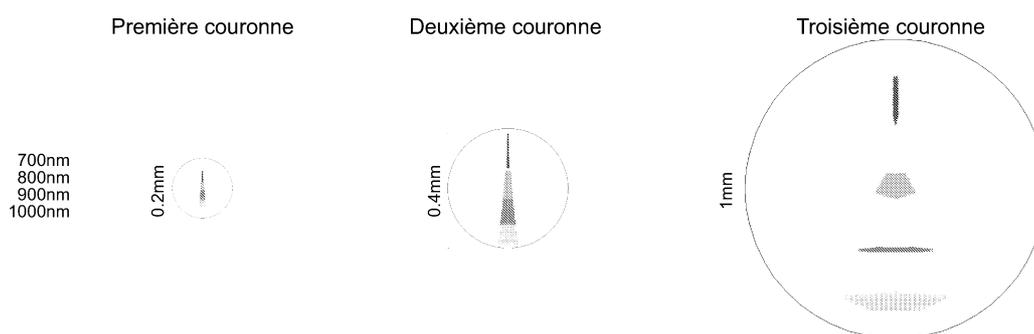


FIG. 3.5 – De gauche à droite, dispersion au foyer des sous-pupilles pour la première couronne, la deuxième et la couronne externe. La bande spectrale va de 700 à 1000nm.

### 3.1.4 Conclusions

La réalisation de la mosaïque de micro-prismes ainsi que son alignement dans l'analyseur de surface d'onde sont en parfait accord avec leur cahier des charges stipulant un écart de 0,2mm pour les 31 sous-foyers sur la surface d'entrée des lentilles demi-boules des modules photodiodes. Seule une valeur s'écarte de 0,3mm et devra être surveillée. La dispersion produite par les micro-prismes est de l'ordre des estimations considérées pour le dimensionnement des lentilles demi-boules.

La coïncidence entre les sous-pupilles et les électrodes du miroir déformable apparaît cohérente malgré la non planéité du miroir bimorphe au repos.

## 3.2 Les photodiodes

Nous avons mesuré le champ de tous les modules photodiodes en translation et angulairement. Dans un premier temps nous avons qualifié le champ de chacun des modules photodiodes pour voir s'il correspondait au cahier des charges, puis nous avons fait des séries de simulations pour étudier le comportement du faisceau défocalisé à différentes longueurs d'onde.

### 3.2.1 Champ monochromatique

Pour étudier le champ d'un module photodiode, nous avons utilisé un support qui assure à la fois le refroidissement et l'alimentation d'un module. Pour projeter le foyer d'une sous-pupille sur la surface de la demi-boule, nous avons utilisé la mosaïque de micro-prismes et aligné le module sur le foyer de la sous-pupille centrale. Comme le micro-prisme de cette sous-pupille a ses deux faces parallèles, nous évitons ainsi tous les défauts optiques contrairement aux autres sous-pupilles.

Le support du module photodiode est placé sur une platine en translation et en rotation pour tester le champ selon ces deux paramètres. Afin de déterminer clairement la perte de réception du flux aux bords du champ, nous éclairons la photodiode proche de son niveau de saturation, c'est à dire aux alentours de 1,3 Mphotons/seconde.

Comme la tête des modules n'est pas isolée de l'extérieur, le refroidissement à  $-20^{\circ}\text{C}$ , provoque la formation de givre sur la lentille de champ. Pour éviter ce phénomène, nous soufflons de l'azote gazeux devant la lentille pour chasser les molécules d'eau. Cette modification sera aussi apportée à l'analyseur de surface d'onde sujet au même problème.

Pour avoir une mesure complète du champ des modules, nous devrions le mesurer dans toutes les orientations. Pour restreindre le nombre de mesures, nous ne faisons cette analyse que dans deux directions orthogonales afin de vérifier qu'il n'y a pas de défauts majeurs. Les champs mesurés sont très similaires pour tous les modules et nous illustrons sur la figure 3.6 un résultat moyen.

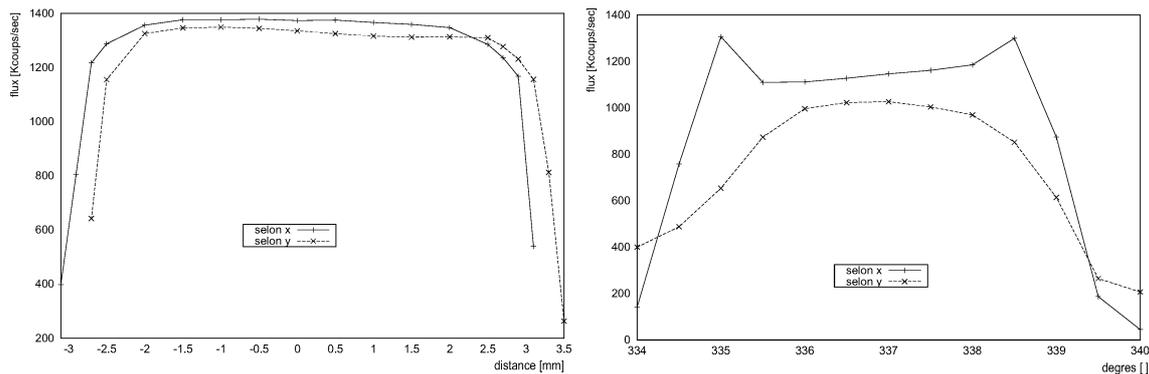


FIG. 3.6 – Champ en translation (gauche) et angulairement (droite) selon deux directions orthogonales pour un module photodiode standard.

Le champ moyen en translation mesuré sur les modules est d'environ  $\pm 3\text{mm}$ , ce qui couvre pratiquement toute la surface de la lentille de champ. En rotation on mesure des champs de l'ordre de  $\pm 2^{\circ}$  quand le faisceau converge au centre de la demi-boule.

Dans les incertitudes estimées de l'analyseur (annexe 11), le foyer peut être dévié de  $\pm 3,15\text{mm}$  sur la surface de la lentille demi-boule, ce qui voudrait dire que les lentilles de champ sont légèrement sous-dimensionnées. L'estimation de cette incertitude considère cependant un cas très défavorable : le cas de la troisième couronne qui a une dispersion très importante et surtout un dépointage du télescope de 5 secondes d'arc. En ramenant le dépointage du télescope à une valeur plus réaliste de 3 secondes d'arc, nous atteignons une incertitude de  $\pm 2,9\text{mm}$  pour la troisième couronne, ce qui est compensé par la lentille de champ.

Certains modules présentaient un champ non uniforme difficilement explicable. Après une analyse visuelle, nous avons observé une formation de dépôt blanchâtre produit par la colle cyanoacrylate sur des résidus d'impuretés présents sur les photodiodes après leur nettoyage. Nous avons pu nettoyer les têtes des modules photodiodes aux ultrasons puis refaire le collage des lentilles demi-boules.

### 3.2.2 Conclusions

Le champ des modules photodiodes est en parfait accord avec le cahier des charges et permet donc de compenser les défauts d'alignement qui seraient produits par le montage opto-mécanique. Dans le cas d'un trop fort dépointage, de l'ordre de 5 secondes d'arc, du télescope sur l'étoile de référence, la totalité du flux peut ne pas être acheminée sur la surface de la photodiode. Par contre dans le cas d'une turbulence plus courante et d'un suivi du télescope plus de l'ordre de  $\pm 3$  secondes d'arc, le champ est garanti.

## 3.3 L'analyseur de surface d'onde

Bien que les modules photodiodes soient capables de rattraper un faisceau dépointé pour mesurer son flux, il faut encore s'assurer du comportement de ce faisceau à travers tout le système optique.

### 3.3.1 Champ de l'analyseur

Le champ de l'analyseur ne se résume pas au champ des modules photodiodes, car l'analyse de la courbure est faite avec une membrane vibrante explorant les plans pupillaires défocalisés et la déviation d'un défaut de tip-tilt avec la membrane au repos est bien moins forte qu'avec la membrane courbée.

Pour caractériser le champ de l'analyseur nous avons fait une série de simulations de l'ensemble optique comprenant un télescope, et le montage de notre banc test ([Spang, 2003]). Le télescope simulé est celui du Laser-Lune de l'Observatoire de Calern qui a un diamètre de 1,5 mètre et une obstruction centrale de 20% en diamètre.

En dépointant l'étoile de référence à l'infini, il est possible de voir les variations de l'image au foyer de la lentille demi-boule et de retrouver la position de la pupille sur la mosaïque de micro-prismes.

Pour déterminer le champ limite de l'analyseur, nous cherchons l'angle de déviation de l'étoile pour lequel la pupille sort intégralement de la mosaïque de micro-prismes. Cet angle va dépendre de la longueur de défocalisation et nous nous plaçons donc dans un cas défavorable pour avoir la limite supérieure, soit une longueur de défocalisation de 200mm, correspondant à la longueur optimum d'analyse pour un  $r_0$  de 5cm à 500nm (fig. 2.19). Sur la figure 3.7 nous représentons les trois cas limites suivants :

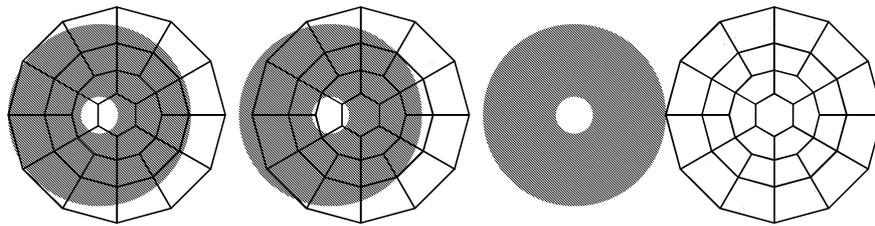


FIG. 3.7 – Pupille d'un plan défocalisé de 200mm à l'entrée de l'analyseur pour un déplacement de l'étoile sur le ciel de  $0,36''$  (gauche), de  $0,50''$  (centre) et  $2,70''$  (droite).

- l'étoile est dépointée de  $0,36''$  : la pupille arrive au bord extérieur de la couronne externe. Bien que la couronne externe soit surdimensionnée pour pouvoir mesurer des déplacements de la pupille, le champ dans lequel il n'y a aucune perte de flux pour les mesures reste restreint. On remarque que l'obstruction centrale se déplace alors dans la première couronne. Pour que la variation du flux produite par le déplacement de l'obstruction soit prise en compte dans la correction, il faut mesurer la matrice d'interaction avec une pupille similaire à celle du télescope. Lors de la mesure de la matrice d'interaction, on applique de petites déformations aux actuateurs afin de rester dans un régime linéaire entre la déformation et la tension appliquée. On remarque cependant que le déplacement de l'obstruction dans une sous-pupille crée une perte de flux qui ne sera pas linéaire avec son déplacement à cause de la géométrie de la sous-pupille. Ainsi la matrice d'interaction optimale pour le cas où la pupille est bien stabilisée au centre de la mosaïque ne sera pas parfaitement adéquate dans le cas d'un tip-tilt important.
- l'étoile est déviée de  $0,50''$  : L'obstruction centrale de la pupille commence à atteindre la seconde couronne. Avec un tip-tilt de cet ordre, la perte de flux provoquée par le déplacement de l'obstruction dans la seconde couronne n'est pas prise en compte par la matrice d'interaction. On peut donc avoir des problèmes pour stabiliser la pupille à moins d'utiliser une matrice de commande spécifique à ce cas. Il est aussi possible de baisser la courbure de la membrane pour garder la pupille dans l'analyseur, mais au détriment des performances de la correction, pour l'augmenter ensuite une fois la pupille stabilisée.
- l'étoile est déviée de  $2,7''$  : la pupille sort intégralement de la mosaïque lorsque la membrane est courbée à son maximum. Si l'analyse est parfaitement synchronisée pour mesurer le flux aux deux maximums de courbure de la membrane, le signal sera nul. On peut considérer que c'est le champ maximum de l'analyseur pour une correction optimum. Il reste possible comme pour le cas précédent de faire varier la courbure de la membrane ou changer la matrice d'interaction afin de stabiliser la pupille. Il est aussi possible d'utiliser la totalité des sous-pupilles pour mesurer le centre de la pupille, mais il serait souhaitable dans ce genre de cas d'avoir un premier système capable de mesurer un grand tip-tilt et d'appliquer la correction sur le miroir déformable, voire sur un autre miroir amovible dédié à cette correction.

### 3.3.2 Variation du flux

Comme nous l'avons vu, le chromatisme créé par les micro-prismes est assez important, et les lentilles de champ sont dimensionnées pour le prendre en compte. Pour savoir plus précisément le comportement du flux tout au long du système optique, des simulations faites avec un faisceau polychromatique nous permettent d'étudier l'image de chaque sous-pupille projetée sur la photodiode.

Pour la simulation, nous prenons un faisceau comprenant 4 longueurs d'onde (700nm, 800nm, 900nm et 1000nm) correspondant à la voie analyse. Chaque couronne est étudiée en prenant à chaque fois un prisme de cette couronne selon une orientation fixe. Pour étudier le comportement du flux dans chaque sous-pupille lors de l'analyse, nous créons un déplacement de l'étoile de  $0,36''$  correspondant au cas limite décrit au chapitre précédent, avec une longueur de défocalisation de 200mm (rayon de courbure de la membrane de  $\pm 400$ mm). L'étoile est déplacée dans deux directions orthogonales. Comme les prismes ont un seul plan de symétrie (en y) l'étoile est déplacée de  $\pm 0,36''$  le long de cet axe alors que nous n'étudions que le cas de  $+0,36''$  orthogonalement (en x).

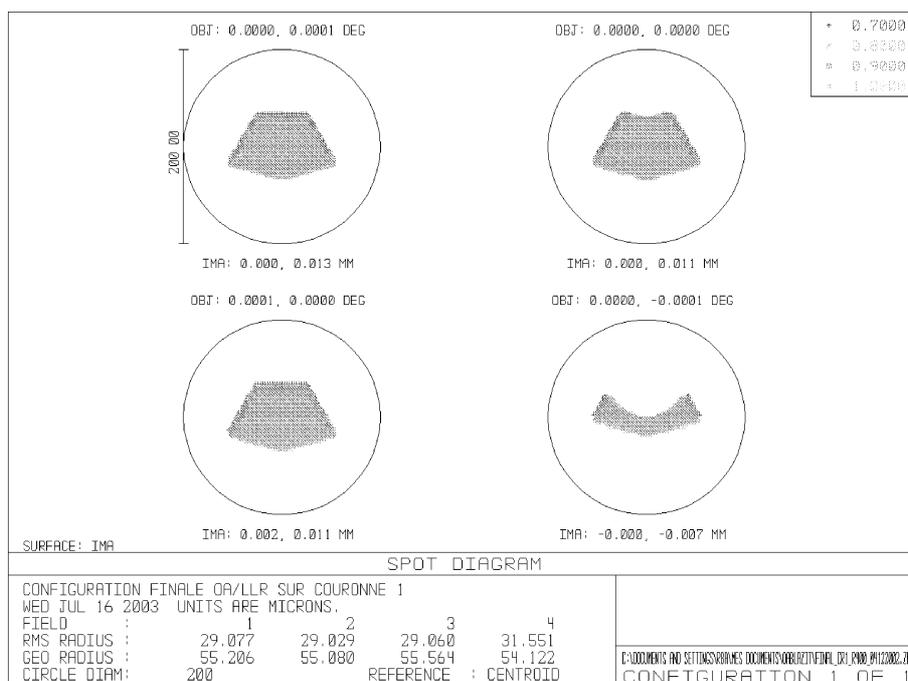


FIG. 3.8 – Image de la sous-pupille sur une photodiode de la première couronne avec la membrane ayant 400mm de rayon de courbure. En haut à droite, l'étoile est dans l'axe optique, en haut à gauche, déviée de  $0,36''$  en y, en bas à droite, déviée de  $-0,36''$  en y et en bas à gauche, déviée de  $0,36''$  en x. Le cercle a un diamètre de 200 microns.

Sur les figures 3.8, 3.9 et 3.10 nous présentons les images polychromatiques aux foyers des lentilles demi-boule. L'analyse de ces figures nous permet de vérifier plusieurs points :

- Dans les cas où la membrane est courbée, on observe bien le déplacement de l'obstruction centrale dans la première couronne ainsi que le déplacement des bords de la pupille dans la couronne externe. L'image dans la deuxième couronne n'est pas modifiée car toujours

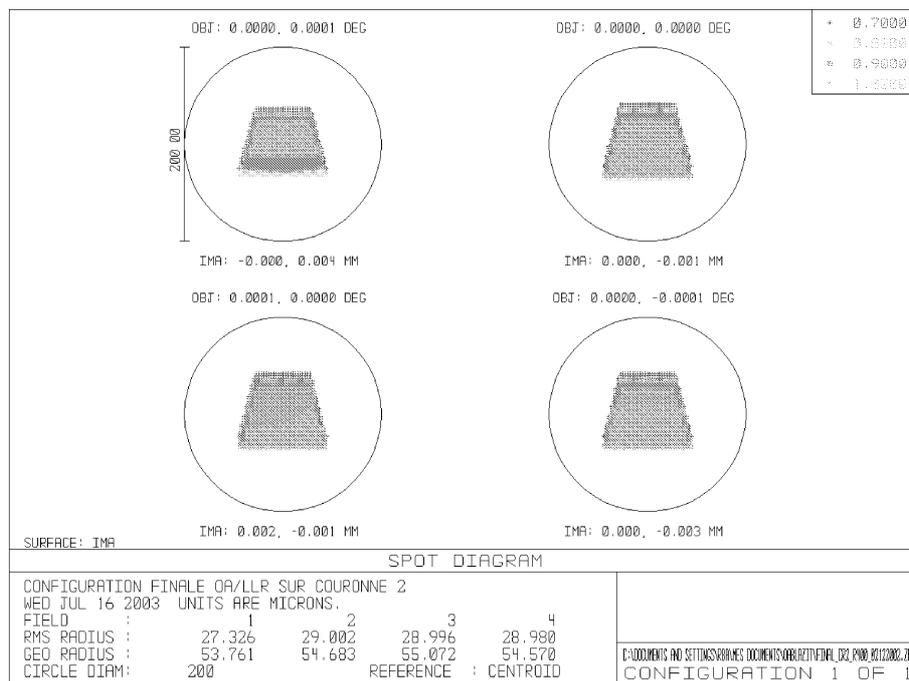


FIG. 3.9 – Image de la sous-pupille sur une photodiode de la deuxième couronne avec la membrane ayant 400mm de rayon de courbure. En haut à droite, l'étoile est dans l'axe optique, en haut à gauche, déviée de  $0,36''$  en y, en bas à droite, déviée de  $-0,36''$  en y et en bas à gauche, déviée de  $0,36''$  en x. Le cercle a un diamètre de 200 microns.

pleinement éclairée avec un déplacement de  $0,36''$  de l'étoile.

- On vérifie que l'image de la sous-pupille est toujours contenue dans un disque d'un diamètre de  $200\mu\text{m}$  pour une surface utile de la photodiode de  $500\mu\text{m}$  de diamètre.
- Le chromatisme produit par les micro-prismes ne limite pas la détection, car l'on observe que les images de toutes les longueurs d'onde se retrouvent sur le capteur.

Bien que la totalité du flux arrivant sur la sous-pupille se retrouve sur la photodiode, on peut voir que les images polychromatiques ne sont pas identiques dans les différentes configurations. Pour étudier ce phénomène, nous avons pris en compte l'efficacité quantique des photodiodes aux longueurs d'ondes considérées pour mesurer la variation du flux dans les sous-pupilles dans les différentes configurations. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 3.1.

On constate d'abord les variations du flux dues au déplacement de la pupille et de l'obstruction centrale, mais surtout on n'observe pratiquement aucune symétrie des mesures.

- Les sous-pupilles ont un seul plan de symétrie en x, ce qui fait que les mesures faites quand l'étoile est décalée de  $+0,36''$  en y ne sont pas identiques à celles faites à  $-0,36''$ .
- Dans le cas de la deuxième couronne où la totalité de la sous-pupille est remplie dans tous les cas étudiés, nous observons une dissymétrie des mesures de flux. Quand l'étoile est déviée de  $+0,36''$  en y avec un rayon de courbure de la membrane de  $+400\text{mm}$  et quand elle est déviée de  $-0,36''$  en y mais avec un rayon de courbure de la membrane de  $-400\text{mm}$ , nous devrions retrouver des mesures de flux proches alors qu'elles sont très différentes.
- Le même phénomène de dissymétrie s'observe selon l'axe des x pour la deuxième cou-

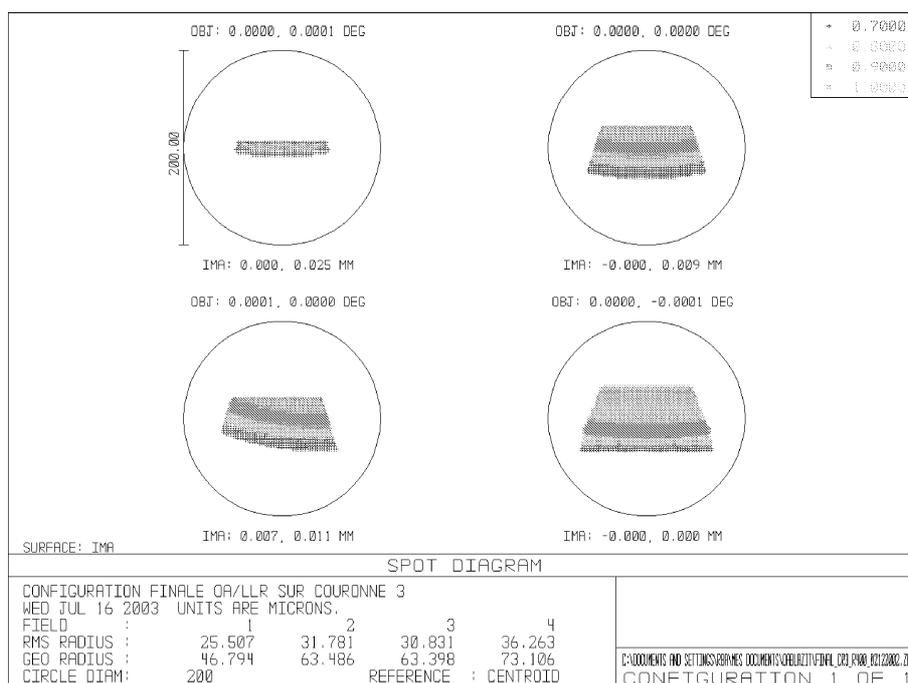


FIG. 3.10 – Image de la sous-pupille sur une photodiode de la couronne externe avec la membrane ayant 400mm de rayon de courbure. En haut à droite, l'étoile est dans l'axe optique, en haut à gauche, déviée de  $0,36''$  en y, en bas à droite, déviée de  $-0,36''$  en y et en bas à gauche, déviée de  $0,36''$  en x. Le cercle a un diamètre de 200 microns.

ronne alors que les deux mesures devraient être identiques.

Le comportement non-symétrique de la répartition du flux dans les sous-pupilles provient en partie des éléments optiques en transmission. Nous avons fait une deuxième série de simulations en utilisant des combinaisons de miroirs pour remplacer les lentilles du banc test afin de diminuer le chromatisme. Les effets de dissymétrie ne sont que très faiblement atténués et semblent provenir directement du montage optique dont il faudrait étudier chaque élément en détail.

Pour prendre en compte ce phénomène, nous devons prendre soin lors de la construction de la matrice d'interaction de moyenner les mesures de courbure en courbant positivement et négativement chaque actuateur et en restant dans un domaine de faible déformation où rester linéaire et symétrique.

### 3.3.3 Conclusions

Les simulations polychromatiques de la totalité du banc-test de l'optique adaptative nous permettent de vérifier que le flux de chaque sous-pupille est bien redirigé sur la surface de la photodiode. Le chromatisme induit par la mosaïque de micro-prisme est maîtrisé et valide donc ce nouveau design d'analyseur de surface d'onde. Le dimensionnement actuel de l'analyseur a un champ de mesure très réduit. Il fonctionne de façon optimale si l'étoile ne se déplace pas de plus de  $\pm 0,36''$ , et peut encore détecter du flux jusqu'à  $\pm 2,7''$ . Au delà de  $\pm 0,50''$  il peut apparaître des problèmes pour capter et stabiliser la pupille au centre de l'analyseur. Pour

Rayon de courbure de la membrane [mm]	Flux pour l'étoile à +0,36 " en y	Flux pour l'étoile à -0,36" en y	Flux pour l'étoile à +0,36" en x
Première couronne			
+400	100,3%	65,05%	93,9%
-400	39,2%	103,9%	91,6%
Deuxième couronne			
+400	66,45%	95,72%	95,72%
-400	91,12%	86,51%	102,63%
Troisième couronne			
+400	16,22%	148,7%	72,7%
-400	185,0%	38,9%	112,3%

TAB. 3.1 – Variation du flux dans une sous-pupille dans les plans intra et extra focaux lorsque l'étoile se déplace.

pouvoir travailler dans des cas de forte turbulence atmosphérique il est conseillé de prévoir un système de correction de tip-tilt en amont. Ce système serait indépendant de l'analyseur de courbure et permettrait de diminuer les déplacements de la pupille sur celui-ci.



# Chapitre 4

## Adaptation et caractérisation des logiciels du calculateur temps réel

Comme décrit dans le chapitre 2.5, le contrôleur temps réel est issu d'un développement conjoint de l'ONERA et de la société Shakti, dont nous avons bénéficié. Notre matériel ainsi que les logiciels proviennent d'une version à 13 sous-pupilles validée à l'ONERA qui a été modifiée pour fonctionner à 31 sous-pupilles.

Le comptage des impulsions délivrées par les photodiodes utilise deux séries de 19 LCAs qui sont des circuits de logique programmable assurant l'interface entre les modules photodiodes et le calculateur. La modification de 13 à 19 sous-pupilles qui a été faite dans un premier temps n'a donc pas posé de problèmes majeurs car le déroulement du comptage et des calculs se faisait de façon identique. La modification à 31 éléments a soulevé de nouveaux problèmes de synchronisation entre les deux séries de LCAs, suivi de problèmes dans la file circulaire pour transférer les valeurs à la partie non temps-réel du contrôle.

Après avoir conjointement travaillé avec l'ONERA et la société Shakti, nous avons pu faire fonctionner le calculateur dans un mode de fonctions réduites. Il s'agissait ensuite de valider son fonctionnement et sa fiabilité avant de tenter le démarrage de la boucle de contrôle.

### 4.1 Synchronisation spatiale

Les modifications de câblage apportées aux deux séries de LCAs nous ont obligé à redéfinir les entrées de la carte Shakti afin de s'assurer que nous avons bien 31 entrées valides.

En générant un signal carré à haute fréquence pour remplacer les impulsions des photodiodes, nous avons pu tester deux choses :

- Il existe uniquement 31 entrées valides. En effet, la présence d'entrées supplémentaires détectées dans les premières versions était le signe d'une mauvaise gestion des entrées.
- Les 31 entrées sont bien indépendantes et sont toujours ordonnées de la même façon dans la file circulaire. La contrainte majeure d'un contrôleur temps réel est principalement de garantir le séquençement et l'ordre des opérations. Les premières versions montraient des déplacements des valeurs de certaines entrées qui se traduisaient par le déplacement des valeurs mesurées d'une sous-pupille à l'autre.

La difficulté des tests sur le calculateur a principalement résidé dans le fait qu'il fallait utiliser le calculateur même comme outil d'analyse, ceci pouvant produire un mauvais traitement de bonnes données, ou inversement.

Pour savoir si une entrée fonctionne, nous pouvons utiliser l'affichage "temps réel" de l'interface graphique qui utilise les valeurs de la file circulaire via un serveur de données. Ainsi

à l’affichage nous voyons une valeur s’afficher dans une sous-pupille à l’écran. Ces valeurs ne sont évidemment pas rafraîchies à la fréquence d’échantillonnage et pour avoir les valeurs réelles transmises, nous devons faire une acquisition retransmise par le serveur de fichiers à notre station de travail. Il est ensuite possible de visualiser le fichier d’acquisition pour avoir le détail des données acquises. Toutes ces étapes impliquent que leur fonctionnement soit fiable, chose que nous ne pouvons vérifier que par la cohérence et la répétabilité des mesures.

Pour la validation des 31 entrées il n’a pas été nécessaire de faire des acquisitions de fichiers. Il a suffi en effet de vérifier pendant un certain temps que l’affichage graphique ne montrait aucune variation ou déplacement des valeurs dans les sous-pupilles. De nombreuses modifications au niveau du code des DSP ont cependant été nécessaires car certaines des entrées de 20 à 31 (i.e. au-dessus de 19) ne fonctionnaient pas ou avaient un dédoublement du comptage, en affichant les valeurs d’une entrée dans deux sous-pupilles. Finalement les 31 entrées ont pu être validées et câblées correctement afin que les sous-pupilles de l’analyseur correspondent bien à celles du miroir déformable.

Ce premier test a dû être approfondi car il ne donnait pas la garantie que de temps en temps une valeur ne puisse changer de sous-pupille. En effet, le calculateur fait des séries de 4 acquisitions par cycle et si une de ces quatre valeurs se déplace dans la file circulaire elle sera comptabilisée dans une autre sous-pupille, mais n’apparaîtra pas forcément au niveau de l’affichage graphique qui ne montre pas toutes les valeurs acquises. En faisant donc des acquisitions sur les 31 entrées validées, nous avons pu vérifier que sur des séries de mesures de 3000 cycles, toutes les impulsions d’une entrée se retrouvent bien comptabilisées dans la même sous-pupille.

#### 4.1.1 Conclusion

Après toute une série de modifications des différents logiciels du calculateur temps réel, nous avons pu valider la synchronisation spatiale des 31 entrées de la carte Shakti.

## 4.2 Synchronisation temporelle

Tous les tests faits précédemment utilisaient un signal carré à fréquence fixe. Ce signal fournissait donc les mêmes valeurs dans chacune des quatre mesures d’un cycle, ce qui donne des valeurs de courbure nulles. Comme la mesure de la courbure se fait par la différence entre les deux sommes des deux mesures correspondant aux plans défocalisés, nous devons nous assurer que chaque série de 4 mesures arrive bien dans l’ordre dans la file circulaire pour calculer la courbure.

La synchronisation des calculs est assurée par un horloge interne qui sert de référence. C’est à partir de cette référence que l’on a un signal de sortie qui est envoyé à la membrane vibrante pour garantir la synchronisation de l’acquisition et du déplacement effectif des plans défocalisés sur l’analyseur.

Ce signal de référence est construit à partir de quatre valeurs stockées dans un fichier dit de modulation. Dans notre cas, nous utilisons ces quatre valeurs pour construire un signal carré unitaire. Nous reviendrons ultérieurement sur les conséquences et les modifications possibles de ce signal. Si l’on veut alimenter les entrées de la carte Shakti avec un signal différent pour chaque demi-cycle correspondant aux plans défocalisés, nous devons générer deux séries d’impulsions à des fréquences différentes pour chaque demi-cycle d’analyse. De plus ces séries

d'impulsions doivent être parfaitement synchronisées avec le signal carré de référence pour que les mesures soient toutes identiques pour chaque cycle.

Pour réaliser ce signal, nous générons un signal carré à 50kHz représentant 20 impulsions par cycle. Nous le fenêtrons ensuite par le signal carré de référence pour ne laisser passer les impulsions que sur un demi-cycle de 2,5kHz (fig. 4.1). Le signal final est donc constitué d'une série de 10 impulsions à 50kHz, suivi d'un temps mort d'un demi-cycle. Sur les quatre mesures faites durant un cycle, nous aurons donc une série de mesures successives de deux fois 5, puis deux fois 0.

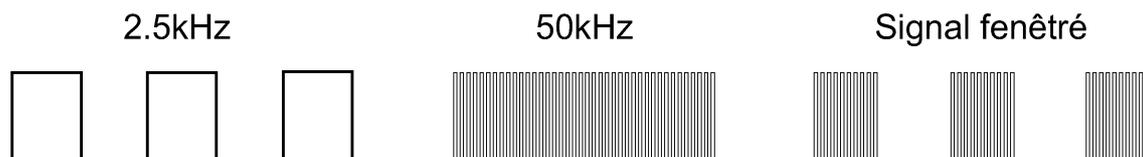


FIG. 4.1 – A gauche : signal de référence généré par le calculateur à 2.5kHz. Au centre : signal à 50 kHz du générateur sans fenêtrage. A droite : signal fenêtré envoyé aux entrées de la carte-mère Shakti.

En alimentant chaque entrée de la carte Shakti avec ce signal, nous allons pouvoir vérifier plus précisément le comportement du comptage. Notamment que :

- Les valeurs arrivent successivement dans le bon ordre : sur les quatre valeurs acquises, il doit y avoir deux valeurs de 5 suivies de deux valeurs nulles.
- Chaque acquisition doit toujours commencer par la même valeur du cycle : par rapport au signal de référence qui garantit la synchronisation du signal d'entrée, les acquisitions doivent toujours débiter en même temps pour être traitées comme faisant partie du même plan défocalisé. Autrement dit, la valeur de la courbure calculée à partir des 4 valeurs du cycle doit rester la même à tout moment.

Avant de vérifier si la synchronisation temporelle de chaque entrée est garantie, il faut savoir comment sont traitées les valeurs une fois acquises. De même qu'il existe un fichier de modulation de 4 valeurs pour créer le signal de référence, il existe un fichier de démodulation qui contient une série de 4 coefficients appliqués aux quatre mesures de chaque cycle.

Nous mettons les 4 valeurs de ce fichier à 1 par défaut pour retrouver les résultats pronostiqués ci-dessus. Il faut cependant savoir que c'est à partir de ces quatre valeurs qu'est calculée l'intensité de chaque sous-pupille affichée dans l'interface graphique. De façon identique, il existe un autre fichier de démodulation pour calculer et afficher les valeurs de courbure calculées à partir des 4 valeurs mesurées.

Les premières mesures nous ont montré des défauts de synchronisation qui n'avaient pu être décelés auparavant avec un signal test à une seule fréquence. Bien que la succession des 4 valeurs soit toujours correcte, leur ordre diffère de deux façons :

- La première valeur varie. Nous remarquons que suivant les opérations faites, les acquisitions d'une série de mesures ne commencent pas toujours par la même valeur. Ceci est produit de façon aléatoire et provient d'une mauvaise mise à zéro de la file circulaire.
- Il n'y a pas de correspondance directe entre le fichier de modulation et celui de démodulation. Rien n'est spécifié dans le programme pour que la modulation commence avec la première valeur du fichier de modulation alors que c'est bien la première valeur du fichier de démodulation qui est appliquée à la première valeur acquise.

Le problème de mise à zéro de la file circulaire a été partiellement corrigé en rajoutant un certain nombre de procédures redondantes de mise à zéro. Nous avons pu vérifier que dans toutes les procédures que nous utilisons régulièrement, la mise à zéro est bien effective et que les séries d'acquisitions débutent systématiquement par la même valeur. Nous n'avons cependant pas réglé le problème à la source et il n'est pas exclu que d'autres modifications soient à apporter pour les cas que nous n'avons pas encore explorés.

La synchronisation entre le fichier de modulation et celui de démodulation a pu être corrigée rapidement en étudiant les différents cas de correspondance entre les deux séries de 4 valeurs, ce qui garantit que ce sont bien les deux valeurs réceptionnées lorsque le signal de référence est positif ou négatif qui sont additionnées pour avoir l'intensité globale de chaque plan défocalisé.

#### 4.2.1 Conclusion

Nous avons pu régler les différents problèmes de synchronisation temporelle garantissant une mesure cohérente de deux plan défocalisés. Les corrections apportées n'ont cependant été validées que dans un certain nombre de fonctions restreintes couramment utilisées.

### 4.3 Comptage

Une fois que le signal d'entrée est parfaitement synchronisé, il s'agit de vérifier le comptage par les LCAs.

En premier lieu rappelons que les modules photodiodes atteignent leur seuil de saturation à  $1,5 \cdot 10^6$  photons par seconde, ce qui revient à 600 photons par cycle ou encore 150 photons par quart de cycle correspondant au temps d'intégration du comptage pour un LCA.

Le comptage sur les LCAs est codé sur 8 bits, ce qui fait un maximum de 256 valeurs par quart de cycle ou 1024 par cycle. Ce niveau se situe bien au-dessus du nombre moyen de photons détectés en dessous du seuil de saturation et il ne doit donc pas y avoir de limitation du comptage au niveau des LCAs. Leur bon fonctionnement peut être vérifié en alimentant les entrées avec un signal carré dont nous augmentons la fréquence jusqu'au seuil de saturation. Nous avons effectivement pu vérifier que ce seuil est atteint avec une fréquence proche de 25 MHz. Au dessus de cette fréquence les compteurs recommencent à zéro.

Afin de vérifier si le comptage est fait correctement, nous comparons le comptage des LCAs avec celui d'un instrument de mesure. Nous prenons soin de régler l'intensité du flux envoyé sur les photodiodes, pour nous placer en dessous du seuil de saturation, puis comparons le nombre d'impulsions comptabilisées par les deux instruments. Les mesures sont en parfait accord, ce qui valide le comptage.

#### 4.3.1 Conclusion

Le comptage par les LCAs a été validé sans modification des différents logiciels.

### 4.4 Signal de référence en sortie.

Le signal de référence généré par le troisième DSP (c.f. chapitre 2.5.1) est aussi dirigé vers un DAC pour avoir une sortie analogique de ce signal pour piloter la membrane vibrante.

### 4.4.1 Modulation et démodulation

La modulation du signal de référence était faite sur 16 points dans la version antérieure du calculateur à 13 sous-pupilles. Afin de garantir la fréquence d'échantillonnage de 2500 Hz avec 31 sous-pupilles, il a fallu baisser cette valeur à 4.

Le signal envoyé sur le haut-parleur qui fait vibrer la membrane doit être de forme sinusoïdale pour que le résonateur tubulaire fonctionne correctement. Il est difficile de générer proprement un tel signal en 4 points, nous utilisons donc un filtre et un amplificateur pour transformer le signal de référence et l'envoyer sur le haut-parleur. Dès lors, la forme du signal de référence peut être carrée.

Il n'y a pas de nécessité à avoir quatre points de modulation, car deux points suffisent à générer un signal carré. Dans la version actuelle du calculateur il reste cependant obligatoire de définir ce signal sur quatre points au travers d'un fichier contenant les valeurs de modulation. Ce fichier devra donc contenir les valeurs suivantes :  $[0,0,1,1]$ . Notons qu'il est aussi possible d'utiliser une membrane vibrante pouvant osciller au double de la fréquence d'échantillonnage, ce qui permettrait de faire deux séries de mesure par cycle en modulant un signal carré de la forme :  $[0,1,0,1]$ . Cette méthode est utilisée dans de nombreux systèmes d'optiques adaptatives qui font une moyenne de plusieurs mesures de courbure par cycle avant de calculer la commande, en baissant ainsi le seuil de saturation des compteurs ([Graves et al., 1994], [Eisenhauer et al., 2003]).

Comme le signal est modulé en quatre points, la démodulation l'est aussi, et il s'agit de savoir à quels moments de l'oscillation l'on désire acquérir des valeurs afin de paramétrer les coefficients de démodulation. Sur la figure 4.2 nous montrons les deux cas de modulation réalisables.



FIG. 4.2 – Deux configurations des 4 points d'acquisition durant le cycle d'oscillation de la membrane

Dans le premier cas, le flux mesuré entre les points 2,3 et 3,4 correspond bien au cas où la membrane explore un des deux plans défocalisés. On obtient donc deux mesures d'un quart de cycle pour chaque plan qui seront de valeur identique. Le fichier de démodulation qui contient les coefficients à appliquer aux 4 mesures de chaque cycle devra donc être de la forme suivante :  $[1,1,1,1]$ .

Dans le deuxième cas, les quatre points de mesures ont été déplacés d'un quart de cycle et à présent les mesures faites entre les points 1,2 et 3,4 intègrent le flux des deux plans défocalisés. Seul les mesures faites entre les points 2,3 et 4,1 autour de la déformation maximale de la membrane sont utiles. Dans cette configuration, le fichier de démodulation sera de la forme,  $[0,1,0,1]$  et seule la moitié du flux sera utilisée.

### 4.4.2 Amplitude et déphasage

L'amplitude du signal de référence peut être modifiée dans le fichier de modulation, pour modifier la distance de défocalisation produite par la membrane vibrante. Comme la prise en compte d'une modification du fichier de modulation nécessite encore une initialisation complète du calculateur nous préférons ne pas modifier ce paramètre et équiper l'amplificateur fournissant le signal filtré d'un potentiomètre que nous pouvons directement calibrer en fonction de la longueur de défocalisation souhaitée.

Nous avons vu au chapitre 4.2 qu'il existe une désynchronisation entre le fichier de modulation et celui de démodulation. L'ajout du filtre transformant le signal carré en sinusoïdal rajoute un déphasage de  $\pi/2$  qu'il va falloir corriger. La membrane vibrante aussi aura un déphasage entre le signal fourni au haut-parleur et son mouvement effectif et finalement l'électronique du système de contrôle va aussi créer un léger déphasage.

Pour compenser ce déphasage, nous pouvons modifier le fichier de démodulation, mais comme il ne comprend que 4 points, les corrections ne peuvent être que d'un multiple de  $\pi/4$ , ce qui n'est pas assez précis. Pour résoudre ce problème, nous agissons aussi au niveau de l'amplificateur en faisant varier le retard de phase avec un potentiomètre.

Comme nous l'avons vu, la distance de défocalisation est le paramètre principal que nous serons amenés à modifier au cours de la correction pour l'optimiser. Or le déphasage de la membrane vibrante dépend de l'amplitude à laquelle elle est excitée, ce qui oblige à calibrer le déphasage en fonction de l'amplitude. Le seul état dans lequel le déphasage reste fixe quelle que soit l'amplitude est quand la membrane vibre à sa fréquence de résonance. Nous avons pu déterminer la fréquence de résonance de la membrane à 2845Hz et c'est cette fréquence que nous allons fixer pour l'échantillonnage du calculateur. De la sorte il nous suffira de régler une seule fois le déphasage de notre système et nous pourrons ensuite modifier la distance de défocalisation en toute liberté.

### 4.4.3 Conclusion

Les 4 points de mesure peuvent être pris de façon optimale s'ils ne sont pas au maximum de la courbure de la membrane. Ce réglage est effectué par les valeurs du fichier de démodulation et par le déphasage de l'amplificateur. Il faudra prendre en compte la perte de gain apportée par le déphasage dans l'estimation de longueur de défocalisation.

La fréquence d'échantillonnage du calculateur est réglée pour être identique à la fréquence de résonance de la membrane vibrante afin de ne pas induire de déphasage lors de la modification de l'amplitude de celle-ci.

Le réglage de déphasage et de l'amplitude du signal servant à moduler la membrane vibrante sont effectués sur un amplificateur externe au calculateur.

## 4.5 Conclusions

Les modifications du calculateur pour le faire fonctionner à 31 sous-pupilles ont nécessité de nombreuses interventions et des limitations dans ses fonctions.

De nombreux problèmes de déphasage nous ont amenés à rajouter des séquences redondantes d'initialisation afin de garantir le rangement dans l'ordre des mesures dans les mémoires. Le désavantage principal de cette méthode est un ralentissement conséquent de l'initialisation et de l'application de certaines fonctions annexes au contrôle.

---

Finalement nous avons pu valider les fonctions principales du calculateur sans pour autant avoir pu vérifier la stabilité de ces fonctions dans toutes les configurations possibles. Cet élément reste donc un point faible dans notre système qui nécessite encore des tests et des modifications afin de le fiabiliser complètement.



# Chapitre 5

## Alignements optiques

### 5.1 La membrane vibrante

#### 5.1.1 Problématique

La membrane vibrante est un des éléments clés du montage optique dans l'analyse de la courbure. Le faisceau convergent de la voie analyse doit se réfléchir en son centre avec une grande précision pour que les deux plans défocalisés soient symétriques et restent alignés sur l'analyseur de surface d'onde. Deux réglages sont cruciaux :

- Le faisceau doit focaliser sur la surface de la membrane : la membrane change de courbure, mais sa surface ne se translate pratiquement pas et si le foyer est en amont ou en aval de sa surface, la modulation de la membrane n'explorera pas deux plans symétriques. Ce mauvais réglage peut se voir clairement si l'on ré-image la pupille après réflexion sur la membrane car les deux pupilles défocalisées n'auront alors plus le même diamètre.
- Le faisceau doit réfléchir au centre de la membrane. Comme la courbure s'inverse pendant la modulation, cela revient à une inversion de pente si le faisceau se réfléchit hors du sommet et il sera donc alternativement envoyé dans deux directions différentes. Si l'on ré-image la pupille on observera alors un balancement de la pupille identique à un tip-tilt à la fréquence de modulation.

Les tolérances d'alignement de la membrane dépendent évidemment du montage optique et des courbures que l'on veut appliquer à notre membrane. Dans notre cas, une erreur de positionnement transverse de 0.01mm sur la membrane de rayon de courbure de 360mm, donne un déplacement de la pupille de 0.2mm sur l'analyseur, pour un diamètre de 20mm. C'est le niveau de tolérance que nous envisageons sur l'alignement de l'analyseur, ce qui implique que cet élément optique doit pouvoir être déplacé dans les deux axes à 10 $\mu$ m près.

#### 5.1.2 Méthode

Comme nous l'avons vu, l'analyse des mouvements de la pupille nous renseigne directement sur le positionnement du foyer sur la membrane. Il n'a pas été prévu initialement dans le schéma du banc optique d'extraire une partie du faisceau pour faire une image de la pupille à des fins d'analyse, autre que celle de l'analyseur. Comme nous l'avons évoqué au chapitre 2.6.3, il est possible de placer une lame séparatrice dans la voie d'analyse afin qu'elle reproduise l'astigmatisme produit par la lame séparatrice dans la voie science . Cette lame devrait cependant être dans un faisceau convergent, ou divergent, non modulé pour produire toujours

le même astigmatisme que la première, ce qui ne permet donc pas de la placer après la réflexion sur la membrane vibrante.

Pour pouvoir placer une lame séparatrice dans le faisceau sans produire d'astigmatisme, il suffit de la placer dans un faisceau parallèle. Dans notre cas, nous pourrions la placer juste avant l'analyseur de surface d'onde, mais à cet endroit le faisceau mesure 20mm.

Dans notre montage, nous n'avons malheureusement pas pu nous procurer une lame séparatrice d'un diamètre suffisant pour séparer le faisceau parallèle de 20mm et nous avons donc juste fait un montage temporaire nous permettant d'imager la pupille après sa réflexion sur la membrane (fig. 5.1).

En utilisant une lentille de 200mm de focale placée 200mm après la réflexion sur la membrane, nous imageons une pupille d'environ 2mm sur une caméra. Comme nous allons imager des pupilles défocalisées sur le capteur, les bords ne seront pas francs et il s'agit de s'assurer que le capteur CCD échantillonne suffisamment le faisceau diffracté. Pour un faisceau ouvert à  $f/d=90$  et dans le rouge à 635nm (diode laser), nous avons une résolution d'environ  $60\mu\text{m}$ . Avec un capteur d'un pixel moyen de  $6\mu\text{m}$  le critère de Shannon est donc largement vérifié et nous échantillonnons suffisamment l'image de la pupille.

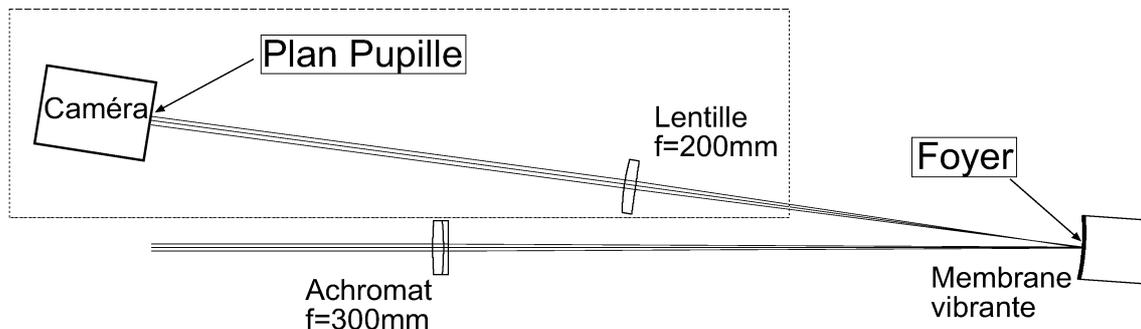


FIG. 5.1 – Montage pour imager les deux pupilles défocalisées sur une caméra.

Pour pouvoir aligner la membrane avec une précision de  $10\mu\text{m}$ , nous fixons notre membrane vibrante sur trois plate-formes de translation équipées de vis micrométriques.

Comme la membrane vibrante est excitée par un haut-parleur, il n'est pas possible de la stabiliser selon une courbure donnée et nous devons travailler dans un régime modulé. Afin de diagnostiquer clairement les effets dus à l'alignement de la membrane vibrante, il serait souhaitable de pouvoir visualiser indépendamment chaque plan défocalisé. Comme notre résonateur n'est pas dimensionné pour vibrer à basse fréquence, il ne nous permet pas de faire vibrer la membrane à moins de 25Hz (vision humaine), ce qui aurait permis de visualiser sur des images différentes les deux pupilles défocalisées. Afin de visualiser les deux images défocalisées tout en faisant vibrer la membrane à 2,5kHz, nous pourrions équiper notre source d'une diode laser modulable. En modulant par des impulsions de phase variable par rapport au mouvement de la membrane on pourrait visualiser un plan particulier. Roddier ([Roddier et al., 1991]) résout le problème en utilisant un stroboscope synchronisé avec le mouvement de la membrane qui permet de visualiser les deux plans séparément en temps réel. Comme nous n'avons pas ce matériel disponible, nous avons dû diagnostiquer les défauts d'alignement en nous basant sur les images superposées des deux plans défocalisés.

Comme les défauts d'alignement de la membrane vibrante provoquent un basculement de l'image (tip-tilt) ainsi qu'une variation de la taille de la pupille (défocus), nous pouvons

aussi utiliser l'analyseur de surface d'onde pour diagnostiquer ces défauts. Évidemment cette méthode n'est pas utilisable dans la phase de démarrage avant que le système ne soit validé, par contre elle pourra être utilisée par la suite pour perfectionner le réglage optique.

### 5.1.3 Résultats

Comme nous l'avons vu au chapitre 2.3 le miroir déformable n'est pas plan et pour trouver les valeurs permettant sa mise à plat il faut faire une analyse de sa surface. Cette opération peut être faite à l'aide d'un analyseur de surface d'onde par exemple, mais nous ne pouvons utiliser le nôtre dans la phase d'initialisation avant sa caractérisation complète. Comme nous ne disposons pas d'autre méthode d'analyse de la surface du miroir déformable, nous avons prévu un support interchangeable afin de le remplacer par un miroir plan pour faciliter l'alignement sans ajouter d'aberrations optiques. Malheureusement la précision de repositionnement nécessaire pour pouvoir interchanger les deux miroirs n'est pas suffisante dans notre montage et nous sommes obligés de faire l'alignement avec le miroir déformable.

Nous pouvons voir sur la figure 5.2 les aberrations sur la pupille dues à la surface du miroir déformable à l'intérieur de la pupille dans la superposition des deux plans défocalisés. La somme des images défocalisées dégrade fortement la netteté des bords de la pupille et complique la détermination visuelle de sa forme.

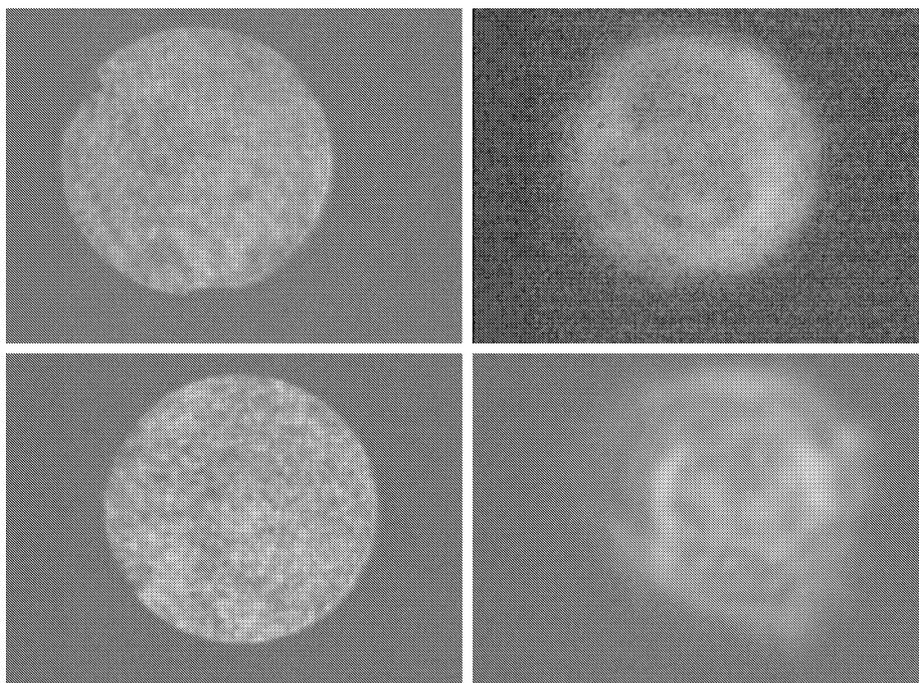


FIG. 5.2 – A gauche : pupille avec un miroir plan (haut) et le miroir déformable au repos (bas) quand la membrane vibrante est au repos. A droite : pupilles superposées avec un miroir plan (haut) et le miroir déformable (bas) au repos quand la membrane est activée à 2.5KHz avec un rayon de courbure de 400mm.

Afin de mettre en évidence la variation de la taille et le déplacement de la pupille, nous avons fait varier l'amplitude du mouvement de la membrane pour obtenir un aspect visuel

facilitant l'analyse (annexe 12).

Nous avons réglé les trois degrés de liberté en essayant de superposer au mieux les deux pupilles défocalisées pour corriger le centrage sur la membrane, et en cherchant un diamètre identique pour régler la profondeur. Cette opération reste délicate à cause des aberrations du miroir déformable et de la défocalisation, mais pourrait être améliorée par la suite une fois le système opérationnel.

#### 5.1.4 Conclusion

Notre montage nous permet d'aligner la membrane vibrante à  $50\mu\text{m}$  près ce qui n'est pas satisfaisant pour le montage final, mais suffisant pour démarrer le système. Dès que le système d'analyse sera opérationnel, il sera possible de l'utiliser pour aligner plus précisément la membrane vibrante.

Il apparaît aussi très important d'améliorer le montage optique en ajoutant une lame séparatrice permettant d'imager la pupille sur une caméra en parallèle de l'analyseur afin d'avoir un outil d'investigation en temps réel.

## 5.2 L'analyseur de surface d'onde

### 5.2.1 Problématique

Dans le cas usuel d'analyseur à courbure, l'alignement consiste d'abord à vérifier le positionnement des fibres optiques, puis de placer la pupille correctement sur la mosaïque de micro-lentilles, et vérifier la correspondance entre les électrodes du miroir déformable et les sous-pupilles.

Dans notre cas, nous devons faire de même avec la mosaïque de micro-prismes, mais nous devons ensuite aligner le bloc de cuivre percé qui centre les modules photodiodes.

Le centrage de la mosaïque de micro-prismes ne pose pas de problème particulier, par contre la collimation garantissant que le faisceau entrant lui est bien perpendiculaire est délicate. Généralement on utilise la sous-pupille du centre qui ne participe pas à l'analyse, car camouflée par l'obstruction centrale, pour émettre un faisceau lumineux au travers en remontant le schéma optique. Ce faisceau ira se réfléchir sur une des optiques du montage pour revenir sur la mosaïque de micro-lentilles. Si le faisceau est parfaitement collimaté, il reviendra d'où il a été émis, sinon il arrivera sur une autre sous-pupille.

Il serait tout à fait possible avec notre mosaïque de micro-prismes de faire de même, car le micro-prisme central a deux faces parallèles. Idéalement nous placerions une diode laser à la place d'un module photodiode pour éclairer à rebours la sous-pupille centrale, mais le manque de précision dans la fixation du laser rend cette opération trop imprécise. Il nous faut donc désolidariser la mosaïque de micro-prismes pour pouvoir l'éclairer, mais alors nous n'alignons plus les micro-prismes avec le bloc de cuivre. Nous sommes donc contraints à ne pas pouvoir tester la collimation et à porter un soin particulier au positionnement et à l'assemblage de l'analyseur de surface d'onde pour entrer dans les tolérances estimées (annexe 11).

Dans notre analyseur, l'alignement ne se résume pas à aligner la mosaïque de micro-prismes, nous devons aussi veiller à l'alignement des modules photodiodes par rapport à chaque sous-pupille. Comme le seul degré de liberté laissé par la mécanique de l'analyseur est la rotation de la mosaïque, nous devons vérifier que les foyers sont bien centrés dans les trous du bloc de cuivre avant de placer les modules photodiodes.

### 5.2.2 Méthode

Comme nous l'avons vu au chapitre 3.2.1 les photodiodes n'ont pas toutes un champ identique. Il s'agira donc de placer celles avec le plus grand champ dans les sous-pupilles les moins bien alignées.

Comme nous l'avons vu au chapitre 3.1.2 les micro-prismes ont été collés en vérifiant leur alignement dans un montage identique à l'analyseur. Nous devrions donc retrouver les positions obtenues au collage à 0,2mm près. A l'aide d'un tube de module photodiode vide au bout duquel nous avons collé un verre avec un réticule gravé, nous pouvons vérifier la position du foyer dans chaque trou du bloc de cuivre. Cette mesure se fait visuellement et pourrait être optimisée en plaçant une caméra à l'arrière du réticule, notamment pour mesurer les variations de flux qui pourraient survenir en cas de vignettage dans le chemin optique.

### 5.2.3 Résultats

La visualisation des foyers nécessite de démonter tous les modules photodiodes pour avoir suffisamment d'espace. Malgré cela, le bas de l'analyseur reste difficilement atteignable et les mesures dans cette zone sont donc moins précises. Il est tout de même possible d'avoir une précision de 0.1mm en moyenne. En tournant la mosaïque de micro-prismes nous arrivons à centrer les foyers avec les trous du bloc de cuivre à 0,2mm près en moyenne, ce qui reste parfaitement dans les tolérances envisagées pour que le faisceau soit redirigé par les lentilles de champ des modules photodiodes.

### 5.2.4 Conclusion

Comme prévu lors de sa conception, les méthodes mises en oeuvre pour la réalisation de l'analyseur de surface d'onde restent simples et permettent un éclatement de la pupille d'une précision suffisante pour que les modules photodiodes puissent en mesurer le flux.

Dans une prochaine version on pourrait prévoir un emplacement pour placer un laser éclairant le centre de la mosaïque de micro-prismes à rebours facilitant ainsi la collimation de l'analyseur. L'alignement des éléments de l'analyseur reste tributaire de la rigidité du corps de l'analyseur qui a été fait en Téflon dans cette version et qui pourrait être fait dans un alliage plus rigide s'il était nécessaire de l'utiliser dans diverses positions.



# Chapitre 6

## Correction du front d'onde

### 6.1 Mise en route

Une fois que tous les éléments ont été caractérisés nous pouvons préparer le système pour vérifier son aptitude à mesurer une déformation, puis à la corriger. Dans cette phase de validation en laboratoire, nous allons en premier lieu régler les différents paramètres afin que le système soit dans une configuration idéale.

#### 6.1.1 Réglage du flux lumineux

Les photodiodes ont pu être testées individuellement, et il s'agit à présent de vérifier leur comportement dans l'analyseur. Le comptage des impulsions par le calculateur a été validé, nous allons l'utiliser pour mesurer le flux lumineux des 31 sous-pupilles simultanément.

Le premier test que nous faisons va consister à vérifier que le courant d'obscurité est bien de l'ordre de 75-600 coups par seconde une fois les photodiodes refroidies. Ce taux avait été mesuré sur les photodiodes avant leur intégration dans les modules. En coupant l'alimentation du laser, nous faisons des séries d'acquisition de 3000 cycles afin de mesurer le courant d'obscurité.

La figure 6.1 représente un résultat classique donnant un bruit moyen de 1 photon par cycle (i.e. 2500 coups par seconde), ce qui est supérieur au courant d'obscurité attendu. Il faut cependant prendre note que ce bruit tient aussi compte des lumières parasites présentes dans la pièce et qu'il reste très bas en comparaison du bruit de photons. Nous remarquons une certaine disparité dans les mesures des différentes photodiodes due à leur bruit qui n'est pas identique de l'une à l'autre et à la lumière parasite qui ne les atteint pas de la même manière.

Une fois que nous avons la garantie que le bruit ambiant est suffisamment faible par rapport aux mesures qui seront faites, nous pouvons régler l'intensité du flux pour nous mettre dans un régime moyen.

La modification d'intensité lumineuse se fait en utilisant des densités placées devant la diode laser. Afin de vérifier que le comptage par les photodiodes est fait correctement, nous vérifions si les mesures suivent bien une statistique de Poisson. Si c'est le cas, nous devons obtenir à partir d'une série de mesures que la moyenne des résultats égale l'écart type au carré. La figure 6.2 montre les résultats obtenus sur une moyenne de 5000 mesures.

Comme l'éclairage et la sensibilité des photodiode ne sont pas uniformes, nous avons une grande dispersion des mesures. Certaines photodiodes mesurent un flux supérieur à 600 photons par période d'échantillonnage (i.e 1,5 Mphotons/sec.) pour lequel la statistique de Poisson n'est jamais vérifiée car le seuil de saturation est atteint. Pour les valeurs inférieures à ce seuil, on remarque que certaines photodiodes ont le comportement attendu, mais que certaines ne

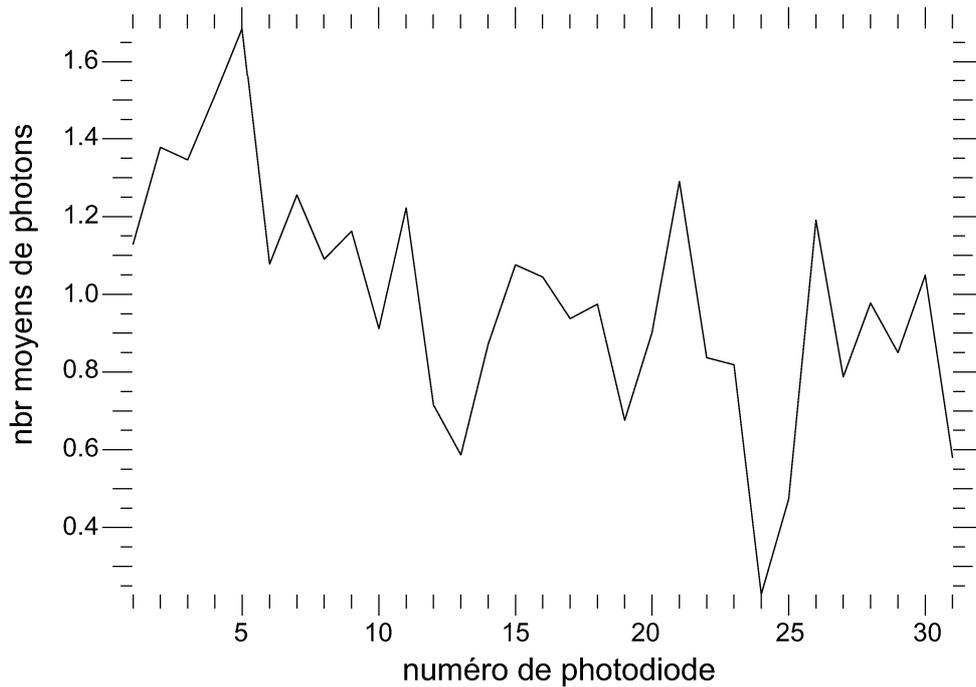


FIG. 6.1 – Moyenne du bruit ambiant et du courant d'obscurité des photodiodes sur un cycle. Le module photodiode numéro 24 est ici en panne.

suivent pas parfaitement une statistique de Poisson, sans pour autant clairement saturer. Ce phénomène peut provenir d'une deuxième impulsion produite parfois à la détection (after-pulse) et qui proviendrait d'une trop forte haute tension appliquée à la photodiode. Ceci ne s'applique a priori que pour le cas où l'écart type au carré est inférieur à la moyenne, car l'after-pulse est très corrélé au photon détecté et les deux impulsions sont statistiquement vues comme une seule. Pour les autres cas, une mauvaise régulation de la température ou des interférences électroniques pourraient être la cause des mauvaises mesures, mais nous n'avons pas réussi à l'identifier clairement. Ceci ne remet pas en cause le comptage des photons, mais afin d'être sûr d'être dans le bon régime de comptage des photodiodes, nous réglons le flux autour de 50 photons par période d'échantillonnage et par sous-pupille car à ce seuil les mesures suivent parfaitement une statistique de Poisson. En baissant ainsi le flux, nous garantissons les mesures d'intensité, mais nous perdons en rapport signal à bruit, car il sera alors aux alentours de 7.

### 6.1.2 Réglage du déphasage

Comme nous l'avons vu au chapitre 4.4.2, un circuit électronique équipe l'amplificateur du haut-parleur de la membrane vibrante permettant de rajouter un déphasage afin de synchroniser les instants d'acquisition et la modulation de la membrane.

Outre le déphasage entre la modulation et la démodulation qui a été réglé (chap. 4.2), il va se produire un déphasage de  $\pi/2$  au niveau de la membrane qui vibre à sa fréquence de résonance. Pour que notre système fonctionne de façon optimale, nous devons avoir un déphasage total d'un multiple entier de  $\pi$ . Comme l'électronique du système va aussi produire

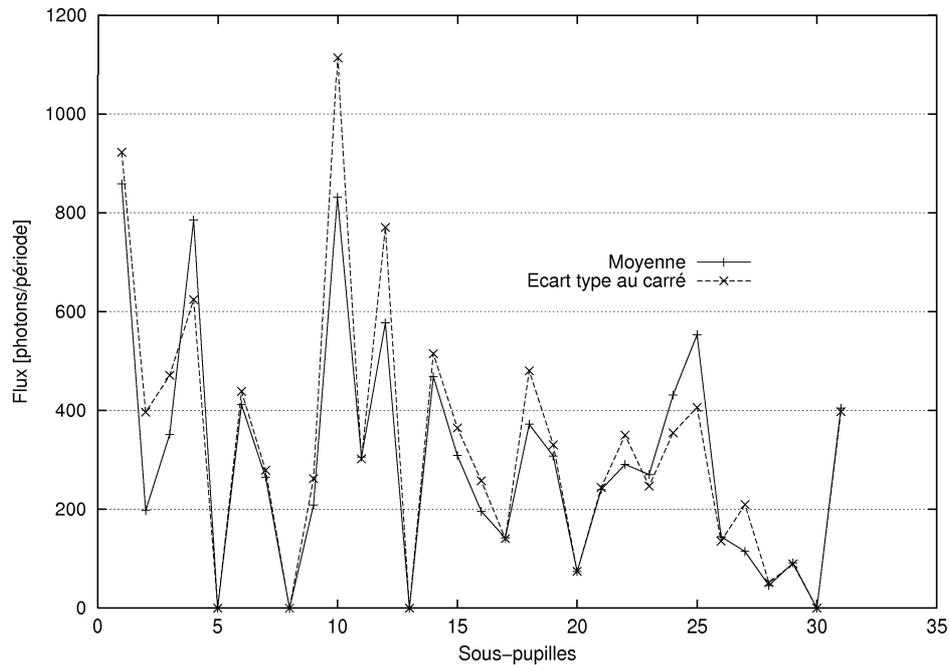


FIG. 6.2 – Moyenne et écart type au carré pour une série de 5000 mesures d'intensité des 31 sous-pupilles. Les modules photodio des numéros 5,8,13 et 30 sont ici en panne.

un léger déphasage, nous devons rechercher le déphasage à rajouter.

Afin de déterminer expérimentalement la valeur du déphasage à rajouter, nous allons faire des séries de mesures de courbure et chercher la valeur pour laquelle les courbures sont maximales. Comme la courbure est proportionnelle à la différence des intensités entre les deux plans de mesure, nous aurons la valeur maximale quand nos quatre points de mesure se trouvent aux plus près des maximums d'amplitude de la membrane. Sur la figure 6.3, nous illustrons la série de mesures qui nous a permis de trouver la valeur de  $93^\circ$  à rajouter pour être parfaitement synchronisé.

## 6.2 Analyse et correction

Une fois le système prêt à faire des acquisitions d'intensités et de courbures, il s'agit de construire une matrice d'interaction qui servira à caractériser le système et à calculer la matrice de commande.

En actionnant les actuators pour produire les fonctions d'influences, nous allons avoir une superposition de la fonction et de la forme initiale du miroir déformable. Il s'agit donc en premier lieu de s'assurer que le miroir déformable est relativement plan.

### 6.2.1 Planéité du miroir déformable

Le miroir déformable au repos n'est pas plan et pour connaître les tensions à appliquer sur ses actuators pour le rendre plan, il faut d'abord mesurer la géométrie de sa surface. Ces

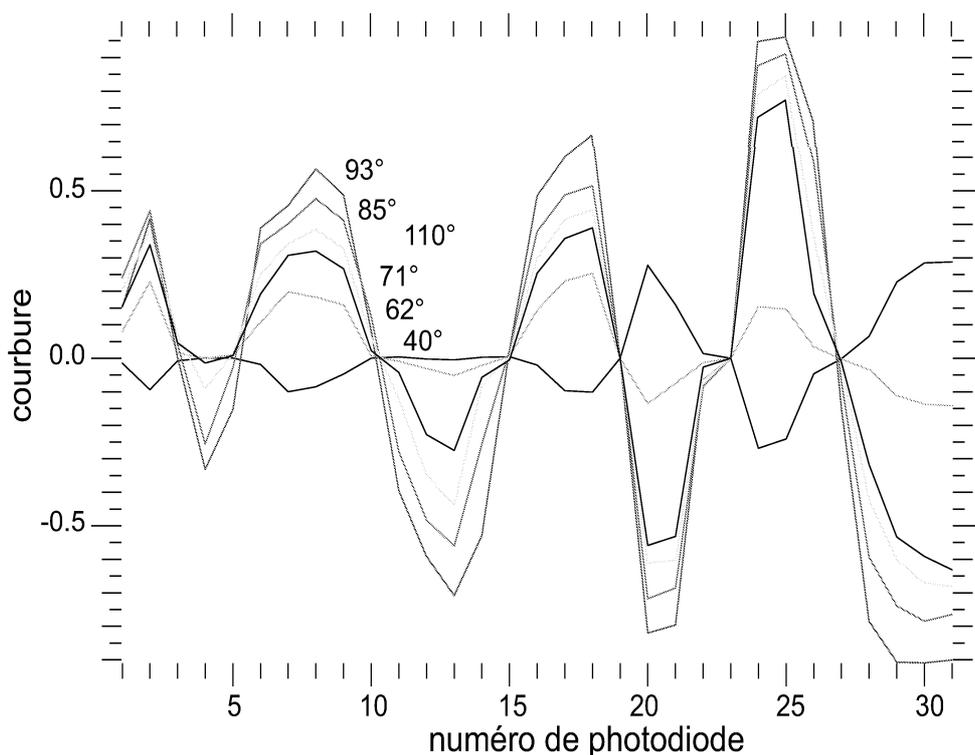


FIG. 6.3 – Courbures moyennes établies sur 5000 mesures pour les 31 photodiodes. Les différentes courbes correspondent à des déphasages différents. Les valeurs maximales de courbure correspondent à la meilleure synchronisation entre l'état physique de la membrane et l'acquisition des mesures.

mesures ont été faites par le constructeur et donnent des tensions allant jusqu'à 10% de la dynamique de certaines électrodes.

Nous avons cependant dû nous rendre à l'évidence que la surface du miroir déformable avait évolué entre ces mesures et notre utilisation, car l'application des tensions prescrites ne suffit pas à le rendre plan. Si les défauts n'étaient pas trop importants on aurait pu faire une première matrice d'interaction qui nous aurait permis de faire une matrice de commande provisoire capable de corriger suffisamment le front d'onde pour rendre notre miroir plus plan. En itérant de la sorte nous aurions ainsi pu faire converger les corrections vers une surface plane. Cette méthode a malheureusement échoué probablement du fait de défauts trop importants comme on peut le voir sur les séries d'images défocalisées de l'annexe 12.

Pour contourner le problème, nous avons utilisé une matrice d'interaction issue de nos simulations, censée reproduire les mesures de courbure des fonctions d'influence. A partir de cette matrice d'interaction, nous calculons la matrice de commande pour pouvoir corriger notre front d'onde. Afin d'avoir une bonne mesure de la courbure, nous contrôlons manuellement la boucle et nous utilisons des séries de mesures de 5000 cycles pour calculer une valeur moyenne des courbures. Sur la figure 6.4 nous montrons les mesures de courbures moyennes des 31 sous-pupilles ainsi que l'image corrigée au foyer pour une série de 4 corrections successives.

La correction appliquée à chaque itération est calculée en additionnant le produit de la matrice de commande par le vecteur des mesures de courbure avec un gain de 0,7. Nous ob-

servons clairement que cette correction fait diminuer les valeurs des courbures pour amener le miroir à une surface presque plane. Au bout de 5 itérations nous avons cependant observé une limitation de la correction, voire une ré-augmentation des erreurs. Le choix du gain élevé, ainsi qu'une matrice d'interaction non optimale peuvent expliquer ce comportement. Comme l'objectif était d'aplanir grossièrement le miroir afin de pouvoir mesurer une matrice d'interaction propre à notre système, nous n'avons pas cherché à optimiser ces paramètres.

Sur la série d'images corrigées, on remarque que le faisceau lumineux converge en même temps que les courbures diminuent. Sur la dernière image, on visualise clairement un disque lumineux central qui a le diamètre du pic central d'une tache d'Airy. On peut donc considérer que la surface de notre miroir est ainsi rendue plus plane et qu'il est possible de mesurer une matrice d'interaction

### 6.2.2 Matrice d'interaction

Pour construire une matrice d'interaction, il faut appliquer successivement une tension sur chaque électrode du miroir déformable et mesurer les courbures induites sur le front d'onde. Si nous appliquons une tension sur une électrode pendant un certain temps, nous pouvons observer que la forme du miroir évolue au lieu de garder la même déformation. De plus les matériaux piézo-électriques ont un certain hystérésis qui se manifeste quand l'on cesse de déformer le miroir et que celui-ci garde une fraction de la déformation et un creeping qui fait évoluer la surface du miroir même quand il est alimenté de façon constante. Il n'est donc pas possible de faire des séries de mesures de courbure avec une électrode ainsi sollicitée et il est nécessaire d'être dans un régime dynamique.

Dans la programmation haut niveau, il existe une procédure pour activer successivement chaque électrode avec une tension positive, puis négative. Le fait de mesurer la courbure en activant positivement et négativement l'électrode permet de prendre en compte les mesures de courbure qui ne sont pas symétriques dans les deux plans défocalisés (chap. 3.3.2). La matrice d'interaction ainsi mesurée aura des valeurs plus faibles de courbures plus fidèles et plus proches du régime linéaire. Il est aussi possible de paramétrer le temps de repos entre l'activation de deux électrodes afin de laisser le temps au miroir déformable pour se rapprocher de sa position antérieure avant activation. Cette procédure a été validée, mais a dû être fortement ralentie pour réinitialiser le système entre chaque série d'acquisitions afin de garantir l'initialisation de la file circulaire (c.f. chap.4.2).

Nous avons appliqué les valeurs des offsets qui rendent le miroir déformable plus plan, puis nous avons mesuré une matrice d'interaction. L'analyse des valeurs de cette matrice nous montre des valeurs diagonales plus importantes que les autres qui proviennent de la coïncidence entre les sous-pupilles de l'analyseur et du miroir déformable. En comparant notre matrice d'interaction avec une matrice obtenue par nos simulation (fig. 6.5), on retrouve bien des mesures de courbure fortes sur la diagonale, mais aussi parallèlement les mesures de courbure débordant sur les sous-pupilles radialement adjacentes. La matrice mesurée reste cependant très bruitée, notamment à cause d'une longueur de défocalisation relativement élevée qui fait sortir les mesures de leur régime linéaire.

Pour estimer la qualité de cette matrice, un facteur important est la dispersion des valeurs propres. Dans notre cas cette dispersion est d'environ 100 si l'on écarte la valeur propre du piston beaucoup plus faible. La dispersion des valeurs propres dépend de la distance de défocalisation utilisée : elle sera plus grande si cette distance diminue.

Les mesures de la matrice d'interaction ont été faites avec un rayon de courbure de  $\pm 400\text{mm}$

appliqué à la membrane vibrante. Nous n'avons pas vérifié les caractéristiques de la membrane vibrante et nous nous sommes référés à ses spécifications pour connaître la tension à appliquer pour produire cette courbure.

Pour estimer si la dispersion des valeurs propres de notre matrice d'interaction est cohérente, nous avons simulé des matrices d'interaction avec différentes distances de défocalisation pour retrouver des valeurs et une dispersion similaires. Sur la figure 6.6, nous illustrons le cas des valeurs propres obtenues avec 20cm et 14cm de défocalisation.

On remarque que la simulation en défocalisant de 20cm (qui devrait être le cas que nous avons réalisé) donne une dispersion des valeurs propres d'environ 30 alors que pour 15cm elle atteint 50.

Il semblerait que nous ayons courbé notre membrane un peu plus que souhaité, ce qui ne semble pas aberrant ne connaissant pas précisément son comportement. D'autre part cette matrice n'a pas été réalisée avec un miroir strictement plan, contrairement aux simulations. Pour obtenir une meilleure matrice d'interaction il est nécessaire de refaire la procédure en utilisant les tensions obtenues après itération comme valeurs d'offset en diminuant la distance défocalisation. Malheureusement suite à des problèmes techniques nous n'avons pas pu continuer ces mesures. Ce résultat reste tout de même encourageant car nous retrouvons en partie une dispersion s'approchant des valeurs simulées et confirme ainsi le bon fonctionnement de l'analyse et de la correction. Remarquons que ces mesures n'ont pas sollicité toutes les capacités de contrôle en temps réel de notre système.

### 6.2.3 Asservissement

Nos premières tentatives pour faire fonctionner le système de contrôle automatiquement en boucle fermée se sont limitées à utiliser un intégrateur comme filtre numérique et de faire varier le gain pour éviter la saturation de la commande et stabiliser l'asservissement.

Les différents essais que nous avons pu faire n'ont pas permis de faire converger la correction. Et l'image non corrigée s'est retrouvée dégradée et additionnée d'une oscillation assimilable à un tip-tilt à une fréquence d'environ 10Hz.

Le manque de temps ne nous a pas permis de continuer le réglage des différents paramètres pour stabiliser le contrôle, mais l'ajustement des points suivants devrait améliorer les performances :

- Réglage d'un flux uniforme sur toutes les sous-pupilles. Bien que la mesure soit différentielle entre les deux plans défocalisés, un flux uniforme garantirait un même rapport de signal à bruit sur toutes les mesures, ce qui aidera le système à faire converger une correction.
- Augmenter le flux. En augmentant le flux, nous pouvons avoir des mesures avec un meilleur rapport signal à bruit. Il est nécessaire cependant de bien qualifier le comportement des photodiodes et de fixer un seuil de fonctionnement ne créant pas trop de mauvaises mesures par les after-pulses.
- Baisser la longueur de défocalisation. Comme les défauts en laboratoire sont relativement faibles, il est possible de baisser la longueur de défocalisation afin d'augmenter les performances (c.f. fig. 2.19) tout en restant dans un régime linéaire.
- Améliorer la matrice d'interaction. En modifiant la distance de défocalisation lors de la mesure des fonctions d'influences, on peut construire différentes matrices d'interaction. On peut ainsi construire une matrice de commande plus adaptée.

On peut espérer qu'en modifiant ces divers paramètres on puisse faire converger une correction quand notre système fonctionne automatiquement.

Comme nous l'avons vu, tous nos tests de contrôle ont été faits avec un simple intégrateur. Il est possible que le comportement de certains éléments nécessite un contrôle plus adapté afin de permettre une convergence de la correction. Nous abordons ces aspects dans le chapitre suivant, sans avoir pu faire de vérifications expérimentales.

## 6.3 Conclusions

Nous avons pu régler les différents paramètres de notre système d'optique adaptative pour permettre sa mise en route. Les mesures faites par l'analyseur de surface d'onde et les corrections envoyées au miroir déformable se sont avérées cohérentes et ont permis de faire l'acquisition d'une matrice d'interaction.

La cohérence des corrections a pu être vérifiée visuellement par la caméra de la voie science et théoriquement en comparant les valeurs de la matrice d'interaction avec des simulations.

Le contrôle automatique en boucle fermée a néanmoins montré qu'il était nécessaire d'améliorer certains réglages afin de pouvoir faire converger une correction. Nous n'avons pas eu le temps d'effectuer ces réglages et nous proposons une liste de points à améliorer qui devrait permettre le bon fonctionnement du système.

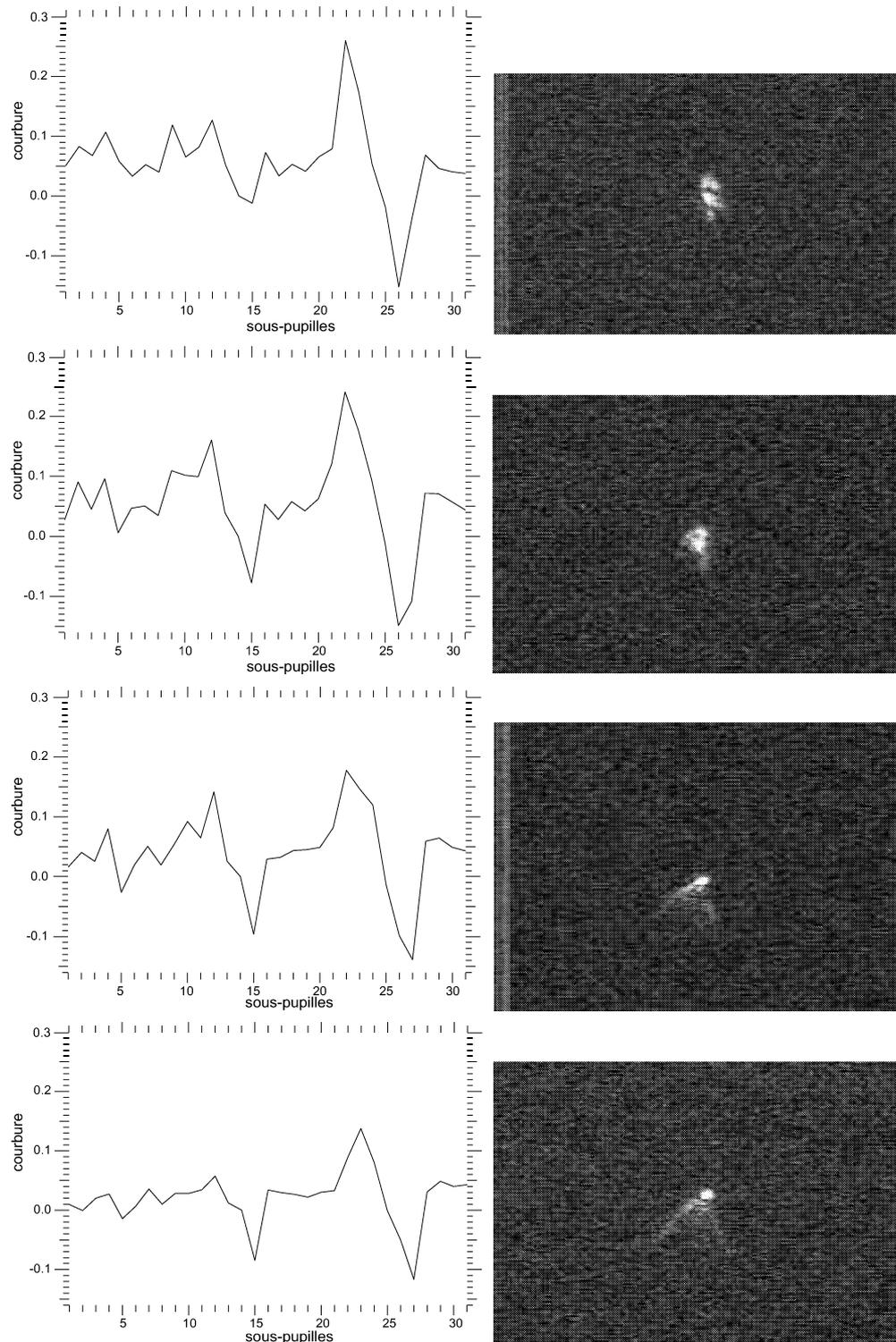


FIG. 6.4 – Correction de l'image en 4 itérations. Une moyenne de 5000 mesures de courbures est utilisée à chaque itération pour calculer la correction à appliquer sur le miroir déformable.

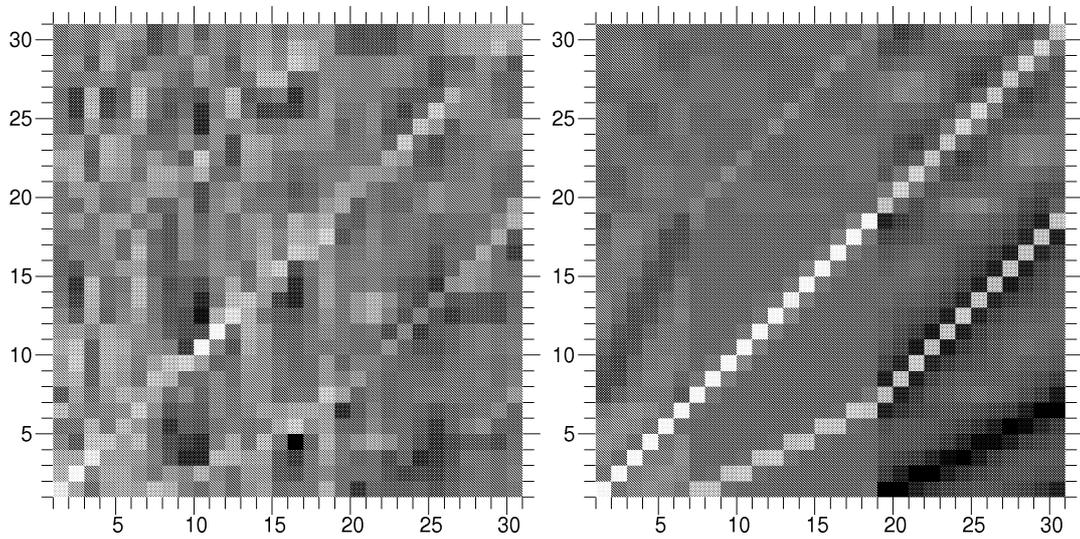


FIG. 6.5 – Matrice d’interaction mesurée (gauche) et simulée avec une distance de défocalisation de 20cm. En abscisse nous avons les actuateurs et en ordonnée les sous-pupilles. Les valeurs claires sont les plus élevées.

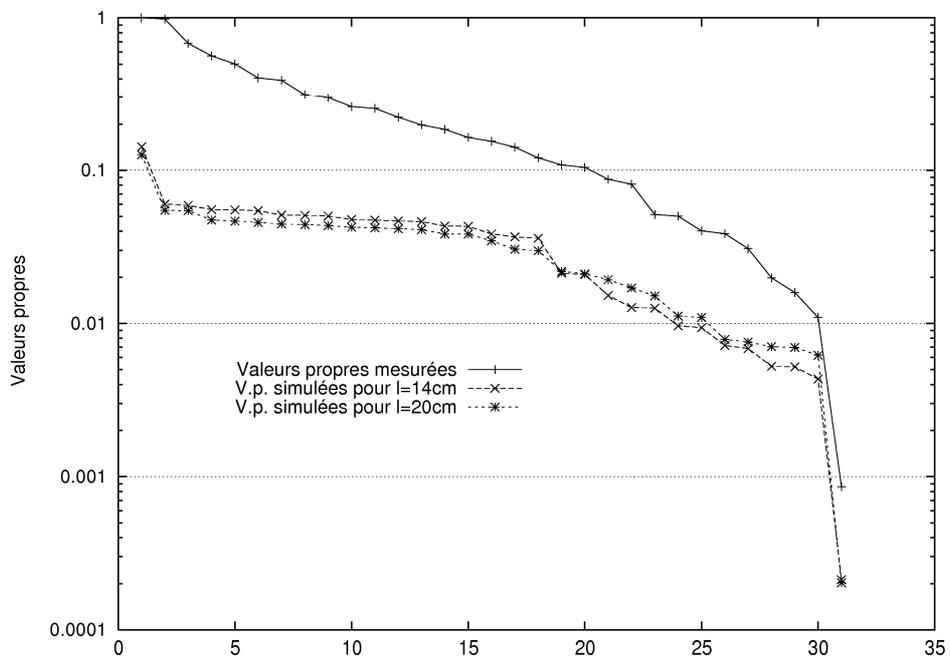


FIG. 6.6 – Valeurs propres des matrices d’interaction théoriques et mesurées.



## Troisième partie

# CONSIDÉRATIONS SUR L'ALGORITHME DE CONTRÔLE



## Introduction

Les performances d'un système d'optique adaptative sont fortement liées au contrôle numérique appliqué par le calculateur temps réel. Nous retrouvons dans la littérature la caractérisation des éléments principaux d'une boucle de contrôle, mais afin d'optimiser notre système, nous avons mesuré les caractéristiques de nos propres éléments.

Notre système fonctionne à une fréquence d'échantillonnage plus rapide que la moyenne pour pouvoir assurer des corrections dans le visible, et la bande passante dans laquelle la correction est efficace est une de ses caractéristiques essentielles. Comme nous n'avons pas pu faire de tests réels, nous avons simulé notre boucle de contrôle à partir de mesures de fonctions de transfert. Ceci nous a permis de vérifier dans quelle mesure notre système est stable et quelles seraient les optimisations envisageables.



# Chapitre 7

## Contrôle de la boucle

### 7.1 Introduction

Pour que nous puissions faire des corrections dans le domaine spectral du visible, nous aimerions faire notre analyse et nos corrections dans un temps proche du temps caractéristique de la turbulence atmosphérique. En choisissant de travailler en boucle fermée, nous améliorerons la correction des images, mais nous diminuons la bande passante. Avec une fréquence d'échantillonnage de 2500Hz, nous nous attendons classiquement à avoir une fréquence de coupure environ 10 fois inférieure, de l'ordre de 250Hz produite essentiellement par les 1,5 périodes d'échantillonnage de retard présentes dans le contrôle. Il s'agit donc ici de déterminer au mieux les fonctions de transfert de chaque élément de notre boucle de contrôle afin de déterminer les paramètres optimaux de notre calculateur pour assurer la plus grande bande passante stable.

### 7.2 Transformée en z

Dans le cas des systèmes continus, nous utilisons la transformée de Laplace pour exprimer la fonction de transfert (chap. 1.2.5), mais que se passe-t-il quand nous avons un signal d'entrée discret. Soit  $y(t)$  le signal de sortie d'un élément, sa transformée de Laplace s'exprime comme :

$$\mathcal{L}[y(t)] = \int_0^{\infty} y(t)e^{-st} dt \quad (7.1)$$

Si l'on substitue  $y(t)$  par sa fonction discrétisée 1.35 on a :

$$\mathcal{L}[y(kT)] = \sum_{k=0}^{\infty} y(kT)\delta(t - kT)e^{-kTs}$$

En substituant  $z = e^{Ts}$ , qui est un décalage de  $T$ , on a :

$$\mathcal{L}[y(kT)] = \sum_{k=0}^{\infty} y(kT)\delta(t - kT)z^{-k}$$

La transformée en z est alors définie comme suit :

$$Y(z) = \mathcal{Z}[y(kT)] = \sum_{k=0}^{\infty} y(kT)z^{-k} \quad (7.2)$$

La transformée en  $z$  est donc l'équivalent de la transformée de Laplace dans le cas d'un signal discret. Et donc de façon équivalente à 1.36, la fonction de transfert discrète en  $z$  s'écrit :

$$\frac{Y(z)}{E(z)} = G(z) \quad (7.3)$$

Soit  $e(kt) = \delta(k)$  on a donc  $E(z) = 1$  et 7.3 devient  $Y(z) = G(z)$ . Cela revient donc à dire que  $G(z)$  est la transformée en  $z$  de la réponse à une impulsion unitaire. Voyons à présent comment est transformée une fonction de transfert  $G(s)$  quand elle est dans une boucle avec un calculateur numérique (fig 7.1).

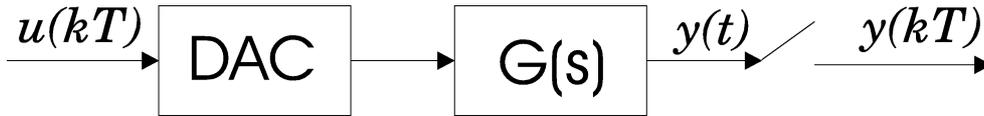


FIG. 7.1 – Élément analogique  $G(s)$  dans une boucle numérique.

Un signal numérique  $u(kT)$  sort d'un calculateur. Le DAC reçoit le signal  $u(kT)$  en  $t = kT$  et le garde constant jusqu'au signal suivant en  $t = kT + T$  et transfère donc un signal continu  $u(t)$  à l'élément représenté par  $G(s)$ . Il nous suffit de prendre comme signal d'entrée une impulsion unitaire, de calculer le signal de sortie et d'en faire la transformée en  $z$  pour avoir  $G(z)$ .

Si  $u(kT) = \delta(t)$  le signal à la sortie du DAC sera une impulsion unitaire de durée  $T$  (de 0 à  $T$ ). Soit  $1(t)$  une marche unitaire en  $t = 0$ , notre signal est donc égal à  $1(t) - 1(t - T)$ . Comme on a :

$$\mathcal{L}[1(t)] = \frac{1}{s} \quad (7.4)$$

La réponse  $Y(s)$  à une marche est  $G(s)/s$ . Comme notre signal à l'entrée de  $G(s)$  peut être vu comme la différence de deux marches décalées de  $T$ , on peut écrire :

$$Y(s) = (1 - e^{-Ts}) \frac{G(s)}{s} \quad (7.5)$$

Et donc pour avoir  $G(z)$  nous devons faire la transformée en  $z$  de  $y(kT)$ , ou simplement la transformation de  $Y(s)$  en  $Y(z)$ , donc :

$$G(z) = \mathcal{Z}[(1 - e^{-Ts}) \frac{G(s)}{s}] \quad (7.6)$$

$$= (1 - z^{-1}) \mathcal{Z}[\frac{G(s)}{s}] \quad (7.7)$$

### 7.3 Fonctions de transfert des éléments

Dans notre boucle de contrôle nous avons une série d'éléments qui fonctionnent avec un signal analogique non échantillonné. Nous pouvons les caractériser par leur fonction de transfert exprimée par sa transformée de Laplace. Une façon commode de représenter ces fonctions de transfert sera par leur diagramme de Bode, c'est-à-dire leur gain et leur déphasage en fonction

de la fréquence. Les éléments classiques de la boucle ont déjà été décrits et analysés dans la littérature ([Boyer and Gaffard, 1991], [Demerlé et al., 1993]). Nous ajoutons ici la description détaillée des éléments propres à notre système.

### 7.3.1 L'analyseur de surface d'onde

L'analyseur de surface d'onde est constitué de photodiodes qui émettent une impulsion pour chaque photon détecté. Ces impulsions vont être comptabilisées par les LCAs de la carte Shakti, mais l'on peut considérer que cette opération est plutôt liée à l'analyseur afin de la séparer de la fonction de transfert du calculateur qui servira au contrôle.

Le comptage des impulsions est similaire à une intégration sur une période  $T$ , ainsi on peut écrire que le signal  $b(t)$  qui est délivré au calculateur s'exprime comme :

$$b(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t f(t) dt \quad (7.8)$$

où  $f(t)$  est le signal délivré par les modules photodiodes.

On peut aussi écrire :

$$b(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^{\infty} f(t) dt - \frac{1}{T} \int_t^{\infty} f(t) dt$$

Ainsi l'intégration se divise en deux termes identiques mais décalés d'un temps  $T$ . Comme la fonction de transfert pour un décalage temporel de  $T$  s'écrit  $e^{-Ts}$  et que celle pour une intégration de  $t$  à l'infini,  $\frac{1}{s}$ , on peut exprimer la fonction de transfert de l'analyseur de surface d'onde comme suit :

$$ASO(s) = \frac{1 - e^{-Ts}}{Ts} \quad (7.9)$$

En prenant comme fréquence d'échantillonnage 2500Hz (i.e.  $T=0,0004$ sec) nous obtenons le diagramme de Bode des figures 7.2 et 7.3.

Le terme en  $e^{-Ts}$  représente le premier retard d'une période d'échantillonnage qui intervient dans la boucle de contrôle. Il provient du fait qu'il est nécessaire de faire une lecture complète des capteurs pour pouvoir utiliser les données mesurées et il est indépendant de l'analyseur utilisé.

### 7.3.2 Le calculateur

#### Retard

Le calculateur doit calculer le vecteur de commande en temps réel pour l'envoyer sur le miroir déformable. On peut considérer qu'il effectue ce calcul pendant le temps  $\tau$  qui est une fraction de  $T$ . Cela induit donc un retard que l'on exprime comme  $e^{-\tau s}$ . Dans notre cas, ce temps est estimé entre  $100\mu s$  et  $200\mu s$  et nous considérons le cas le plus défavorable dans l'analyse qui suit. Comme pour l'intégration des photons, on peut séparer la fonction de transfert du retard de celle du contrôle du calculateur.

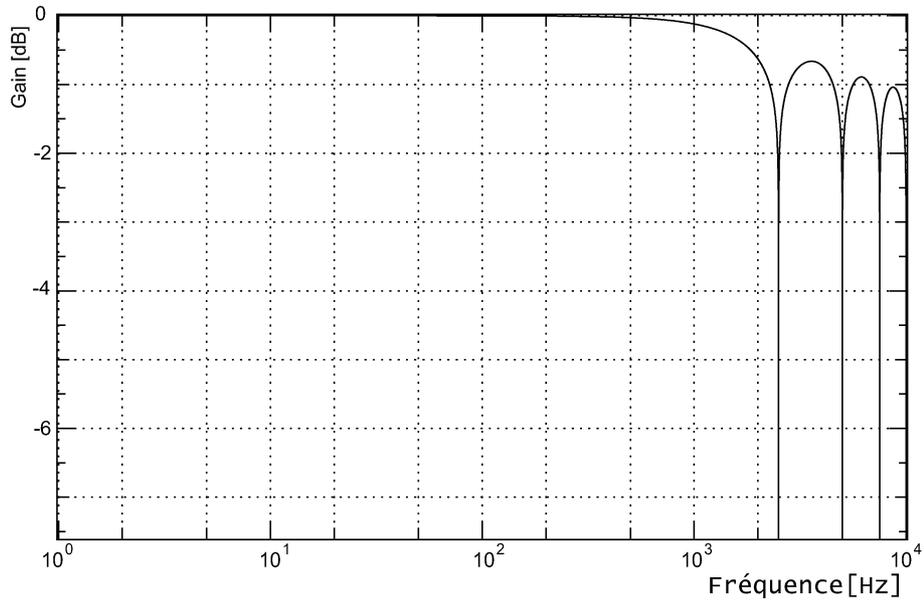


FIG. 7.2 – Gain de la fonction de transfert de l'analyseur de surface d'onde.

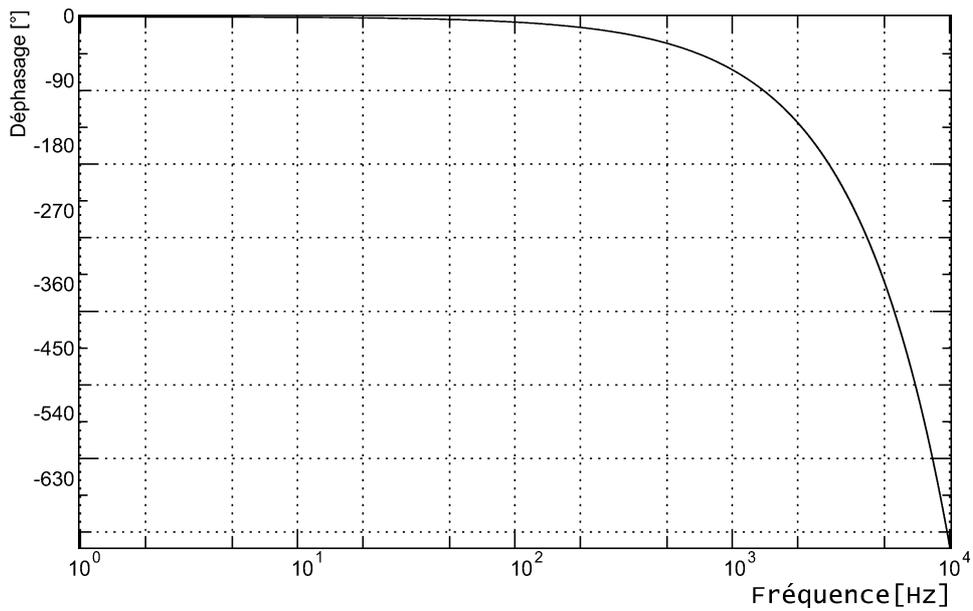


FIG. 7.3 – Phase de la fonction de transfert de l'analyseur de surface d'onde.

### Filtrage

Les contrôles numériques que l'on peut mettre en oeuvre sont divers et répondent aux contraintes et buts du système. Nous verrons au chapitre suivant les optimisations souhaitables dans notre cas, et nous traitons ici juste le cas minimum d'un intégrateur qui nous garantit une erreur statique nulle.

Soit  $u_k$  le signal de sortie au temps  $kT$  et  $b_k$  le signal d'entrée au temps  $kT$ . Un intégrateur simple consiste à intégrer selon un rectangle de durée  $T$ , c'est à dire :

$$u_k = u_{k-1} + gb_k \quad g \text{ est le gain} \quad (7.10)$$

Si nous voulons trouver la fonction de transfert de cet intégrateur, nous utilisons la définition de la transformée en  $z$  :

$$U(z) = \sum_{k=0}^{\infty} u_k z^{-k} \quad (7.11)$$

En multipliant 7.10 par  $z^{-k}$  et en sommant sur  $k$ , nous avons :

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} u_k z^{-k} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} u_{k-1} z^{-k} + g \sum_{k=-\infty}^{\infty} b_k z^{-k} \quad (7.12)$$

en posant  $k - 1 = j$  on peut transformer le terme en  $k - 1$  tel que :

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} u_{k-1} z^{-k} = \sum_{j=-\infty}^{\infty} u_j z^{-(j+1)} = z^{-1} U(z) \quad (7.13)$$

et donc la relation devient :

$$U(z) = z^{-1} U(z) + gB(z) \quad (7.14)$$

on en tire finalement la fonction de transfert,  $H(z)$  :

$$\frac{U(z)}{B(z)} = H(z) = \frac{g}{1 - z^{-1}} \quad (7.15)$$

### 7.3.3 Le DAC

La fonction du DAC est de transformer un signal digital en un signal analogique. La fonction la plus communément utilisée pour cette transformation est de retenir le signal échantillonné constant pendant la période d'échantillonnage et créer ainsi un signal continu en créneaux.

Sa fonction de transfert sera donc identique à celle de l'analyseur qui compte les impulsions pendant un temps  $T$  :

$$DAC(s) = \frac{1 - e^{-Ts}}{Ts} \quad (7.16)$$

Le DAC produit donc un deuxième retard d'une période d'échantillonnage qui va pénaliser la bande passante de la boucle fermée de notre contrôle.

### 7.3.4 L'amplificateur

L'amplificateur fonctionne comme un filtre passe-bas, et il a sa fréquence de coupure bien supérieure à celle du domaine dans lequel nous devons travailler.

Afin de pouvoir déterminer une fonction de transfert analytique de l'amplificateur, nous faisons une série de mesures en mesurant sa réponse pour un signal sinusoïdal. En faisant varier la fréquence du signal d'une amplitude de  $\pm 50\text{mV}$  sur une entrée, nous avons construit le diagramme de Bode de l'amplificateur (fig. 7.4 et 7.5). On observe clairement son comportement de filtre passe-bas avec un gain qui décroît avec une pente de  $-3\text{dB/décade}$ . Nous pouvons donc le modéliser par une fonction du premier ordre correspondant à cette pente :

$$A(f) = \frac{1}{1 + j\frac{f}{f_p}}$$

où  $f_p$  est la fréquence du pôle.

En fonction de  $s = j2\pi f$ , et avec  $\omega_p = 2\pi f_p$  nous avons :

$$A(s) = \frac{\omega_p}{s + \omega_p} \quad (7.17)$$

En l'ajustant au mieux sur la partie haute fréquence de la fonction de transfert mesurée sur l'ensemble amplificateur et miroir déformable, nous trouvons une fréquence de coupure de  $1850\text{Hz}$ . La modélisation du gain est proche des mesures, par contre nous observons une divergence du déphasage entre le modèle et les mesures pour les hautes fréquences. Il semblerait que l'amplificateur ait un comportement variable selon la charge mise en sortie et qu'il est plus prudent de le mesurer couplé avec le miroir déformable.

### 7.3.5 Le miroir déformable

Pour connaître la fonction de transfert du miroir déformable nous devons agir sur ses actionneurs et mesurer leur réaction. Il ne nous est pas possible de mesurer la fonction de transfert du miroir seul, car nous devons utiliser l'amplificateur pour agir sur les actionneurs.

Pour pouvoir mesurer de façon quantitative le déphasage et le gain, nous avons placé une photodiode dans le montage Ebert-Fastie de notre banc test, après la deuxième réflexion sur le miroir parabolique et en amont du foyer (fig.7.6).

En envoyant un signal sinusoïdal sur la totalité des entrées des l'amplificateurs qui pilotent le miroir bimorphe, nous le rendons alternativement concave et convexe. Comme la photodiode a une surface plus petite que le faisceau qu'elle intercepte, elle va mesurer la variation du flux en fonction de l'oscillation. En comparant le signal modulé envoyé sur les amplificateurs et celui mesuré par la photodiode, on peut calculer la fonction de transfert de l'ensemble miroir-amplificateur.

Les mesures nous montrent clairement deux résonances à basse fréquence ( $<1000\text{Hz}$ ) qui semblent dues au support du miroir déformable, et une à haute fréquence autour de  $2500\text{Hz}$  qui est sa fréquence propre (fig. 7.7 et 7.8). Pour modéliser cette fonction de transfert nous essayons de reproduire les résonances avec des fonctions du second ordre. Pour les deux résonances à basse fréquence nous pouvons identifier des couples de pôles et de zéros, alors que pour la résonance propre, seul le pôle est identifiable dans la bande de fréquences de nos mesures. On peut ainsi exprimer la fonction de transfert du miroir seul comme le produit de ces trois résonances :

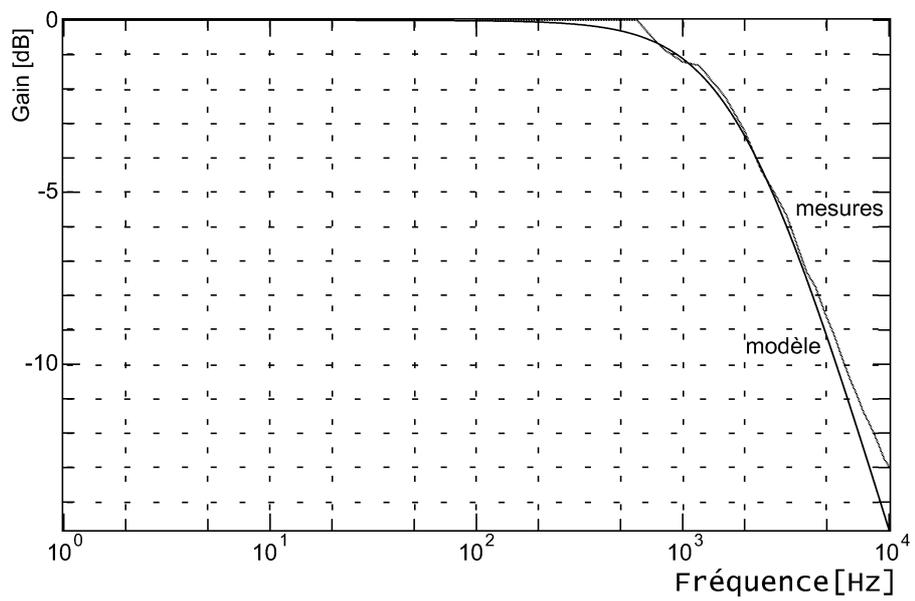


FIG. 7.4 – Gain mesuré et modélisé de la fonction de transfert de l'amplificateur.

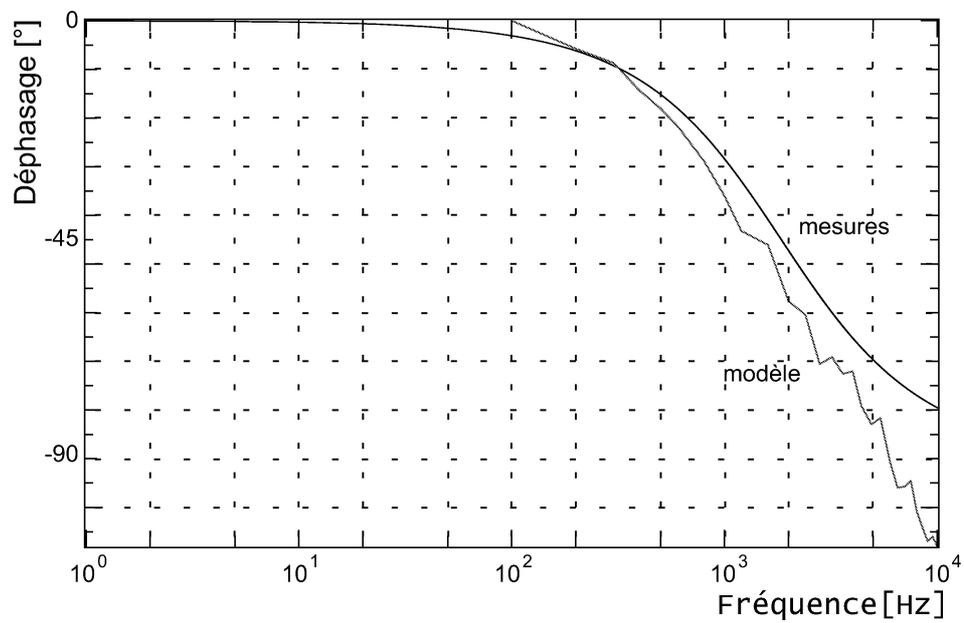


FIG. 7.5 – Phase mesurée et modélisée de la fonction de transfert de l'amplificateur.

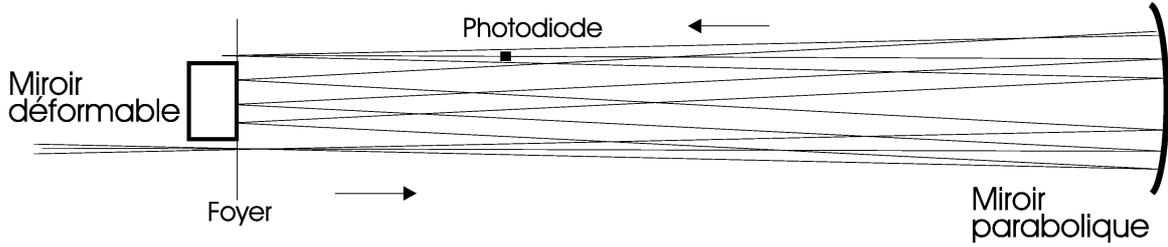


FIG. 7.6 – Montage Ebert-Fastie avec une photodiode pour la mesure de la fonction de transfert du miroir déformable.

$$M(s) = \frac{\omega_{p,1}^2}{\omega_{z,1}^2} \cdot \frac{s^2 + 2\zeta_{z,1}\omega_{z,1}s + \omega_{z,1}^2}{s^2 + 2\zeta_{p,1}\omega_{p,1}s + \omega_{p,1}^2} \times \frac{\omega_{p,2}^2}{\omega_{z,2}^2} \cdot \frac{s^2 + 2\zeta_{z,2}\omega_{z,2}s + \omega_{z,2}^2}{s^2 + 2\zeta_{p,2}\omega_{p,2}s + \omega_{p,2}^2} \times \frac{\omega_{p,3}^2}{s^2 + 2\zeta_{p,3}\omega_{p,3}s + \omega_{p,3}^2} \quad (7.18)$$

avec  $\omega_{a,j} = 2\pi f_a^j$ ,  $f_a^j$  étant les fréquences de résonance et  $\zeta_{a,j}$  les facteurs d'amortissement.

En y ajoutant le modèle de l'amplificateur du chapitre précédent, nous avons remarqué qu'un modèle d'amplificateur du second ordre donne de meilleurs résultats que le premier ordre (fig. 7.7 et 7.8). Malgré le fait que nous ayons clairement mesuré une décroissance du gain du premier ordre pour l'amplificateur seul, il semblerait que son comportement soit modifié lorsqu'il est couplé au miroir bimorphe. Ce phénomène pourrait s'expliquer par la capacité des électrodes du miroir bimorphe, mais nous n'avons pas pu clarifier ce point. Au regard des mesures nous choisissons tout de même de prendre le modèle du second ordre pour l'amplificateur et nous résumons les valeurs des paramètres utilisés dans le tableau 7.1.

Résonance	pôle [Hz]	amortissement	zéro[Hz]	amortissement
1 <sup>re</sup> résonance	$f_p^1 = 450$	$\zeta_p^1 = 0.13$	$f_z^1 = 500$	$\zeta_z^1 = 0.08$
2 <sup>me</sup> résonance	$f_p^2 = 680$	$\zeta_p^2 = 0.09$	$f_z^2 = 750$	$\zeta_z^2 = 0.12$
résonance principale	$f_p^3 = 2478$	$\zeta_p^3 = 0.011$		
amplificateur	$f_p = 1850$	$\zeta = 0.7$		

TAB. 7.1 – Mesures des pôles et des zéros de la figure 7.7 avec  $\zeta_a^j = \zeta_{a,j}$ .

## 7.4 Stabilité et bande passante

En considérant dans un premier temps les éléments de notre système qui fonctionnent en continu (analyseur, retard de calcul, amplificateur et miroir déformable) on peut exprimer leur fonction de transfert totale comme leur produit :

$$F(s) = ASO(s) * e^{-\tau s} * A(s) * M(s) \quad (7.19)$$

Comme tous ces éléments sont inclus dans une boucle de contrôle numérique avec un échantillonneur et un DAC pour gérer le passage numérique-analogique, nous pouvons exprimer leur fonction de transfert totale en fonction de  $z$ . En utilisant la relation 7.7, nous pouvons calculer  $F(z)$ .

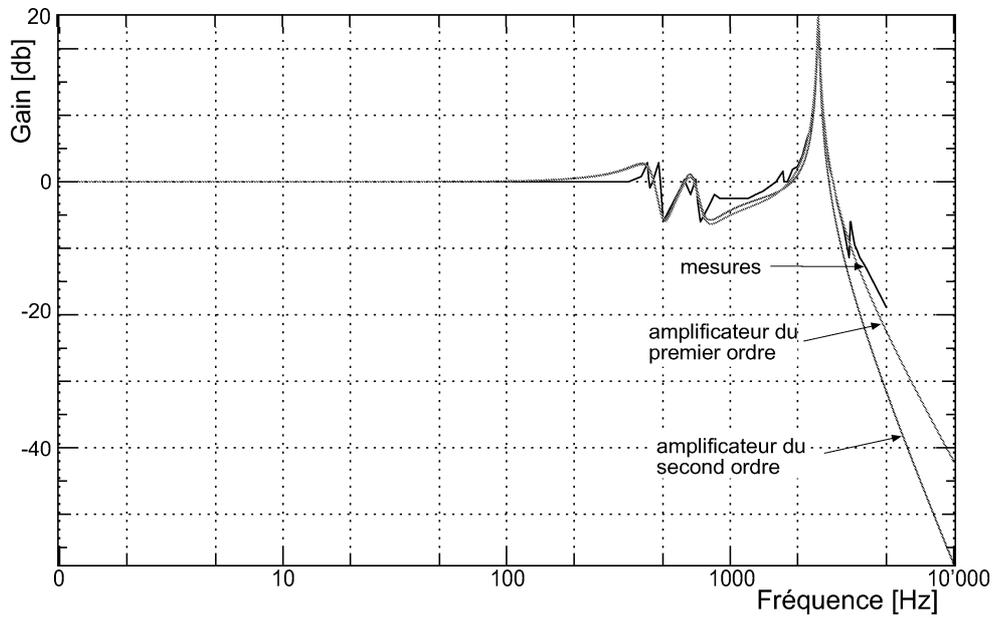


FIG. 7.7 – Gain de la fonction de transfert modélisée et mesurée du miroir déformable et de l'amplificateur.

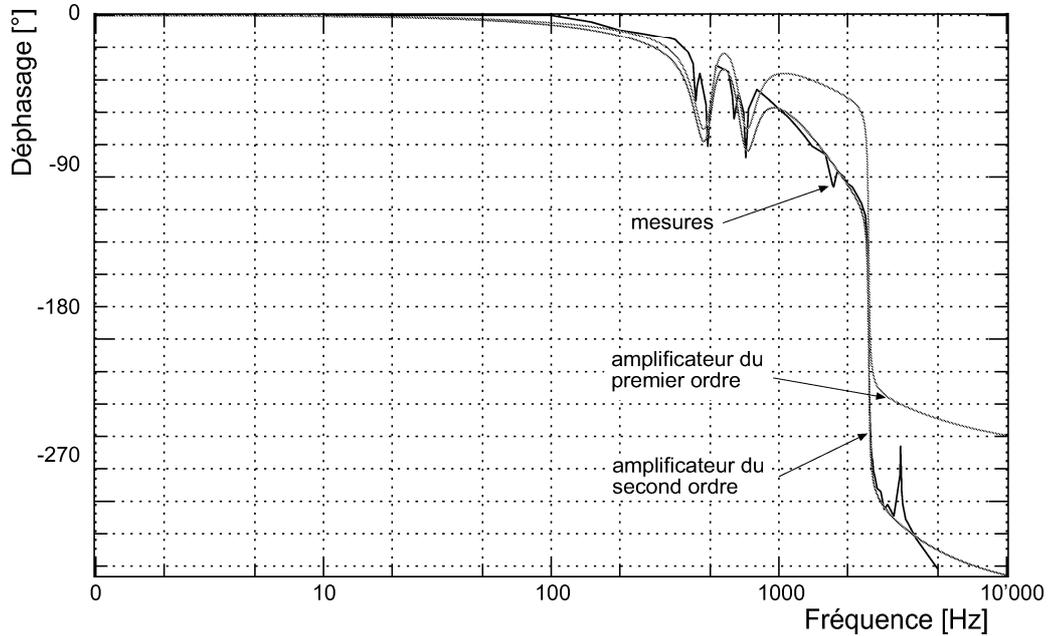


FIG. 7.8 – Phase de la fonction de transfert modélisée et mesurée du miroir déformable et de l'amplificateur.

$$F(z) = (1 - z^{-1}) \mathcal{Z} \left[ \frac{ASO(s) * e^{-\tau s} * A(s) * M(s)}{s} \right] \quad (7.20)$$

Cette opération n'est pas tout à fait triviale, et nous avons utilisé une routine sous MatLab pour exprimer  $F(z)$  comme un polynôme en  $z$ . Finalement, la fonction de transfert globale de notre système s'exprime comme le produit de  $F(z)$  par la fonction de transfert du calculateur (eq. 7.15). Dans le cas d'un intégrateur de gain  $g$ , nous avons donc :

$$G(z) = g * \frac{F(z)}{1 - z^{-1}} \quad (7.21)$$

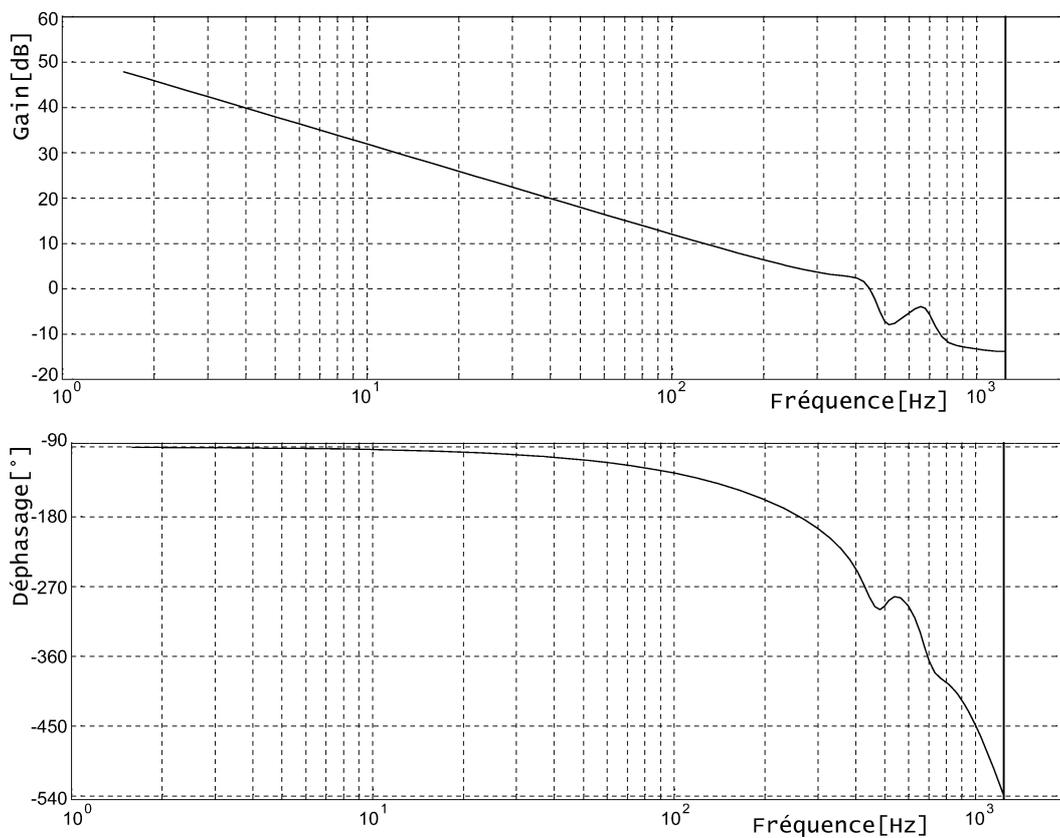


FIG. 7.9 – Diagramme de Bode de la boucle ouverte numérisée avec un gain unité.

En analysant la fonction de transfert de la boucle ouverte (fig. 7.9), nous observons que les deux résonances à basse fréquence du miroir déformable sont bien présentes, mais légèrement décalées vers les basses fréquences. Ce phénomène se produit lors de la numérisation avec une période d'échantillonnage légèrement trop faible pour reproduire précisément le signal.

La résonance principale du miroir déformable qui se situe proche de la fréquence d'échantillonnage n'apparaît plus dans la boucle ouverte. On aurait pu craindre un repliement de cette fréquence lors de la numérisation qui l'aurait ramenée dans les basses fréquences de la boucle ouverte en perturbant totalement le contrôle. En fait, comme la fréquence de résonance est proche de celle d'échantillonnage, la fonction de transfert de l'analyseur qui a une chute de

gain à cette fréquence atténué très fortement la résonance et ce n'est donc plus qu'un faible signal qui est replié (fig. 7.10).

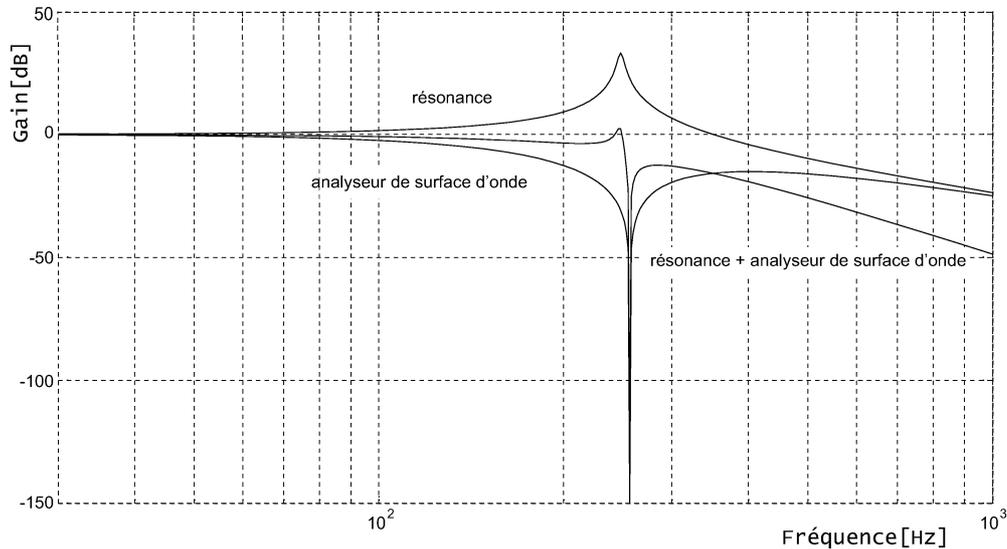


FIG. 7.10 – Gain de la résonance principale du miroir déformable et de l'analyseur de surface d'onde.

L'analyse de la boucle fermée (fig. 7.11) nous montre que la première résonance à basse fréquence du miroir déformable s'ajoute à l'over-shoot classique dû à un gain élevé. Comme la stabilité du système est conditionnée par cette amplitude, on peut craindre que la résonance ne diminue les performances de notre système et nous étudierons ceci au chapitre suivant. La deuxième résonance à basse fréquence est loin après l'over-shoot, à très faible gain, et comme nous l'attendions, la résonance principale n'est plus identifiable car pratiquement totalement atténuée.

Afin d'avoir un système stable, nous devons vérifier que le gain en boucle ouverte n'est pas trop élevé quand le signal atteint un déphasage de  $-180^\circ$  correspondant à une inversion de la correction. Il est donc nécessaire d'avoir une marge de gain inférieure à  $-3\text{dB}$  quand le signal est à  $-180^\circ$  et une marge de phase d'au moins  $45^\circ$  supérieur à  $-180^\circ$  ([Demerlé et al., 1993]) quand la correction devient positive, c'est à dire à  $0\text{dB}$ . On vérifie ensuite que l'over-shoot ne dépasse pas  $2,3\text{dB}$  ([Madec, 1999]) en boucle fermée. En choisissant un gain de  $0,3$  pour l'intégrateur, nous arrivons à avoir ce gain maximum avec une marge de gain de  $-6\text{dB}$  et une marge de phase de  $60^\circ$ , qui assure une bonne stabilité à notre système (fig. 7.12).

Il y a plusieurs critères pour déterminer la bande passante d'un système automatique, mais dans notre cas, le plus réaliste consiste à déterminer à quelle fréquence l'erreur résiduelle a un gain nul. En effet, à partir de cette fréquence, le signal réinjecté à l'entrée du système est plus grand que celui entrant et le front d'onde ne pourra plus être corrigé. En calculant le gain de la fonction de transfert de l'erreur, nous trouvons ainsi une bande passante de  $105\text{Hz}$  (fig. 7.13).

Cette bande passante est plus faible que celle qui était souhaitée de l'ordre de  $200\text{Hz}$ . Si l'on veut augmenter cette bande passante, il va falloir optimiser le contrôle.

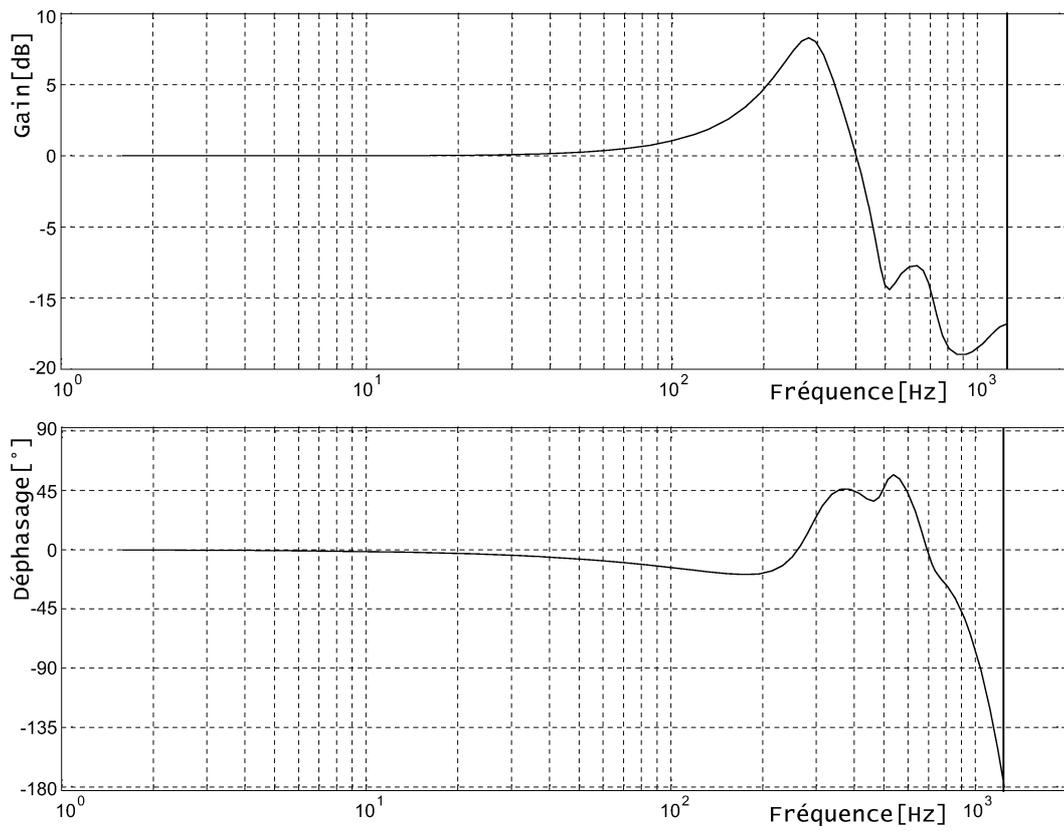


FIG. 7.11 – Diagramme de Bode de la boucle fermée numérisée avec un gain unité.

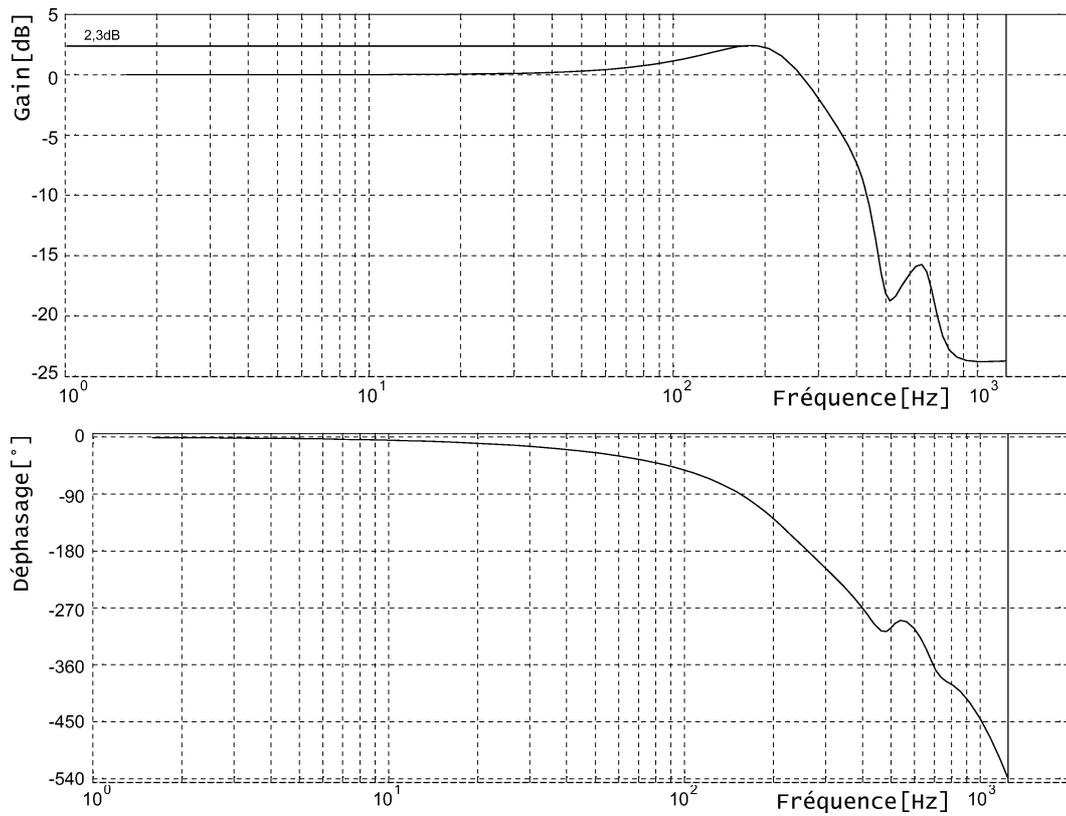


FIG. 7.12 – Diagramme de Bode de la boucle fermée numérisée avec un gain de 0,3 garantissant la stabilité du contrôle.

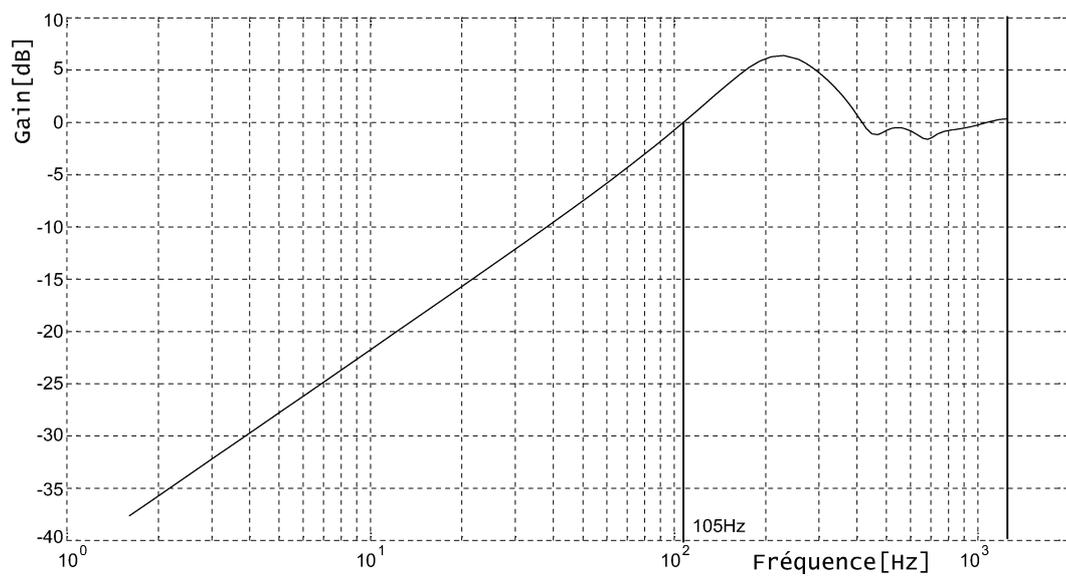


FIG. 7.13 – Gain de la fonction de transfert de l'erreur résiduelle avec un intégrateur de gain 0,3.

## 7.5 Optimisation

### 7.5.1 Compensateur

La largeur de la bande passante est fortement limitée à cause de la période et demie d'échantillonnage de retard présente dans la boucle de contrôle. Afin de compenser cet effet, Demerlé ([Demerlé et al., 1993]) propose de remplacer l'intégrateur de la boucle de contrôle par un compensateur relativement facile à mettre en oeuvre sous la forme d'un filtre numérique polynomial (éq. 2.2) :

$$C(z) = \frac{(1 - \alpha)z^2}{(z - 1)(z + (1 - \alpha))} \quad (7.22)$$

Si l'on veut réaliser un tel compensateur dans notre calculateur, il nous faut l'exprimer sous une forme semblable à 7.10 :

$$C(z) = \frac{U(z)}{B(z)} = \frac{(1 - \alpha)z^2}{(z - 1)(z + (1 - \alpha))} \quad (7.23)$$

en refaisant les étapes inverses des calculs précédents, nous avons :

$$U(z)(z - 1)(z + (1 - \alpha)) = (1 - \alpha)z^2 B(z) \quad (7.24)$$

et en fonction de  $u_k$  et  $b_k$  cela donne :

$$u_k = (1 - \alpha)b_k + (1 - \alpha)u_{k-2} + \alpha u_{k-1} \quad (7.25)$$

Nous avons utilisé ce compensateur et présentons le gain de la nouvelle fonction de transfert pour différents paramètres  $\alpha$  sur la figure 7.14 ainsi que celui de l'erreur résiduelle sur la figure 7.15.

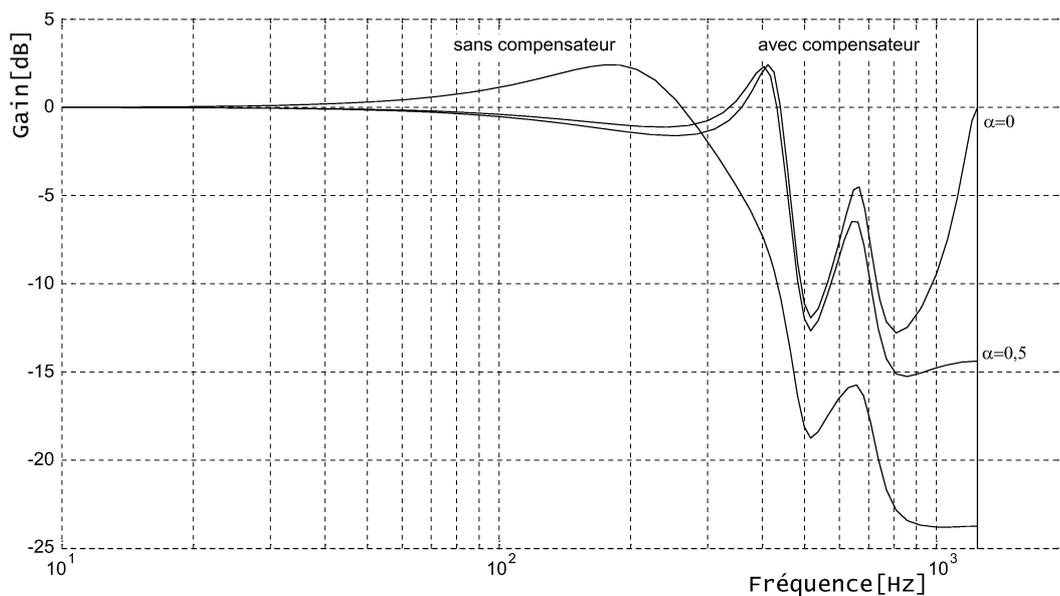


FIG. 7.14 – Gain de la fonction de transfert avec et sans compensateur.

On observe sur ces figures que lorsque l'on diminue  $\alpha$ , le gain décroît avant l'over-shoot et le seuil de 0dB de l'erreur se déplace vers une plus haute fréquence. Ainsi le choix de ce paramètre est un compromis entre l'augmentation de la bande passante et le gain de correction. Dans notre cas on observe qu'il a aussi une incidence sur le comportement des résonances du miroir déformable. Sur la figure 7.15, on observe que la diminution de  $\alpha$  provoque une augmentation sensible de la deuxième résonance à basse fréquence du miroir déformable. Bien que le gain de la boucle fermée à cette fréquence de résonance soit faible, il subsiste un risque d'augmentation du gain de la boucle de contrôle avec une erreur résiduelle de plusieurs dB.

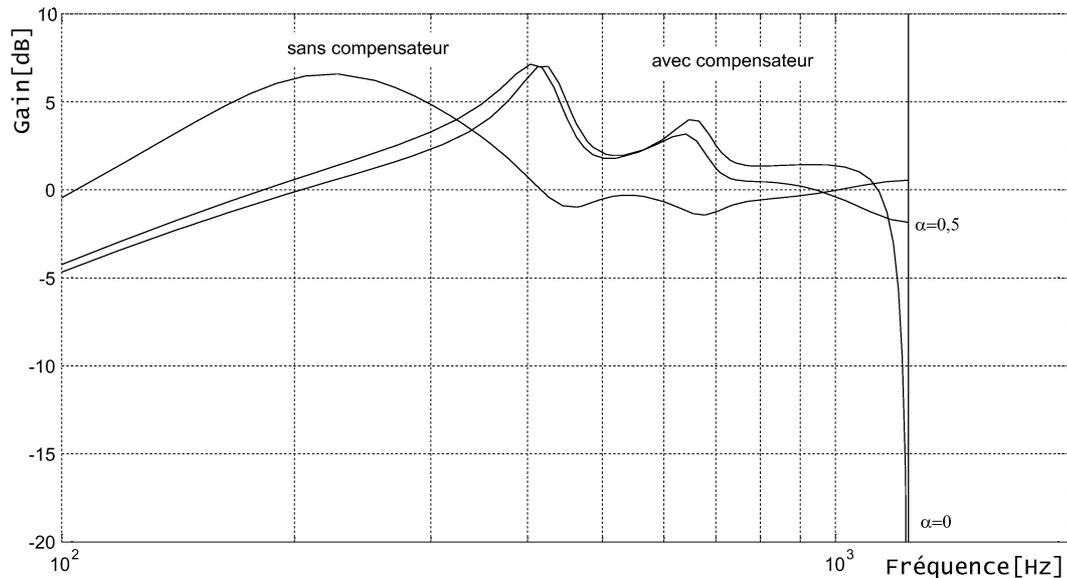


FIG. 7.15 – Gain de l'erreur résiduelle avec et sans compensateur.

En prenant  $\alpha=0,3$ , qui est un compromis entre les deux cas présentés sur la figure 7.14, nous pouvons ajuster le gain de l'intégrateur en boucle fermée à 0,95 afin de garder le maximum de l'over-shoot en dessous de 2,3dB et avoir ainsi une bande passante de 190Hz. Nous vérifions que ces paramètres donnent un système stable avec une marge de phase de  $70^\circ$  et une marge de gain de -5dB. Notons que bien que le système semble stable, l'over-shoot est relativement serré avec une forte pente amplifiée par la présence de la première résonance à basse fréquence du miroir déformable. Pour être certain du comportement aux alentours de l'over-shoot il est nécessaire de faire un étude plus approfondie que nous n'avons pas jugée nécessaire dans notre cas. Pour diminuer l'effet des résonances à basse fréquence du miroir qui semble provenir de son support mécanique nous pouvons modifier les points d'attache. Il est aussi possible de réaliser des filtres numériques s'ajoutant au compensateur mais au risque de rendre trop complexe le contrôle du système.

### 7.5.2 Filtre PID

Il est possible d'ajouter un filtre passe-bas au niveau du contrôle pour diminuer le gain des résonances du miroir déformable, mais celui-ci va provoquer un déphasage trop important qui va diminuer très fortement la bande passante. Pour compenser le gain sans provoquer de trop grand déphasage, nous proposons d'utiliser un filtre PID (Proportionnel Intégral Dérivatif)

adapté à chaque résonance.

Un filtre PID dans sa version élémentaire peut s'exprimer en fonction de  $s$  comme l'addition de ses trois composants :

$$PID(s) = 1 + \frac{f1}{s} + s \cdot f2 \quad (7.26)$$

où  $f1$  et  $f2$  sont les fréquences pour lesquelles le filtre va atteindre un minimum ( $f1$ ), rester constant, et croître ( $f2$ ).

Le désavantage d'un tel filtre est qu'il crée un déphasage de  $-90^\circ$  qui est trop contraignant dans notre cas. Afin de diminuer ce déphasage tout en ne créant pas de gain trop fort en dehors de la résonance, nous pouvons corriger ce filtre PID de la façon suivante ([Demerlé, 1993]) :

$$PID(s) = \frac{1 + s/f1}{1 + s/f0} + \frac{1 + s/f2}{1 + s/f3} - 1 \quad (7.27)$$

où  $f0$  est la fréquence à partir de laquelle le signal va décroître.  $f1$  celle à laquelle il va atteindre un minimum.  $f2$  celle à partir de laquelle il va croître après avoir été constant, et  $f3$ , celle à laquelle il revient à son niveau sans filtre.

Sur les figures 7.16 et 7.17, nous représentons le diagramme de Bode pour un filtre PID classique, ainsi qu'un filtre PID corrigé. Sur chaque figure on peut voir l'effet de ces filtres sur la première résonance à basse fréquence du miroir déformable.

En comparant ces figures, on note que le filtre PID corrigé permet d'atténuer fortement la montée du gain au voisinage de la résonance tout en ne créant qu'un très faible déphasage de quelques degrés.

Nous avons pu optimiser deux filtres de ce type pour chaque résonance afin de minimiser les répercussions sur la largeur de la bande passante tout en diminuant l'amplitude des deux résonances trop importantes dans la boucle fermée et l'erreur résiduelle. Sur les figures 7.18 et 7.19, nous présentons les nouvelles fonctions de transfert filtrées par les PID corrigés et par le compensateur du calculateur.

Sur la figure 7.18 on compare le gain de la boucle fermée avec et sans les filtres PID corrigés. Dans les deux cas, nous avons optimisé le gain afin de limiter l'over-shoot à 2,3dB et l'on observe un net adoucissement de l'over-shoot dans le cas filtré. Cet adoucissement stabilise le comportement du système autour de la première résonance, mais diminue la bande passante, car la perte de gain intervient plus tôt que dans le cas sans filtre.

Comme l'over-shoot est plus faible avec les filtres PID corrigés, il est possible de diminuer le paramètre  $\alpha$  du compensateur afin d'augmenter la bande passante. En le fixant à zéro, on obtient la plus grande bande passante possible avec ce filtre.

Finalement en reprenant le critère sur l'erreur résiduelle pour fixer la bande passante, on déduit une bande passante autour de 150Hz pour le cas utilisant les deux filtres PID corrigés et le compensateur numérique. Cette diminution de la bande passante est le compromis pour une plus grande stabilité de la correction, car ainsi le gain autour des fréquences de résonance est fortement atténué.

L'optimisation faite ici sur les paramètres des filtres PID corrigés et du compensateur est très générale, car elle se limite à déterminer les paramètres qui offrent une bande passante maximale avec un critère sur le maximum de l'over-shoot. Nous avons choisi cette approche car il s'agissait pour nous de vérifier les capacités de notre système à assurer une bande passante de l'ordre de 200Hz.

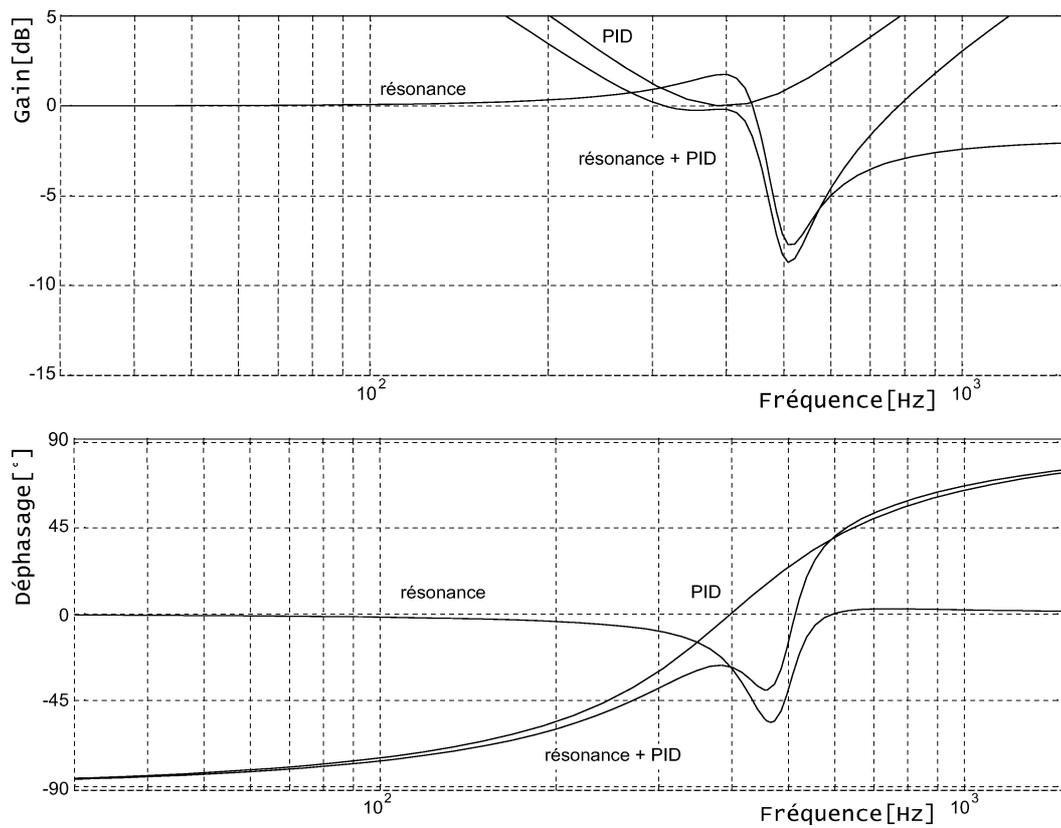


FIG. 7.16 – Diagramme de Bode en boucle ouverte d'un filtre PID (éq. 7.26) calculé pour atténuer la première résonance à basse fréquence du miroir déformable.

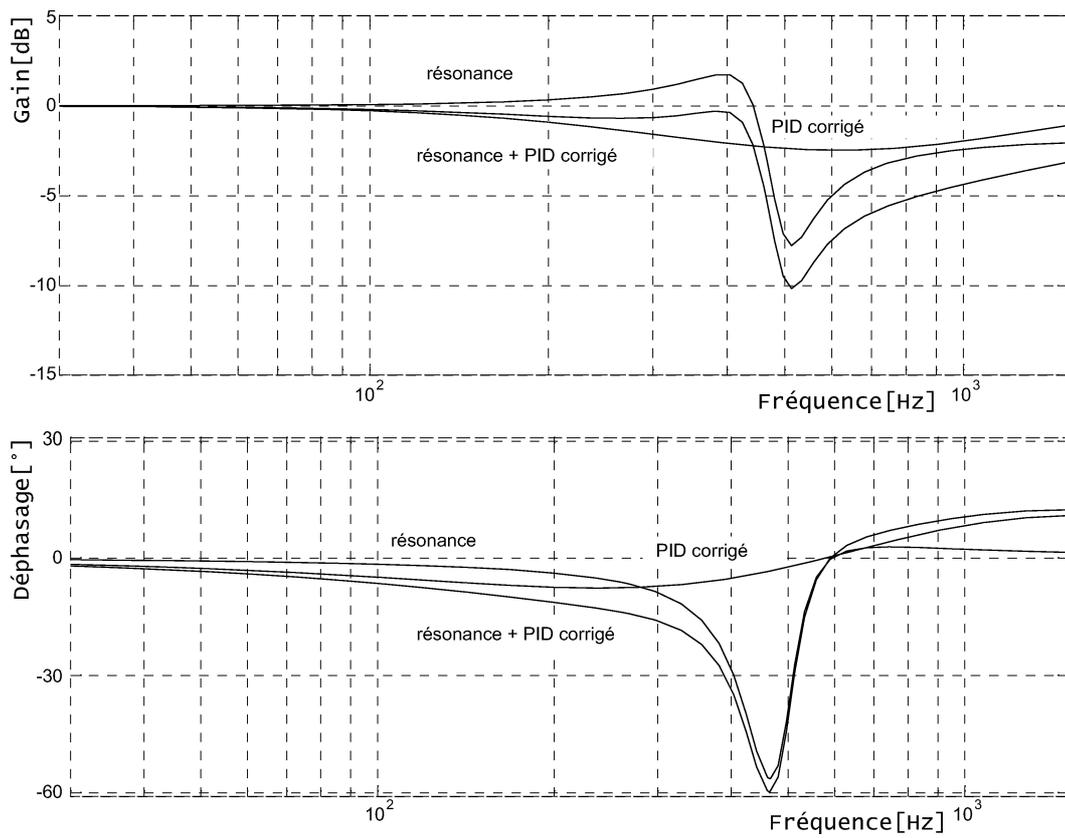


FIG. 7.17 – Diagramme de Bode en boucle ouverte d'un filtre PID corrigé (eq. 7.27) calculé pour atténuer la première résonance à basse fréquence du miroir déformable en minimisant le déphasage.

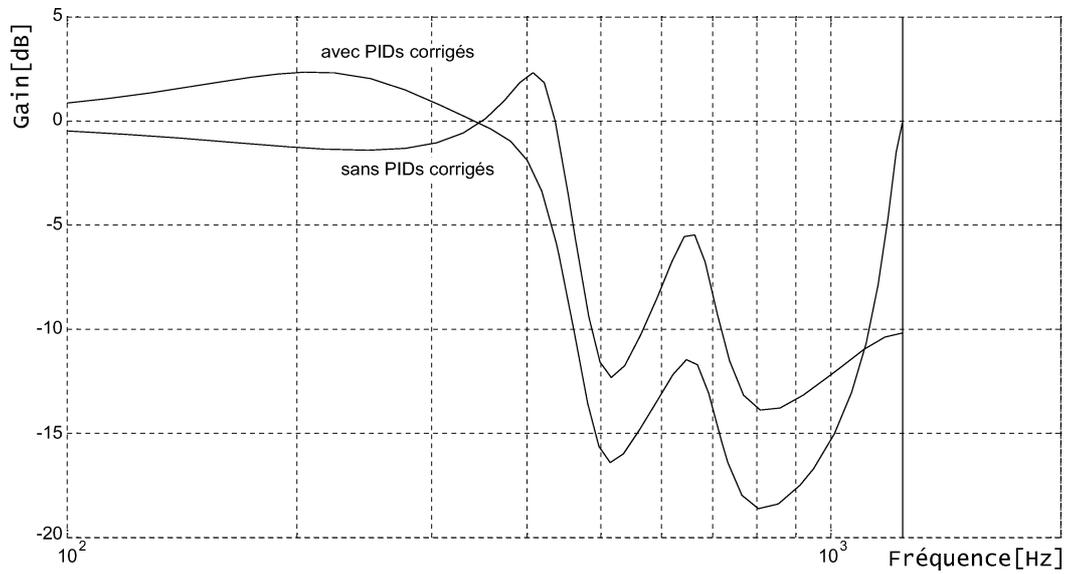


FIG. 7.18 – Gain de la fonction de transfert en boucle fermée avec deux filtres PID corrigés et un compensateur.

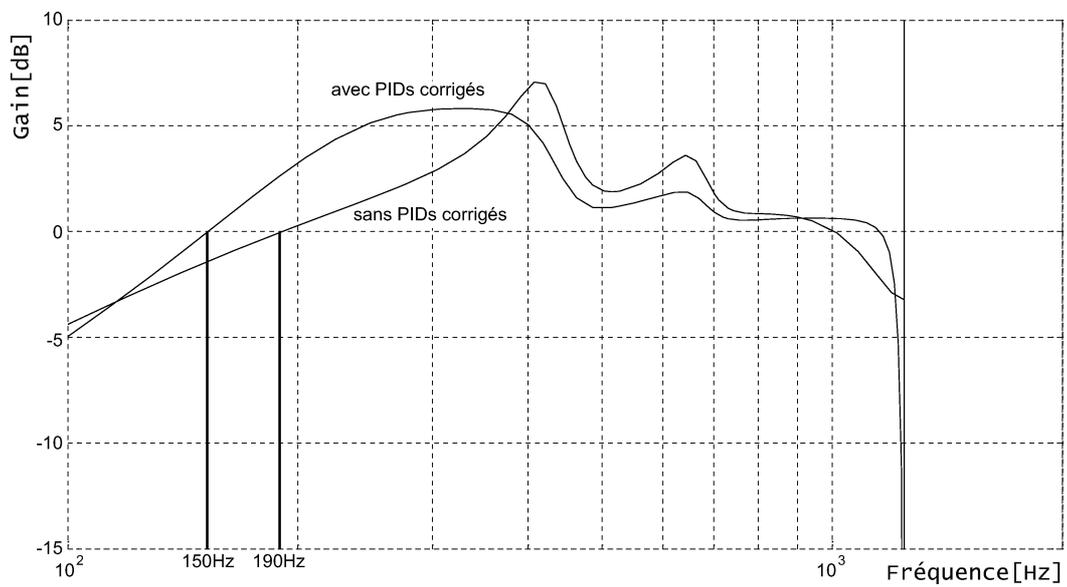


FIG. 7.19 – Gain de l'erreur résiduelle avec deux filtres PID corrigés et un compensateur.

Si l'on s'intéresse plus particulièrement aux paramètres permettant une correction optimale, il nous faut utiliser un critère plus adapté à notre problème. Comme nous l'avons vu au chapitre 1.2.6, un critère pertinent pour juger de l'efficacité de la correction d'un système d'optique adaptative est la variance de la phase résiduelle.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1.2.4, les différents modes présents dans la phase turbulente ont des variances différentes. Ces variances peuvent être évaluées en fonction de la turbulence atmosphérique ([Conan et al., 1995]) et le critère de la variance résiduelle sera donc vraiment optimal s'il est utilisé indépendamment pour chaque mode dans le cas d'un contrôle modal ([Gendron and Lena, 1994]). La variance de la phase résiduelle s'obtient alors à partir de l'intégrale du spectre de puissance temporel de la phase résiduelle  $W(f)$  pour un mode donné ([Conan, 1994]) :

$$\sigma_{\varphi_{res}}^2 = \int_0^{\infty} \left| \frac{1}{1 + G(f)} \right| W(f) df \quad (7.28)$$

où  $W(f)$  est le spectre temporel de la phase pour un mode et  $G(f)$  la fonction de transfert de la boucle ouverte.

## 7.6 Conclusions

Nous avons effectué l'étude du comportement de notre système d'optique adaptative dans le cas d'un contrôle en boucle fermée. Nous avons mesuré la fonction de transfert de notre miroir bimorphe qui nous a révélé qu'il a trois résonances.

Sa résonance principale est proche de la fréquence d'échantillonnage, ce qui facilite son atténuation car l'intégration au niveau de l'analyseur de surface d'onde crée une chute de gain à la fréquence d'échantillonnage.

Les deux autres résonances du miroir qui semblent provenir du support perturbent le gain et la phase de la fonction de transfert de la boucle fermée ce qui provoque une diminution de la bande passante et des instabilités en dessus. Il devrait être possible de déplacer ces fréquences de résonance en modifiant le support en 3 points du miroir déformable. Nous avons aussi étudié la possibilité d'ajouter des filtres PID spécifiques afin d'atténuer le gain au voisinage de ces résonances tout en minimisant le déphasage afin de garder une bande passante maximale.

Tous ces réglages nous permettent de prédire une bande passante stable de 190Hz en utilisant un compensateur et de 150Hz en rajoutant deux filtres PID garantissant une plus grande stabilité.

## Quatrième partie

### INSTALLATION SUR LE TÉLESCOPE DU LASER-LUNE



## Introduction

Une fois les phases de tests achevées en laboratoire, il s'agit de pouvoir installer notre système au foyer d'un télescope pour vérifier son comportement en présence de la turbulence atmosphérique. Les dimensions du banc test ainsi que la disposition des optiques étaient initialement prévues pour pouvoir s'installer avec un minimum de modifications au foyer du T152 de l'Observatoire de Haute Provence pour quelques missions d'observation. Bien que cette option reste possible, nous avons préféré trouver un télescope plus proche et plus disponible afin de pouvoir faire plusieurs tests intermédiaires étalés dans le temps. C'est ainsi que nous avons étudié l'installation du système sur le télescope du Laser-Lune de l'Observatoire de Calern.

Ce télescope d'un diamètre de 1,5 mètre est utilisé principalement pour faire de la télémétrie laser sur la lune ou sur des satellites artificiels distants. Il n'est donc pas utilisé durant la totalité de toutes les nuits claires, mais doit rester disponible durant les passages de certains satellites et dans certaines positions de la lune. En mettant au point une installation de notre optique adaptative permettant de libérer le foyer rapidement, il nous est possible d'exploiter les temps morts entre deux passages de satellites.

Le but principal était de tester notre optique adaptative, mais nous avons aussi considéré la possibilité d'une installation définitive qui serait faite au foyer coudé. Ainsi équipé, le télescope du Laser-Lune pourrait accueillir des expériences nécessitant une image partiellement corrigée, ou être utilisé pour augmenter les performances de détection du faisceau laser réceptionné en télémétrie.

Évidemment le fonctionnement et les performances de notre système dépendent des conditions atmosphériques du site, mais aussi de la poursuite du télescope. Dans un premier temps, nous avons donc fait une étude sommaire du comportement du suivi du télescope afin de vérifier sa compatibilité avec notre système. Nous avons ensuite fait une étude et commencé l'installation de l'optique adaptative au foyer Nasmyth, car le foyer coudé n'était pas encore disponible.



# Chapitre 8

## Poursuite du télescope

Comme nous l'avons vu au chapitre 3.3.1, notre analyseur a un fonctionnement garanti pour un champ relativement réduit de l'ordre de 0,5 seconde d'arc. Pour le tester au foyer d'un télescope il est donc nécessaire de vérifier au préalable le comportement du suivi.

Le télescope du Laser-Lune n'est pas équipé d'un asservissement du guidage sur une étoile du champ, mais utilise des tables de correction pour affiner le suivi. Il est monté sur une monture en hauteur et en azimut, et dispose d'un foyer Nasmyth pour injecter le laser ainsi que pour le réceptionner après réflexion sur la lune ou des satellites artificiels. Lors de son utilisation en télémétrie, la précision du guidage est relativement large, puisqu'elle se situe autour de  $\pm 1$  seconde d'arc en moyenne.

Les mouvements de l'étoile au niveau de l'analyseur auront trois sources que nous allons étudier :

- Les erreurs mécaniques provenant du jeu des vis-sans-fin ou d'un mauvais alignement avec les roues des axes.
- Les erreurs et dérives dans les tables de correction.
- Le tip-tilt atmosphérique présent lors des observations.

Ces différentes erreurs de guidage ont des périodes très différentes et nous avons utilisé deux méthodes de mesure pour les étudier.

### 8.1 Erreurs mécaniques des vis-sans-fin

Les deux mouvements de rotation du télescope sont actionnés par deux vis-sans-fin évoluant sur des roues dentées. Sur ce genre d'entraînement, on peut observer un décentrement ou un jeu qui va produire un défaut cyclique qu'il est facile de corriger. Les vis-sans-fin sont dimensionnées pour faire tourner le télescope de 1" par tour, ce qui produit des défauts que nous qualifions de basse fréquence avec des périodes de l'ordre de quelques minutes suivant l'endroit pointé dans le ciel.

Pour pouvoir mesurer les défauts à cette fréquence, il est nécessaire de faire des séries de mesures de plusieurs dizaines de minutes en suivant l'évolution du barycentre photométrique d'une étoile. Une telle série de mesures a été faite par Aridon ([Aridon, 2003]) en utilisant une des caméras de guidage au foyer du télescope et en numérisant les coordonnées du barycentre photométrique. En projetant ensuite les coordonnées sur les deux axes de rotation, on peut vérifier si l'on retrouve des défauts cycliques provenant de la mécanique des vis-sans-fin.

Les graphiques 8.1 et 8.2 présentent une série de mesures faites sur un peu plus d'une heure (4000 secondes), à raison d'une mesure par seconde. Sur ces graphiques, l'ordonnée n'est pas

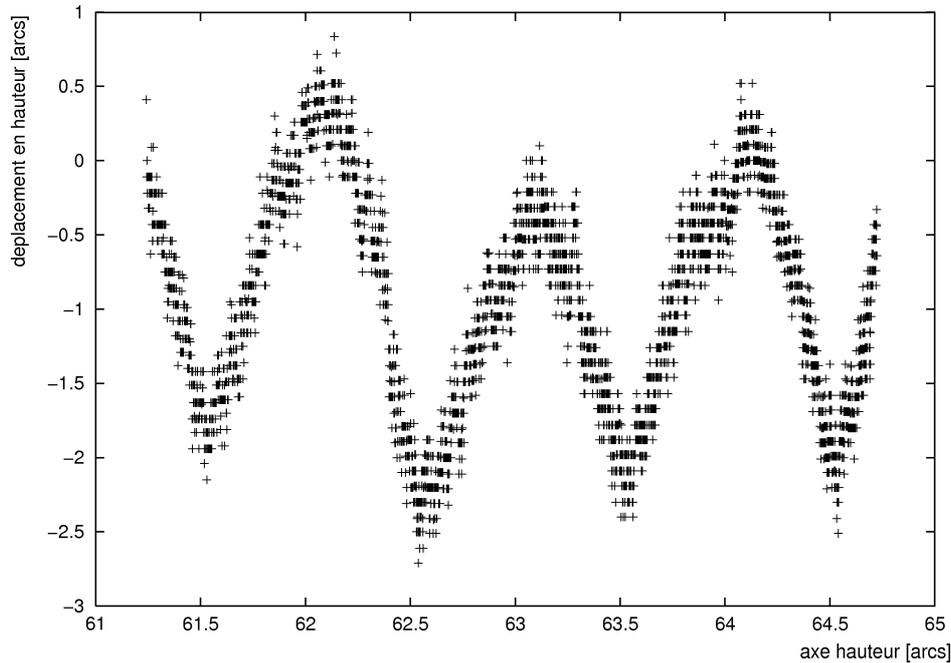


FIG. 8.1 – Evolution du barycentre photométrique d’une étoile au foyer du télescope du Laser-Lune selon l’axe de la hauteur. Le graphique comporte 4000 mesures espacées de 1 seconde.

le temps, mais le déplacement du télescope sur ses axes, afin de retrouver les défauts des vis-sans-fin. On y observe clairement trois types de défauts :

- Sur les deux axes, nous avons une erreur cyclique d’une période d’une seconde d’arc avec une amplitude d’environ  $\pm 1''$  qui correspond à la période de rotation des vis-sans-fin. Nous retrouvons donc la tolérance pour les applications de télémétrie qu’il n’a pas été nécessaire de corriger. Comme ces défauts sont périodiques et prédictibles, il serait facile d’améliorer les tables de correction pour les éliminer.
- Sur l’axe d’azimut nous observons une dérive relativement lente de l’ordre de  $2,5''$ /heure. Encore une fois une telle dérive peut parfaitement se corriger avec les tables de correction.
- On observe que les mesures sont étalées sur environ  $0,5''$ . Cet étalement provient en partie du tip-tilt atmosphérique qui est à haute fréquence temporelle et il est nécessaire d’échantillonner les mesures de façon plus serrée pour en faire l’analyse.

L’évolution des défauts cycliques ou de dérive est très lente comparée à la période d’échantillonnage de l’analyseur de surface d’onde. En raison de son champ réduit, l’analyseur ne sera pas capable de mesurer le front d’onde de l’étoile efficacement lorsqu’elle s’éloignera de plus de  $0,5''$  par rapport au centre du champ. On comprend ici l’intérêt de travailler en boucle fermée, car un contrôle en boucle ouverte ne pourrait mesurer de façon optimale ici qu’une faible partie du temps. Par contre en boucle fermée, nous devons juste prêter attention au captage de la pupille pour qu’ensuite elle soit stabilisée et corrigée de façon optimale.

Le miroir déformable va avoir sa dynamique réduite à cause des déviations périodiques de l’entraînement, et la dérive observée sur l’axe azimutal aura tendance à le faire saturer si l’étoile n’est pas régulièrement ramenée au centre du champ par le télescope. La qualité de la correction est donc tributaire des ces défauts identifiés.

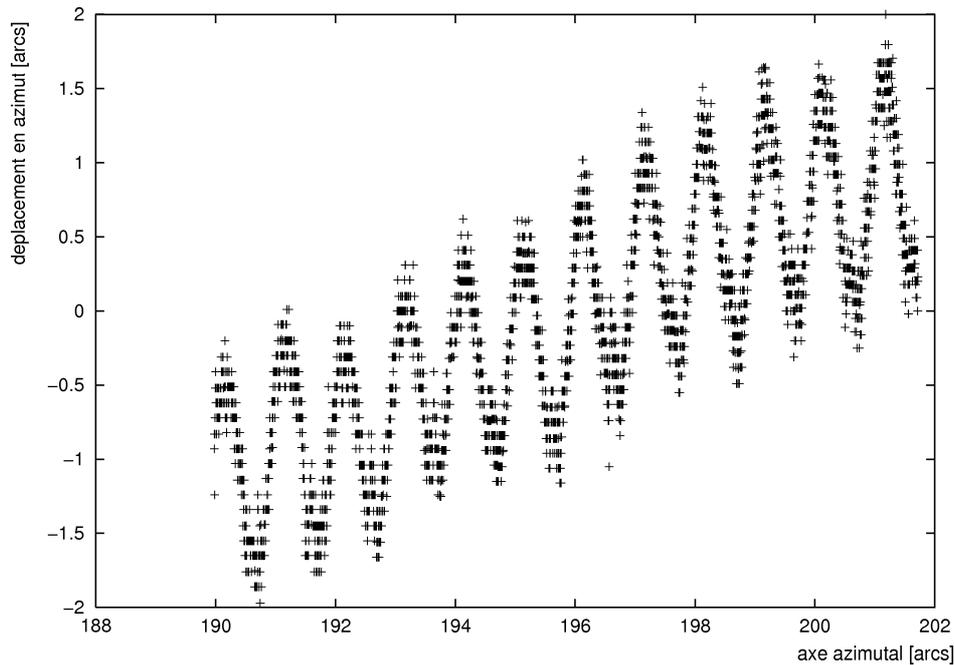


FIG. 8.2 – Évolution du barycentre photométrique d'une étoile au foyer du télescope du Laser-Lune selon l'axe d'azimut. Le graphique comporte 4000 mesures espacées de 1 seconde.

Les défauts de basses fréquences temporelles ne sont donc pas limitants pour les tests que nous envisageons et qui consistent principalement à vérifier si le système peut corriger le front d'onde. Par contre ce sont des contraintes qui vont se rajouter et compliquer la phase de mise en route toujours délicate. Il s'agira donc de corriger ces défauts ou du moins essayer de faire les premiers tests avec des conditions atmosphériques favorables.

## 8.2 Mouvements aléatoires de l'étoile

Pour compléter les mesures faites par Aridon et caractériser les petits déplacements de l'étoile, nous avons utilisé une seconde caméra au foyer du télescope capable d'effectuer des temps de pose courts. Pour suivre précisément le comportement de l'image au foyer, il est nécessaire de faire des acquisitions d'images de l'ordre du temps caractéristique de la turbulence atmosphérique. Les séquences que nous avons enregistrées ont des temps de pose de  $1/250$  et  $1/500$  seconde, ce qui nous permet de visualiser la structure des tavelures (fig. 8.3). Comme l'acquisition d'images à ces fréquences nécessite beaucoup de ressources informatiques, nous avons limité nos acquisitions à 20 images par seconde sur une durée d'une minute.

Afin de pouvoir faire des temps de pose très courts, nous avons fait nos mesures sur des étoiles brillantes d'une magnitude entre 0 et 1. Pour vérifier le comportement du télescope en fonction de son orientation, nous avons fait des mesures pour une étoile à  $37^\circ$  et deux autres à  $60^\circ$  de l'horizon (tab. 8.1). Comme nous avons profité des temps libres du télescope pour faire nos mesures, elles ont été faites sur deux débuts de nuit avec un léger vent et aucun nuage visible. Nous étions ainsi dans les conditions moyennes du site.

Les acquisitions rapides nous permettent de figer la turbulence atmosphérique et de faire

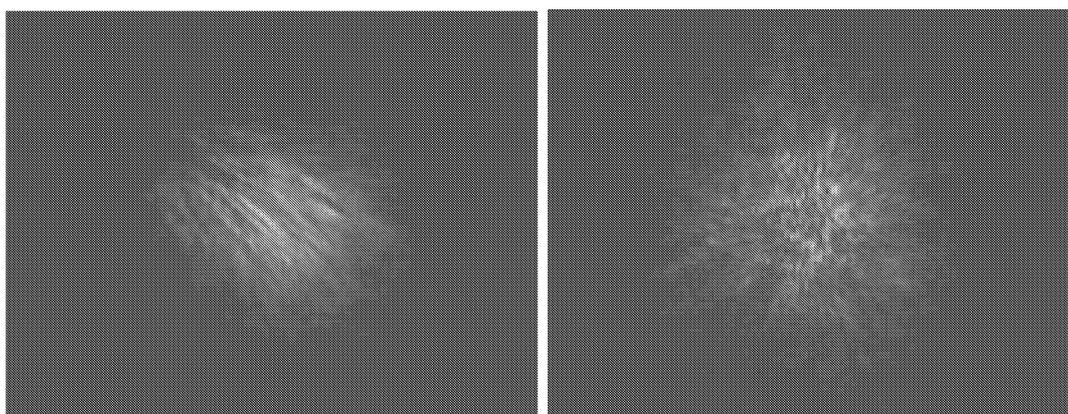


FIG. 8.3 – A gauche : Rigel(2) au foyer du télescope du Laser-Lune, altitude=37° avec un temps d'obturateur de 1/500 sec. A droite : Aldebaran, altitude 59° avec un temps d'obturateur de 1/250 seconde. On observe sur Rigel les effets de la dispersion atmosphérique.

Etoile	Altitude	Date	Pose	Fréquence	Obturateur
Rigel (1)	37°	27.01.03 20h43	60 secondes	30 im/sec	1/500 sec
Rigel (2)	37°	27.01.03 20h45	60 secondes	20 im/sec	1/500 sec
Rigel (3)	37°	27.01.03 20h48	60 secondes	20 im/sec	1/500 sec
Capella	61°	29.01.03 19h34	60 secondes	20 im/sec	1/500 sec
Aldebaran	59°	29.01.03 19h46	60 secondes	20 im/sec	1/250 sec

TAB. 8.1 – Etoiles observées au foyer du Laser-Lune.

ainsi une estimation du seeing pour chaque image. Avant de mesurer les déplacements du barycentre photométrique, nous avons reconstruit une image longue pose en additionnant toutes les images courtes poses d'une séquence d'acquisitions. Afin de ne pas prendre en compte le déplacement de l'étoile causé par tip-tilt mécanique et atmosphérique, nous avons recentré chaque image par rapport à son barycentre photométrique avant de les additionner. Nous obtenons ainsi des images longue pose des étoiles dont la largeur à mi-hauteur nous donne directement une estimation du seeing. Il nous est ensuite possible de calculer le  $r_0$  avec la relation suivante :

$$r_0 = \frac{\lambda}{seeing} \quad (8.1)$$

Dans le tableau 8.2, nous présentons les valeurs de  $r_0$  que nous avons obtenues pour les 5 acquisitions d'étoiles autour de 550nm. Il apparaît que le seeing lors des observations de la première nuit était meilleur que celui de la deuxième nuit bien qu'elles aient été faites bas sur l'horizon. Pour toutes les mesures, nous confirmons que nous étions bien dans les conditions atmosphériques moyennes du site.

Afin de visualiser le déplacement de l'étoile au foyer, nous calculons le barycentre photométrique de chaque image pour tracer un graphique de son comportement spatial dans le champ. Les graphiques de la figure 8.4 illustrent deux séries de mesures faites sur Rigel et Aldebaran. Les coordonnées du barycentre ont été projetées sur les deux axes de rotation du télescope afin de détecter des erreurs de suivi à courte période qui n'étaient pas visibles lors

Etoile	Altitude	Seeing ["]	$r_0$ à 550nm [cm]
Rigel (1)	37°	2,33	4,9
Rigel (2)	37°	2,44	4,7
Rigel (3)	37°	2,25	5,0
Capella	61°	3,84	3,0
Aldebaran	59°	3,47	3,3

TAB. 8.2 – Estimations des conditions atmosphériques à partir d'images courtes poses.

des mesures du chapitre précédent.

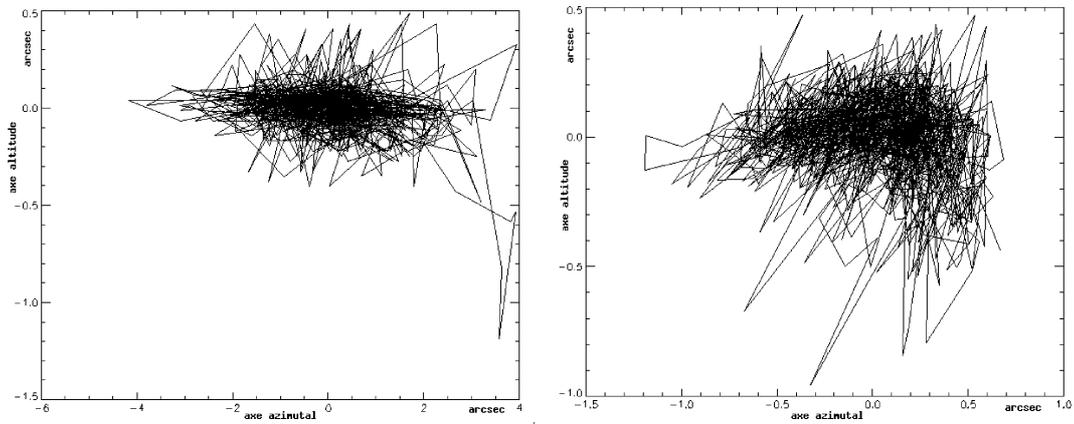


FIG. 8.4 – Dérive du barycentre photométrique de Rigel(2) (à gauche) et Aldebaran (à droite) durant 60 secondes.

En analysant les graphiques de la figure 8.4 nous pouvons voir que le télescope a un comportement différent suivant ses deux axes. Haut comme bas sur l'horizon, le suivi de l'axe azimutal est de moins bonne qualité que celui de l'axe de l'altitude. Dans les deux cas le suivi est garanti avec une oscillation d'une amplitude moyenne inférieure à  $\pm 0,25''$  sur l'axe de l'altitude alors qu'elle atteint en moyenne  $\pm 2''$  sur l'axe azimutal en pointant à  $30^\circ$  de l'horizon et légèrement plus de  $\pm 0,5''$  à  $60^\circ$ , malgré un moins bon seeing.

On observe aussi sur les graphiques de la figure 8.4 que certains points s'éloignent fortement des valeurs moyennes et sont isolés. Il s'agit de sauts de l'image très brefs qui proviennent plutôt du caractère turbulent de l'atmosphère.

Afin de mieux évaluer la part des déplacements qui proviennent de la turbulence atmosphérique et celle des tables de correction, nous traçons l'évolution temporelle du barycentre sur les deux axes de rotation du télescope.

L'évolution temporelle du barycentre de Rigel et Aldebaran selon l'axe azimutal tracé sur la figure 8.5 montre une oscillation lente d'une période que l'on peut estimer à environ 20 secondes et qui provient de l'entraînement mécanique. Le suivi sur l'axe d'altitude paraît beaucoup plus régulier, mais une légère oscillation d'une période d'environ 40 secondes semble présente sur le suivi des deux étoiles.

Les séries de mesures du suivi restent en fait fortement bruitées à cause d'une assez forte turbulence atmosphérique ainsi que du bruit dû à l'asservissement mécanique. En mesurant la dispersion des mesures sur quelques secondes on peut faire une estimation du tip-tilt moyen

qui resterait présent et qui doit être analysable et corrigible par notre système d'optique adaptative. Nous avons résumé dans le tableau 8.3 nos estimations de ce tip-tilt.

Etoile	tip-tilt moyens["]
Rigel (1)	0,80
Rigel (2)	1,00
Rigel (3)	0,85
Capella	0,40
Aldebaran	0,45

TAB. 8.3 – Estimations du tip-tilt moyen dû au bruit de l'asservissement et à l'atmosphère.

Les estimations de tip-tilt faites sur nos mesures donnent des valeurs relativement importantes par rapport au champ de mesure de l'analyseur de front d'onde. Sur les mesures de l'évolution temporelle (fig. 8.5) on observe que les oscillations rapides sont presque suffisamment échantillonnées, ce qui revient à dire que leur période d'oscillation semble proche de celle de l'acquisition qui est de 1/20 seconde. Bien que leurs amplitudes soient comprises entre 0,4 et 0,9 secondes d'arc, leur fréquence au moins 10 fois inférieure à la fréquence de coupure de notre système devrait permettre une analyse et une correction. Bien que des perturbations de cette amplitude restent analysables par notre système, nous restons confronté au problème de stabilisation de l'étoile lors du démarrage de la boucle si ces défauts sont trop importants et trop rapides.

Afin de permettre une amélioration des tables de correction du suivi du télescope, il est possible de faire une transformée de Fourier de l'évolution temporelle du barycentre photométrique afin d'identifier les oscillations périodiques présentes dans le déplacement de l'étoile. Sur la figure 8.6, nous illustrons les transformées de Fourier de l'évolution temporelle des figures 8.5, et dans le tableau 8.4, nous comparons les périodes ayant une forte amplitude se détachant du fond.

Etoile	Axe	Périodes lentes [sec]			Périodes rapides [sec]		
Rigel (1)	alt				<b>6,6</b>	<b>4,1</b>	2,4
Rigel (1)	az	40,0	<b>21,4</b>	10,5		<b>4,1</b>	
Rigel (2)	alt			8,2	<b>6,0</b>	<b>4,8</b>	4,4
Rigel (2)	az	40,0	<b>20,0</b>	9,8		<b>4,0</b>	
Rigel (3)	alt			10,0			
Rigel (3)	az	50,0	<b>14,2</b>	9,5			
Capella	alt						
Capella	az	35,3					
Aldebaran	alt	50,0	<b>28,6</b>	14,6			
Aldebaran	az		<b>28,6</b>				

TAB. 8.4 – Périodes des divers signaux sinusoïdaux présents dans les oscillations de la position du barycentre photométrique selon un axe. En gras figurent les signaux ayant la plus forte amplitude.

Les fréquences d'oscillation que l'on identifie dans les transformées de Fourier ont des amplitudes assez variées. La majorité des oscillations sont de faible amplitude et il en ressort principalement deux fortes amplitudes :

- Une oscillation à basse fréquence avec un cycle d'environ 20 secondes sur l'axe azimutal.
- Une oscillation à haute fréquence avec un cycle voisin de 4 secondes sur les deux axes dans le cas du suivi à  $37^\circ$  de l'horizon.

Les oscillations importantes ont un cycle plus court que celui d'une rotation complète des deux vis sans fin qui font tourner le télescope. L'oscillation avec une période d'environ 20 secondes s'identifie clairement sur les graphiques de l'évolution temporelle selon l'axe azimutal (fig. 8.5). Comme nous retrouvons des oscillations avec des périodes de 10 et 40 secondes, il pourrait y avoir une erreur dans les tables de correction qui induit une oscillation toutes les 40 secondes et des harmoniques à 10 et 20 secondes. Les fortes oscillations semblent donc toutes venir des tables de correction qui ne sont pas assez performantes pour assurer un suivi à  $\pm 0.5''$  dans toutes les positions du télescope.

### 8.3 Conclusions

Les différentes mesures faites à plusieurs échelles de temps montrent que les amplitudes des déplacements de l'étoile dus à des erreurs de suivi ainsi qu'à la turbulence atmosphérique, sont de l'ordre de  $0,5''$ . Bien que le champ de l'analyseur de surface d'onde ne garantisse pas des mesures optimales au delà de  $0,5''$ , il est encore capable de mesurer un déplacement de l'étoile jusqu'à  $2,7''$ . Comme les défauts mesurés ont une fréquence bien inférieure à la fréquence de coupure du système de contrôle, notre système pourra fonctionner sur le télescope du Laser-Lune dans des conditions de turbulence moyenne du site. Il faudra cependant envisager de démarrer le système dans un premier temps en combinant toutes les sous-pupilles pour faire une correction de tip-tilt afin de stabiliser la pupille puis utiliser la matrice d'interaction classique pour augmenter la correction.

Nos mesures ont montré que l'étoile pouvait être déviée de plus de  $2''$  durant des temps courts ou lors d'une lente dérive. Ce phénomène peut entraîner des problèmes lors du démarrage de la boucle d'asservissement de l'optique adaptative. Il est donc conseillé d'améliorer les tables de correction du suivi du télescope.

Le télescope est actuellement en phase d'amélioration pour augmenter ses performances de pointage, de suivi et de vitesse. Il sera donc bientôt opérationnel pour pouvoir tester notre système d'optique adaptative de façon efficace.

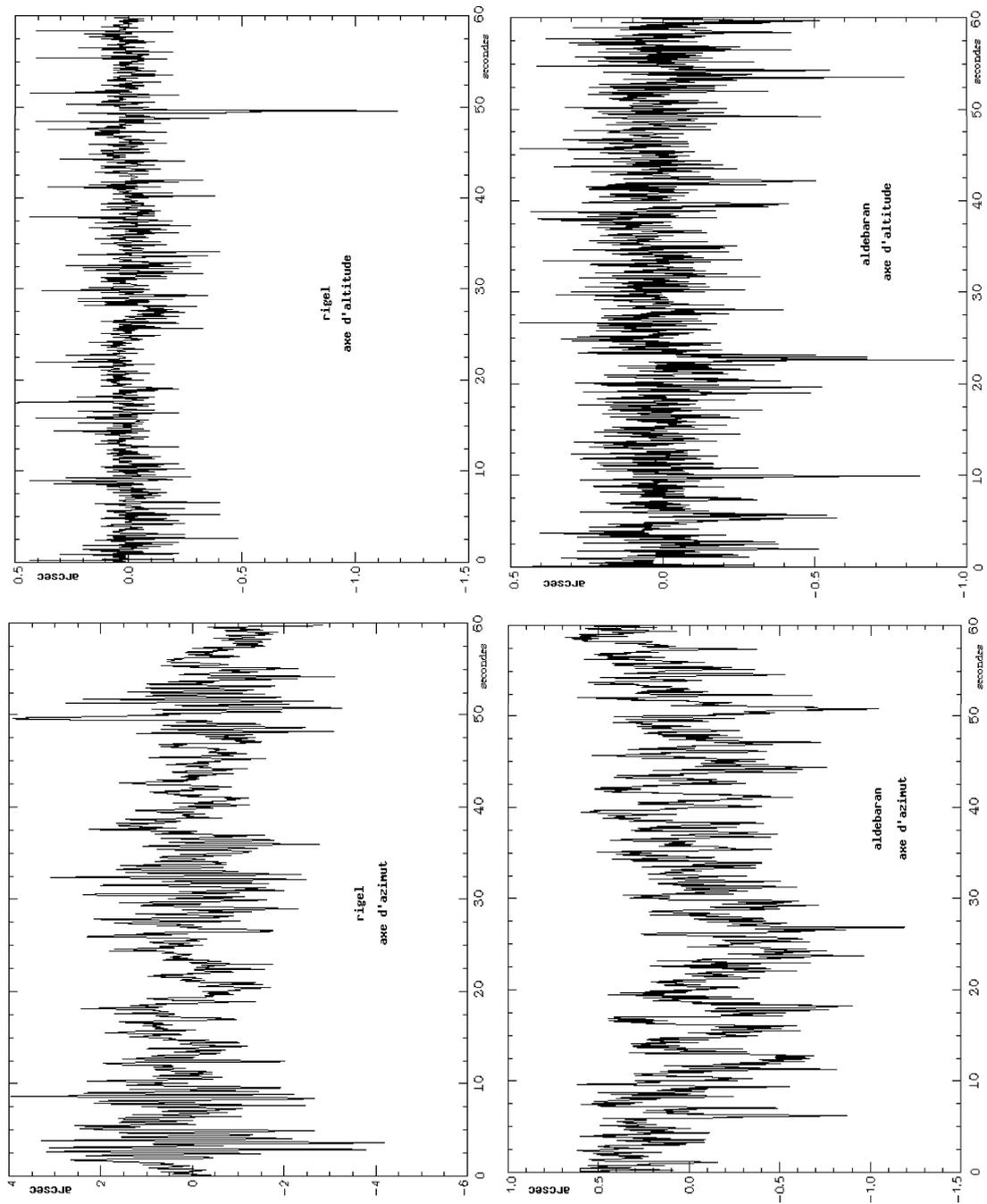


FIG. 8.5 – Évolution temporelle du barycentre photométrique selon les axes de rotation du télescope pour Rigel(2) (gauche) et Aldebaran (droite).

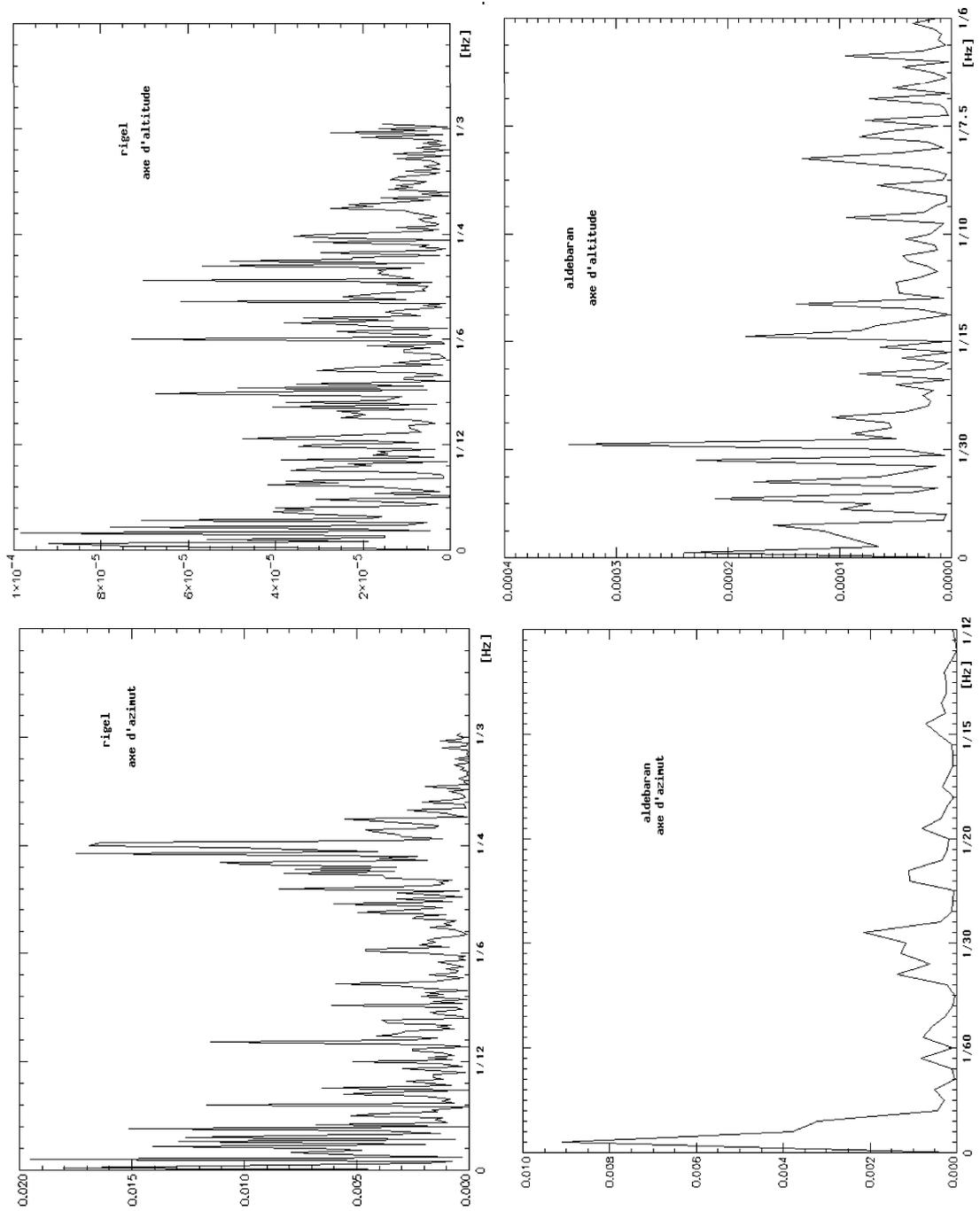


FIG. 8.6 – Transformées de Fourier de l'évolution temporelle du barycentre photométrique des figures 8.5 selon les axes de rotation du télescope pour Rigel(2) (gauche) et Aldebaran (droite). L'abscisse est en Hz et l'ordonnée sans dimension.



# Chapitre 9

## Le montage

Le télescope du Laser-Lune est généralement utilisé pour faire de la télémétrie laser sur la lune et sur des satellites distants. La même optique est utilisée pour émettre un faisceau laser et le réceptionner après sa réflexion sur une cible. Le faisceau laser est injecté par le foyer Nasmyth directement sur le miroir tertiaire, pour se réfléchir sur le secondaire et le primaire afin d'émettre un faisceau laser de 1,5 mètre de diamètre. Malgré cela très peu de photons parviennent à être réceptionnés après leur réflexion sur la lune, et une photodiode placée au foyer Nasmyth permet leur détection. Pour permettre la cohabitation du laser et de la photodiode au même foyer, l'émission est synchronisée avec une fenêtre permettant le passage alternatif du faisceau laser et des photons réfléchis.

Le télescope a un miroir primaire de 1,54 mètre. Sa focale est de 31 mètres, ce qui lui donne une ouverture de  $f/d=20,9$  et une obstruction centrale de 20% (fig. 9.1).

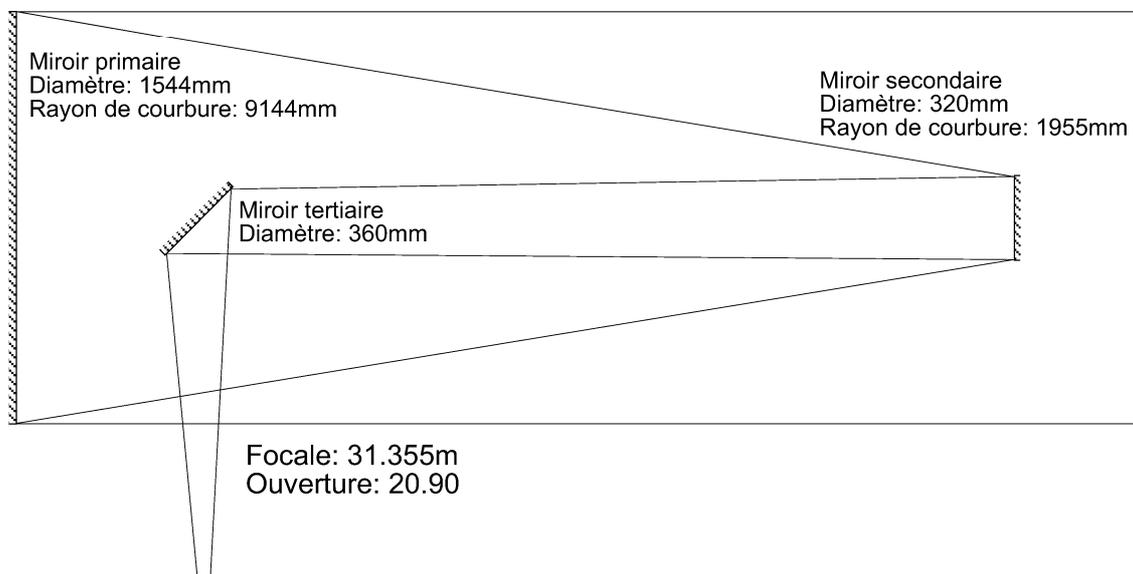


FIG. 9.1 – Schéma optique du télescope du Laser-Lune.

Dans un futur plan de développement, il est prévu d'équiper le télescope d'un foyer coudé ainsi que d'une salle permettant l'utilisation de ce foyer par plusieurs expériences. Comme le Laser-Lune ne permet pas encore de recevoir des expériences hôtes, il n'y a pas d'emplacement spécifique pour exploiter le foyer Nasmyth et nous avons dû abandonner l'idée d'une

installation horizontale commode pour le montage et les réglages, pour fixer verticalement le banc optique. Il a donc fallu percer le banc pour que le faisceau sortant du télescope passe à travers pour être ensuite dévié et exploité sur le banc (fig. 9.2).



FIG. 9.2 – Le banc optique (ici avec seulement quelques éléments) est accroché verticalement devant le foyer Nasmyth. Un trou dans le banc permet au faisceau de le traverser pour être ensuite repris sur le banc. Sur la droite nous voyons le module de détection du laser utilisé en télémétrie.

L'option que nous avons prise pour l'installation de l'optique adaptative sur ce télescope a été de modifier le moins possible l'optique et les supports utilisés sur le banc test afin de minimiser le temps d'étude et de réalisation de nouvelles pièces. Ce n'est donc pas un montage extrêmement robuste qui est proposé, mais une possibilité de tester rapidement les performances de notre système sur le ciel.

Le foyer se trouve à environ 1,5 mètre après la sortie du tourillon. C'est à cet endroit que sont placées la photodiode ainsi que les caméras de guidage. L'espace entre le tourillon et le boîtier contenant ces éléments est d'environ 50 centimètres, ce qui laisse juste la place pour glisser notre banc avec ses éléments. Le banc repose en partie sur le support rigide joignant les éléments de télémétrie au télescope, mais sur sa longueur de 1,8 mètres, seulement 1 mètre y repose et le reste est en porte-à-faux.

## 9.1 Schéma optique

Le schéma optique reprend les éléments principaux de notre banc test, il a juste fallu changer l'optique d'injection et installer un laser de référence.

### 9.1.1 Optique d'injection

Le faisceau du télescope est ouvert à  $f/d=20,9$ . Pour ne pas changer les éléments optiques déjà disponibles sur notre banc test, nous allons changer ce rapport pour le fixer à  $f/d=23$  comme celui utilisé lors des tests en laboratoire. Le faisceau est récupéré sur le banc juste après l'avoir traversé par un miroir plan amovible (M4), et il est nécessaire de le replier ensuite un certain nombre de fois pour placer le foyer à un emplacement adéquat (fig. 9.3). Afin de réussir à placer toutes nos optiques sur un banc d'une taille raisonnable, nous utilisons deux miroirs de renvoi pour déplacer le foyer. Comme le télescope n'a pas de système de focalisation, nous avons posé des plate-formes motorisées sous les miroirs de repli (M5 et M6). En translatant de la même distance ces deux miroirs, nous déplaçons le foyer du télescope pour le focaliser correctement sur les optiques nécessaires à son changement d'ouverture.

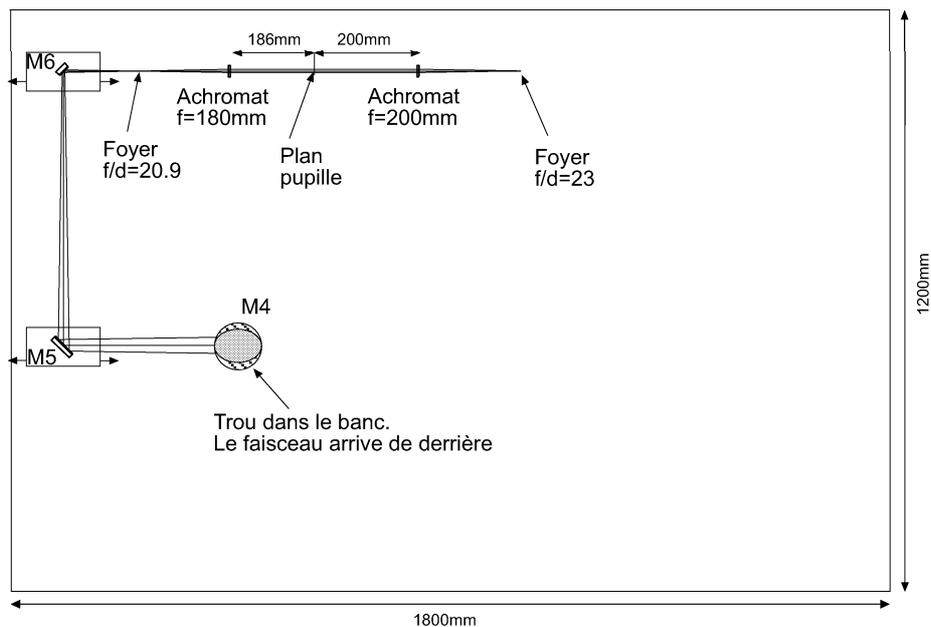


FIG. 9.3 – Optique d'injection du faisceau du télescope. Les miroirs M5 et M6 sont montés sur des plates-formes motorisées pour assurer la focalisation et les deux achromats changent l'ouverture du faisceau.

Pour changer le rapport d'ouverture et le fixer à 23, nous utilisons deux achromats. Le premier doublet rend notre faisceau parallèle avec un diamètre de 8,7mm en fixant l'image pupillaire du miroir primaire 186mm plus loin. En plaçant ensuite le deuxième achromat d'une focale de 200mm à une distance de 200mm, nous envoyons la pupille à l'infini pour nous retrouver dans une configuration identique à celle du banc test.

### 9.1.2 Laser de référence

Sur notre banc test, la source permettait l'alignement tout en étant l'objet d'observation. Dans ce montage, nous devons utiliser une source laser pour permettre l'alignement des optiques, mais nous avons aussi besoin d'une source de référence pour calibrer la voie science de l'analyseur de front d'onde.

Le rôle de la source de référence est d'éclairer l'analyseur en empruntant uniquement les optiques de la voie analyse afin que l'on puisse mesurer les défauts optiques de cette voie et les soustraire aux mesures du front d'onde venant de l'étoile. Dans notre montage (fig. 9.4), nous utilisons un miroir à bascule qui laisse passer le faisceau du télescope dans une position et qui injecte la source de référence dans l'autre. Ce miroir est disposé avant la séparation entre la voie science et la voie analyse afin de l'utiliser aussi comme laser d'alignement. Ce n'est donc pas strictement un laser de référence car il prend en compte dans son parcours les défauts du miroir déformable. Nous utiliserons donc nos connaissances à priori du système, caractérisées sur le banc test, pour pouvoir utiliser cette source comme référence.

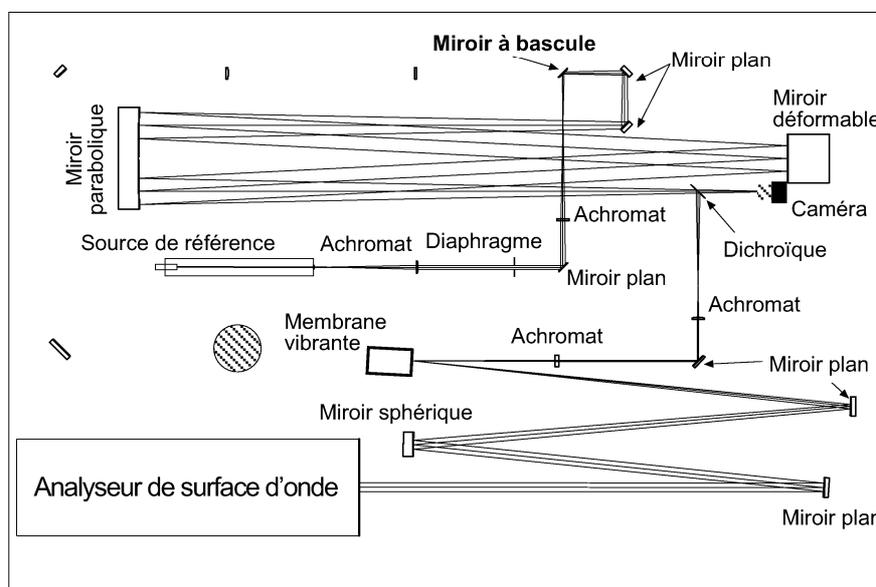


FIG. 9.4 – Le miroir à bascule réfléchit le faisceau issu de la source de référence. Dans l'autre position, ce miroir laisse passer le faisceau du télescope.

Le matériel utilisé pour la source de référence est le même que celui du banc test, c'est-à-dire une source ponctuelle non résolue pour un faisceau ouvert à  $f/d=23$  (fig. 2.14).

### 9.1.3 Alignement

L'alignement optique du banc sur l'axe optique du télescope reste assez difficile car le télescope du Laser-Lune n'est pas équipé de laser d'alignement. Comme le télescope est utilisé pour émettre un laser pour ses mesures télémétriques, le centre du miroir secondaire n'est pas réfléchissant pour éviter un retour du laser émis. Nous n'avons donc pas la possibilité de collimater notre optique par rapport au centre du miroir secondaire, ce qui nous assurerait l'alignement par rapport à l'optique du télescope. Nous devons donc utiliser le faisceau d'un

objet céleste pour aligner notre optique.

L'alignement se fait donc dans un premier temps directement sur une étoile brillante de façon à matérialiser le faisceau jusqu'au miroir à bascule. En faisant ensuite coïncider ce faisceau stellaire avec le laser de référence, nous pouvons continuer l'alignement avec le laser.

## 9.2 Mécanique

Le transfert des supports en position verticale n'a pas nécessité de modifications. Sur le banc test nous utilisons des attaches pour pincer les supports sur la table. En position verticale nous devons multiplier les points d'appui pour chaque support et rajouter un système de réglage de la position du support. Pour chaque support nous avons donc un couple de pinces qui fait face à des cales munies de vis de réglage. Le tout assure une bonne stabilité et un repositionnement possible des éléments. Nous avons ainsi la possibilité de faire notre montage optique en laboratoire puis de transférer le banc sur le télescope du Laser-Lune sans les éléments optiques, mais avec leur position déjà déterminée (fig. 9.5).

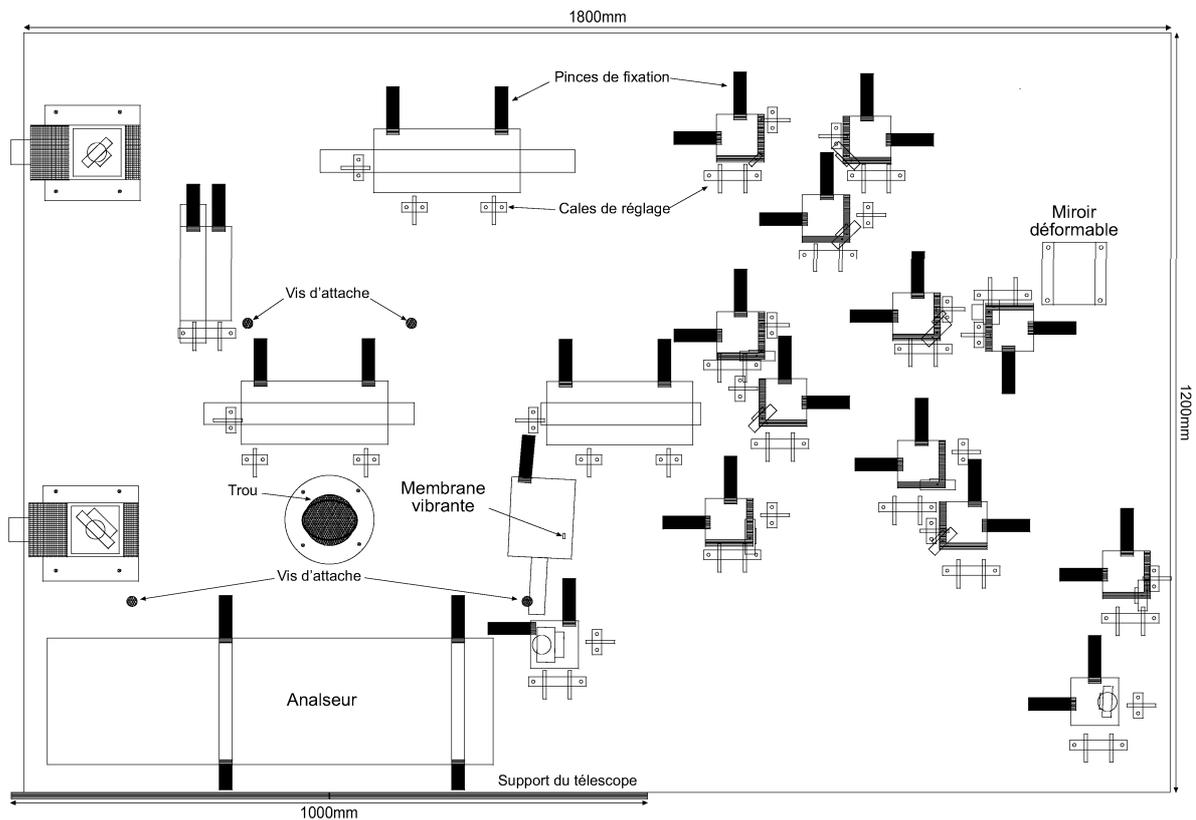


FIG. 9.5 – Montage complet avec les supports du banc pour le Laser-Lune.

Le banc est posé en porte-à-faux sur le support du télescope. Nous avons donc pris soin de disposer les éléments les plus lourds à la verticale de ce support. Le banc est tenu verticalement par quatre vis dans le tourillon du télescope, garantissant ainsi sa stabilité.

Comme le télescope du Laser-Lune doit rester disponible pour les mesures télémétriques

pendant nos tests, le miroir de renvoi M4 à la sortie du télescope, est monté sur un support amovible en trou-trait-plan. Son positionnement est rapide et fiable et nous permet donc d'exploiter de petits temps libres entre les mesures télémétriques pour faire nos observations.

### **9.2.1 Conclusions**

L'étude que nous avons faite pour l'installation de notre système d'optique adaptative sur le télescope du Laser-Lune permet de réutiliser les éléments opto-mécaniques du banc test. Il nous a ainsi été possible de le réaliser rapidement. L'option adoptée permet de laisser le banc à demeure sur le télescope sans gêner les mesures télémétriques tout en permettant une mise en route rapide.

Le banc ainsi que les pièces mécaniques ont été réalisés et l'optique d'injection partiellement montée. Le reste des éléments étant encore utilisé pour les tests en laboratoire, il ne seront montés qu'une fois cette phase terminée.

**Cinquième partie**  
**CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES**



# Chapitre 10

## Conclusions et perspectives

### Conclusions

Le système d'optique adaptative développé à l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) est un projet ambitieux car il s'agit de faire des corrections dans le visible où la turbulence atmosphérique varie très rapidement, et cela pour un coût très réduit. La principale innovation de ce système est un nouvel analyseur de front d'onde basé sur la mesure de la courbure dont la construction et les composants sont plus accessibles.

La réalisation de l'analyseur de front d'onde repose sur de très grandes tolérances opto-mécaniques pour le montage et l'alignement. Durant cette thèse nous avons pu établir des procédures afin de le caractériser pour vérifier si sa réalisation était bien en accord avec son cahier des charges. Nous avons pu vérifier après plusieurs tests et mesures que sa mosaïque de micro-prismes répond parfaitement aux exigences nécessaires à l'analyse et à la transmission du flux vers les photodiodes. Les nouveaux modules photodiodes d'un encombrement réduit avaient déjà été partiellement testés, et nous avons pu refaire des mesures de champ et de comptage. Des fluctuations du comptage sont apparues pour un flux inférieur au seuil de saturation. Nous n'avons pas réussi à expliquer ce phénomène qui est probablement lié à l'électronique gérant les 31 signaux. En baissant le flux ces fluctuations disparaissent, ce qui nous a permis de continuer nos mesures dans un régime sûr. Le champ sur le ciel dans lequel l'analyseur fonctionne est relativement réduit, puisqu'au delà de  $0,5''$  les performances décroissent et à partir de  $2,7''$  la pupille sort intégralement de la mosaïque de micro-prismes. Ceci implique d'avoir un suivi du télescope de bonne qualité ou un système de correction de tip-tilt séparé dans le cas d'une très forte turbulence.

Pour pouvoir corriger le front d'onde mesuré par l'analyseur de surface d'onde, il est nécessaire que le calculateur temps réel gère parfaitement l'ordre de l'acquisition des mesures et le calcul matriciel permettant d'obtenir la commande à appliquer au miroir déformable. Notre système de contrôle a été mis à jour pour nos exigences à partir d'une version fonctionnant pour 13 sous-pupilles. Les divers tests et mesures que nous avons faits nous ont révélé un grand nombre de points défaillants qui n'avaient pas été pris en compte dans la mise à jour. Nous avons dû mettre au point un certain nombre de tests afin d'analyser les sources de dysfonctionnement, ce qui nous a permis de faire fonctionner le calculateur dans un mode réduit. Nous avons dû ralentir un certain nombre d'opérations et abandonner certaines fonctionnalités pour pouvoir garantir le contrôle de la boucle d'asservissement. La version actuelle n'a donc pas été complètement fiabilisée pour toutes les configurations.

Tous ces tests et réglages nous ont finalement permis de vérifier que notre système est capable de mesurer un défaut du front d'onde et le corriger. Nous n'avons pas pu tester

notre système à la fréquence de 2500Hz, faute de temps. Nous avons tout de même pu faire fonctionner le système en pilotant chaque étape successivement et mesurer ainsi la forme de la surface de notre miroir déformable afin de le corriger pour le rendre plan. Avec un miroir déformable partiellement plan, nous avons pu mesurer une matrice d'interaction très similaire à celle obtenue par nos simulations.

Afin de s'assurer des possibilités de notre système de fonctionner efficacement en boucle fermée à haute fréquence, nous avons fait une série de simulations pour estimer la fonction de transfert de notre système. En mesurant la fonction de transfert de notre miroir déformable, nous avons observé plusieurs résonances provenant en partie des supports de celui-ci. La gestion de ces résonances lors du contrôle s'avère être un facteur limitant des performances et nous montrons que l'on peut diminuer leurs effets par des filtres PID, mais au détriment de la bande passante. Afin de garantir la stabilité de notre système, nous arrivons à garantir une bande passante de 150Hz alors que le projet initial prétendait avoir 200Hz. Ceci ne remet pas en cause la correction dans le visible, mais montre l'attention particulière à apporter au paramétrage du calculateur.

Parallèlement aux tests que nous avons faits en laboratoire, nous avons étudié la possibilité d'installer notre système d'optique adaptative sur le télescope du Laser-Lune de l'Observatoire de Calern. En utilisant pratiquement les mêmes éléments opto-mécaniques, nous avons pu commencer le montage de l'optique d'injection sur le télescope. Les autres pièces étant utilisées pour les tests, elles ne seront montées qu'une fois ceux-ci terminés. Afin de vérifier si le champ d'analyse de notre système était compatible avec le suivi du télescope, nous avons fait des séries de mesures des déplacements d'une étoile dans le champ du télescope dans le cas d'une turbulence atmosphérique typique du site. Le suivi du télescope s'avère limite dans certains cas, surtout en présence d'une forte turbulence atmosphérique. Notre système devrait tout de même pouvoir fonctionner, mais il est conseillé d'apporter quelques corrections au préalable au suivi pour ne pas compliquer la mise en route de notre système.

### **Perspectives**

Bien que de plus en plus de télescopes soient équipés d'optique adaptative, le coût élevé de ces systèmes les dédie en priorité aux grands télescopes dont les performances sont plus limitées par la turbulence atmosphérique.

Le projet d'une optique adaptative à bas coût a donc un véritable sens, dans le contexte actuel, car il serait alors possible d'équiper des télescopes plus petits sur lesquels les demandes de temps sont moins fortes. Aujourd'hui, notre système n'est plus tout à fait à bas coût, car les avancées technologiques en matière d'informatique et de capteurs CCD permettent de reconsidérer un réel système à bas coût. Dans tous les cas notre système pourrait être installé définitivement après les derniers tests et permettre de nouvelles applications.

Comme la résolution atteignable sur un télescope de la gamme des 1,5 mètre reste relativement basse comparée aux télescopes géants (et spatiaux), les applications innovantes viendraient plutôt de l'utilisation du front d'onde partiellement corrigé. Dans le cadre de la recherche d'exo-planètes plusieurs prototypes de coronographes sont actuellement testés et leurs performances dépendent du front d'onde utilisé.

Toujours dans la recherche d'une meilleure résolution spatiale, il est aussi possible de tester des prototypes d'hyper-télescope nécessitant eux aussi un front d'onde plan pour avoir de bonnes performances.

# Sixième partie

## ANNEXES



# Chapitre 11

## Tolérances d'alignement sur les modules photodiodes

### 11.1 Liste des incertitudes à prendre en compte pour l'estimation du diamètre minimum d'une lentille de champ du module photodiode.

Simulation effectuée pour les prismes de la 3ème couronne par De Bonnevie ([De Bonnevie, 1997])

Pas de correction de la courbure de champ au niveau de la matrice

Longueur d'onde de travail = 560nm

Lentille d'entrée  $f=350\text{mm}$ , épaisseur= 4mm, verre : BK7, diamètre=40mm

Prismes en BK7

Désignation du type d'erreur	Valeur	Axe X	Axe Y
Dépointage du télescope ramené au faisceau d'entrée de 20mm ( $\pm 5$ arcs)	$\pm 0,104$ deg	$\pm 0,68$ mm	$\pm 0,68$ mm
Décentrage de la face bombée de la lentille d'entrée	$\pm 0,05$ deg	$\pm 0,17$ mm	$\pm 0,16$ mm
Décalage ensemble lentille + prismes par rapport à l'axe optique idéal	$\pm 0,1$ mm	$\pm 0,1$ mm	$\pm 0,1$ mm
Tip-tilt lentille + prismes	$\pm 0,01$ deg	$\pm 0,02$ mm	$\pm 0,02$ mm
Décentrage de l'ensemble des prismes sur la lentille d'entrée	$\pm 0,2$ mm	$\pm 0,02$ mm	négligeable
Dimensionnement des arêtes des prismes côté lentille	$\pm 0,15$ mm	$\pm 0,01$ mm	négligeable
Angles de déviation des prismes	$\pm 0,05$ deg	$\pm 0,18$ mm	$\pm 0,18$ mm
Centrage des lentilles de champ des photodiodes	$\pm 0,1$ mm	$\pm 0,10$ mm	$\pm 0,10$ mm
Rayon de courbure de la lentille d'entrée	$\pm 2\%$	$\pm 0,27$ mm	$\pm 0,20$ mm
Distance lentille d'entrée-mosaïque	$\pm 0,5$ mm	$\pm 0,01$ mm	$\pm 0,01$ mm
Épaisseur lentille d'entrée	$\pm 0,15$ mm	$\pm 0,01$ mm	$\pm 0,01$ mm
Épaisseur au centre des prismes + épaisseur de la colle	$\pm 0,15$ mm $0,1 \pm 0,1$ mm	$\pm 0,01$ mm	négligeable
Bande passante du senseur	425-975nm	$\pm 0,85$ mm	$\pm 0,06$ mm
Tip-tilt des prismes de la 3ème couronne	$\pm 0,06$ deg	$\pm 0,22$ mm	$\pm 0,22$ mm
Erreur d'angle de perçage des trous de positionnement des modules photodiodes	$\pm 0,1$ deg	$\pm 0,02$ mm	$\pm 0,02$ mm
Rotation différentielle entre matrice et lentille d'entrée prismes	$\pm 0,25$ deg	négligeable	$\pm 0,23$ mm
Défaut de parallélisme du faisceau incident	$\pm 0,01$ deg	$\pm 0,04$ mm	$\pm 0,02$ mm
Incertitudes cumulées		$\pm 2,71$ mm	$\pm 1,96$ mm
Étalement de l'image dû à la turbulence avec $r_0=10$ cm à 550nm (ramené à un faisceau de 20mm)		$\pm 0,14$ mm	$\pm 0,14$ mm
Rayon minimum des lentilles de champ		3,15mm	

# Chapitre 12

## Photos des pupilles défocalisées

Les photos représentent la superposition des deux images des pupilles défocalisées par la membrane vibrante pour différentes courbures. Elles sont obtenues à partir du montage de la figure 5.1 et ont été utilisées pour trouver la meilleure courbure pour visualiser les défauts d'alignement du faisceau sur la membrane vibrante.

On peut voir les défauts du miroir déformable sur les pupilles car celui-ci n'est pas plan au repos. La membrane a un comportement garanti pour des tensions appliquées allant de 1Volt à 10Volt crête à crête. Le réglage optimum pour des corrections sur un télescope de 1,5 mètre avec un  $r_0$  de 10cm est une membrane vibrante avec une focale de  $\pm 180$ mm. La dernière image pour la membrane de focale 100mm est sur-exposée par rapport aux autres et représente surtout l'extension des images pupillaires dans ce cas limite.

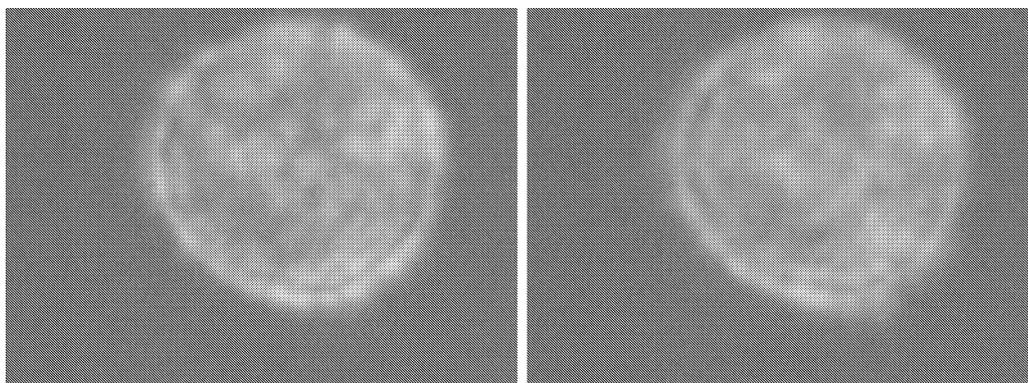


FIG. 12.1 – A gauche la membrane a une focale de 1000mm (1Volt) et à droite de 500mm (2Volts).

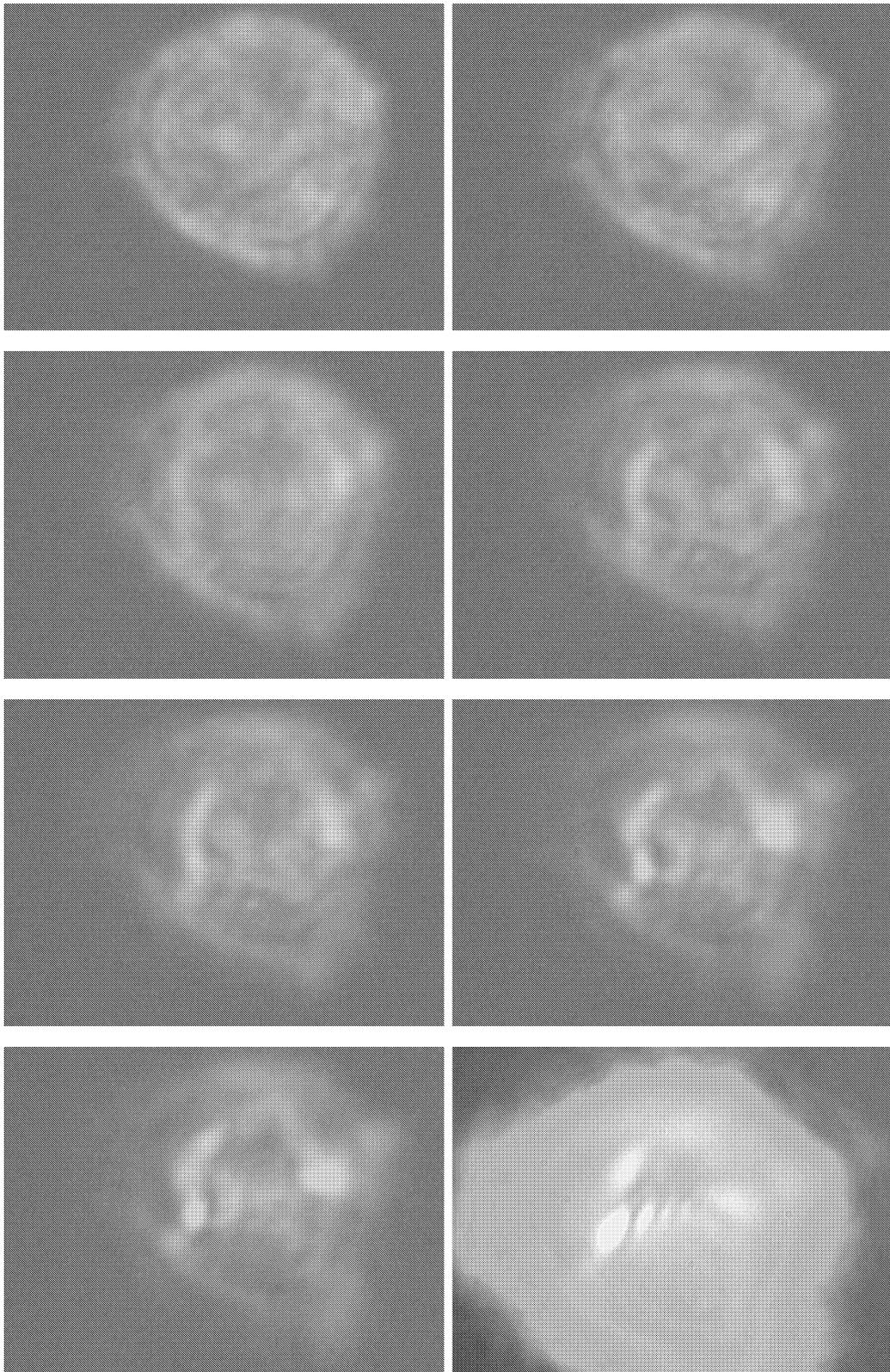


FIG. 12.2 – De haut en bas et de gauche à droite, la membrane a successivement une focale de 350mm (3Volts), 250mm (4Volts), 200mm (5Volts), 180mm (6Volts), 160mm (7volts), 120mm (8Volts), 105mm (9Volts), 100mm (10Volts).

# Chapitre 13

## Plans et protocole d'alignement des bancs optiques

### 13.1 Banc test

#### 13.1.1 Liste des éléments optiques et mécaniques

Sur la figure 13.2 nous avons reproduit plus en détail le schéma optique du banc test. Dans le tableau 13.1 nous détaillons les éléments optiques utilisés ainsi que des commentaires sur leur support mécanique.

	Optique	Focale	Diamètre	Support
<b>source</b>				
1	laser			
2	achromat	10mm	6mm	
3	achromat	200mm	25,4mm	
4	diaphragme		8,7 mm	
5	miroir plan $\lambda/10$		25,4mm	rotation en $\alpha, \delta$
6	achromat	200mm	25,4mm	
<b>hebert-fastie</b>				
7	miroir parabolique	1330mm	210mm	translation en x et rotation en $\alpha, \delta$ ,
8	miroir déformable		59mm	translation en y et rotation en $\alpha, \delta, \gamma$
9	lame dichroïque		25,4mm	rotation en $\alpha, \delta$
<b>voie science</b>				
10	caméra			translation en x
<b>voie analyse</b>				
11	miroir plan $\lambda/10$		25,4mm	rotation en $\alpha, \delta$
12	achromat	75mm	12,7mm	
13	achromat	300mm	25,4mm	
14	membrane vibrante	$\pm 100$ -500mm	6mm	translation en x, y, z et rotation $\alpha, \delta$
15	miroir plan $\lambda/10$		25,4mm	rotation en $\alpha, \delta$
16	miroir sphérique $\lambda/10$	1840mm	30mm	rotation en $\alpha, \delta$
17	miroir plan $\lambda/10$		50mm	rotation en $\alpha, \delta$
18	analyseur		25mm	

TAB. 13.1 – Liste des éléments optiques du banc test.

### 13.1.2 Alignement

Pour réaliser l'alignement optique nous utilisons une lunette dioptrique réglée à l'infini pour vérifier le parallélisme du faisceau, ainsi qu'une série d'écrans de papier calque montés sur divers supports. Pour l'alignement du faisceau sur la membrane vibrante, nous utilisons une caméra pour visualiser plus précisément le comportement du faisceau.

1. Le laser (1) est aligné par construction dans un tube de 30mm de diamètre pour qu'il éclaire un trou de  $300\ \mu\text{m}$  et émette son faisceau horizontalement par rapport à la table à une hauteur de 200mm.
2. La lentille (2) qui va créer la source non résolue est fixée dans un trou à l'extrémité du tube alignant le laser. Il s'agit donc de vérifier que le faisceau sortant du tube reste parallèle à la table sur plusieurs mètres. Pour vérifier cela, nous utilisons une cible en papier calque montée sur un support en métal dont nous avons soigneusement vérifié que le centre se situe bien à 200mm de haut. C'est ce même outil qui sera utilisé pour vérifier la hauteur du trajet tout le long de son parcours.
3. La lentille de 200mm de focale (3) est aussi fixée directement dans un tube de métal et son support assure sa perpendicularité pour ne pas générer d'astigmatisme.
4. Le diaphragme (4) fixant la pupille est fixé dans le tube tenant la lentille précédente. En mettant la lunette dioptrique à la sortie du diaphragme, nous nous assurons que le faisceau est parallèle.
5. Le miroir de renvoi (5) doit être réglé en vérifiant que le faisceau réfléchi au bout de la table est bien à 200mm de hauteur.
6. La lentille de 200mm de focale (6) doit se situer 200mm plus loin que le diaphragme. Ce réglage n'est pas évident et nous nous contentons de mesurer à la règle la distance avant et après réfraction. Dans un premier temps nous continuons l'alignement sans cette lentille, puis quand les deux éléments suivants seront alignés nous la mettrons en place.
7. Nous avons le choix sur plusieurs millimètres pour placer le faisceau sur le miroir parabolique (7) car il ne fait que 59mm pour un diamètre utile de 210mm. Pour avoir un maximum de place pour le support de la caméra il est nécessaire de passer le plus loin possible du boîtier du miroir déformable et donc de se rapprocher du bord du miroir parabolique. Notre choix pour ne pas être trop près du bord du miroir est de faire passer le centre optique du faisceau à 39,5mm du bord du miroir parabolique. Comme nous n'avons pas encore fixé la lentille (6), le faisceau qui arrive sur la parabole mesure 8,7mm de diamètre et est parallèle.
8. L'alignement du miroir déformable (8) est beaucoup plus délicat car il doit se situer dans un plan pupille et être rigoureusement parallèle au miroir parabolique (7). Comme le boîtier du miroir déformable mesure 100mm de diamètre, nous savons que l'axe optique du faisceau passant à côté doit être à une distance de 15,5mm (fig. 13.1). Nous pouvons donc fixer latéralement le miroir.

Comme le faisceau arrivant sur le miroir parabolique est parallèle, il est facile de repérer à quel endroit il converge après réflexion. Comme le miroir déformable doit être au foyer de ce miroir, nous pouvons le déplacer en profondeur pour qu'il coïncide avec le foyer. En plaçant ensuite un calque marquant clairement le centre du miroir déformable, nous pouvons faire pivoter le miroir parabolique pour que le foyer soit au centre du miroir déformable.

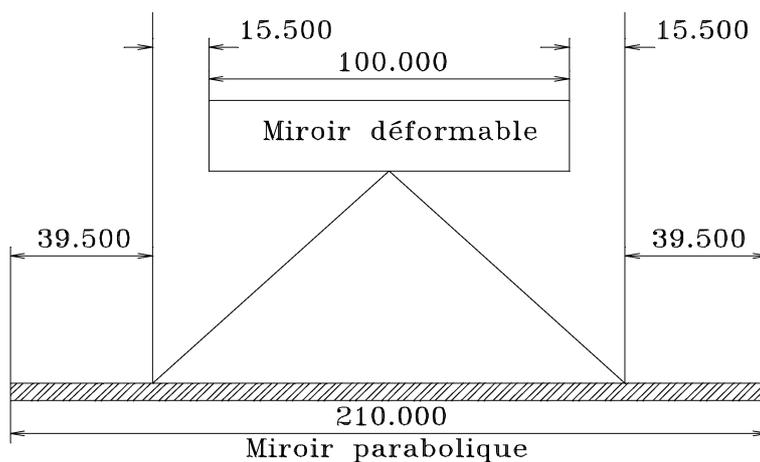


FIG. 13.1 – Construction géométrique de l'alignement entre le miroir déformable et le miroir parabolique. Les dimensions sont en mm.

Une fois le centrage du miroir déformable assuré nous pouvons assurer son parallélisme avec le miroir parabolique en le réglant de façon à ce que le faisceau réfléchi qui arrive sur la parabole soit bien à 39,5mm de son bord et à 200mm de haut.

Une fois le réglage réalisé, nous pouvons positionner la lentille (6) de façon à ce que son foyer soit exactement au niveau du miroir déformable et que l'axe optique ne bouge pas sur le miroir parabolique. Si l'alignement est correct, nous retrouvons un foyer à côté du miroir déformable après la deuxième réflexion sur le miroir parabolique. Ce foyer doit se situer à 15,5mm du boîtier.

Comme le miroir déformable n'est pas parfaitement plan au repos, nous avons la possibilité de le remplacer par un miroir plan. Nous pouvons ainsi faire les réglages optiques et vérifier que nous ne produisons pas d'astigmatisme avec les lentilles, puis replacer le miroir déformable.

9. La lame dichroïque (9) se place au moins 150mm avant le foyer pour qu'elle ne vignette pas le faisceau.
10. La caméra (10) est montée sur une plate-forme en translation pour pouvoir faire la focalisation de la voie science.
11. Le miroir plan (11) est positionné approximativement au niveau du foyer. On vérifie qu'il reçoit et réfléchit bien le faisceau à 200mm de haut.
12. A l'aide de cibles dessinées sur un papier calque nous alignons la lentille (12) dans l'axe pour éviter des effets d'astigmatisme. Avec la lunette dioptrique nous vérifions que le faisceau est bien parallèle après transmission et qu'il ne subsiste pas d'astigmatisme.
13. La lentille (13) doit être placée 200mm après le plan pupille, soit 375mm après la lentille (12). Ici aussi il est difficile de déterminer exactement la position du plan pupille et nous nous contentons de mesurer à la règle la distance entre les deux lentilles.
14. Pour aligner la membrane vibrante (14) nous utilisons le montage décrit à la figure 5.1. en activant la membrane vibrante nous visualisons la somme des deux plans pupilles défocalisés sur notre écran. Si le faisceau ne réfléchit pas au centre de la membrane vibrante, nous aurons un effet de tip-tilt et l'image sera ovale. En agissant sur les deux

axes verticaux et horizontaux, nous réglons la membrane pour avoir une image la plus circulaire possible. En réglant l'axe longitudinal, l'effet de défocalisation se voit par un agrandissement de la pupille. Comme les bords des deux images de la pupille sont mal déterminés, on peut activer l'actuateur central du miroir déformable pour visualiser le centre de l'image.

15. Le miroir plan (15) replie le faisceau sans contrainte d'alignement autre que la hauteur à 200mm.
16. Pour éviter des effets de distorsion entre les deux plans intra et extra-focaux, le faisceau doit bien arriver au centre du miroir sphérique (16). On vérifie avec une lunette dioptrique que le faisceau est bien parallèle après réflexion.
17. Le miroir de renvoi (17) replie encore une fois le faisceau pour le diriger vers l'entrée de l'analyseur.
18. Pour aligner l'analyseur (18), nous vérifions d'abord avec des calques que le faisceau est centré sur la mosaïque de micro-prismes, puis à l'aide d'un tube réticulé, nous vérifions que les 31 sous-pupilles coïncident bien aux emplacements des photodiodes. Comme il n'y a aucun système de réglage fin du support de l'analyseur, cette étape est assez délicate.

## 13.2 Banc du télescope Laser-Lune

### 13.2.1 Liste des éléments optiques et mécaniques

Le banc du Laser Lune utilise les mêmes éléments que le banc test, plus une optique d'injection pour le faisceau du télescope. Dans la table 13.2 nous avons résumé les éléments optiques utilisés et marqué quelques commentaires sur leur support mécanique. La figure 13.3 représente le schéma optique du montage utilisé et la figure 13.4 le schéma mécanique avec l'encombrement des supports et des attaches.

### 13.2.2 Alignement

La particularité de l'alignement sur le banc du laser-lune est que nous réglons l'optique d'injection directement à partir d'une étoile. Comme ce télescope est conçu pour émettre un faisceau laser à travers son optique, le centre du miroir secondaire est recouvert d'un matériau non réfléchissant afin que le laser émis sur l'axe ne s'y réfléchisse pas. Pour cette raison nous ne pouvons pas aligner notre faisceau en utilisant une lunette auto-collimatrice qui aurait utilisé le miroir secondaire.

Après plusieurs tentatives pour aligner les trois miroirs de renvoi 0, 1 et 2, nous avons pu les aligner durant une nuit de pleine lune. En visant une étoile de magnitude 0 ou 1, le flux est suffisant pour voir le faisceau à travers un papier calque au niveau de chaque optique. L'avantage de la pleine lune est d'éclairer suffisamment, mais pas trop, les calques afin de voir leurs contours et savoir où se situe le faisceau.

Une fois le faisceau aligné, nous pouvons régler les deux lentilles 3 et 4 qui sont situées dans un tube les maintenant parallèles. A ce niveau, nous utilisons la source de référence et mettons le miroir flip en position pour injecter le faisceau de référence et faire un alignement identique à celui du banc test. Nous repérons ensuite le foyer à l'aide de la caméra et faisons coïncider le foyer de référence avec le foyer de l'étoile pour achever l'alignement.

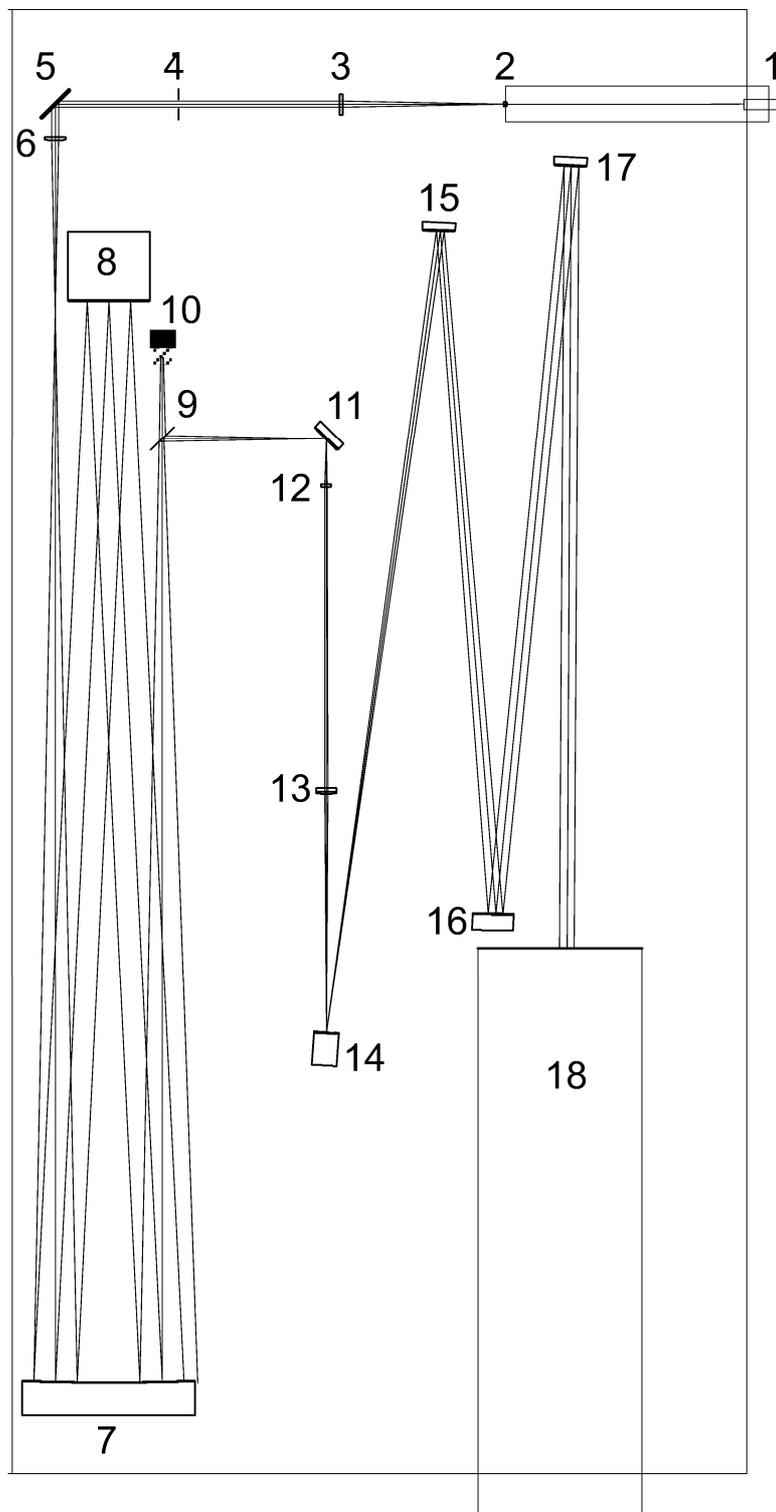


FIG. 13.2 – Schéma optique du banc test. Les chiffres se réfèrent au tableau 13.1.

	Optique	Focale	Diamètre	Support
<b>injection</b>				
0	miroir plan $\lambda/10$		76,2mm	amovible et rot. en $\alpha, \delta$
1	miroir plan $\lambda/10$		50,8mm	trans. motorisée en x et rot. en $\alpha, \delta$
2	miroir plan $\lambda/10$		25,4mm	trans. motorisée en x et rot. en $\alpha, \delta$
3	achromat	180mm	30mm	
4	achromat	200mm	25,4mm	
5	miroir plan $\lambda/10$		25,4mm	rotation en $\alpha, \delta$
6	miroir plan $\lambda/10$		25,4mm	rotation en $\alpha, \delta$
<b>hebert-fastie</b>				
7	miroir parabolique	1330mm	210mm	trans. en x et rot. en $\alpha, \delta$
8	miroir déformable		59mm	trans. en y et rot. en $\alpha, \delta, \gamma$
9	lampe dichroïque		25,4mm	rotation en $\alpha, \delta$
<b>voie science</b>				
10	caméra			translation en x
<b>voie analyse</b>				
11	miroir plan $\lambda/10$		25,4mm	rotation en $\alpha, \delta$
12	achromat	75mm	12,7mm	
13	achromat	300mm	25,4mm	
14	membrane vibrante	$\pm 100-500$ mm	6mm	trans. en x, y, z et rot. $\alpha, \delta$
15	miroir plan $\lambda/10$		25,4mm	rotation en $\alpha, \delta$
16	miroir sphérique $\lambda/10$	1840mm	30mm	rotation en $\alpha, \delta$
17	miroir plan $\lambda/10$		50mm	rotation en $\alpha, \delta$
18	analyseur		25mm	
<b>source de référence</b>				
19	laser			
20	achromat	10mm	6mm	
21	achromat	200mm	25,4mm	
22	diaphragme		8,7 mm	
23	miroir plan $\lambda/10$		25,4mm	rotation en $\alpha, \delta$
24	achromat	200mm	25,4mm	
25	miroir plan $\lambda/10$		25,4	à bascule et rot. en $\alpha, \delta$

TAB. 13.2 – Liste des éléments optiques du banc du Laser-Lune

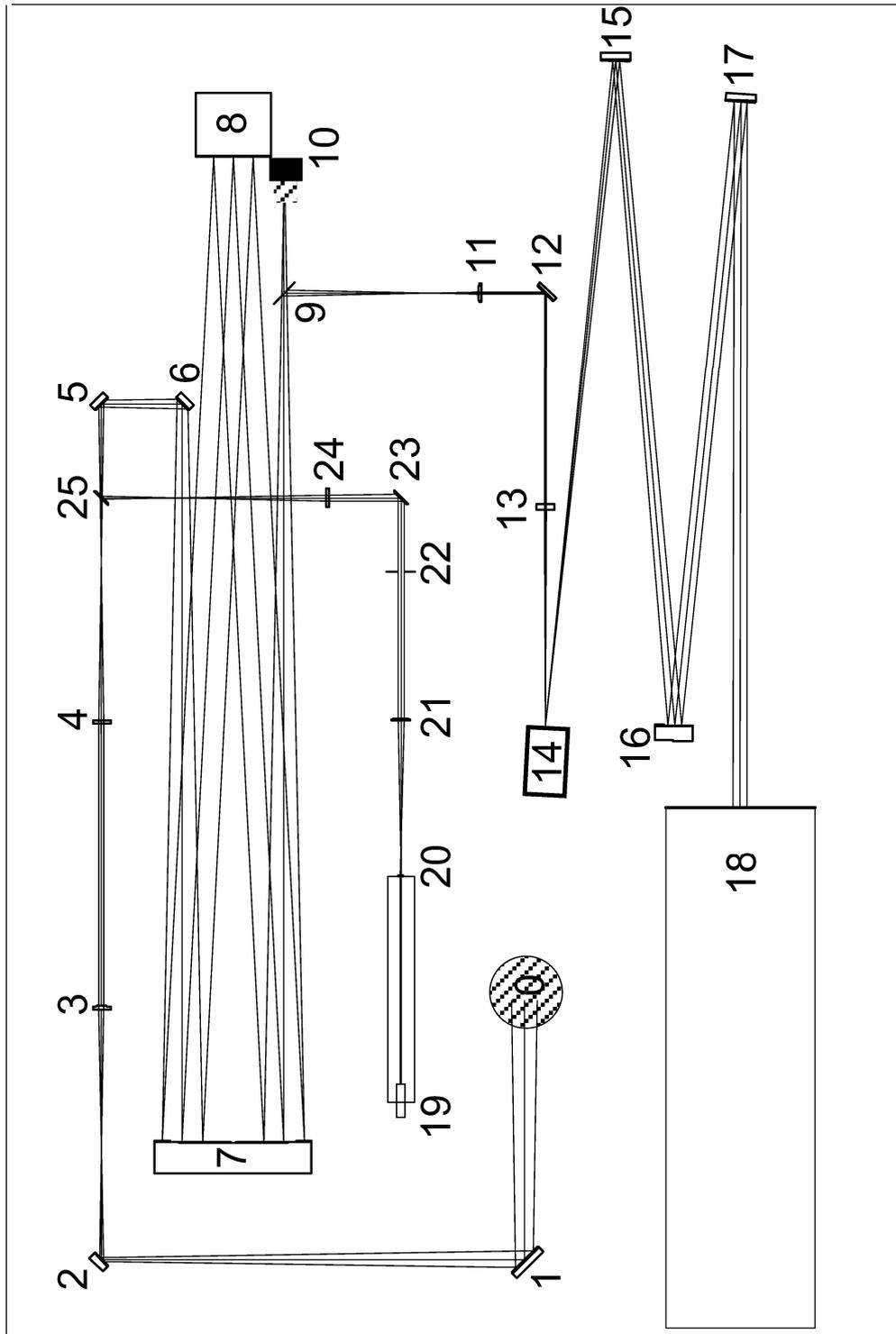


FIG. 13.3 – Schéma optique du banc du télescope Laser-Lune. Les chiffres se réfèrent au tableau 13.2.

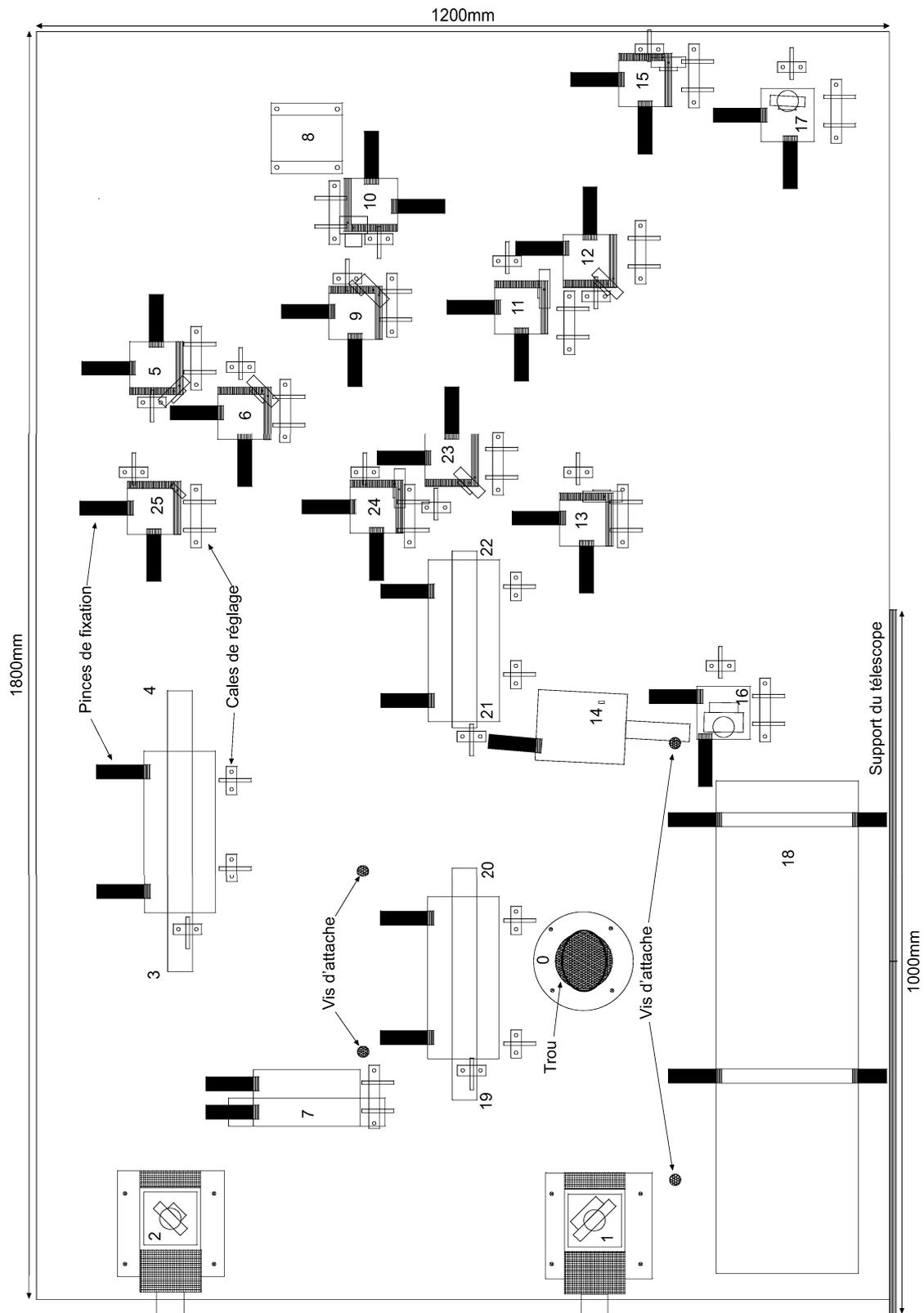


FIG. 13.4 – Schéma des supports et des attaches du banc du Laser Lune. La barre noire à droite correspond à la partie du banc qui repose sur le support du télescope, le reste est en porte-à-faux. Les rectangles noirs sont les attaches des supports. Les vis horizontales sont des cales de réglage. Le rond noir est le trou par lequel arrive le faisceau du télescope.

# Chapitre 14

## Articles de colloques

ESO, Venice 2001, Beyond Convnetional Adaptaive Optics  
SF2A, Paris 2002, Semaine de l'Astrophysique Fançaise  
SPIE, Kona 2002, Astronomical Telescopes and Instrumentation

## The Adaptive Optics Project For The GI2T Interferometer

Venice 2001  
Beyond  
Conventional  
Adaptive  
Optics



Hamdani S.<sup>1</sup>, Verinaud C.<sup>2</sup>, Blazit A.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de la côte d'Azur, 2130 route de l'observatoire, F-06460, France

<sup>2</sup> Osservatorio Astronomico di Arcetri, Florenz, Italy

### ABSTRACT

The GI2T/REGAIN is a multi-speckle Michelson stellar interferometer of two 1.5m telescopes operating in the visible and near infrared wavelengths. We are developing low cost adaptive optics using a curvature wavefront sensor and a 31 actuator bimorph mirror. Our curvature sensor uses an array of prisms instead of micro-lenses and optical fibers. We have also done and are still working on a new visibility estimator for the partially corrected image. The future performance will give us a gain of two or three magnitudes and an important gain of the signal to noise ratio on the visibility measurement.

### 1. INTRODUCTION

The GI2T/REGAIN is a multi-speckle Michelson stellar interferometer of two 1.5m telescopes that can move on a baseline from 12m to 65m. It is equipped with a spectrometer which works in two modes : 1) multichromator mode, which uses the plain image, 2) X-lambda mode which uses only a one speckle wide slit. The AO project (OAGI2T) consists of a curvature wavefront sensor (WFS) and a bimorph mirror for each arm. In section 2 we present the current development of our WFS which is now under testing. In section 3 we show that the partially corrected images will change our visibility estimator, and in section 4 we present the expected performance.

### 2. THE CURVATURE WAVEFRONT SENSOR

Significant effort has been given to the development of the curvature wavefront sensor. Now the detector module is integrated and the real-time control system is in operation. This paragraph describes the characteristics and originality of the OAGI2T system and different stages of the development of the wavefront sensor.

#### 2.1. Main Characteristics of the AO

The system is inspired from the curvature adaptive optics concept of F. Roddier (Roddier 1991). The existing curvature systems are all based on Avalanche-Photo-Diodes (APD) working in a photon counting mode. The main advantages of these detectors are their very good quantum efficiency and zero read-out noise which is well adapted for astronomical targets of low flux. The main characteristics of OAGI2T are listed below:

- Corrective element: 31 electrodes bimorph deformable mirror.
- Wavefront sensor: 31 sub-pupils sampled by an array of prisms.
- Wavefront sensor detectors: Avalanche-Photo-Diodes in photon counting mode.
- Real-time control system: three 320C40 DSP (SHAKTI), software by ONERA. - Modal optimization and piston control.
- Sampling frequency: 2.5 kHz. - Maximum closed loop control bandwidth : > 200 Hz. - Maximum Strehl ratio at  $r_0 = 10$  cm and wind speed = 10 m/s (tel. diam=1.5m):  $S = 0.35$  at  $0.7 \mu\text{m}$ .

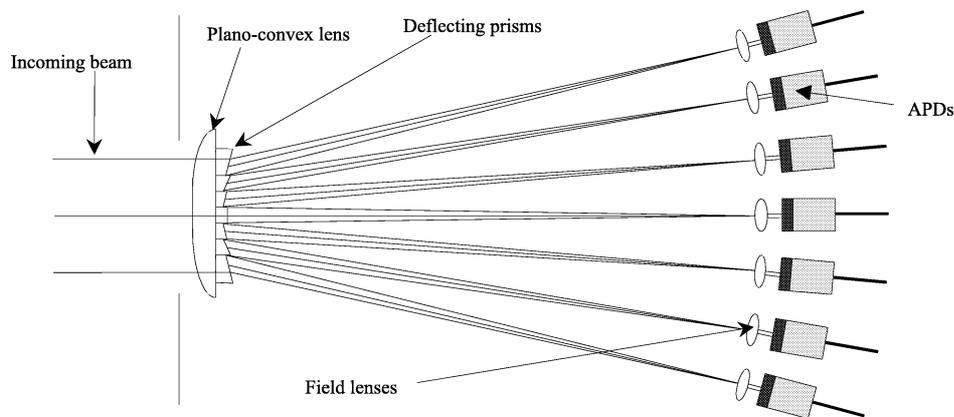


Figure 1. Optical scheme of the wavefront sensor detector module (not to scale).

## 2.2. Originality of the Wavefront Sensor

In wavefront curvature sensing the shape of the corrugated phase is recovered by measuring the difference of local intensities in two out-of-focus pupil images (Roddier 1991). In usual systems the pupil is sampled by micro-lenses and the intensity is transmitted to the APDs by optical fibers. In the OAGI2T system no fibers are used, but an innovative optical component has been designed.

This device is described in fig. 1. At the entrance pupil is located a plano-convex lens on which are glued 31 prisms. Each prism deflects the light in one sub-pupil towards the corresponding APD. The combination of the entrance lens with the field lenses transports the image of each sub-pupil on the sensitive surface of the APDs. A mosaic of small prisms is much easier to design and to make than a specific array of microlenses, with peculiar microlens shapes and position. We developed compact photodiode modules including electronics and field lenses. They are tightly packed inside the detector of the wavefront sensor by a copper part ensuring cooling and optical alignment. Tolerances on position are less stringent with photodiodes (sensitive area is  $\emptyset$  0.5mm) than with fiber-coupled modules (fiber core is  $\emptyset$  50 $\mu$ m).

Mechanics (fig. 2) was designed with tolerances such that no optical alignment is needed except the rotation of the mosaic of prisms. The optical study (De Bonnevie) of the combination defined the mechanical precision needed for minimization of flux losses, taking into account diffraction, spectral dispersion, and atmospheric blur.

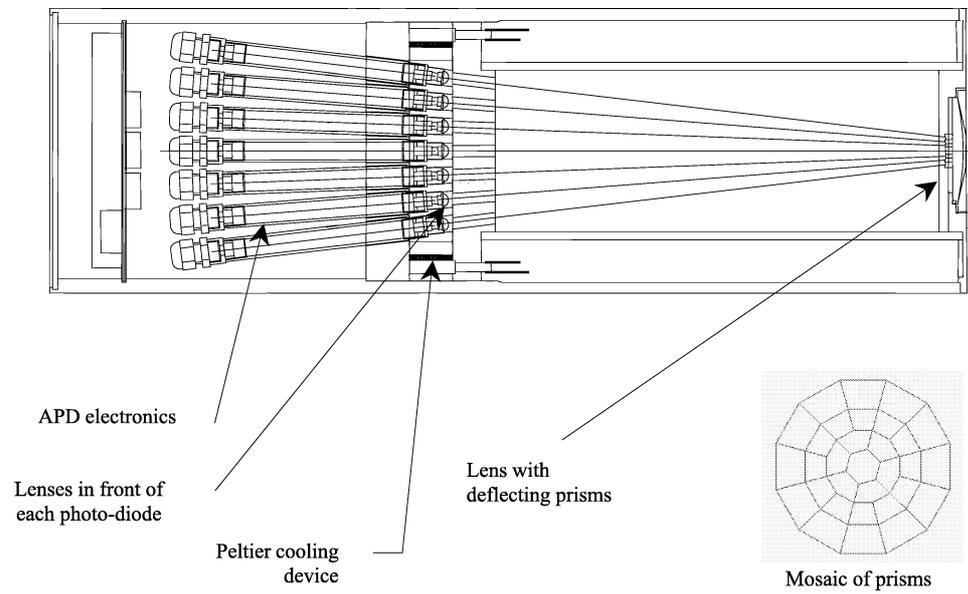
In fig. 3 we show different pictures representing key elements of the wavefront sensor detector module: the electronics system and the Peltier cooling device have been designed and integrated at the Observatoire de la Côte d'Azur. The prisms have been cut at the CILAS company and the alignment and gluing were ensured by P. Barroso at Observatoire de Paris.

## 2.3. Current Status

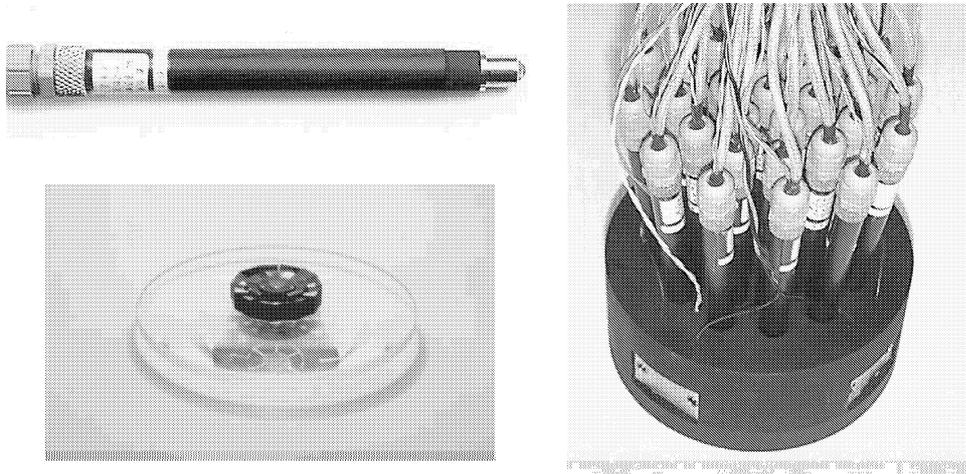
The photodiodes have been successfully tested. They reach the expected efficiency ( $\approx$  40% in R band) and linearity. The alignment of the field lenses and the whole APDs in copper cooling device have been tested. As we expected, the alignment has been done without any major trouble and the field lenses allow small mechanical imprecisions. Now we are waiting for the deformable mirror to close the loop and test the whole system.

## 3. THE VISIBILITY ESTIMATOR

The goal of Michelson Stellar Interferometry is to record very fine details of astronomical objects, i.e. to measure a signal related to the high spatial frequency contributions of the object's power spectrum. The raw signal delivered by a ground-based optical interferometer is very dependent on the atmospheric turbulence conditions. A calibration star is thus always necessary in order to take into account the seeing. Due to the non-stationarity of atmospheric turbulence during the observation, this calibration can lead to erratic errors as the object and the calibration star are not observed at the same time. The study presented in this section



**Figure 2.** Opto-mechanical structure of the wavefront sensor.



**Figure 3.** APD module, mosaic of prisms and insulated copper cooling device equipped with APD modules.

aims at defining an estimator which is as much as possible independent of the turbulence conditions and of the quality of the AO correction.

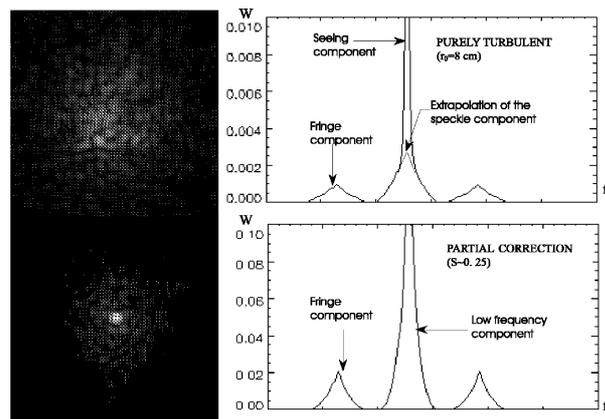
### 3.1. Generalities

The high frequency spatial information of the observed object is directly related to the contrast of the interference fringes which are obtained by coherently combining two telescope beams. This contrast, defined as the normalized amplitude of the fringes intensity modulation, is called the visibility. There are several methods to record the fringes. The temporal encoding methods use a temporal modulation of the optical path length to record the modulation of the intensity versus time. We are interested here in the spatial encoding of the fringes in the image plane. The REGAIN visible spectrograph has two different modes of observation. The first mode is the dispersed fringe mode which isolates a few speckles in a slit in the image plane and disperses them. A second mode named multichromator, provides several short exposure images in different spectral bandwidths. The dispersion is made in the pupil plane and the whole speckled image is recorded enabling a much higher SNR. In fig.4 are displayed single simulated interferograms in the purely turbulent case, in the partial correction case and the corresponding average Wiener spectrum (short exposure power transfer function). Most of the foreseen adaptive interferometers such as the VLTI/AMBER will use spatial filtering with optical fibers to measure and calibrate the visibilities. Although the fiber technology has proven its efficiency in calibrating the visibilities by removing the residual speckles, this solution will not be adopted for the GI2T equipped with AO. There are several reasons for this: first of all using fibers would need costly and complex new instrumental developments. On the other hand, the quality of the correction in the visible ( $0.05 < \text{Strehl} < 0.4$ ) will be such that the fraction of high frequency energy in the surrounding speckles will be comparable to the energy in the central core, so that spatial filtering would lead to a waste of useful information. The present study shows that it is possible to calibrate accurately the visibilities on non-filtered partially corrected images without the need to make major modifications in the current spectrograph. We will concentrate here on the multichromator mode and will show that the methods of speckle interferometry used in the first period of operation of the GI2T can also be applied to the AO corrected interferometer although the data processing will be somewhat different than the current one.

### 3.2. New Estimator

In the purely turbulent case the shape of the high frequency component (or fringe component) is the autocorrelation of a single pupil. The shape of the low frequency component is also an autocorrelation of the pupil (speckle component) but for the very lower frequencies it is polluted by the contribution due to the seeing (seeing component). D. Mourard (Mourard 1994) and P. Berio (Berio 1999) defined the visibility estimator as the ratio of the energy in the fringe component divided by the energy in the speckle component. To achieve this, the central part of the speckle component has to be extrapolated by the autocorrelation function of the pupil in order to remove the seeing contribution (see fig.4). In the partial correction case the shapes of the different contributions of the short exposure Wiener spectrum are a linear combination of the autocorrelation of the pupil (contribution of the speckles) and of the squared autocorrelation of the pupil (contribution of the central core) and are thus highly dependent on the quality of the correction. Furthermore the frontier between the seeing component and the speckle component in the low frequency contribution is much less obvious or even non-existent so the extrapolation of the speckle contribution becomes very difficult. For these reasons a new visibility estimator has to be chosen. Roddier and Roddier (Roddier 1976) defined several estimators for the purely turbulent case and monochromatic light. One of them,  $C$ , is defined as the ratio of the integral of the high frequency energy in the short exposure power spectrum divided by the integral of the low frequency energy in the long exposure power spectrum. The only conditions on the turbulence statistic is a gaussian variation of the phase (log normal statistic of the complex amplitude) and that the speckle patterns produced by the two apertures are decorrelated. Simulation results show that this estimator is also valid when partial AO correction is applied.  $C$  is then a seeing-free parameter independent of the quality of the correction, with the condition that the residual wavefronts in the two apertures are statistically independent. The wavefront correlations between the two apertures depend especially on the baseline and on the outer scale of turbulence  $L_0$ . When the wavefronts are partially corrected the low frequency aberrations (tip-tilt, defocus, astigmatism) are well corrected so that the correlation becomes negligible and the estimator is always valid.

However D. Mourard and his team (Mourard 1994) encountered a severe drawback of Roddier's estimator  $C$  under real conditions: the estimated visibility was highly dependent on the seeing conditions because of the temporal decorrelation of the speckles that attenuate dramatically the fringe contrast. To overcome this problem one should observe with a short exposure frame rate much faster than the cut-off frequency of the



**Figure 4.** Single short exposure images and average Wiener spectrum in the multichromator mode.

turbulence. The current photon counting cameras are working at 50 Hz, leading to a severe attenuation of the fringe contrast. This effect will be much less important with the new generation photon counting cameras (CPNG) working at 250 Hz and furthermore the loss of fringe contrast will be less severe on partially corrected images since the central core is only affected by differential piston. But to completely freeze the speckle pattern in the visible under average conditions ( $r_0 = 10$  cm, average wind speed : 15 m/s) one should work with frame rates in the range 500 Hz to 1 kHz. Nevertheless, the residual loss of fringe contrast due to the temporal decorrelation in partially corrected interferograms can be calibrated by estimating the structure function of the residual wavefront errors. J.P. Véran (Véran 1997) demonstrated that the structure function can be evaluated accurately from the AO control loop data in order to recover the long exposure optical transfer function. In the case of interferometry, the observed star is most of the time unresolved by a single aperture, so that one could directly estimate the OTF and thus the structure function of the residual wavefront error on the long exposure images, and combine the methods defined by J.P. Véran to correct the eventual bias due to non-stationarity of the structure function and to speckle noise. Then one can compute from the structure function an estimate of the total low frequency energy in the theoretical speckle transfer function which is finally compared to the measured low frequency peak in order to estimate the temporal decorrelation. By the same method one can compute the cross-spectral fourth order moment of the residual phase fluctuations in order to estimate the spectral decorrelation for a finite spectral bandwidth (Berio 1997). Our simulation results confirm the validity of this method and we are now working on the other mode of the spectrometer.

#### 4. EXPECTED PERFORMANCE

We only discuss here the expected SNR improvements by AO for average conditions in the short exposure and long exposure modes and for an unresolved star. For the short exposure case we will consider the SNR for two types of estimators: the first one is the one used in the wide field mode consisting in the value of the spectral density for the central frequency of the fringe contribution. The second one is the estimator based on the integral of the high frequency peak. The SNR of the squared visibility in the short exposure mode for an unresolved star has been given by Conan (Conan 1994).

Simulations have been computed on 1000 independent phase screens for typical turbulence conditions for which OAGI2T would achieve a Strehl of 0.25 at  $0.7 \mu\text{m}$ . In fig. 5 we compare the SNR with AO correction at a given frequency in short exposures and in long exposures with the SNR without AO correction. The quality of the correction is constant. The number of photons could represent here the spectral bandwidth chosen for the observation. By applying an AO correction the gain in SNR on the estimation of  $|V^2|$  at the central frequency is about 7 at 200 photons per frame and greater than 14 at 25 photons per frame.

This gain will allow AOGI2T to observe between two and three magnitudes higher and reduce considerably the exposure time to obtain a sufficient signal to noise ratio on the visibility measurement.

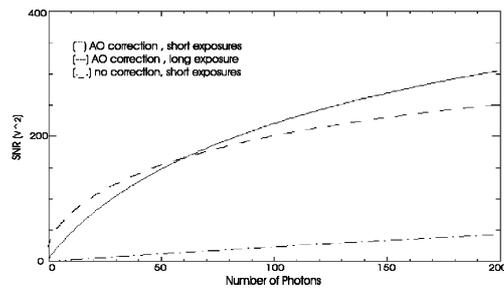


Figure 5. Signal to noise ratio of the squared visibility.

#### ACKNOWLEDGMENTS

We wish to thank the Technology and Research Service of the region Provence-Alpes-Côte d'Azur and the CNRS for funding this work.

#### REFERENCES

- Berio Ph., Mourard D., Vakili F., Borgnino J., and Ziad A., *Effects of atmospheric spectral decorrelation on visibility measurements in Michelson interferometry*, J. Opt. Soc. Am. A/Vol. 14, No. 1, pp 114-121, 1997.
- Berio Ph., Mourard D., Bonneau D., Chesneau O., Stee Ph., Thureau N., and Vakili F., *Spectrally resolved Michelson stellar interferometry. I. Exact formalism in the multispeckle mode*, J. Opt. Soc. Am. A/Vol. 16, No. 4, 1999.
- De Bonnevie A., *étude optique et tolérancement de l'analyseur de surface d'onde de GI2T*, internal report.
- Conan J.-M., *Etude de la correction partielle en optique adaptative*, PhD thesis, 1994.
- Mourard D., Tallon-Bosc I., Rigal F., Vakili F., Bonneau, D. Morand F., and Stee Ph., *Estimation of visibility amplitude by long-baseline Michelson interferometry with large apertures*, Astron. Astrophys. **288**, 1994.
- Roddier C. & Roddier F., *Seeing effects removal in a Michelson stellar interferometer*, J. Opt. Soc. Am., Vol. **66**, 1976.
- Roddier F., J. E. Graves, D. McKenna, M. Northcott, *The university of Hawaii adaptive optics system-I General approach*, Proc. SPIE **1542**, pp. 248-253, 1991.
- Véran J.-P., Rigaut F., Matre H., Rouan D., *Estimation of the adaptive optics long-exposure point-spread function using control loop data*, J. Opt. Soc. Am. A/Vol. 14, No. 1, pp. 3057-3069, 1997

*SF2A 2002*

*F. Combes and D. Barret (eds)*

## FIRST TESTS FOR A LOW-COST CURVATURE ORIENTED AO

Hamdani, S.<sup>1</sup>, Blazit, A.<sup>1</sup> and Vérinaud C.<sup>2</sup>

**Abstract.** Since a few years we are developing a low cost adaptive optics system for the GI2T optical interferometer. Our AO is based on a curvature sensor and a 31 actuator bimorphe mirror. We designed a wavefront sensor using an array of prisms to split the pupil image and photon counting avalanche photodiodes modules as detectors. We present here the design and the first results obtained on a test bench. This AO system will be used for the tests of a laser guide star and for observations of stars and asteroids. Latter, another system will be built to equip GI2T-Regain with two AO.

### 1 Introduction

The adaptive optics systems become widely used for various telescopes, but remain an expensive investment. We began our project with the aim of designing a low-cost system to equip the GI2T-Regain interferometer and 1.5 meter range telescopes. Our goal was to improve the sensitivity and precision of the instrument with a partial correction in visible wavelengths. To achieve this we focused on the wavefront sensor which appeared to be the easier element to design with good performances, and for which no commercial solution existed. The system we created is derived from the curvature adaptive optics concept of F. Roddier (Roddier et al, 1991). Photon counting avalanche photodiodes (APD) modules, developed at our observatory, provide good sensitivity, speed and have no time delay, which is very favourable for high speed corrections in the visible. The first tests made on our bench confirm the performances of the APD modules and the function of the wavefront sensor. We are now completing the tests to determine the performances of the wavefront sensor and the open loop transfer function of the whole adaptive optics system. Then we will be able to define the loop filter and to close the loop.

---

<sup>1</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, 2130 route de l'Observatoire, F- 06460 CAUSSOLS

<sup>2</sup> Osservatorio Astronomico di Arcetri, Firenze, Italy

## 2 The adaptive optics system

The design of our adaptive optics is optimised for partial correction in visible wavelengths. We managed between the correction level and the amount of light needed by the analyser. Correction up the 3<sup>rd</sup> degree Zernike modes was optimum, and simulations predict a Strehl ratio of 0.3 at 650nm and 0.55 at 1000nm (ro=10cm and star mag=6).

The main characteristics of our AO are listed below:

- Partial correction in visible and full correction in IR wavelengths.
- Wavefront sensor: 31 sub-pupils sampled by an array of prisms.
- Wavefront sensor detectors: avalanche photodiodes in photon counting mode.
- Corrective element: 31 electrode bimorph deformable mirror.
- Real-time control system: three 320C40 DSP
- Sampling frequency: 2.5 kHz. - Closed loop bandwidth : > 200 Hz.

## 3 The wave front sensor

The wave front sensor is a home made design curvature sensor and is describe in a previous paper (Hamdani 2001). It is the principal low coast item of our system.

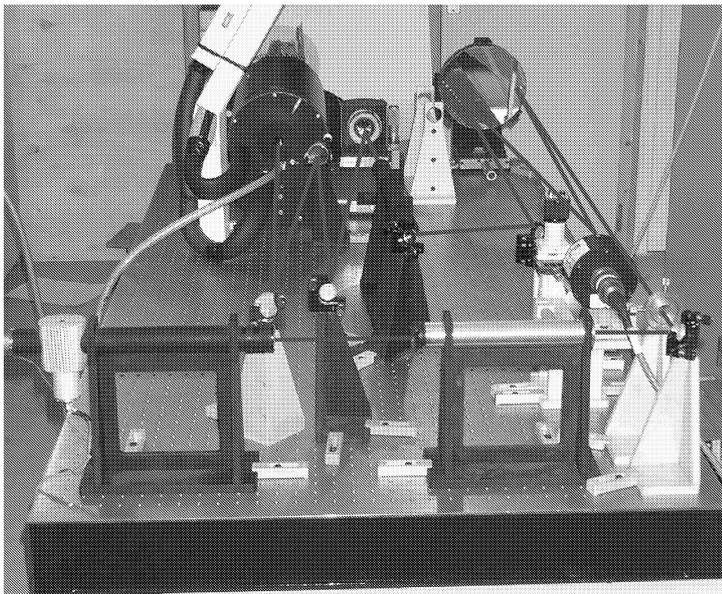
## 4 The Control of the adaptive optics

The loop is controlled by a real time calculator manufactured by Shakti. The calculator consists of a motherboard on a VME bus, equipped with a real time module made up of three 320C40 DSP and a DAC module for the control voltages of the deformable mirror. A Motorola computer board is used as host to access the real time processor. The control workstation is a PC with a Linux system. Communication to the Motorola board is made via an ethernet link. One output of the DAC module is used to control the vibrating membrane. It is a variable amplitude square signal at 2.5 kHz. A filter and an amplifier produce a sinusoidal signal for the vibrating membrane's loudspeaker mirror. The graphical interface written in Tcl/Tk by ONERA gives access to themain commands of the adaptive optics. It includes a real-time visualisation of the intensities and curvatures and allows to change the frequency and amplitude of the vibrating membrane mirror. This software handles the determination of the aquisition matrix, the command matrix and the numerical filters of the control loop (Madec 1999). With an appropriate numerical filter the closed loop cut-off frequency can reach more than 200 Hz.

## 5 The Test Bench

On our test bench we simulated a point source with a red laser diode or a white lamp and project the pupil onto the deformable mirror, with an Ebert-Fastie configuration, where the aberrations of the two off-axis reflections on the parabolic mirror compensate each other. The beam is then separated by a dichroic plate around 700 nm. The visible image is formed on a small CCD camera, and the upper wavelengths are fed to the analyser. The image of the point source is focussed on the vibrating membrane mirror that defocuses the beam and produces alternatively the intra- and extra-focal pupil image on the detector of the analyser. A second source is the reference for the wavefront analyser. Fig.1 is a picture of the test bench.

The optical bench is designed to be directly set up on the 1.52 m telescope of the Observatoire de Haute Provence where it will be used for experiments with an artificial laser guide star. It will also be used, with some adaptations, on the Laser Lune 1.5 m telescope at Observatoire de la Côte d'Azur for stars and asteroids observations and to test coronagraphs.



**Fig. 1.** Picture of the actual state of the test bench.

## 6 First Results On The Test Bench

The first tests on the bench checked the performances of the APD modules inside the detector. Their dark current is between 100 and 600 shots per second, depending on the photodiode. With a sampling frequency of 2500 Hz and a closed loop bandwidth around 200 Hz it can be neglected. The saturation level appears to be  $1.2 \cdot 10^6$  shots per second. The internal optical alignment of the detector of the wavefront sensor was checked. The membrane mirror effectively defocuses the pupil image on the detector, producing light modulation where the wavefront is not flat. We are now completing the tests to measure the performances of the wavefront sensor and the open loop transfer function of the whole adaptive optics system. Then we will be able to define the loop filter in order to compensate for the phase shifts introduced by the deformable mirror and to close the loop. We are working on future tests on the sky, the test bench in its actual state can be used on the 1.52 m telescope of the Observatoire de Haute Provence, and an optical table is under design for the Laser Lune telescope of Observatoire de la Côte d'Azur.

## 7 Conclusion

We have defined an adaptive optics system working in visible wavelengths for the interferometer GI2T-Regain, building a wavefront sensor with photon counting APD modules. Simulations foresee a Strehl ratio of .3 at 600 nm for  $D/r_0 = 15$ . First tests show the good operation of the various elements. Future tests will enable us to close the loop and characterise precisely our system. Foreseen use of this AO system is the tests of a laser guide star at Observatoire de Haute Provence, and observations of stars and asteroids on the Laser Lune telescope. Latter, another system will be built and the two telescopes of GI2T-Regain will be equipped with adaptive optics. They will greatly enhance its sensitivity.

## References

- Hamdani, S. 2001, in SF2A Proc., 609
- Madec, P.-Y. 1999, in Adaptive optics in Astronomy, ed. F. Roddier F. (Cambridge University Press), 131
- Roddier, F., et al. 1991, in 1542 SPIE Proc., 248

## First Tests for a Low-Cost Curvature Oriented AO

S. Hamdani<sup>a</sup>, A. Blazit<sup>a</sup> and C. Vérinaud<sup>b</sup>

<sup>a</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, 2130 route de l'Observatoire, F- 06460 CAUSSOLS, France

<sup>b</sup> Osservatorio Astronomico di Arcetri, Firenze, Italy

### ABSTRACT

Since a few years we are developing a low cost adaptive optics system for the GI2T optical interferometer. Our AO is based on a curvature sensor and a 31 actuator bimorph mirror. We designed a wavefront sensor using an array of prisms to split the pupil image and photon counting avalanche photodiodes modules as detectors. We present here the design and the first results obtained on a test bench. This AO system will be used for the tests of a laser guide star and for observations of stars and asteroids. Latter, another system will be built to equip GI2T-Regain with two AO.

**Keywords:** adaptive optics, curvature, wavefront sensor, photodiode, design, low cost

### 1. INTRODUCTION

The adaptive optics systems become widely used for various telescopes, but remain an expensive investment. We began our project with the aim of designing a low-cost system to equip the GI2T-Regain interferometer and 1.5 meter range telescopes. Our goal was to improve the sensitivity and precision of the instrument with a partial correction in visible wavelengths. To achieve this we focused on the wavefront sensor which appeared to be the easier element to design with good performances, and for which no commercial solution existed. The system we created is derived from the curvature adaptive optics concept of F. Roddier.<sup>1</sup> Photon counting avalanche photodiodes (APD) modules, developed at our observatory, provide good sensitivity, speed and have no time delay, which is very favourable for high speed corrections in the visible. The first tests made on our bench confirm the performances of the APD modules and the function of the wavefront sensor. We are now completing the tests to determine the performances of the wavefront sensor and the open loop transfer function of the whole adaptive optics system. Then we will be able to define the loop filter and to close the loop.

### 2. THE ADAPTIVE OPTICS SYSTEM

The design of our adaptive optics is optimised for partial correction in visible wavelengths. We managed between the correction level and the amount of light needed by the analyser. Correction up the 3<sup>rd</sup> degree Zernike modes was optimum, as shown by simulations : fig. 1 and fig. 2 show the Strehl ratios obtained for an 1.5 m telescope for the wavelengths of 650 nm and 1000 nm.

The main characteristics of our AO are listed below:

- Partial correction in visible and full correction in IR wavelengths.
- Wavefront sensor: 31 sub-pupils sampled by an array of prisms.
- Wavefront sensor detectors: avalanche photodiodes in photon counting mode.
- Corrective element: 31 electrode bimorph deformable mirror.
- Real-time control system: three 320C40 DSP
- Sampling frequency: 2.5 kHz. - Closed loop bandwidth : > 200 Hz.

---

Further author information: (Send correspondence to A. Blazit)

A. Blazit: E-mail: alain.blazit@obs-azur.fr

S. Hamdani: E-mail: slim.hamdani@obs-azur.fr

C. Vérinaud: E-mail: verinaud@arcetri.astro.it

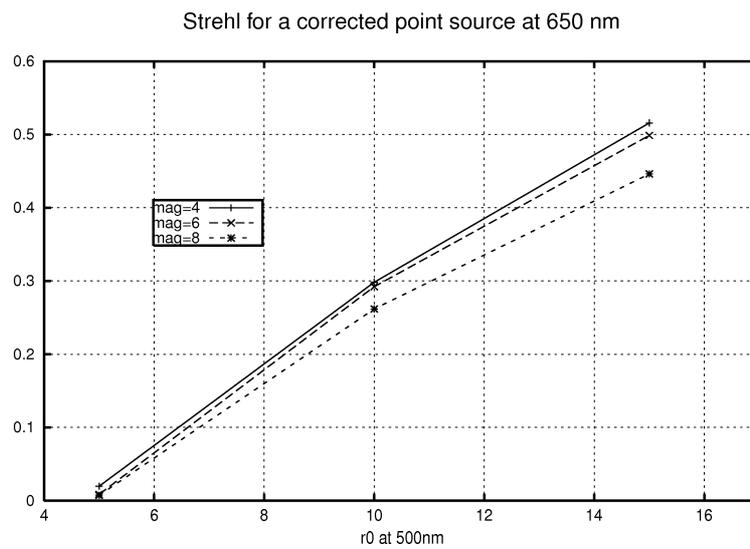


Figure 1. Performances simulated at 650 nm for a 1.5 m telescope with a 15% obstruction.

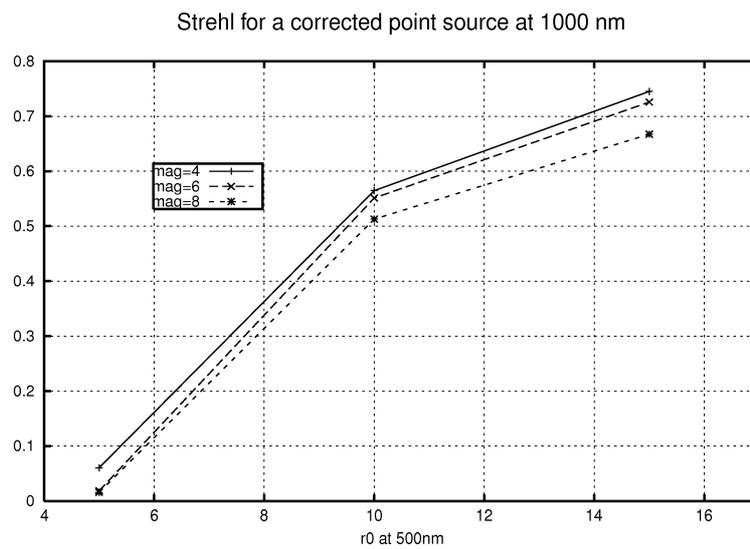
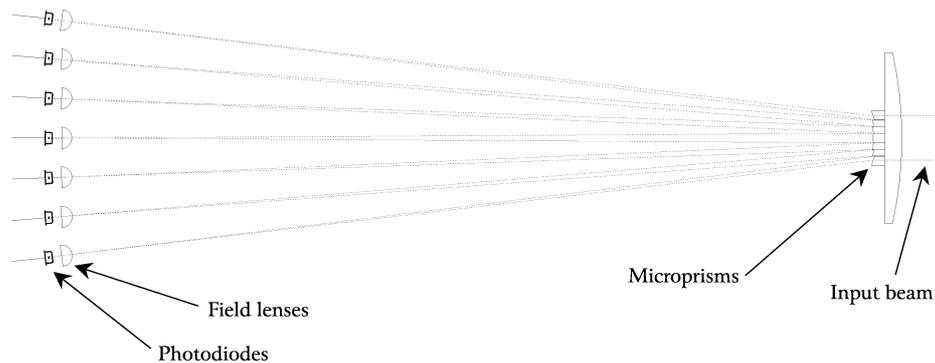


Figure 2. Performances simulated at 1000nm for a 1.5 m telescope with a 15% obstruction.



**Figure 3.** The optical diagram of the analyser. The pupil image is sampled by an array of microprisms which deflect the light towards the field lenses of the photodiodes

### 3. THE DESIGN OF THE WAVE FRONT SENSOR

In wavefront curvature sensors the shape of the corrugated phase is recovered by measuring the variation of local intensities in two out-of-focus pupil images.<sup>1</sup> These intra- and extra-focal images are produced by a vibrating membrane mirror excited by a loudspeaker and an acoustic cavity. This mirror, made by Laplacian Optics, oscillates between a concave and convex surface at the resonant frequency of 2500 Hz forming the alternating intra- and extra-focal images on analyser detector. Light detection is performed by avalanche photodiodes (APD) working in photon counting mode. The APD's main advantages are their good quantum efficiency, peaking at 40 % at 800 nm, and a zero read-out noise which is well adapted for astronomical targets of low flux. In usual systems the pupil images are sampled by micro-lenses and the light is transmitted to the APDs via optical fibres. In our system no fibres are used, but an innovative optical component has been designed, using microprisms to sample the pupil and direct the light to the APDs.

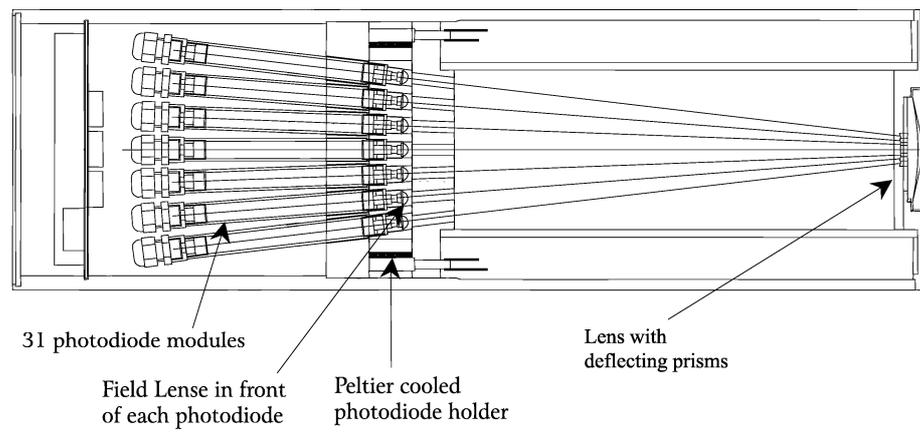
The optical diagram of the wavefront sensor can be found in fig. 3. At the entrance pupil is located a plano-convex lens on which are glued 31 prisms. Each prism deflects the light of one sub-pupil towards the corresponding APD. Such a mosaic of small prisms is much easier to design and to make than a specific array of microlenses, with peculiar shapes and position. We have developed compact photodiode modules, including electronics and field lenses. They are tightly packed inside the detector and held by a copper part ensuring cooling and optical alignment. Tolerances on position are less stringent with photodiodes (sensitive area is  $\emptyset$  0.5 mm) than with fibre-coupled modules (fibre core is  $\emptyset$  50  $\mu$ m). Mechanic (fig. 4) is designed with tolerances such that no optical alignment is needed except the rotation of the mosaic of prisms. The overall dimensions of the wave-front sensor are 20 cm diameter and 65 cm long.

#### 3.1. The pupil analyser : a mosaic of prisms

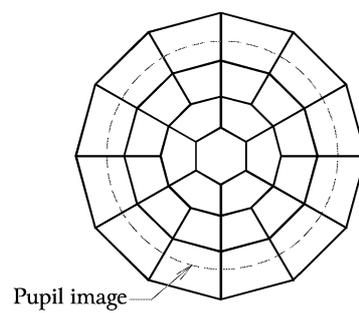
31 small prisms analyse the pupil's intra- and extra-focal images, and deflect the light towards the photodiodes field lenses. The geometry of the prisms mosaic (fig. 5) is very similar to the electrode pattern of the bimorph mirror. The pupil image spans to the middle of the outer ring of prisms, which senses the wavefront slopes on the edge (it is mainly sensitive to tip-tilt and defocus). The inner rings are sensitive to the curvature of the wavefront. The small prisms, with edges of approximately 5 mm, are glued onto a plano-convex lens which focuses star images on the photodiodes' field lenses. Field lenses focus the prisms' images onto the photodiodes. The assembly was made at the Observatoire de Paris.

#### 3.2. The detectors : avalanche photodiodes modules

The photodiode modules use Perkin Elmer (ex Reticon) fibreless avalanche photodiodes C30902S. Their active surface has a diameter of 0.5 mm. The photodiodes are operated at a polarisation of 28 V above the avalanche



**Figure 4.** Mechanical drawing of the wave front sensor.



**Figure 5.** Pattern of the mosaic of prisms

voltage, providing a very high gain and the ability to detect individual photons. Destruction of the photodiode is avoided by a limitation on current. The photon (and noise) initiated avalanches are detected at their beginning by a comparator, then the polarisation voltage is lowered under the avalanche voltage, and after a delay (to remove carriers from the avalanche region) the full polarisation is re-applied, and the photodiode is ready for a new detection. The quantum efficiency of the module is about half that of the photodiode (half the photoelectrons initiate a detectable avalanche) ; the dark count is between 75 and 600 shots per second at -20 °C, depending on the photodiode ; the saturation flux is about  $1.5 \cdot 10^6$  electrons per second. Due to limitation on current, accidental operation in ambient light is not destructive. In the wavefront sensor the photodiode modules have a common cooling and power supply. Photon pulses are sent to the real-time processor through twisted pairs. The modules were designed at the Observatoire de la Côte d'Azur. The advantages of developing photodiode modules versus commercial ones are the much lower cost and a larger sensitive surface enabling greater tolerances in the mechanics and optics of the wavefront sensor.

#### 4. THE DEFORMABLE MIRROR

The deformable bimorph mirror is BIM31 from CILAS, with 31 electrodes. The centre electrode and the 2 inner rings (19 electrodes in total) correct the local curvatures of the wavefront. The outer ring (12 electrodes) corrects the slopes on the edge of the wavefront.

- Useful surface : 59 mm diameter.
- Maximum deformation is a curvature of 35 m radius, convex or concave.
- Resonant frequency : about 2400 Hz.
- Hysteresis < 6%.
- Amplifiers cut-off frequency : 1100 Hz.

#### 5. THE CONTROL OF THE ADAPTIVE OPTICS

The loop is controlled by a real time calculator manufactured by Shakti. The calculator consists of a motherboard on a VME bus, equipped with a real time module made up of three 320C40 DSP and a DAC module for the control voltages of the deformable mirror. A Motorola computer board is used as host to access the real time processor. The control workstation is a PC with a Linux system. Communication to the Motorola board is made via an ethernet link. One output of the DAC module is used to control the vibrating membrane. It is a variable amplitude square signal at 2.5 kHz. A filter and an amplifier produce a sinusoidal signal for the vibrating membrane's loudspeaker mirror. The graphical interface written in Tcl/Tk by ONERA gives access to themain commands of the adaptive optics. It includes a real-time visualisation of the intensities and curvatures and allows to change the frequency and amplitude of the vibrating membrane mirror. This software handles the determination of the acquisition matrix, the command matrix and the numerical filters of the control loop.<sup>3</sup> With an appropriate numerical filter the closed loop cut-off frequency can reach more than 200 Hz.

#### 6. THE TEST BENCH

On our test bench (fig. 6) we simulated a point source with a red laser diode or a white lamp and project the pupil onto the deformable mirror, with an Ebert-Fastie configuration, where the aberrations of the two off-axis reflections on the parabolic mirror compensate each other. The beam is then separated by a dichroic plate around 700 nm. The visible image is formed on a small CCD camera, and the upper wavelengths are fed to the analyser. The image of the point source is focussed on the vibrating membrane mirror that defocuses the beam and produces alternatively the intra- and extra-focal pupil image on the detector of the analyser. A second source is the reference for the wavefront analyser. Fig. 7 is a picture of the test bench.

The optical bench is designed to be directly set up on the 1.52 m telescope of the Observatoire de Haute Provence where it will be used for experiments with an artificial laser guide star. It will also be used, with some adaptations, on the Laser Lune 1.5 m telescope at Observatoire de la Côte d'Azur for stars and asteroids observations and to test coronagraphs.

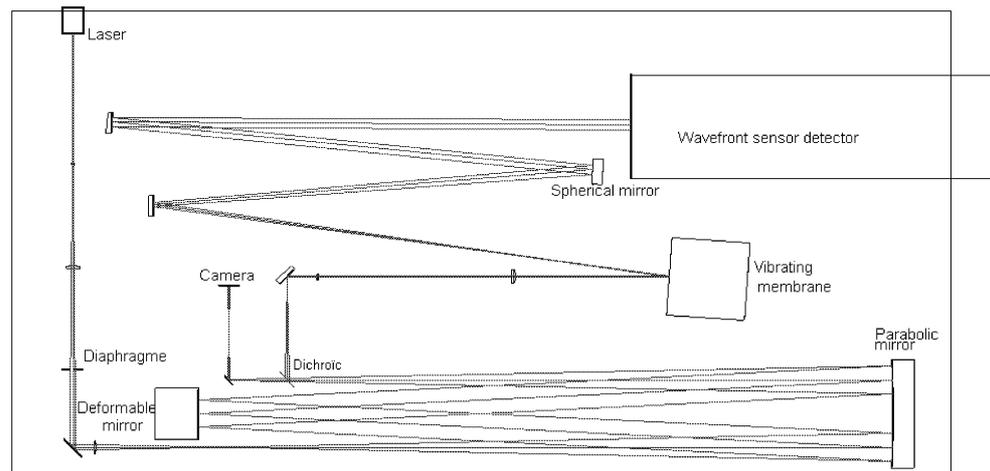


Figure 6. Schema of the test bench for our Adaptive Optics system.



Figure 7. Picture of the actual state of the test bench.

### 7. FIRST RESULTS ON THE TEST BENCH

The first tests on the bench checked the performances of the APD modules inside the detector. Their dark current is between 100 and 600 shots per second, depending on the photodiode. With a sampling frequency of 2500 Hz and a closed loop bandwidth around 200 Hz it can be neglected. The saturation level appears to be  $1.2 \cdot 10^6$  shots per second. The internal optical alignment of the detector of the wavefront sensor was checked. The membrane mirror effectively defocuses the pupil image on the detector, producing light modulation where the wavefront is not flat. We are now completing the tests to measure the performances of the wavefront sensor and the open loop transfer function of the whole adaptive optics system. Then we will be able to define the loop filter in order to compensate for the phase shifts introduced by the deformable mirror and to close the loop. We are working on future tests on the sky, the test bench in its actual state can be used on the 1.52 m telescope of the Observatoire de Haute Provence, and an optical table is under design for the Laser Lune telescope of Observatoire de la Côte d'Azur.

### 8. CONCLUSION

We have defined an adaptive optics system working in visible wavelengths for the interferometer GI2T-Regain, building a wavefront sensor with photon counting APD modules. Simulations foresee a Strehl ratio of .3 at 600 nm for  $D/r_0 = 15$ . First tests show the good operation of the various elements. Future tests will enable us to close the loop and characterise precisely our system. Foreseen use of this AO system is the tests of a laser guide star at Observatoire de Haute Provence, and observations of stars and asteroids on the Laser Lune telescope. Latter, another system will be built and the two telescopes of GI2T-Regain will be equipped with adaptive optics. They will greatly enhance its sensitivity.

### ACKNOWLEDGMENTS

We wish to thank the Technology and Research Service of the region Provence-Alpes-Côte d'Azur and the CNRS for funding this work.

### REFERENCES

1. F. Roddier, J. E. Graves, D. McKenna, and M. Northcott, "The University of Hawaii adaptive optics system. I - General approach," in *Active and adaptive optical systems; Proceedings of the Meeting, San Diego, CA, July 22-24, 1991 (A93-39451 15-74)*, p. 248-253., **1542**, pp. 248-253, Dec. 1991.
2. F. Roddier, "The Problematic of Adaptive Optics Design," in *NATO ASIC Proc. 423: Adaptive Optics for Astronomy*, pp. 89+, 1994.
3. P.-Y. Madec in F.Roddier, *Adaptive optics in astronomy*, Adaptive optics in astronomy / edited by Francois Roddier. Cambridge ; New York, NY : Cambridge University Press, 1999, ISBN 052155375X, 1999.

# Table des figures

1.1	Tache d'Airy. Image au foyer d'un télescope sans perturbations atmosphériques.	8
1.2	Image dans le visible de 1/500 sec. au foyer d'un télescope de 1,5m. L'image est constituée de plusieurs speckles à cause de la turbulence atmosphérique. . . . .	9
1.3	Différence des couches d'atmosphère traversées par la lumière venant de divers objets. La correction de la turbulence dans une direction n'est valide que dans un certain champ d'anisoplanétisme. . . . .	10
1.4	Principe d'un système d'optique adaptative en boucle fermée. . . . .	12
1.5	Principe de la mesure d'un Shack-Hartmann. . . . .	13
1.6	Principe de la mesure de la courbure ([Roddier, 1988]). . . . .	14
1.7	Images dans les plans intra et extra-focaux pour les défauts de tip-tilt, défocalisation et astigmatisme. . . . .	15
1.8	Montage d'une membrane vibrante qui oscille et projette successivement deux plans intra et extra-focaux de la pupille sur l'analyseur de surface d'onde. . . . .	16
1.9	Projection des plans intra et extra-focaux sur l'analyseur de surface d'onde. La membrane vibrante est schématisée par une lentille F2 convergente ou divergente placée au foyer de F1. Elle envoie successivement les plans P1 et P2 à l'infini. La lentille P3 schématise le miroir sphérique. Quand la membrane est au repos, F3 envoie l'image de la pupille sur l'analyseur placé en son foyer. Quand la membrane est active ce sont les plans P1 et P2 à l'infini qui sont imagés sur l'analyseur. . . . .	17
1.10	Schéma d'un miroir piezostack. . . . .	18
1.11	Schéma d'un miroir bimorphe. . . . .	18
1.12	Principaux modes de Zernike. . . . .	21
1.13	Variance des coefficients des modes de Zernike pour une turbulence de type Kolmogorov avec $D/r_0=1$ . . . . .	22
1.14	Schéma en blocs de la chaîne de contrôle en boucle fermée. . . . .	22
1.15	Schéma en blocs représentant le signal en fonction du temps et les fonctions de transfert. . . . .	23
2.1	Eléments de l'optique adaptative SINFONIE de l'ESO pour le VLT. A gauche : mosaïque de micro-lentilles d'un diamètre de 20mm créant 60 sous-pupilles. A droite : couplage des fibres optiques avec les photodiodes (photos ESO). . . . .	29
2.2	Les prismes collés sur la lentille éclatent la pupille et font converger les 31 foyers sur les lentilles de champ placées devant les photodiodes. . . . .	30
2.3	Schéma de l'analyseur de surface d'onde. A l'entrée le faisceau est éclaté en 31 sous-pupilles qui vont former des foyers sur les lentilles de champ des modules photodiodes placés à l'arrière. . . . .	30

2.4	Géométrie de la mosaïque de micro-prismes à l'entrée de l'analyseur et sa réalisation. Les mesures sont en mm. . . . .	31
2.5	Module photodiode. La taille réelle est de 1.6cm de diamètre et 19cm de long. . . . .	32
2.6	Séquence de détection d'un photon par le module photodiode. . . . .	33
2.7	Bloc de cuivre percé positionnant et refroidissant les 31 photodiodes. . . . .	35
2.8	Lentille demi-boule placée à l'avant du module photodiode. . . . .	35
2.9	Miroir bimorphe BIM31 de CILAS. . . . .	36
2.10	Géométrie des électrodes du miroir bimorphe. A gauche : la zone grise représente une pupille de 55mm. A droite : idem pour une pupille de 59mm. . . . .	37
2.11	Membrane vibrante de la société Laplacian Optics. . . . .	38
2.12	Fonctionnalités des divers éléments du contrôleur. . . . .	39
2.13	Architecture du calculateur en temps réel. . . . .	40
2.14	Montage formant la source ponctuelle non résolue pour une ouverture à $f/d=23$ . Le foyer devant le tube crée une image du trou de $12\mu m$ . . . . .	43
2.15	On définit la pupille à l'aide d'un diaphragme, puis on renvoie cette pupille à l'infini et on la ré-image au foyer du miroir parabolique sur le miroir déformable. . . . .	43
2.16	Le faisceau de la voie science est dévié verticalement par un prisme pour former le foyer sur la caméra. Une lame compensatrice corrige les défauts d'astigmatisme de la dichroïque. . . . .	44
2.17	Le faisceau réfléchi par la lame dichroïque change le rapport d'ouverture à $f/d=90$ pour se focaliser sur la membrane vibrante. Il repart divergent vers le miroir sphérique qui le rend parallèle et image sur l'analyseur la pupille qui était à l'infini. . . . .	46
2.18	Banc test. . . . .	47
2.19	Relation simulée entre la défocalisation optimale d'un faisceau ouvert à $f/d=60$ à l'entrée de l'analyseur de courbure et le $r_o$ de l'atmosphère à 700nm. . . . .	48
2.20	Fonctions d'influence pour une électrode de la première couronne et pour la troisième couronne (couronne externe). . . . .	49
2.21	Performances simulées pour un télescope de 1,5 mètre avec une obstruction centrale de 15% en diamètre. La voie science est à 635nm. . . . .	50
2.22	Performances simulées pour un télescope de 1,5 mètre avec une obstruction centrale de 15% en diamètre. La voie science est à 1 micron. . . . .	51
2.23	Performances simulées pour un télescope de 1,5 mètre avec une obstruction centrale de 15% en diamètre. La voie science est à 635 nm, et 70% du flux est dédié à la voie analyse. . . . .	52
3.1	A gauche : superposition des pupilles défocalisées avec un actuateur de la première couronne activé avec 200 Volts. A droite : idem pour un actuateur de la deuxième couronne. . . . .	58
3.2	Carte des déformations présentes lors de l'activation indépendante des 19 actuateurs des deux couronnes centrales. . . . .	58
3.3	Effets simulés des déformations produites par une électrode de la première couronne (gauche), de la deuxième (centre) et de la troisième (droite) sur la pupille projetée sur la mosaïque de micro-prismes. . . . .	59
3.4	Position des foyers des 31 sous-pupilles à l'arrière de l'analyseur. Les écarts exprimés en mm sont indiqués quand le foyer ne correspond pas au centre du trou du bloc en cuivre. . . . .	60

3.5	De gauche à droite, dispersion au foyer des sous-pupilles pour la première couronne, la deuxième et la couronne externe. La bande spectrale va de 700 à 1000nm. . . . .	60
3.6	Champ en translation (gauche) et angulairement (droite) selon deux directions orthogonales pour un module photodiode standard. . . . .	61
3.7	Pupille d'un plan défocalisé de 200mm à l'entrée de l'analyseur pour un déplacement de l'étoile sur le ciel de 0,36 " (gauche), de 0,50 " (centre) et 2,70 " (droite). . . . .	63
3.8	Image de la sous-pupille sur une photodiode de la première couronne avec la membrane ayant 400mm de rayon de courbure. En haut à droite, l'étoile est dans l'axe optique, en haut à gauche, déviée de 0,36" en y, en bas à droite, déviée de -0,36" en y et en bas à gauche, déviée de 0,36" en x. Le cercle a un diamètre de 200 microns. . . . .	64
3.9	Image de la sous-pupille sur une photodiode de la deuxième couronne avec la membrane ayant 400mm de rayon de courbure. En haut à droite, l'étoile est dans l'axe optique, en haut à gauche, déviée de 0,36" en y, en bas à droite, déviée de -0,36" en y et en bas à gauche, déviée de 0,36" en x. Le cercle a un diamètre de 200 microns. . . . .	65
3.10	Image de la sous-pupille sur une photodiode de la couronne externe avec la membrane ayant 400mm de rayon de courbure. En haut à droite, l'étoile est dans l'axe optique, en haut à gauche, déviée de 0,36" en y, en bas à droite, déviée de -0,36" en y et en bas à gauche, déviée de 0,36" en x. Le cercle a un diamètre de 200 microns. . . . .	66
4.1	A gauche : signal de référence généré par le calculateur à 2.5kHz. Au centre : signal à 50 kHz du générateur sans fenêtrage. A droite : signal fenêtré envoyé aux entrées de la carte-mère Shakti. . . . .	71
4.2	Deux configurations des 4 points d'acquisition durant le cycle d'oscillation de la membrane . . . . .	73
5.1	Montage pour imager les deux pupilles défocalisées sur une caméra. . . . .	78
5.2	A gauche : pupille avec un miroir plan (haut) et le miroir déformable au repos (bas) quand la membrane vibrante est au repos. A droite : pupilles superposées avec un miroir plan (haut) et le miroir déformable (bas) au repos quand la membrane est activée à 2.5KHz avec un rayon de courbure de 400mm. . . . .	79
6.1	Moyenne du bruit ambiant et du courant d'obscurité des photodiodes sur un cycle. Le module photodiode numéro 24 est ici en panne. . . . .	84
6.2	Moyenne et écart type au carré pour une série de 5000 mesures d'intensité des 31 sous-pupilles. Les modules photodio des numéros 5,8,13 et 30 sont ici en panne. . . . .	85
6.3	Courbures moyennes établies sur 5000 mesures pour les 31 photodiodes. Les différentes courbes correspondent à des déphasages différents. Les valeurs maximales de courbure correspondent à la meilleure synchronisation entre l'état physique de la membrane et l'acquisition des mesures. . . . .	86
6.4	Correction de l'image en 4 itérations. Une moyenne de 5000 mesures de courbures est utilisée à chaque itération pour calculer la correction à appliquer sur le miroir déformable. . . . .	90

6.5	Matrice d'interaction mesurée (gauche) et simulée avec une distance de défo- calisation de 20cm. En abscisse nous avons les actuateurs et en ordonnée les sous-pupilles. Les valeurs claires sont les plus élevées. . . . .	91
6.6	Valeurs propres des matrices d'interaction théoriques et mesurées. . . . .	91
7.1	Elément analogique G(s) dans une boucle numérique. . . . .	98
7.2	Gain de la fonction de transfert de l'analyseur de surface d'onde. . . . .	100
7.3	Phase de la fonction de transfert de l'analyseur de surface d'onde. . . . .	100
7.4	Gain mesuré et modélisé de la fonction de transfert de l'amplificateur. . . . .	103
7.5	Phase mesurée et modélisée de la fonction de transfert de l'amplificateur. . . . .	103
7.6	Montage Ebert-Fastie avec une photodiode pour la mesure de la fonction de transfert du miroir déformable. . . . .	104
7.7	Gain de la fonction de transfert modélisée et mesurée du miroir déformable et de l'amplificateur. . . . .	105
7.8	Phase de la fonction de transfert modélisée et mesurée du miroir déformable et de l'amplificateur. . . . .	105
7.9	Diagramme de Bode de la boucle ouverte numérisée avec un gain unité. . . . .	106
7.10	Gain de la résonance principale du miroir déformable et de l'analyseur de surface d'onde. . . . .	107
7.11	Diagramme de Bode de la boucle fermée numérisée avec un gain unité. . . . .	108
7.12	Diagramme de Bode de la boucle fermée numérisée avec un gain de 0,3 garan- tissant la stabilité du contrôle. . . . .	109
7.13	Gain de la fonction de transfert de l'erreur résiduelle avec un intégrateur de gain 0,3. . . . .	109
7.14	Gain de la fonction de transfert avec et sans compensateur. . . . .	110
7.15	Gain de l'erreur résiduelle avec et sans compensateur. . . . .	111
7.16	Diagramme de Bode en boucle ouverte d'un filtre PID (éq. 7.26) calculé pour atténuer la première résonance à basse fréquence du miroir déformable. . . . .	113
7.17	Diagramme de Bode en boucle ouverte d'un filtre PID corrigé (eq. 7.27) calculé pour atténuer la première résonance à basse fréquence du miroir déformable en minimisant le déphasage. . . . .	114
7.18	Gain de la fonction de transfert en boucle fermée avec deux filtres PID corrigés et un compensateur. . . . .	115
7.19	Gain de l'erreur résiduelle avec deux filtres PID corrigés et un compensateur. . . . .	115
8.1	Evolution du barycentre photométrique d'une étoile au foyer du télescope du Laser-Lune selon l'axe de la hauteur. Le graphique comporte 4000 mesures espacées de 1 seconde. . . . .	122
8.2	Évolution du barycentre photométrique d'une étoile au foyer du télescope du Laser-Lune selon l'axe d'azimut. Le graphique comporte 4000 mesures espacées de 1 seconde. . . . .	123
8.3	A gauche : Rigel(2) au foyer du télescope du Laser-Lune, altitude=37° avec un temps d'obturateur de 1/500 sec. A droite : Aldebaran, altitude 59° avec un temps d'obturateur de 1/250 seconde. On observe sur Rigel les effets de la dispersion atmosphérique. . . . .	124
8.4	Dérive du barycentre photométrique de Rigel(2) (à gauche) et Aldebaran (à droite) durant 60 secondes. . . . .	125

8.5	Évolution temporelle du barycentre photométrique selon les axes de rotation du télescope pour Rigel(2) (gauche) et Aldebaran (droite). . . . .	128
8.6	Transformées de Fourier de l'évolution temporelle du barycentre photométrique des figures 8.5 selon les axes de rotation du télescope pour Rigel(2) (gauche) et Aldebaran (droite). L'abscisse est en Hz et l'ordonnée sans dimension. . . . .	129
9.1	Schéma optique du télescope du Laser-Lune. . . . .	131
9.2	Le banc optique (ici avec seulement quelques éléments) est accroché verticalement devant le foyer Nasmyth. Un trou dans le banc permet au faisceau de le traverser pour être ensuite repris sur le banc. Sur la droite nous voyons le module de détection du laser utilisé en télémétrie. . . . .	132
9.3	Optique d'injection du faisceau du télescope. Les miroirs M5 et M6 sont montés sur des plates-formes motorisées pour assurer la focalisation et les deux achromats changent l'ouverture du faisceau. . . . .	133
9.4	Le miroir à bascule réfléchit le faisceau issu de la source de référence. Dans l'autre position, ce miroir laisse passer le faisceau du télescope. . . . .	134
9.5	Montage complet avec les supports du banc pour le Laser-Lune. . . . .	135
12.1	A gauche la membrane a une focale de 1000mm (1Volt) et à droite de 500mm (2Volts). . . . .	145
12.2	De haut en bas et de gauche à droite, la membrane a successivement une focale de 350mm (3Volts), 250mm (4Volts), 200mm (5Volts), 180mm (6Volts), 160mm (7volts), 120mm (8Volts), 105mm (9Volts), 100mm (10Volts). . . . .	146
13.1	Construction géométrique de l'alignement entre le miroir déformable et le miroir parabolique. Les dimensions sont en mm. . . . .	149
13.2	Schéma optique du banc test. Les chiffres se réfèrent au tableau 13.1. . . . .	151
13.3	Schéma optique du banc du télescope Laser-Lune. Les chiffres se réfèrent au tableau 13.2. . . . .	153
13.4	Schéma des supports et des attaches du banc du Laser Lune. La barre noire à droite correspond à la partie du banc qui repose sur le support du télescope, le reste est en porte-à-faux. Les rectangles noirs sont les attaches des supports. Les vis horizontales sont des cales de réglage. Le rond noir est le trou par lequel arrive le faisceau du télescope. . . . .	154



# Liste des tableaux

2.1	Résumé des caractéristiques de l'optique adaptative . . . . .	28
2.2	Efficacités quantiques mesurées sur un module photodiode. . . . .	33
2.3	Transmission de la voie d'analyse. . . . .	34
2.4	Spécifications du miroir bimorphe BIM31 de CILAS. . . . .	36
3.1	Variation du flux dans une sous-pupille dans les plans intra et extra focaux lorsque l'étoile se déplace. . . . .	67
7.1	Mesures des pôles et des zéros de la figure 7.7 avec $\zeta_a^j = \zeta_{a,j}$ . . . . .	104
8.1	Etoiles observées au foyer du Laser-Lune. . . . .	124
8.2	Estimations des conditions atmosphériques à partir d'images courtes poses. . .	125
8.3	Estimations du tip-tilt moyen dû au bruit de l'asservissement et à l'atmosphère.	126
8.4	Périodes des divers signaux sinusoïdaux présents dans les oscillations de la position du barycentre photométrique selon un axe. En gras figurent les signaux ayant la plus forte amplitude. . . . .	126
13.1	Liste des éléments optiques du banc test. . . . .	147
13.2	Liste des éléments optiques du banc du Laser-Lune . . . . .	152



# Bibliographie

- [Agabi et al., 1995] Agabi, A., Borgnino, J., Martin, F., Tokovinin, A., and Ziad, A. (1995). G.S.M : A Grating Scale Monitor for atmospheric turbulence measurements. II. First measurements of the wavefront outer scale at the O.C.A. *Astronomy and Astrophysics*, 109 :557–562.
- [Argast, 1998] Argast, B. (1998). *Mémoire de projet industriel*. Onera, Cefipa.
- [Aridon, 2003] Aridon, G. (2003). *Rapport interne*. OCA, Cerga.
- [Avila et al., 2000] Avila, R., Vernin, J., Chun, M. R., and Sanchez, L. J. (2000). Turbulence and wind profiling with generalized scidar at Cerro Pachon. In *Proc. SPIE Vol. 4007, Adaptive Optical Systems Technology, Peter L. Wizinowich; Ed.*, pages 721–732.
- [Avila et al., 2001] Avila, R., Vernin, J., and Sánchez, L. J. (2001). Atmospheric turbulence and wind profiles monitoring with generalized scidar. *Astronomy and Astrophysics*, 369 :364–372.
- [Ben-Israel M., 1980] Ben-Israel M., G. T. (1980). *Generalized Inverses : Theory and Applications*. R.E. Krieger Publi. Co.
- [Boyer and Gaffard, 1991] Boyer, C. and Gaffard, J. (1991). Adaptive optics, transfer loops modeling. In *Active and adaptive optical systems ; Proceedings of the Meeting, San Diego, CA, July 22-24, 1991 (A93-39451 15-74)*, pages 46–61.
- [Code, 1960] Code, A. (1960). *Stars and stellar systems. VI, Stellar atmospheres ed. by Jesse L. Greenstein*. The University of Chicago Press.
- [Conan et al., 1995] Conan, J., Rousset, G., and Madec, P. (1995). Wave-front temporal spectra in high-resolution imaging through turbulence. *Optical Society of America Journal*, 12 :1559–1570.
- [Conan, 1994] Conan, J.-M. (1994). *Ph.D. Thesis*.
- [Conan et al., 2003] Conan, R., Avila, R., Sánchez, L. J., Ziad, A., Martin, F., Borgnino, J., Harris, O., González, S. I., Michel, R., and Hiriart, D. (2003). Wavefront outer scale measurements at San Pedro Mártir Observatory. Its impact on Adaptive Optics performances. In *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, pages 31–36.
- [De Bonnevie, 1997] De Bonnevie, A. (1997). *Rapport de DEA*. OCA.
- [Demerlé, 1993] Demerlé, M. (1993). *Introduction to Automatic Control*. Cargèse June 29-July 5 1993.
- [Demerlé et al., 1993] Demerlé, M., Madec, P. Y., and Rousset, G. (1993). Servo-Loop Analysis for Adaptive Optics. In *NATO ASIC Proc. 423 : Adaptive Optics for Astronomy*, pages 73–+.

- [Dessenne, 1998] Dessenne, C. (1998). *Commande modale et prédictive en Optique Adaptative*. PhD thesis, Université de Paris VII.
- [Eisenhauer et al., 2003] Eisenhauer, F., Abuter, R., Bickert, K., Biancat-Marchet, F., Bonnet, H., Brynnel, J., Conzelmann, R. D., Delabre, B., Donaldson, R., Farinato, J., Fedrigo, E., Genzel, R., Hubin, N. N., Iserlohe, C., Kasper, M. E., Kissler-Patig, M., Monnet, G. J., Roehrle, C., Schreiber, J., Stroebele, S., Tecza, M., Thatte, N. A., and Weisz, H. (2003). SINFONI - Integral field spectroscopy at 50 milli-arcsecond resolution with the ESO VLT. In *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*. Edited by Iye, Masanori; Moorwood, Alan F. M. *Proceedings of the SPIE, Volume 4841.*, pages 1548–1561.
- [Fried, 1965] Fried, D. L. (1965). Statistics of a Geometric Representation of Wavefront Distortion. *Optical Society of America Journal*, 55 :1427–1435.
- [Fried, 1982] Fried, D. L. (1982). Anisoplanatism in adaptive optics. *Optical Society of America Journal*, 72 :52–+.
- [Fusco, 2000] Fusco, T. (2000). *Correction partielle et anisoplanétisme en Optique Adaptative : traitement a posteriori et Optique Adaptative Multiconjuguée*. PhD thesis, Université de Nice-Sophia Antipolis, Nice France.
- [Fusco et al., 2004] Fusco, T., Rousset, G., Mouillet, D., Lacombe, F., Gendron, E., Ageorges, N., Lagrange, A.-M., Rabaud, D., and Zins, G. (2004). On-line characterisation of turbulence parameters and AO system performance using closed loop data. laboratory and on-sky results with NAOS. *J. Opt. A*, 6.
- [Gendron, 1995] Gendron, E. (1995). *Optimisation de la commande modale en optique adaptative : applications à l'astronomie*. PhD thesis, Université de Paris VII.
- [Gendron and Lena, 1994] Gendron, E. and Lena, P. (1994). Astronomical adaptive optics. 1 : Modal control optimization. *Astronomy and Astrophysics*, 291 :337–347.
- [Gendron and Lena, 1995] Gendron, E. and Lena, P. (1995). Astronomical adaptive optics. II. Experimental results of an optimized modal control. *Astronomy and Astrophysics*, 111 :153.
- [Graves et al., 1994] Graves, J. E., Roddier, F. J., Northcott, M. J., Anuskiewicz, J., and Monnet, G. (1994). Adaptive optics at the University of Hawaii IV : a photon-counting curvature wavefront sensor. In *Proc. SPIE Vol. 2201, Adaptive Optics in Astronomy*, Mark A. Ealey; Fritz Merkle; Eds., pages 502–507.
- [Kokorowski, 1979] Kokorowski, S. A. (1979). Analysis of adaptive optical elements made from piezoelectric bimorphs. *Optical Society of America Journal*, 69 :181–187.
- [Kolmogorov, 1991] Kolmogorov, A. (1991). *Royal Society of London Proceedings Series*, 434 :9.
- [Lipson et al., 1994] Lipson, S. G., Ribak, E. N., and Schwartz, C. (1994). Bimorph deformable mirror design. In *Proc. SPIE Vol. 2201, Adaptive Optics in Astronomy*, Mark A. Ealey; Fritz Merkle; Eds., pages 703–714.
- [Madec, 1999] Madec, P.-Y. (1999). *Control Techniques*. Adaptive optics in astronomy / edited by Francois Roddier. Cambridge; New York, NY : Cambridge University Press, 1999, ISBN 052155375X.
- [Marchetti et al., 2003] Marchetti, E., Hubin, N. N., Fedrigo, E., Brynnel, J., Delabre, B., Donaldson, R., Franza, F., Conan, R., Le Louarn, M., Cavadore, C., Balestra, A., Baade,

- D., Lizon, J., Gilmozzi, R., Monnet, G. J., Ragazzoni, R., Arcidiacono, C., Baruffolo, A., Diolaiti, E., Farinato, J., Vernet-Viard, E., Butler, D. J., Hippler, S., and Amorin, A. (2003). MAD the ESO multi-conjugate adaptive optics demonstrator. In *Adaptive Optical System Technologies II. Edited by Wizinowich, Peter L.; Bonaccini, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 4839.*, pages 317–328.
- [Mourard et al., 1994] Mourard, D., Tallon-Bosc, I., Blazit, A., Bonneau, D., Merlin, G., Morand, F., Vakili, F., and Labeyrie, A. (1994). The GI2T interferometer on Plateau de Calern. *Astronomy and Astrophysics*, 283 :705–713.
- [Noll, 1976] Noll, R. J. (1976). Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *Optical Society of America Journal*, 66 :207–211.
- [Ogata, 1997] Ogata, K. (1997). *Modern Control Engineering, third edition*. Tom Robbins.
- [Prieur et al., 2001] Prieur, J.-L., Daigne, G., and Avila, R. (2001). SCIDAR measurements at Pic du Midi. *Astronomy and Astrophysics*, 371 :366–377.
- [Rigaut et al., 1994] Rigaut, F. J., Arsenault, R., Kerr, J. M., Salmon, D. A., Northcott, M. J., Dutil, Y., and Boyer, C. (1994). Canada-France-Hawaii Telescope adaptive optics bonnette II : simulations and control. In *Proc. SPIE Vol. 2201, Adaptive Optics in Astronomy, Mark A. Ealey; Fritz Merkle; Eds.*, pages 149–160.
- [Roddier, 1981] Roddier, F. (1981). The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy. *Prog. Optics, Volume 19*, 19 :281–376.
- [Roddier, 1988] Roddier, F. (1988). Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics. *Applied Optics*, 27 :1223–1225.
- [Roddier, 1990] Roddier, F. (1990). Wavefront sensing and the irradiance transport equation. *Applied Optics*, 29 :1402–1403.
- [Roddier, 1993] Roddier, F. (1993). The Problematic of Adaptive Optics Design. In *NATO ASIC Proc. 423 : Adaptive Optics for Astronomy*, pages 89–111.
- [Roddier, 1999] Roddier, F. (1999). Ground-Based Interferometry with Adaptive Optics. In *ASP Conf. Ser. 194 : Working on the Fringe : Optical and IR Interferometry from Ground and Space*, pages 318–+.
- [Roddier et al., 1982] Roddier, F., Gilli, J. M., and Lund, G. (1982). On the origin of speckle boiling and its effects in stellar speckle interferometry. *Journal of Optics*, 13 :263–271.
- [Roddier et al., 1991] Roddier, F., Northcott, M., Graves, J., and Mckenna, L. (1991). *Final Contract Report*. Onera.
- [Rousset, 1993] Rousset, G. (1993). Wavefront Sensing. In *NATO ASIC Proc. 423 : Adaptive Optics for Astronomy*, pages 115–137.
- [Rousset, 1999] Rousset, G. (1999). *Wave-front sensing at optical wavelengths*. Adaptive optics in astronomy / edited by Francois Roddier. Cambridge ; New York, NY : Cambridge University Press, 1999, ISBN 052155375X.
- [Rousset et al., 1991] Rousset, G., Madec, P. Y., and Rabaud, D. (1991). Adaptive optics partial correction simulations for two telescope interferometry. *NASA STI/Recon Technical Report A*, 92 :26373–+.
- [Schak and Platt, 1971] Schak, R. and Platt, B. (1971). Production and use of a lenticular Hartmann screen. *Optical Society of America Journal*, 61.

- [Séchaud, 1999] Séchaud, M. (1999). *Wave-front compensation devices*. Adaptive optics in astronomy / edited by Francois Roddier. Cambridge ; New York, NY : Cambridge University Press, 1999, ISBN 052155375X.
- [Southwell, 1980] Southwell, W. H. (1980). Wave-front estimation from wave-front slope measurements. *Optical Society of America Journal*, 70 :998–1006.
- [Spang, 2003] Spang, A. (2003). *Rapport interne*. OCA, Fresnel.
- [Steinhaus and Lipson, 1979] Steinhaus, E. and Lipson, S. G. (1979). Bimorph piezoelectric flexible mirror (TE). *Optical Society of America Journal*, 69 :478–+.
- [Taylor, 1938] Taylor, G. (1938). The spectrum of turbulence. *Proc. R. Soc. London, Ser A*, 64.
- [Teague, 1982] Teague, M. R. (1982). Irradiance moments - Their propagation and use for unique retrieval of phase. *Optical Society of America Journal*, 72 :1199–1209.
- [Teague, 1983] Teague, M. R. (1983). Deterministic phase retrieval - A Green's function solution. *Optical Society of America Journal*, 73 :1434–1441.
- [Vérinaud and Cassaing, 2001] Vérinaud, C. and Cassaing, F. (2001). Piston control with adaptive optics in stellar interferometry. Application to the GI2T interferometer and bimorph mirrors. *Astronomy and Astrophysics*, 365 :314–323.
- [von Karman and Howarth, 1931] von Karman, T. and Howarth, L. (1931). *Proc. Roy. Soc. London, A, 164, 152*.
- [Véran, 1997] Véran, J.-P. (1997). *Thèse de doctorat*. Ecole nationale supérieure des télécommunications.
- [Vérinaud, 2000] Vérinaud, C. (2000). *Thèse de doctorat*. Université de Nice Sophia-Antipolis.
- [Wallner, 1983] Wallner, E. P. (1983). Optimal wave-front correction using slope measurements. *Optical Society of America Journal*, 73 :1771–+.
- [Wang and Markey, 1978] Wang, J. Y. and Markey, J. K. (1978). Modal compensation of atmospheric turbulence phase distortion. *Optical Society of America Journal*, 68 :78–87.
- [Ziad et al., 1992] Ziad, A., Borgnino, J., Agabi, A., and Martin, F. (1992). Estimation of the spatial-coherence inner scale of the wavefronts perturbed by the atmospheric turbulence from first order angle-of-arrival statistics. *Journal of Optics*, 23 :131–142.
- [Ziad et al., 1999] Ziad, A., Martin, F., Conan, R., and Borgnino, J. (1999). Generalized Seeing Monitor (GSM) : a dedicated monitor for wavefront optical parameter measurements. In *Optics in Atmospheric Propagation and Adaptive Systems III*, Florence, Italy. ESO/SPIE.

L'optique adaptative équipe de plus en plus de grands télescopes à travers le monde, mais reste un système coûteux et long à mettre en oeuvre. Il y a quelques années commençait le projet d'équiper l'interféromètre GI2T de l'observatoire de Calern (France) d'une optique adaptative à correction partielle fonctionnant dans le visible. Les spécifications ont conduit à la réalisation d'un système à 31 sous-pupilles analysant avec une fréquence d'échantillonnage de 2500Hz. Pour respecter l'enveloppe budgétaire il a été développé un nouvel analyseur de front d'onde à courbure d'un coût bien inférieur aux analyseurs habituellement utilisés.

Des études préliminaires avaient été faites pour les choix des différents éléments du système et nous présentons dans ce mémoire les tests de caractérisation. Après avoir décrit et caractérisé le système, nous présentons les mises au point nécessaires au démarrage du système de contrôle conduisant au bon fonctionnement du nouvel analyseur de surface d'onde.

Le calculateur en temps réel a été hérité d'un développement conjoint de l'ONERA et de la société Shaktiware. Nous avons dû apporter un certain nombre de modifications à ce contrôleur pour le faire fonctionner avec 31 sous-pupilles. Nous proposons une étude de la fonction de transfert de notre système et des optimisations envisageables pour le choix des algorithmes de contrôle.

Notre optique adaptative n'est pas limitée à une utilisation sur l'interféromètre GI2T et nous avons étudié et commencé son installation sur le télescope de 1,5 mètre du Laser-Lune de l'Observatoire de Calern.

La série de tests en laboratoire a pu montrer le bon fonctionnement de notre système, mais nous n'avons pu évaluer les performances de l'asservissement à haute fréquence. Des simulations nous prédisent cependant des corrections permettant d'obtenir un rapport de Strehl de 0,15 à 635nm pour un télescope de 1,5 mètre dans des conditions moyennes.

Adaptive optics are now installed on many giant telescopes around the world, but they remain costly systems and time-consuming to implement. Several years ago a project started to equip the interferometer GI2T of the Calern Observatory (France) with an adaptive optics assuming partial correction and working in the visible wavelengths. The specifications led us to the realization of a system of 31 sub-pupils with a sampling frequency of 2500Hz. To respect our budget we developed a new curvature wavefront sensor far cheaper than habitually used equipment.

Preliminary studies were done for the choice of the various elements, and we present in this thesis the tests of characterization. After the description and characterization of the system we present the different steps of the tuning of the system which brought about the working of our new wavefront sensor.

The real-time calculator was inherited from a development made by ONERA and the Shaktiware company. We have had to modify the controller to make it work with 31 sub-pupils. We propose a study of the transfer function of our system and the possible optimizations for the choice of the algorithms of control.

Our adaptive optics is not limited to its use in the framework of the GI2T interferometer and we completed a study and began its installation on the Laser-Lune telescope of 1.5 meters in the Calern Observatory.

The series of laboratory tests has shown the good working of our system, but we haven't assessed the performances of the servo loop control at high frequency. Simulations predict a Strehl ratio of 0.15 at 635nm for a telescope of 1.5 meter in average conditions.