AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE AIX-MARSEILLE UNIVERSITÉ

Discipline : PHYSIQUE ET SCIENCE DE LA MATIÈRE
Option : OPTIQUE, PHOTONIQUE ET TRAITEMENT DU SIGNAL

présentée et soutenue publiquement

par

Clément ESCOLLE

le 8 décembre 2015

Titre :

OPTIQUE ACTIVE SPATIALE POUR L'OBSERVATION A HAUTE RÉSOLUTION

Directeur de thèse :
Marc FERRARI
Encadrants :
Vincent MICHAU - Emmanuel HUGOT

JURY

M H. GIOVANNINI	Professeur, AMU	Président
Mme H. SCHNETLER	Docteur, UK Astronomy Technology Centre	Rapporteur
M G. ROUSSET	Professeur, université Paris Diderot	Rapporteur
M J-B. GHIBAUDO	Docteur, Thales Alenia Space	Examinateur
M T. BRET-DIBAT	Ingénieur, Cnes	Invité
M M. FERRARI	Astronome, AMU	Directeur
M V. MICHAU	Maitre de thèse, Onera	Co-directeur

Résumé

Pour relever les défis de l'observation de la Terre et de l'astronomie, les futurs observatoires spatiaux vont requérir des télescopes de plusieurs mètres de diamètre. Les différentes contraintes liées à l'environnement spatial vont induire des déformations et des désalignements des miroirs du télescope dégradant ainsi la qualité optique des observations. L'intégration de l'optique active, utilisée depuis la fin des années 80 pour l'alignement et le maintien de la qualité optique des télescopes au sol, devient donc nécessaire. Un tel système est constitué de trois éléments : un dispositif de mesure, une fonction de correction et une boucle de contrôle qui fait le lien entre les deux éléments précédents.
Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire de doctorat s'attachent, d'une part, au développement d'un estimateur des perturbations minimisant le front d'onde résiduel dans le champ du télescope. L'analyse de cet estimateur et plus généralement des performances ultimes d'un système d'optique active spatial nous a permis de mettre en évidence l'impact des hautes fréquences spatiales sur la qualité optique. La présence de telles hautes fréquences dues à l'empreinte des supports du miroir primaire nous a poussés, d'autre part, à évaluer les possibilités de leur réduction dans le cas d'un miroir de grande dimension. A l'aide d'une modélisation éléments finis d'un tel miroir nous avons réalisé des modifications locales de la structure du miroir pour adapter ses déformations aux capacités de correction de l'optique active.

Mots-clés : optique active ; tomographie ; problème inverse ; télescope ; éléments finis.

Abstract

Title: Space active optics for observation at high angular resolution

To meet the challenges of Earth observation and astronomy, future space observatories will require telescopes of several meters in diameter. The various space environment constraints will induce deformations and misalignments of the telescope mirrors, thus degrading the optical quality of observations. The integration of active optics, used since the late 80s for alignment and preservation of the optical quality of the ground telescopes, becomes mandatory. Such a system consists of three elements: a measuring device, a correction set-up and a control loop which links both previous elements.
The research works presented in this PhD thesis focus, on one hand, on the development of a perturbations estimator minimizing the residual wave front in the telescope field of view. The analysis of this estimator and more generally of the ultimate performance of a space active optics system enabled us to highlight the impact of high spatial frequencies on optical quality. On the other hand, the presence of such high frequencies due to the primary mirror supports print through, urged us to evaluate the possibilities of their reduction in the case of large mirrors. Using a finite element model of such a mirror, we made local modifications of the mirror structure to adapt its deformation to the correcting capabilities of active optics.

Keywords: active optics; tomography; inverse problem; telescope; finite element.

Table des matières

Liste des acronymes **1**

Introduction **3**

Chapitre I Haute résolution angulaire pour l'observation de la Terre et de l'Univers

I.1 Observation depuis l'espace 7
I.1.1 Besoins observationnels 7
I.1.2 Contraintes spatiales 12
I.2 Exemples de télescopes spatiaux de grand diamètre 14
I.2.1 Télescope spatial James Webb (JWST) 14
I.2.2 Télescope OTOS 16
I.3 Conclusion du premier chapitre 18

Chapitre II Optique active spatiale **19**

II.1 Qualité optique des télescopes 21
II.1.1 Formation d'image et polynômes de Zernike 21
II.1.2 Aberrations optiques des systèmes désalignés 24
II.2 Principe de l'optique active 26
II.2.1 Mesure de la qualité optique 26
II.2.2 Dispositif de correction 35

II.2.3 Modélisation des dispositifs de correction . . . 38
II.3 Contrôle de la boucle active . . . 39
II.3.1 Approche tomographique . . . 40
II.3.2 Estimateurs des perturbations . . . 42
II.4 Conclusion du second chapitre . . . 44

Chapitre III Contrôle optimal pour l'optique active spatiale **47**
III.1 Approche tomographique optimale pour la correction des perturbations . . . 49
III.1.1 Modèle de l'erreur en fonction des perturbations . . . 49
III.1.2 Solution developpée . . . 50
III.2 Télescope spatial actif étudié . . . 52
III.2.1 Perturbations considérées . . . 53
III.2.2 Étude de sensibilité . . . 55
III.2.3 Système d'optique active . . . 59
III.3 Étude des performances de l'estimateur . . . 60
III.3.1 Performances de l'estimation . . . 61
III.3.2 Validité du modèle linéaire de télescope . . . 65
III.3.3 Projection sur les perturbations contrôlées . . . 68
III.4 Conclusion du troisième chapitre . . . 75

Chapitre IV Adaptation aux capacités de correction **77**
IV.1 Définition du modèle de miroir primaire . . . 79
IV.1.1 Cadre de la modélisation . . . 79
IV.1.2 Choix des matériaux . . . 81
IV.1.3 Présentation du modèle paramétrique . . . 83
IV.2 Application du modèle . . . 86
IV.2.1 Définition du critère de performance . . . 86
IV.2.2 Étude de sensibilité . . . 87
IV.2.3 Modification de la structure interne . . . 90
IV.3 Conclusion du quatrième chapitre . . . 94

Conclusions et perspectives **95**

Annexe A Conception du banc RASCASSE **99**
A.1 Spécifications . . . 99
A.2 Architecture optique . . . 101

A.2.1 Collimateur . . . 102
A.2.2 Simulateur de télescope . . . 102
A.2.3 Voie diversité de phase . . . 103
A.2.4 Voie Shack-Hartmann . . . 104
A.3 Performances . . . 105
A.3.1 Voie diversité de phase . . . 105
A.3.2 Voie Shack-Hartmann . . . 108
A.3.3 Performances réelles . . . 111
A.4 Conclusion de l'annexe . . . 112

Bibliographie **113**

Table des figures **119**

Liste des acronymes

ASO Analyseur de Surface d'Onde 26–29, 34, 39–41, 44, 50, 51, 59–75, 77, 99–101, 103–105, 108, 112, 120, 121

CDG Centre De Gravité 32, 33

CdV Champ de Vue 10, 11, 14–16, 47, 50, 55, 65, 119

CFRP Carbon Fiber Reinforced Polymer 82, 83

CNES Centre National d'Études Spatiales 16

CTE coefficient de dilatation thermique 82

DDE échange dynamique de données 55

DDL Degré De Liberté 35–37, 39, 49, 50, 59, 75

DFM Dispositif de Fixation Miroir 45, 77, 81, 83, 84, 88, 89, 92–94

E-ELT European Extremely Large Telescope 40, 41

EF Éléments Finis 77, 80, 83, 84, 87, 93

EQM Écart Quadratique Moyen 33, 43, 44, 62, 63

EQMM Erreur Quadratique Moyenne Minimum 42, 44, 50–52, 60, 67–75, 120, 121

ESA European Space Agency 10, 14, 17, 34

ESO European Southern Observatory 26

FTO Fonction de Transfert Optique 22

GMT Giant Magellan Telescope 40, 41

HDST High Definition Space Telescope 12

JWST Télescope Spatial James Webb 11–16, 34, 37, 40, 42, 119

LBT Large Binocular Telescope 40
LSST Large Synoptic Survey Telescope 40, 41

MA Miroir Actif 35, 37–39, 53, 55, 59, 86, 87
MC Moindres Carrés 47, 60, 68–75, 120, 121
MP Mode Propre 39, 56, 58, 59, 86
MR Mécanisme de Repositionnement 35, 36, 39, 59

NASA National Aeronautics and Space Administration 9, 14
NTT New Technology Telescope 26, 40

OAct Optique Active 5, 16, 19, 26, 39
OActS Optique Active Spatiale 18, 19, 27, 34, 35, 38, 42, 44, 47, 49, 55, 63, 64, 68, 75, 81, 99
OAMC Optique Adaptative Multi Conjuguée 50
OTOS Observation de la Terre Optique Super-résolue 11, 16

PSF fonction d'étalement du point 21, 22

RASCASSE Réalisation d'Analyseurs de Surface d'onde pour le Contrôle de miroirs Actifs Spatiaux sur Sources Étendues 99, 101, 110, 112

SH Shack-Hartmann 28–30, 32–35, 40, 60, 68, 73, 101, 112
SVD Décomposition en Valeurs Singulières 39, 43, 56, 73

TMA Trois Miroirs Anastigmat 14, 16, 25
TMT Thirty Meter Telescope 40, 41

VLT Very Large Telescope 26, 40
VP Valeur Propre 56, 61
VS Valeur Singulière 56, 58, 59

WFIRST Wide Field InfraRed Survey Telescope 12, 40

Introduction

L'astronomie et l'observation de la Terre nécessitent des observatoires spatiaux capables de voir des objets de luminosité toujours plus faible et d'observer toujours plus de détails. L'augmentation du pouvoir collecteur et de la résolution angulaire impliquent des instruments avec des miroirs primaires de grande dimension. L'augmentation de la taille des télescopes conduit, avec des éléments passifs, à des composants optiques et des structures de grandes dimensions qui excèdent les capacités des lanceurs actuels en termes de volume alloué et de masse d'emport [9]. Afin de réduire la masse de ces instruments, une voie possible consiste à réaliser des systèmes plus compacts et allégés. La compacité des combinaisons optiques implique des miroirs primaires très ouverts et une distance faible entre les miroirs primaire (M_1) et secondaire (M_2), tandis que l'allègement des miroirs primaires et des structures réduit leur rigidité. Tout ceci conduit à des télescopes plus sensibles aux désalignements et aux effets d'environnement.

Les phénomènes liés à l'environnement du satellite provoquant les déformations et les désalignements des miroirs du télescope peuvent être séparés en deux catégories. Tout d'abord, les vibrations lors du lancement, la différence de gravité ainsi que la différence de température entre le sol et l'orbite vont nécessiter une phase d'alignement après la mise en orbite du satellite. Ensuite, le gradient thermique subi par l'instrument à chaque révolution autour de son orbite va imposer une phase de maintien de la qualité optique. Ces deux phases (alignement et maintien) requièrent donc un système d'optique active qui compensera *in-situ* les déformations du front d'onde. Les principaux éléments constituant une boucle d'optique active sont un dispositif de mesure du front d'onde, un système de correction et une boucle de contrôle. Le contrôle assure entre autre une extraction maximum des informations sur les perturbations à partir des mesures.

La problématique de l'analyse de surface d'onde a été amplement traitée dans la littérature. Par exemple, le projet RASCASSE a démontré des performances nanométriques dans le cadre de l'observation de la Terre depuis l'espace. En ce qui concerne le contrôle, seules des méthodes peu élaborées ont été étudiées jusqu'à présent car les systèmes étaient relativement simple. L'émergence de télescopes plus complexes (grand champ, déployable, grand miroir primaire) invite à

rechercher des méthodes de contrôle plus fines. Jusqu'à présent, les miroirs primaires allégés étaient conçus de manière à se déformer le moins possible. Mais, lorsque nous considérons un télescope actif, les hautes fréquences posent problème. Dans ces conditions, il peut être intéressant de réfléchir à un miroir primaire adapté à l'optique active de telle sorte que ses hautes fréquences soient réduites.

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire concernent ces problématiques particulières liées à la mise en œuvre de l'optique active dans un télescope spatial. D'une part, nous nous sommes intéressés à la partie contrôle du système d'optique active spatial et aux performances ultimes d'un tel système. Nous avons pour cela cherché un estimateur des perturbations qui, à partir des mesures bruitées des analyseurs de surface d'onde, permette d'obtenir la meilleure correction du front d'onde dans le champ du télescope. D'autre part, nous avons étudié les possibilités de réduction des déformations de hautes fréquences spatiales du miroir primaire provenant de l'empreinte de ses dispositifs de fixation.

Le chapitre I nous permettra, tout d'abord, d'exposer les besoins observationnels et le contexte de l'instrumentation spatiale qui conduisent à la nécessité d'intégrer des systèmes d'optiques actives dans les télescopes spatiaux. Par la suite, nous ferons un rappel sur la formation des images dans les instruments optiques, avant d'introduire les outils et les théories à la base de notre travail. Ce chapitre II aura également pour but de faire un état de l'art des différents éléments constituant la boucle d'optique active et plus particulièrement la partie contrôle. Cet état de l'art nous permettra de dégager les deux problématiques qui seront traitées dans les deux chapitres suivants. Le chapitre III sera consacré au développement d'un estimateur des perturbations minimisant le front d'onde résiduel de l'instrument. Ce développement sera suivi de l'étude des performances de cet estimateur à l'aide de simulations numériques. Enfin, le chapitre IV sera dédié à l'adaptation des déformations d'un miroir primaire de grande dimension aux capacités de correction des systèmes d'optique active spatiaux.

Chapitre

I

Haute résolution angulaire pour l'observation de la Terre et de l'Univers

L'objectif de ce chapitre est d'exposer le contexte dans lequel s'inscrit le travail développé dans la suite de ce manuscrit. Ce contexte nous permet de mettre en lumière la nécessité d'intégrer dans les futurs observatoires spatiaux des systèmes d'Optique Active (OAct). Pour cela, nous évoquerons tout d'abord l'émergence de nouveaux besoins observationnels pour répondre aux questions de l'astrophysique moderne et aux défis de la compréhension et de la gestion globale du système Terre. Puis nous décrirons les contraintes induites par l'environnement spatial sur la conception des futurs télescopes. Enfin, nous présenterons deux exemples de télescopes actifs qui seront lancés dans les cinq ans à venir.

Plan du Chapitre I

I.1 Observation depuis l'espace 7
I.1.1 Besoins observationnels 7
I.1.1.a Observation de l'Univers 7
I.1.1.b Observation de la Terre 10
I.1.1.c Perspectives 11
I.1.2 Contraintes spatiales 12
I.1.2.a Contraintes sur l'architecture 12
I.1.2.b Environnement spatial 13
I.2 Exemples de télescopes spatiaux de grand diamètre 14
I.2.1 Télescope spatial James Webb (JWST) 14
I.2.1.a Architecture optique 14
I.2.1.b Un système actif indispensable 16
I.2.2 Télescope OTOS 16
I.2.2.a Architecture optique 16
I.2.2.b Un prototype de télescope actif 17
I.3 Conclusion du premier chapitre 18

I.1 Observation depuis l'espace

Depuis que l'espace est accessible, les scientifiques ont tiré parti de ce nouvel environnement d'observation pour développer et accroître leurs connaissances. En effet, l'observation depuis l'espace est un moyen privilégié pour étudier la Terre et l'Univers. Dans la suite de cette section, nous verrons les enjeux de la future génération d'observatoires spatiaux. Dans un premier temps, nous étudierons les besoins exprimés par les scientifique pour mener à bien leurs recherches. Puis dans un second temps nous mettrons en lumière les contraintes liées à l'observation depuis l'espace.

I.1.1 Besoins observationnels

Depuis l'Antiquité, notre compréhension du ciel, de l'Univers et de la Terre n'a cessé de s'accroître. Cependant, aujourd'hui encore des questions subsistent et nous comptons sur les prochains grands observatoires au sol et dans l'espace pour y apporter des réponses. Dans cette partie, nous allons voir quelles sont ces questions et les besoins observationnels qui motivent la conception des futurs grands observatoires spatiaux.

I.1.1.a Observation de l'Univers

L'observation de l'Univers depuis l'espace présente de nombreux avantages. Premièrement, l'absence de l'atmosphère terrestre entre le phénomène étudié et l'instrument permet de s'affranchir de la transmission de l'atmosphère (voir Figure I.1) et de la turbulence atmosphérique qui au sol limite drastiquement la résolution des télescopes. Ainsi, il est possible d'avoir accès à l'ensemble du spectre électromagnétique et à de meilleures résolutions. La Figure I.2 montre la très grande qualité des images obtenues avec le télescope spatial Hubble qui possède un miroir primaire de 2,4 m de diamètre.

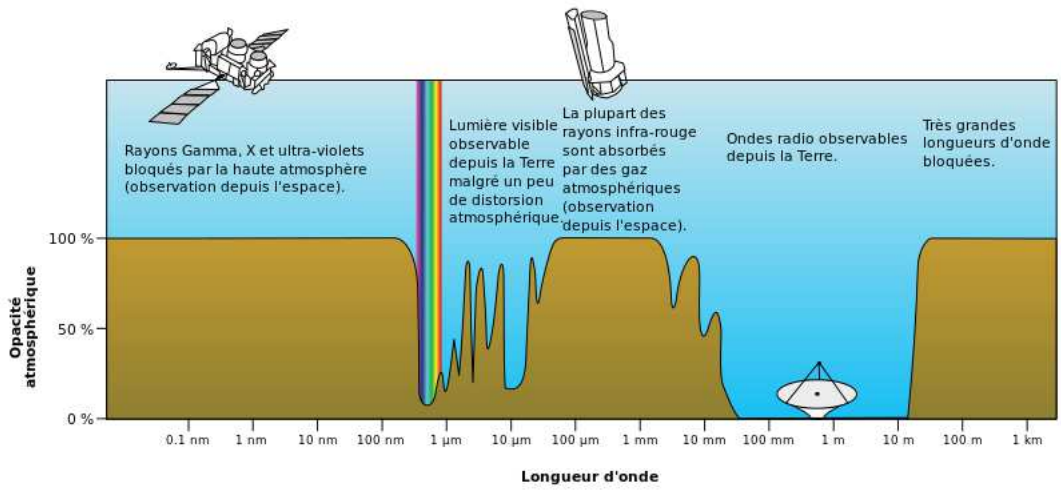


FIGURE I.1 – Transmission de l'atmosphère.

Deuxièmement, la couverture du ciel est complète à tout moment de l'année et l'alternance jour/nuit est uniquement fonction de l'orbite du satellite. Cette alternance peut donc être adaptée à la mission pour maximiser le retour scientifique.

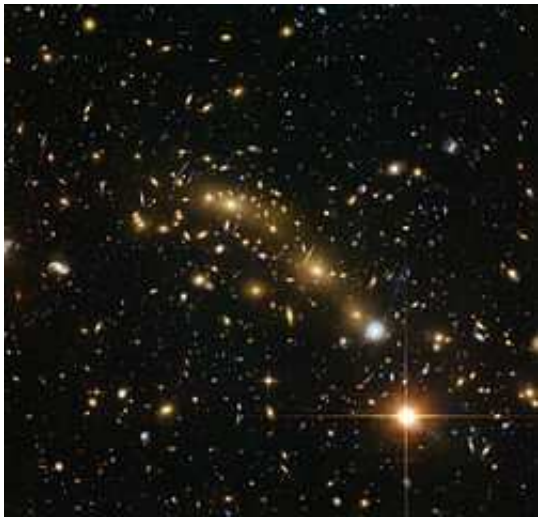


FIGURE I.2 – Champ profond imagé par le télescope Hubble (crédit : NASA).

Systèmes planétaires La question de la vie dans l'Univers est ancienne. Les premières mentions de l'existence d'autres mondes datent du XVI^{e} siècle. Cependant, il a fallu attendre 1995 pour que la première exoplanète autour d'une étoile semblable au soleil soit découverte par Mayor and Queloz [1995]. Cette détection eut lieu de manière indirecte sur le télescope de 1,93 m de l'observatoire de Haute Provence en mettant en évidence l'influence de la planète sur son étoile par la méthode des vitesses radiales. Actuellement, environ deux mille exoplanètes ont été découvertes dans un peu plus de mille systèmes planétaires. La plupart d'entre elles ont été détectées par des méthodes indirectes telles que les vitesses radiales, le transit, l'astrométrie, l'interférométrie ou encore les lentilles gravitationnelles. Tandis qu'un très petit nombre (une soixantaine) a été mis en évidence par imagerie directe [Perryman, 2011].

Avec une quantité croissante d'outils, le domaine des exoplanètes est en constante évolution. Depuis la première exoplanète, de nouvelles découvertes ont lieu presque toutes les semaines. Mais la découverte de traces de vie dans l'atmosphère d'une exoplanète de taille terrestre dans la zone habitable de son étoile hôte requiert une résolution angulaire, une sensibilité et un contraste encore jamais atteints. Les quatre caractéristiques principales nécessaires au développement d'un instrument spatial dédié à cette application ont été présentées par Postman et al. [2012]. Premièrement, l'étendue angulaire de la zone habitable autour d'une étoile est typiquement inférieure à cent millisecondes d'arc (mas). L'échantillonnage de cette étendue nécessaire pour isoler une exoplanète requiert une résolution minimale comprise entre 10 et 25 mas. Deuxièmement, les exo-Terres ont des magnitudes 25 fois moins importantes que leurs étoiles hôtes. Leur détection nécessite donc une imagerie à haut contraste avec un facteur suppression de 10^{-9} à 10^{-10}. Ce type de performance peut être atteint avec un coronographe à occultation interne ou externe, mais seulement avec une stabilité de pointage et du front d'onde impossible à obtenir avec un télescope au sol [Guyon, 2005]. Troisièmement, la détection de traces de vie telles que la présence d'oxygène ou de molécules organiques dans l'atmosphère nécessite la spectroscopie de sources extrêmement faibles avec un bon rapport signal à bruit. Enfin, les planètes susceptibles d'abriter la vie sont probablement rares, leur détection demande donc un grand échantillon d'étoiles

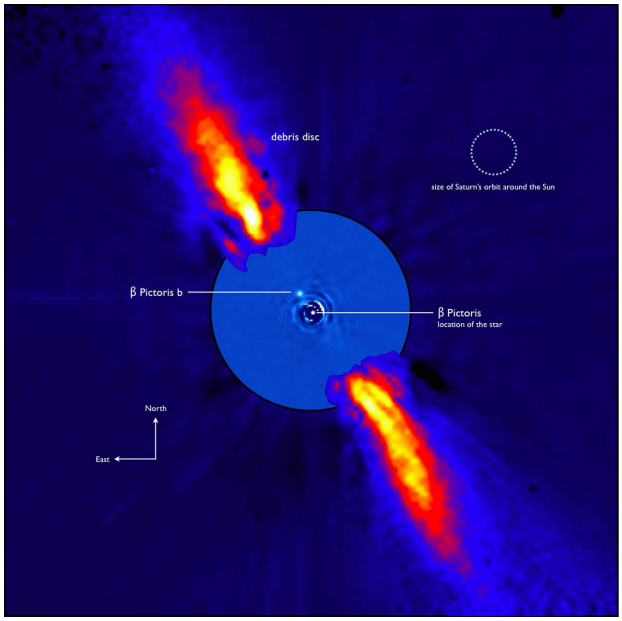


FIGURE I.3 – Image directe de l'exoplanète β Pictoris b autour de son étoile hôte (crédit ESO).

observées.

En plus d'étudier les conditions nécessaires à l'émergence de la vie et de découvrir une hypothétique vie extraterrestre, la caractérisation des systèmes planétaires nous permet de mieux comprendre la formation et l'évolution de tels systèmes d'un point de vue général et en particulier du système solaire.

En conclusion, la détection et la caractérisation de systèmes planétaires autour d'une étoile autre que le soleil requiert une haute résolution angulaire (10 à 25 mas), un grand contraste, une grande sensibilité impliquant une grande surface collectrice de lumière. À titre d'exemple, les deux prochaines missions de la National Aeronautics and Space Administration (NASA) qui emporteront un coronographe possèdent des miroirs de 6 m et de 2,4 m de diamètre.

Cosmologie Depuis le début du XX^{e} siècle, notre compréhension de l'Univers n'a cessé de croître. Les observations convergent vers un modèle standard cosmologique appelé ΛCDM. Elles indiquent que l'Univers connait une expansion accélérée [Riess et al., 1998] qui s'explique par la présence de l'énergie noire représentant environ 68 % de la masse énergie de l'Univers. Cette énergie noire peut être modélisée simplement par la constante cosmologique de la théorie de la relativité générale. L'autre constituant de l'Univers, en plus de la matière ordinaire (5 %) dont tous les objets visibles et nous sommes composés, est la matière noire (27 %). Son existence a été mise en évidence en mesurant la vitesse de rotation des étoiles autour de centres galactiques dans les galaxies spirales par Rubin and Ford Jr. [1970].

Notre connaissance des galaxies, de la formation et de l'évolution de l'Univers reste très limitée en raison de la difficulté à observer loin dans l'espace et donc loin dans le temps. L'évolution de l'Univers depuis sa création jusqu'à nos jours est montrée sur la Figure I.4. Après l'émission du fond diffus cosmologique, l'Univers est entré dans une ère appelée l'Age Sombre dans lequel il

était neutre. La naissance des premières galaxies a permis la ré-ionisation de l'Univers, le rendant ainsi observable. Pour étudier ces structures primordiales, nous devons remonter le temps jusqu'à dix milliards d'années lumière ce qui nécessite l'observation d'objets distant et dont la luminosité nous apparait comme extrêmement faible.

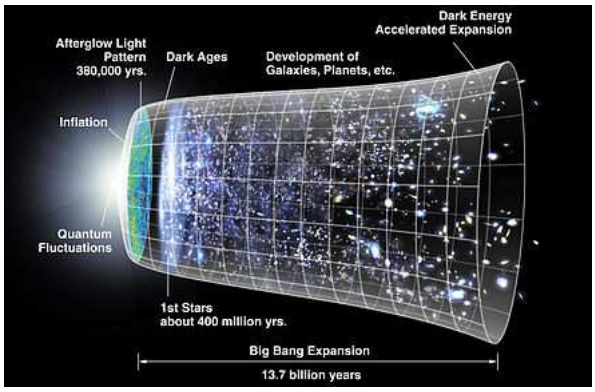


FIGURE I.4 – Évolution de l'Univers depuis le Big Bang.

Pour pouvoir contraindre les modèles de la cosmologie, il est nécessaire d'effectuer de grands sondages mesurant les caractéristiques de très nombreuses galaxies à différents moments de l'évolution de l'Univers. Ce type de sondage demande des observatoires possédant un grand champ, une haute résolution angulaire mais également une grande surface collectrice capable de voir des objets très faibles. Par exemple, la prochaine mission de l'European Space Agency (ESA) dédiée à la cosmologie possédera un miroir primaire de 1,2 m de diamètre et un Champ de Vue (CdV) de $0{,}79° \times 1{,}16°$.

I.1.1.b Observation de la Terre

L'observation de la Terre par satellite permet de recueillir des données en continu et pour n'importe quel point du globe sur des échelles de temps de plusieurs années. Ces données permettent la compréhension de phénomènes globaux affectant le système Terre tels que le réchauffement climatique, la circulation océanique et atmosphérique... Actuellement de nombreux satellites orbitent autour de la Terre pour de multiples applications : cartographie, aménagement du territoire, défense et sécurité civile, gestion des catastrophes naturelles, météorologie ou altimétrie, *etc.*

Les principaux besoins pour ce genre d'applications sont un grand champ et une haute résolution angulaire afin de pouvoir observer des détails fins dans de grandes zones. Un autre besoin opérationnel important est la capacité de revisite pour survoler le même point du globe régulièrement : de quelques jours à continuellement. Cette capacité de revisite et la zone de couverture définissent les trois classes d'orbite pour les missions satellitaires : basse (LEO), géostationnaire (GEO) et intermédiaire (MEO). Il est à noter que les technologies développées pour l'observation de la Terre peuvent tout à fait être utilisées pour l'observation des autres planètes du systèmes solaire.

Les satellites Pléiade représentent bien l'état de l'art actuel en observation de la Terre dans le domaine des longueurs d'onde visible [Lamard et al., 2004]. Cette constellation de deux satellites permet de faire une image de n'importe quel point du globe toutes les 24 h et est capable

de produire 1000 images de la Terre par jour. Ces satellites sont équipés de télescopes de type Korsch dont le miroir primaire a un diamètre de 650 mm. Ils opèrent dans le visible et le proche infrarouge sur une orbite héliosynchrone à une altitude moyenne de 694 km. Le CdV de ces télescopes est de ±0,8° ce qui représente une fauchée de 20 km à l'altitude de 694 km à l'intérieur de laquelle les images sont prises avec une résolution de 70 cm. Nous pouvons voir à la Figure I.5 la qualité d'image exceptionnelle de ces instruments.

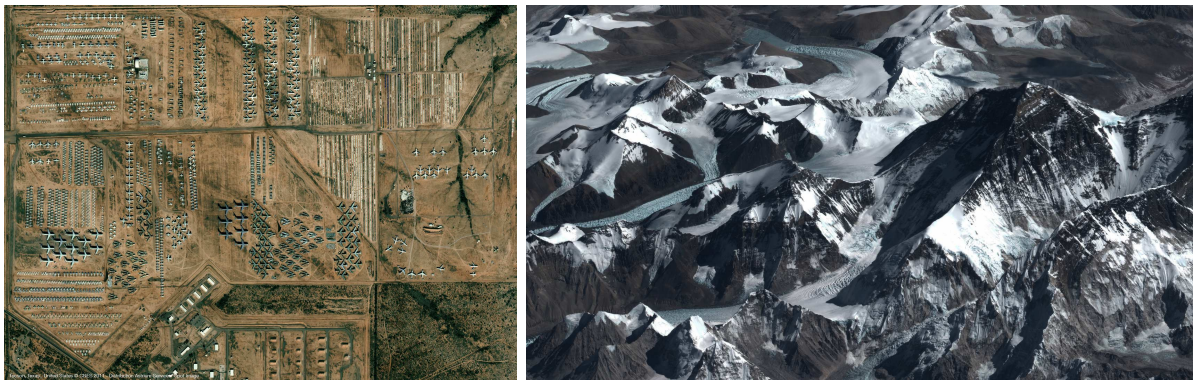


FIGURE I.5 – Cimetière d'avion à Tucson, USA (gauche). Massif montagneux dans l'Himalaya, Népal (crédits CNES 2011).

La future génération de satellites d'observation de la Terre en orbite basse en cours de développement vise une résolution au sol comprise entre 20 et 30 cm, ce qui correspond à des miroirs primaires de 1,5 à 2 m de diamètre. Cette taille de miroir est également celle envisagée pour les prochains satellites d'observation en orbite géostationnaire. Ces satellites auront pour vocation la sécurité, la gestion de catastrophes naturelles ou du trafic maritime. Dans tous les cas, une large bande spectrale est nécessaire pour séparer les différents éléments d'intérêt tels que la végétation, les zones côtières ou les points chauds. De plus, une capacité stéréoscopique avec une bonne résolution dans la profondeur permettra l'acquisition de données en trois dimensions essentielles pour des applications de topographie. Enfin, l'utilisation d'orbites elliptiques pose de nouveaux défis pour l'instrumentation en raison des variations d'éclairement, de la vitesse au sol du satellite ou encore de la focalisation.

I.1.1.c Perspectives

Pour pouvoir répondre aux questions en suspens dans le domaine de l'astrophysique et de l'observation de la Terre, la nécessité est apparue d'observer et d'imager encore plus loin, des détails encore plus précis, des sources d'intensité encore plus faibles, des phénomènes encore plus rares. Ceci se traduit par des besoins instrumentaux tels que : la haute-résolution angulaire, le haut-contraste, la haute-sensibilité et les champs de vue larges.

Pour y répondre, de nombreux observatoires spatiaux sont en projet. Pour n'en citer que quelques uns :
- le Télescope Spatial James Webb (JWST) : un télescope segmenté et déployable de 6 m de diamètre ;
- le programe Observation de la Terre Optique Super-résolue (OTOS) : un télescope de 1,5 m de diamètre avec un champ de 1,2° ;

– Wide Field InfraRed Survey Telescope (WFIRST) : un télescope de 2,4 m avec un champ de 0,75° × 0,37° ;
– Euclid : un télescope de 1,2 m avec un champ de 0,79° × 1,16° ;
– High Definition Space Telescope (HDST) : un télescope de la classe des douze mètres de diamètre.

Ces différents projets sont situés à différents stades de développement : de la phase d'intégration pour le JWST à la phase d'avant-projet non confirmé pour HDST. Ainsi, ils représentent le devenir des futurs observatoires à plus ou moins long terme. Néanmoins, le point commun de ces différents télescopes est leur diamètre de plusieurs mètres. Cette particularité va nécessité un changement de paradigme dans leur conception comme nous le verrons dans la suite.

I.1.2 Contraintes spatiales

Nous venons de voir que les progrès dans la connaissance de l'Univers et de la Terre nécessitent des télescopes spatiaux de grand diamètre. Cependant, la taille et la masse d'emport limitées des lanceurs vont imposer des contraintes fortes lors de la conception de l'instrument. Ces contraintes, auxquelles s'ajoutent celles liées à l'environnement subi par le satellite durant sa vie, ont un impact important sur l'alignement et la forme des miroirs du télescope.

I.1.2.a Contraintes sur l'architecture

Depuis le début de la conquête spatiale, les capacités des lanceurs n'ont cessé d'augmenter passant de quelques dizaines de kilogrammes à une dizaine de tonnes actuellement. Il en va de même pour le diamètre des coiffes des fusées ainsi que pour leur volume utile. La Figure I.6 présente l'évolution de la charge utile que peuvent placer en orbite de transfert géostationnaire (GTO) les différentes générations du lanceurs Ariane (1 à 6) en fonction de l'année de leur premier vol. Nous observons une progression constante jusqu'à Ariane 5.

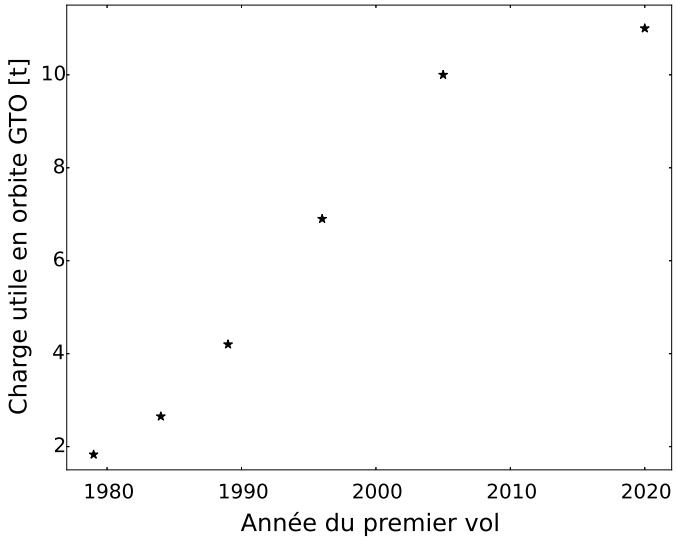


FIGURE I.6 – Charge utile en orbite GTO pour les différents lanceurs Ariane en fonction de l'année de leur premier vol.

Cependant, dans un contexte de restriction budgétaire pour les missions scientifiques institutionnelles et avec l'arrivée de nouveaux concurrents ayant une politique commerciale extrêmement agressive, un changement de paradigme pour les futurs lanceurs est nécessaire. En effet, à titre d'exemple, pour les lanceurs actuels le prix d'envoi d'un kilogramme en orbite GTO se situe autour de 18 000 EUR. Pour la future génération dont le premier vol est prévu en 2020, l'objectif est de réduire les coûts de moitié en gardant les performances au niveau actuel. Ce changement de paradigme explique la quasi stagnation des capacités de mise en orbite entre Ariane 5 et 6.

Ainsi, la prochaine génération de lanceurs possédera les mêmes performances que celles des lanceurs actuels. Le Tableau I.1 rappelle les performances de quelques unes des fusées actuellement en exploitation.

Paramètres	Unités	Ariane 5	Vega	Proton M	Falcon 9
Diamètre coiffe	m	5,4	2,6	4,1	3,7
Hauteur coiffe	m	17	7,18	13,9	5,2
Charge utile GTO	kg	10 300	1 500	6 700	4 850
Charge utile LEO	kg	21 000	2 300	22 000	13 150

TABLE I.1 – Performances de différents lanceurs en exploitation actuellement.

Cette stagnation des dimensions des lanceurs entraine des contraintes fortes sur la future génération d'observatoires spatiaux pour les sciences de l'Univers dont les miroirs primaires, nous l'avons vu dans la première partie de ce chapitre, seront supérieurs à 5 m. La solution actuellement envisagée pour s'affranchir de cette contrainte est de concevoir des télescopes déployables. Cette solution doit être testée pour la première fois par le JWST.

Pour l'observation de la Terre, les diamètres des miroirs primaires envisagés étant plutôt de l'ordre de quelques mètres, la contrainte va plutôt se situer au niveau des coûts et de la flexibilité des systèmes optiques embarqués. En effet, même si le prix des lancements devrait baisser dans l'avenir, chaque kilogramme envoyé dans l'espace restera extrêmement onéreux. Une réduction du coût d'une mission d'observation de la Terre passe donc par un allègement entre autres de son télescope.

I.1.2.b Environnement spatial

Tout au long de sa vie opérationnelle, un satellite va être confronté successivement aux quatre environnements suivants :
– l'environnement de préparation,
– l'environnement de lancement,
– l'environnement local du satellite,
– l'environnement spatial à proprement parler.

L'environnement de préparation est celui dans lequel se trouve l'instrument durant toute la phase d'intégration du satellite ainsi que durant son transport et son stockage jusqu'au lancement. Cet environnement implique principalement des contraintes de propreté, de manipulation et de transport. Nous ne nous appesantirons pas sur le sujet de la contamination car ses implications sur la qualité optique de l'instrument, bien que réelles, ne sont pas corrigeables.

Durant la phase de lancement, les vibrations acoustiques et mécaniques, les chocs dus à la séparation des étages du lanceur et le changement rapide de pression affectent l'instrument. En effet, les accélérations associées à ces phénomènes peuvent atteindre la dizaine de g sur une gamme de fréquences très étendue allant de quelques hertz à quelques kilohertz.

L'environnement local du satellite correspond à l'environnement thermique et mécanique apporté par le satellite lui-même. Il se compose par exemple du contrôle en température de l'instrument par le satellite mais concerne aussi les micro-vibrations dues aux machines thermiques, aux volants d'inertie utilisés pour le contrôle d'attitude du satellite et tout autre mécanisme motorisé.

L'environnement spatial global dépend, quant à lui, essentiellement de l'orbite choisie pour le satellite. En effet, suivant l'orbite (LEO, GEO, L2,...), les variations de température vues par le satellite sont très différentes. Seule la gravité quasi nulle est une constante pour ce type environnement.

Les vibrations, les gradients thermiques et la différence de gravité entre le sol et l'orbite induisent deux types de conséquences sur le satellite. Tout d'abord, il doit posséder les caractéristiques mécaniques lui permettant de résister aux vibrations et d'arriver en orbite en état de fonctionnement. Ensuite, un télescope verra ses miroirs désalignés et déformés. Cette dernière conséquence, en raison des performances visées pour la future génération d'instruments, va devenir une préoccupation majeure lors de leur conception et sera au cœur du travail présenté tout au long de ce manuscrit.

I.2 Exemples de télescopes spatiaux de grand diamètre

I.2.1 Télescope spatial James Webb (JWST)

Pour répondre aux questions de l'astrophysique moderne, la NASA et l'ESA ont mis sur pied le projet de JWST. Ce télescope spatial, dont le lancement est prévu en 2018, observera dans l'infrarouge entre 0,6 et 28 µm. L'objectif du JWST est d'étudier l'univers primordial pendant lequel se sont formées les premières étoiles et les premières galaxies ainsi que l'accélération de l'expansion de l'Univers mais aussi les systèmes planétaires et les origines de la Vie.

I.2.1.a Architecture optique

La combinaison optique décrite par Contreras and Lightsey [2004] pour le JWST est un télescope de type Trois Miroirs Anastigmat (TMA). La Figure I.7 présente un schéma de la combinaison utilisée. Le miroir primaire (M_1) elliptique (dont le diamètre est de 6 m et l'ouverture de 1,2) renvoie la lumière sur un miroir secondaire (M_2) hyperbolique qui fait converger la lumière en un foyer intermédiaire ouvert à F/9. Un miroir tertiaire (M_3) elliptique ré-image d'une part la pupille définie par le M_1 sur un miroir plan (M_{pf}) et d'autre part le foyer intermédiaire au plan focal de l'instrument. Le plan focal est courbe et son centre de courbure est situé au niveau du miroir M_{pf}. Cette architecture optique permet d'obtenir avec un minimum d'éléments optiques un champ de 18×9 arcmin limité par la diffraction à la longueur d'onde de 2 µm.

Une des principales performances optiques nécessaires à ce télescope pour effectuer sa mission réside dans la valeur du front d'onde résiduel rms à l'intérieur de son champ. La Figure I.8 montre que dans la majorité du CdV du télescope le front d'onde est de l'ordre de 25 nm. Cependant, le

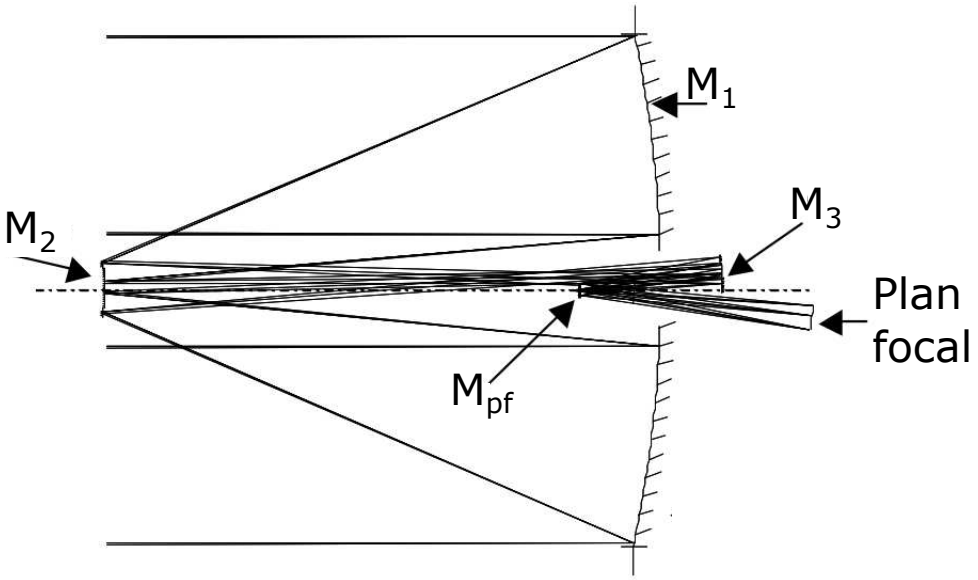


FIGURE I.7 – Schéma de la combinaison optique du JWST.

CdV des instruments accolés au télescope (NIRCAM, NIRSPEC, MIRI, FGS-G, FGSTF) étant faible et positionné dans différentes parties du champ, le front d'onde résiduel peut être regardé dans des sous-zones où ses variations sont plus faibles. Tout cela fait du JWST un télescope avec une qualité optique exceptionnelle.

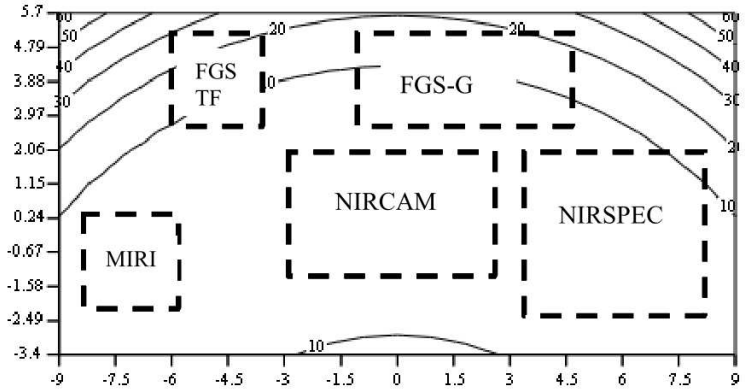


FIGURE I.8 – Front d'onde résiduel théorique en fonction du CdV pour le JWST.

Le niveau de performance décrit ci-dessus correspond aux performances théoriques du design optique qui ne tiennent pas compte des désalignements et des déformations susceptibles d'affecter chacune des surfaces optiques du télescope. Nous verrons dans la section suivante et tout au long de ce manuscrit que ces perturbations sont prépondérantes et déterminent la performance finale du télescope notamment lorsque celui-ci possède un grand diamètre.

I.2.1.b Un système actif indispensable

Nous avons vu précédemment (*cf.* § I.1.2.a) que la coiffe des lanceurs actuels avait un diamètre maximum d'emport limité et insuffisant pour mettre le M_1 de 6 m de diamètre du JWST. Il en va de même pour la distance entre le M_1 et le M_2, ce qui impose au télescope d'être lancé en configuration gerbée puis d'être déployé en vol durant le trajet jusqu'à son orbite finale.

Le fait que le télescope se déploie en vol a deux conséquences majeures. La première est que le M_1 doit être segmenté pour permettre son pliage. Il est composé de dix-huit segments hexagonaux qui devront être co-phasés en vol. La deuxième conséquence est induite par le manque de précision du mécanisme de déploiement du M_2. En effet, la précision de positionnement du M_2 après déploiement est seulement inférieure à 1 mm. Cette erreur sur la position du M_2 est inacceptable pour la qualité optique visée et rend nécessaire le réalignement en vol de celui-ci.

Le JWST observe dans l'infrarouge et doit donc, pour limiter le bruit thermique, travailler à des températures cryogéniques (typiquement 50K). Pour obtenir cette température de fonctionnement de manière passive, le télescope sera placé au point de Lagrange L2 à 1,5 million de kilomètres de la Terre.

La solution développée dans les années 80 et validée dans les années 90 pour l'alignement et le maintien de la qualité optique des télescopes au sol durant leurs observations est l'OAct. La solution naturelle pour les télescopes spatiaux dont le JWST sera le premier exemple est l'intégration de cette OAct dans les instruments spatiaux.

I.2.2 Télescope OTOS

Pour étudier les instruments qui succéderont aux télescopes Pléiade (*cf.* § I.1.1.b), le Centre National d'Études Spatiales (CNES) a développé le projet OTOS. Ce projet est un démonstrateur technologique pour les télescopes spatiaux de future génération qui vise au remplacement des satellites Pléiades. Il doit donc être représentatif des télescopes dédiés à l'observation de la Terre en orbite basse visant une résolution au sol entre 20 et 30 cm. Tout comme les télescopes précédents, le télescope observera dans le visible et le proche infrarouge entre 0,4 et 0,8 µm. Il sera également placé en orbite héliosynchrone à 700 km d'altitude.

I.2.2.a Architecture optique

Le télescope choisi est un télescope de type TMA qui de ce fait voit son aberration sphérique et ses aberrations de coma et d'astigmatisme annulées dans leur CdV. Cette combinaison est indispensable aux télescopes qui visent la très haute résolution et dont le CdV est important. Le modèle optique de télescope présenté ci-dessous se base sur un des concepts développés par Costes et al. [2012]. Cet instrument étant conçu pour l'observation de la Terre en orbite basse, il utilise le défilement de la Terre pour scanner sa surface. Le champ de tels télescopes est donc linéaire dans la direction perpendiculaire au sens de défilement. Le champ de ce télescope est de $\pm 0.6°$ ce qui correspond à une fauché d'environ 20 km depuis l'altitude de 700 km.

La Figure I.9 présente une vue d'ensemble de l'architecture optique du télescope. Cet instrument se compose de trois miroirs avec une puissance optique et de quatre miroirs plans qui permettent de replier le faisceau pour obtenir un haut niveau de compacité de la cavité arrière. Les trois miroirs qui réalisent la fonction d'imagerie sont :

– le miroir primaire (M_1) de 1,5 m de diamètre. Ce miroir parabolique concave a un rayon de courbure de 3,6 m ce qui représente une ouverture de F/1,2. Ce miroir définit la pupille d'entrée de notre instrument ainsi que la référence d'alignement.
– Le miroir secondaire (M_2) de 0,36 m de diamètre. Ce miroir elliptique convexe a un rayon de courbure de 1 m.
– Le miroir tertiaire (M_3) de 0,5 m de diamètre. Ce miroir elliptique concave a un rayon de courbure de 1,3 m.

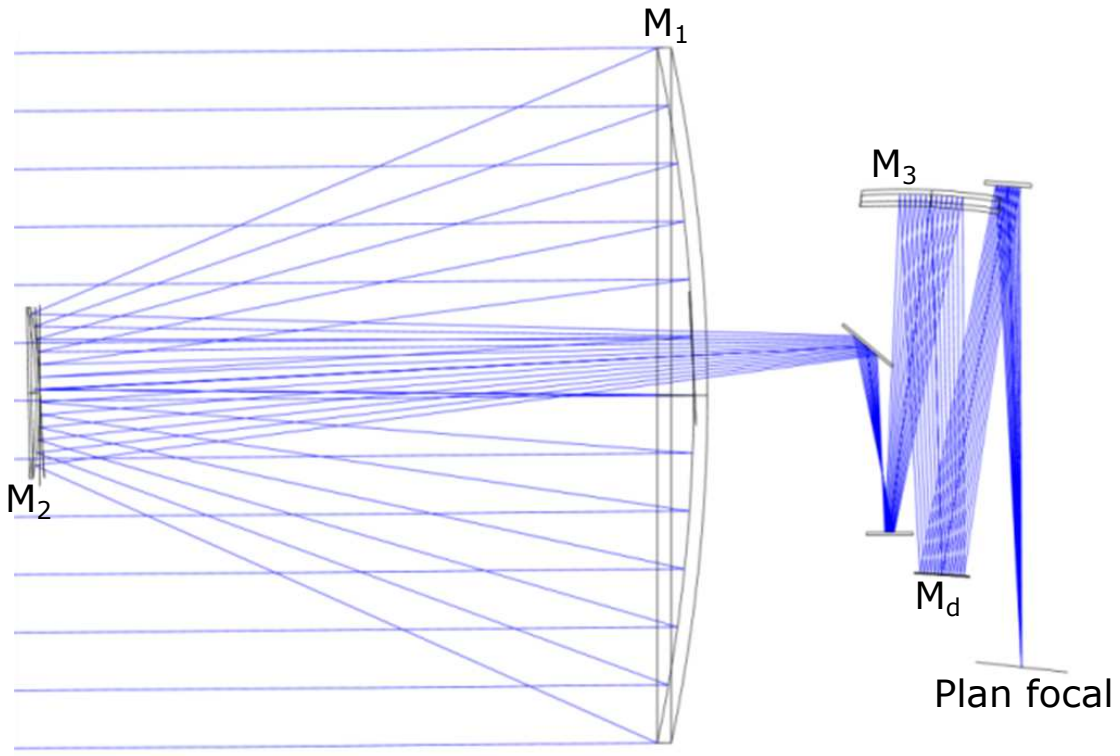


FIGURE I.9 – Design optique d'un des concepts de télescope du projet OTOS.

La combinaison optique choisie permet, à l'aide des miroirs M_2 et M_3, de ré-imager la pupille sur le miroir plan M_d et d'obtenir ainsi une pupille de sortie réelle.

I.2.2.b Un prototype de télescope actif

L'objectif de cet instrument est donc de doubler les performances en termes de résolution au sol par rapport à la génération précédente tout en maintenant les dimensions et la masse du satellite compatible avec les capacités d'emport d'un lanceur léger. En effet, il est prévu que le satellite puisse être lancé par la fusée Vega de l'ESA dont les capacités d'emport sont de 1,5 t en orbite héliosynchrone à 700 km.

La taille des éléments optiques étant plus grande pour accéder à la résolution souhaitée, les miroirs et la structure du télescope nécessiteront un allégement nettement plus important. Cet allègement réduit la rigidité des miroirs et de la structure qui vont avoir tendance à se déformer sous l'action de l'environnement vu par le satellite que nous avons décrit précédemment

(*cf.* § I.1.2.b).

Au vue de la résolution visée, ces déformations seront suffisamment importantes pour devoir être corrigées. Le besoin de systèmes d'Optique Active Spatiale (OActS) apparait donc également pour la future génération de télescope d'observation de la Terre en orbite basse.

I.3 Conclusion du premier chapitre

Dans ce chapitre, nous avons exposé dans un premier temps les questions de l'astrophysique moderne telles que la formation et l'évolution de l'Univers et des structures le composant, ainsi que l'avenir de l'observation de la Terre. Cette mise en contexte nous a permis de dégager les besoins des différentes communautés scientifiques du point de vue des performances des futurs observatoires spatiaux : principalement, une haute résolution angulaire et une grande surface collectrice. Ces caractéristiques étant directement liées au diamètre du télescope, la future génération d'instruments spatiaux devra posséder des miroirs primaires de plusieurs mètres de diamètre.

Malgré de nombreux avantages par rapport à l'observation depuis le sol, l'observation depuis l'espace impose des contraintes spécifiques sur les instruments. D'une part, les capacités d'emport (masse et volume) des fusées ainsi que les coûts de lancement imposent un changement de paradigme dans la conception des télescopes. En effet, afin de réduire leur masse, les télescopes ne pourront plus être conçus de manière hyper-stable. De ce fait , les concepts déployables, qui s'affranchissent des contraintes dimensionnelles, sont amenés à se généraliser. D'autre part, les vibrations, les gradients thermiques et l'absence de gravité subis par le satellite entrainent des désalignements et des déformations des miroirs composant le télescope d'autant plus marqués que ces miroirs seront allégés.

Ainsi, les concepts méso-stables, déployables et pouvant être réalignés tout au long de leur vie opérationnelle (en intégrant des systèmes d'Optique Active Spatiale) vont devenir le standard pour les télescopes spatiaux de la future génération. Pour illustrer ce changement de paradigme, nous avons présenté deux projets de télescopes spatiaux actifs dont les lancements sont prévus dans les cinq ans à venir.

Chapitre

II Optique active spatiale

Dans le chapitre précédent, nous avons vu la nécessité d'intégrer des systèmes d'OActS dans les télescopes de la future génération pour qu'ils puissent atteindre les performances visées. Le présent chapitre sera l'occasion de présenter les outils nécessaires à la compréhension et à la simulation de l'OAct, ainsi que le fonctionnement global d'un système d'OActS. La première partie de ce chapitre est dédiée à la mise en évidence du lien entre les perturbations du télescope et sa qualité d'image finale. Pour cela, nous parlerons tout d'abord du mécanisme de formation des images au foyer des instruments optiques ainsi que de la description du front d'onde métrique indispensable à l'évaluation de la qualité optique d'un télescope. Enfin, nous terminerons en exposant l'influence des perturbations subies par le télescope sur le front d'onde.

La seconde partie , quant à elle, sera consacrée à la présentation des différents sous-systèmes constituant un système d'OActS. Ainsi, nous faisons tout d'abord un tour d'horizon des différents dispositifs capables de mesurer le front d'onde. Nous effectuons un état de l'art plus détaillé des dispositifs les plus utilisés ou susceptibles d'être intégrés dans un satellite. Puis nous abordons les dispositifs permettant la correction des perturbations subies par le télescope. Enfin nous présentons l'approche utilisée pour l'alignement et le contrôle des télescopes au sol, qui est également envisagée pour l'optique active spatiale. Nous introduisons alors deux estimateurs de perturbations qui ont été à la base du travail présenté dans ce manuscrit.

Plan du Chapitre II

II.1 Qualité optique des télescopes 21
II.1.1 Formation d'image et polynômes de Zernike 21
II.1.1.a Formation d'image 21
II.1.1.b Polynômes de Zernike 22
II.1.2 Aberrations optiques des systèmes désalignés 24
II.2 Principe de l'optique active 26
II.2.1 Mesure de la qualité optique 26
II.2.1.a Erreurs sur la mesure de front d'onde 27
II.2.1.b Analyseurs plan focal 28
II.2.1.c Analyseurs plan pupille 30
II.2.1.d Conclusion sur le choix des ASO et modélisation 34
II.2.1.e Projet RASCASSE 34
II.2.2 Dispositif de correction 35
II.2.2.a Mécanismes de repositionnement 35
II.2.2.b Miroirs actifs 37
II.2.3 Modélisation des dispositifs de correction 38
II.3 Contrôle de la boucle active 39
II.3.1 Approche tomographique 40
II.3.1.a Alignement 40
II.3.1.b Optique active 41
II.3.2 Estimateurs des perturbations 42
II.3.2.a Estimateur des moindres carrés 42
II.3.2.b Estimateur à erreur quadratique moyenne minimum 43
II.4 Conclusion du second chapitre 44

II.1 Qualité optique des télescopes

La résolution angulaire des systèmes optiques est en théorie limitée par les effets de diffraction de leur pupille d'entrée. Cette limitation est proportionnelle au rapport de la longueur d'onde d'observation au diamètre de la pupille de l'instrument, λ/D. Une meilleur résolution peut être obtenue soit en augmentant le diamètre de l'instrument comme nous l'avons vu précédemment, soit en réduisant la longueur d'onde d'observation, lorsque les phénomènes considérés le permettront. Dans la réalité, cette limitation théorique est rarement accessible, d'autres contraintes intervenant ailleurs dans l'instrument. Ainsi la résolution du système complet est potentiellement affectée par la qualité optique de l'instrument. Dans la suite nous rappelons les principes de base de la formation d'image qui font le lien entre la résolution et la qualité optique de l'instrument.

II.1.1 Formation d'image et polynômes de Zernike

II.1.1.a Formation d'image

Une source ponctuelle est une source non résolue par l'instrument c'est-à-dire que son diamètre apparent est petit devant la limite de diffraction de l'instrument considéré. Lorsque cette source est à l'infini, l'onde sphérique émise par cette source est devenue plane lorsqu'elle arrive à l'instrument. Cette onde peut être décrite dans la pupille de l'instrument par l'équation suivante :

$$E = \Psi_0(x,y)P_0(x,y)E_0 = a(x,y)e^{i\phi_0(x,y)}P_0(x,y)e^{i(k_0 z-\omega t)} \tag{II.1}$$

où $E_0 = e^{i(k_0 z-\omega t)}$ avec $k_0 = 2\pi/\lambda$ décrit l'onde plane monochromatique incidente, $P_0(x,y)$ est la fonction de transmission de la pupille et $\Psi_0(x,y)$ caractérise à la fois l'amplitude de l'onde $a(x,y)$ et les perturbations du front d'onde dans la pupille $\phi_0(x,y)$. Dans le cas d'une onde plane, l'amplitude est constante ($a(x,y) = cte$) et la phase est un plan ($\phi_0(x,y) = cte$). Dans la suite de ce manuscrit, la fonction P_0 vaut un à l'intérieur de la pupille et zéro partout ailleurs. L'amplitude complexe dans la pupille est définie comme $A_0(x,y) = \Psi_0(x,y)P_0(x,y)$.

L'amplitude complexe mesurée au foyer d'un instrument est donnée par la théorie de la diffraction dans l'approximation de Fraunhofer [Born and Wolf, 1999] par :

$$A(x',y') = \frac{1}{i\lambda f}e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(f+\frac{x'^2+y'^2}{2f})}\iint_{-\infty}^{+\infty} A_0(x,y)e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}(\frac{xx'+yy'}{f})}\,\mathrm{d}x\mathrm{d}y, \tag{II.2}$$

où (x,y), (x',y') et f désignent respectivement les coordonnées dans le plan pupille, le plan focal et la longueur focale de l'instrument. Nous voyons apparaitre la transformée de Fourier en deux dimensions de l'amplitude complexe dans la pupille de l'instrument.

L'image i d'un instrument est obtenue en prenant le carré du module de l'amplitude complexe dans le plan focal. Dans le cas d'une source ponctuelle, cette image correspond à la fonction d'étalement du point (PSF) ou réponse impulsionnelle de l'instrument. Ainsi la PSF est proportionnelle au carré du module de la transformée de Fourier de l'amplitude complexe dans la pupille. Elle est donc sensible à la forme P_0 de la fonction de transmission, à l'amplitude a et à la phase ϕ_0 dans la pupille.

Les déformations mécaniques de l'instrument, ou encore les défauts de réalisation du système optique vont perturber la surface d'onde dans la pupille de sortie. Dans la suite nous négligeons les effets de ces perturbations sur l'amplitude dans la pupille ($a(x,y) = 1$) et ne considérons que

les effets sur la phase. En effectuant le changement de variable suivant : $(\alpha, \beta) = (\frac{x}{f}, \frac{y}{f})$, la PSF de l'instrument peut donc s'écrire :

$$PSF(\alpha, \beta) = \|A(\alpha, \beta)\|^2 = \| \mathrm{TF}^{-1}\{P_0(f_\alpha, f_\beta)e^{i\phi_0(f_\alpha, f_\beta)}\}\|^2 \tag{II.3}$$

où $(f_\alpha, f_\beta) = (\frac{x'}{\lambda}, \frac{y'}{\lambda})$ sont les variables conjuguées de (α, β) par transformée de Fourier. Nous pouvons alors définir la fréquence spatiale de la manière suivante : $\boldsymbol{f} = (f_\alpha, f_\beta)$.

Dans le cas d'un système linéaire invariant par translation, l'image $i(\boldsymbol{\alpha})$ d'un objet quelconque $o(\boldsymbol{\alpha})$ est décrite par la relation suivante :

$$i(\boldsymbol{\alpha}) = o(\boldsymbol{\alpha}) \star PSF(\boldsymbol{\alpha}) \tag{II.4}$$

où $\star$ exprime la convolution et $\boldsymbol{\alpha} = (\alpha, \beta)$ la position dans le plan focal. À l'aide de la transformée de Fourier, l'équation II.4 peut se réécrire de la manière suivante :

$$\mathrm{TF}\{i\}(\boldsymbol{f}) = \mathrm{TF}\{o\}(\boldsymbol{f}).\,\mathrm{TF}\{PSF\}(\boldsymbol{f}) \tag{II.5}$$

La transformée de Fourier de la PSF est appelée Fonction de Transfert Optique (FTO). Normée à 1 en $\boldsymbol{f} = 0$, elle est proportionnelle à l'autocorrélation de l'amplitude complexe de l'onde dans la pupille (théorème de Wiener-Khintchine). La FTO caractérise l'atténuation des fréquences spatiales de l'image par le système optique. Elle agit comme un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est fonction de la longueur d'onde et du diamètre de la pupille d'entrée, et limite la résolution théorique du système optique. La présence de défauts de phase dans la pupille conduit à l'élargissement de la PSF, et à une atténuation plus importante, voire une annulation par la FTO de la transformée de Fourier de l'image pour certaines fréquences spatiales.

Un critère classique pour définir la qualité d'image d'un instrument optique est le rapport de Strehl S. Ce rapport est défini comme le maximum de la PSF de l'instrument considéré, divisé par le maximum de la PSF d'un instrument parfait :

$$S = \frac{PSF(0)}{PSF_0(0)}. \tag{II.6}$$

Mahajan [1982] a étudié la relation entre le rapport de Strehl et la variance des aberrations d'un système optique σ_ϕ^2. Il met en évidence que le rapport de Strehl peut être approximé par l'expression suivante :

$$S \approx \exp(-\sigma_\phi^2). \tag{II.7}$$

Cette expression donne le rapport de Strehl avec une erreur inférieure à 10 % pour $S \geq 0,3$.

Le front d'onde dans la pupille est donc une bonne métrique pour caractériser la qualité optique d'un instrument. La description et la caractérisation de cette phase dans la pupille est donc primordiale pour l'étude des télescopes. Dans la section suivante nous présentons une façon de décrire le front d'onde dans la pupille à l'aide de la base de Zernike.

II.1.1.b Polynômes de Zernike

Il est utile de pouvoir décrire les phases dans la pupille à l'aide d'une base orthonormée de modes spatiaux. Dans la suite nous utiliserons la base de Zernike pour décomposer le front d'onde. Cette base orthonormée sur une pupille circulaire (la plus courante en optique) a le double avantage

d'être décrite analytiquement par les polynômes du même nom et que ces premiers polynômes correspondent aux aberrations optiques du troisième ordre. Nous baserons notre travail sur la définition des polynômes de Zernike proposée par Noll [1976].

Les polynômes de Zernike s'expriment comme le produit d'une partie radiale et d'une partie azimutale :

$$Z_i(\rho,\theta) = \sqrt{n+1}\begin{cases} R_n^m(\rho)\sqrt{2}cos(m\theta) & m>0 \ (p \text{ pair}) \\ R_n^m(\rho)\sqrt{2}sin(m\theta) & m<0 \ (p \text{ impair}) \\ R_n^m(\rho) & m=0 \ (i \text{ pair}) \end{cases} \tag{II.8}$$

Dans les expressions précédentes n est l'ordre radial et m l'ordre azimutal du polynôme i. La partie radiale des polynômes est définie de la manière suivante :

$$R_n^m(\rho) = \begin{cases} \sum_{s=0}^{\frac{n-m}{2}} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s!\,(\frac{n+m}{2}-s)!\,(\frac{n-m}{2}-s)!}\rho^{n-2s} & \text{si } (n-m) \text{ pair et } m \leq n \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{II.9}$$

Une représentation des vingt et un premiers polynômes en fonction de leurs ordres radiaux et azimutaux est donnée sur la Figure II.1.

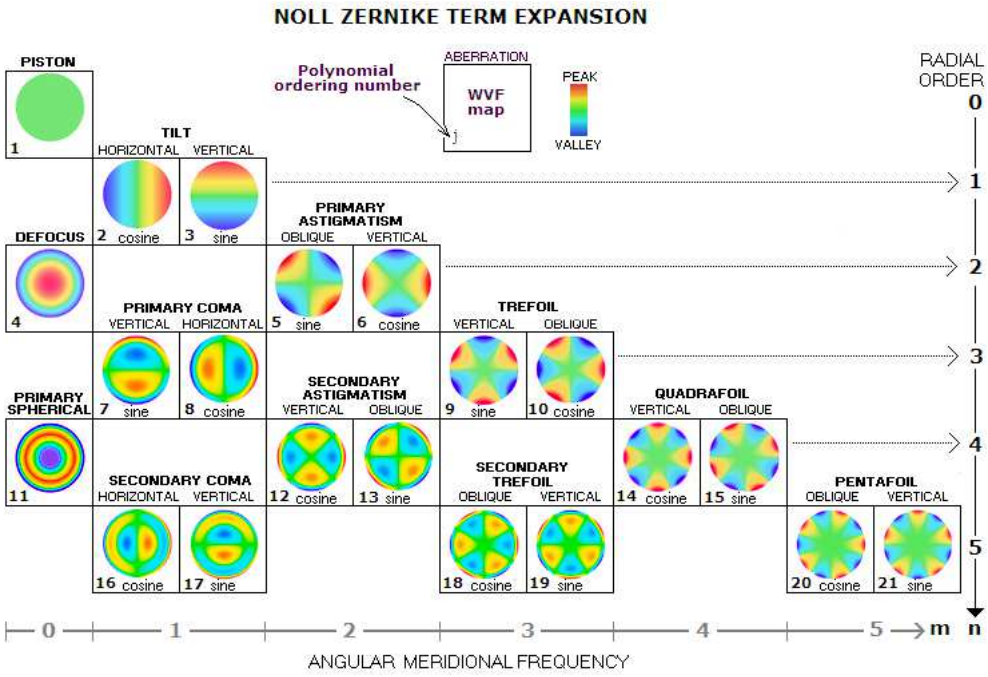


FIGURE II.1 – Représentation des 21 premiers polynômes de Zernike (Crédit : www.telescope-optics.net).

Dans le cas où la pupille n'est pas circulaire, par exemple en raison d'une obstruction centrale, la base définie par les polynômes de Zernike n'est plus orthonormée. Cependant il est possible d'orthonormer à nouveau cette base à l'aide de la méthode de Gram-Schmidt [Schmidt, 1908]. Cet algorithme permet de construire une base orthonormée de manière itérative en rendant le vecteur courant orthogonal à tous les précédents vecteurs puis en le normalisant. Le sous-espace engendré par les n premiers vecteurs orthonormalisés par cette méthode est identique à celui

engendré par les n premiers polynômes de Zernike avant orthonormalisation. Ces polynômes de Zernike orthonormalisés par la méthode de Gram-Schmidt seront notamment utilisés pour l'étude des déformations de la surface d'un grand miroir allégé possédant un trou au centre (*cf.* chap. IV).

II.1.2 Aberrations optiques des systèmes désalignés

Après avoir vu la relation qui existe entre la qualité optique d'un instrument et le front d'onde dans sa pupille de sortie, nous allons présenter la théorie qui permet de décrire le front d'onde à la sortie d'un instrument dont les surfaces optiques sont désalignées.

Depuis le début du XX^{e} siècle, de nombreux auteurs se sont intéressés à la relation entre le front d'onde à la sortie d'un instrument et l'alignement de ses optiques. Un des premiers fut Marechal [1950] qui dériva les relations entre les désalignements et les aberrations du troisième ordre (coma, astigmatisme, courbure de champ et distorsion). Par la suite, Shack and Thompson [1980] ont énoncé une théorie générale des aberrations du troisième ordre pour les systèmes désalignés. Leurs travaux sont basés sur la théorie des aberrations du troisième ordre pour les systèmes centrés formalisée pour la première fois par Seidel [1856], puis développée par Schwarzschild [1905] pour les systèmes à deux miroirs. Cette théorie fait l'hypothèse que le front d'onde W et donc chaque aberration est la somme des contributions W_j de chaque élément optique constituant l'instrument :

$$W = \sum_j W_j. \tag{II.10}$$

Shack and Thompson partent du même postulat d'indépendance des contributions de chaque surface. Ainsi pour une aberration donnée, la contribution de chaque surface reste symétrique autour d'un point dans le champ quelque soit l'alignement de la surface. Cependant contrairement aux systèmes centrés où tous ces points coïncident avec le centre du champ, pour les systèmes désalignés ces points ne se superposent pas. Il en résulte, lorsque les contributions sont sommées, que les aberrations du système restent du même type et donc qu'il n'y a pas de nouvelle aberration. Seule la dépendance dans le champ des aberrations est modifiée. En introduisant une formulation vectorielle pour la position des rayons dans la pupille et dans le champ, ils ré-expriment la contribution W_j d'une surface au front d'onde de l'instrument, pour les aberrations du troisième ordre dans le cas d'un système centré par :

$$\begin{aligned} W_j = {} & W_{040j}(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{r})^2 + W_{131j}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{r})(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{r}) + W_{222j}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{r})^2 \\ & + W_{220j}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{\sigma})(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{r}) + W_{311j}(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{\sigma})(\boldsymbol{\sigma}\cdot\boldsymbol{r}), \end{aligned} \tag{II.11}$$

où W_{040j}, W_{131j}, W_{222j}, W_{220j} et W_{311j} sont les coefficients des aberrations respectivement sphérique, de coma, d'astigmatisme, de courbure de champ et de distorsion. $\boldsymbol{\sigma}$ et $\boldsymbol{r}$ représentent respectivement la position dans le champ par rapport au centre de symétrie de l'aberration et la position dans la pupille. En appliquant ce formalisme vectoriel au cas d'un système désaligné, il est très facile d'obtenir W_j en remplaçant $\boldsymbol{\sigma}$ par $\boldsymbol{\sigma}_j$ tel que :

$$\boldsymbol{\sigma}_j = \boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{a}_j, \tag{II.12}$$

où $\boldsymbol{a}_j$ est le déplacement du centre de symétrie de la contribution de la surface j. Il est ainsi possible de décrire le front d'onde pour un système désaligné, en se limitant aux aberrations du troisième ordre, de la manière suivante :

$$\begin{aligned} W_j = {} & W_{040j}(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{r})^2 + W_{131j}(\boldsymbol{\sigma_j}\cdot\boldsymbol{r})(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{r}) + W_{222j}(\boldsymbol{\sigma_j}\cdot\boldsymbol{r})^2 \\ & + W_{220j}(\boldsymbol{\sigma_j}\cdot\boldsymbol{\sigma_j})(\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{r}) + W_{311j}(\boldsymbol{\sigma_j}\cdot\boldsymbol{\sigma_j})(\boldsymbol{\sigma_j}\cdot\boldsymbol{r}). \end{aligned} \tag{II.13}$$

Pour une surface sphérique, le centre de symétrie des aberrations se situe à l'intersection de la droite reliant le centre de ma pupille d'entrée et de sortie de la surface et de la droite joignant le centre du plan objet et image de cette surface.

Plus tard Thompson [2005] a généralisé cette théorie aux ordres supérieurs ce qui lui a permis de dériver une expression du front d'onde intégrant toutes les aberrations :

$$W = \sum_j \sum_p^\infty \sum_n^\infty \sum_m^\infty W_{klmj} (\boldsymbol{\sigma_j} \cdot \boldsymbol{\sigma_j})^p (\boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{r})^n (\boldsymbol{\sigma_j} \cdot \boldsymbol{r})^m, \tag{II.14}$$

où $k = 2p + m$ et $l = 2n + m$. Dans la suite des travaux présentés dans ce manuscrit nous nous intéresserons plus particulièrement à la coma et à l'astigmatisme induit, par les désalignements d'un télescope. À l'aide des équations (II.13) et (II.10) nous pouvons exprimer l'aberration de coma d'un système désaligné ainsi :

$$\begin{aligned} W_{131} &= \sum_j W_{131j} [(\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{a_j}) \cdot \boldsymbol{r}][\boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{r}] \\ &= \left\{ \left[\left(\sum_j W_{131j} \boldsymbol{\sigma} \right) - \left(\sum_j W_{131j} \boldsymbol{a_j} \right) \right] \cdot \boldsymbol{r} \right\} (\boldsymbol{r} \cdot \boldsymbol{r}) \\ &= W_{131}^{centré} - W_{131}^{désaligné}. \end{aligned} \tag{II.15}$$

Dans l'expression précédente $W_{131}^{centré}$ représente la coma intrinsèque à la combinaison optique du système (*cf.* Eq. (II.13)). Dans les télescopes modernes (Ritchey-Chretien ou TMA), cette aberration est nulle dans la totalité du champ de l'instrument. Ainsi la coma mesurée est uniquement celle $W_{131}^{désaligné}$ qui provient des désalignements. L'équation (II.15) nous permet de retrouver le fait maintes fois mentionné par des auteurs tels que Schroeder [1999], Noethe and Guisard [2000a], Schechter and Levinson [2010] que la coma de désalignement est constante dans le champ.

De son coté, l'astigmatisme peut être décrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} W_{222} &= \sum_j W_{222j} [(\boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{a}_j) \cdot \boldsymbol{r}]^2 = \sum_j W_{222j} [\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r} - \boldsymbol{a}_j \cdot \boldsymbol{r}]^2 \\ &= \left[\sum_j W_{222j} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r})^2 \right] - \left[\sum_j W_{222j} 2 (\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r})(\boldsymbol{a}_j \cdot \boldsymbol{r}) \right] + \left[\sum_j W_{222j} (\boldsymbol{a}_j \cdot \boldsymbol{r})^2 \right] \\ &= W_{222}^{centré} - W_{222}^{désaligné\ L} + W_{222}^{désaligné\ NL}. \end{aligned} \tag{II.16}$$

Dans l'expression précédente $W_{222}^{centré}$ représente l'astigmatisme intrinsèque à la combinaison optique du système (*cf.* Eq. (II.13)). Dans les télescopes de type TMA, cette aberration est nulle dans la totalité du champ de l'instrument. Ainsi pour ce type de système optique, l'astigmatisme mesuré est uniquement celui qui provient des désalignements. L'équation (II.15) montre que l'astigmatisme dû aux désalignement est composé de deux termes. Le premier est linéaire dans le champ et linéaire par rapport aux désalignements ce qui était bien établi par des auteurs tels que [Schroeder, 1999, Noethe and Guisard, 2000a, Schechter and Levinson, 2010]. Le deuxième constant dans le champ et non-linéaire par rapport aux désalignements. Cette non linéarité par rapport aux désalignements qui apparait pour l'astigmatisme est aussi présente

pour tous les ordres supérieurs.

Une autre conséquence du désalignement des surfaces optiques dont nous n'avons pas parlé jusqu'à présent et qui est pourtant l'une des plus visible est le basculement $W_{111}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{r})$. Ce basculement global du front d'onde est la somme des basculements induits par les désalignements de chacune des surfaces. Ce basculement du front d'onde a pour conséquence une translation du champ du télescope équivalente au dépointage de ce dernier.

L'effet des non-linéarités des aberrations d'excentrement et de la translation de champ induite par les désalignements sur l'OAct sera étudié au § III.3.2.

II.2 Principe de l'optique active

Après avoir vu l'influence des perturbations (désalignements et déformations des surfaces optiques) sur la dégradation du front d'onde d'un télescope et donc sur sa qualité d'image, nous allons nous intéresser à la correction de ce front d'onde.

Le développement d'un système d'OAct c'est-à-dire capable de maintenir l'alignement et donc la qualité optique d'un télescope durant les observations date de la fin des années 80 [Wilson et al., 1987]. Les premières validations expérimentales de tels systèmes ont eu lieu dans les années 90 sur des télescopes au sol notamment les télescopes New Technology Telescope (NTT) [Wilson and Delabre, 1997] et Very Large Telescope (VLT) [Guisard et al., 2000] de l'European Southern Observatory (ESO). L'OAct est un système opto-mécanique qui corrige les défauts de front d'onde du télescope perturbé. Pour cela, un système d'optique active se compose de trois éléments principaux :
- un dispositif de mesure des dégradations du front d'onde, constitué en général d'un ou plusieurs Analyseurs de Surface d'Onde (ASO) mesurant dans une ou plusieurs directions du champ,
- un dispositif de correction des perturbations incidentes,
- un système de contrôle qui, à partir des informations du dispositif de mesure, calcule au mieux les commandes qui seront envoyées au dispositif de correction.

Le but de tout système d'OAct est d'obtenir un front d'onde corrigé aussi plan que possible dans la pupille de sortie du télescope et permettre ainsi d'observer une image proche de la limite théorique de diffraction du télescope. Si le principe de fonctionnement de l'OAct est la simplicité même, nous allons voir dans la suite que sa mise en œuvre pratique ainsi que les technologies nécessaires à son bon fonctionnement sont, quant à elles, bien plus complexes.

Dans la suite de cette section, nous évoquons plus en détail les différents dispositifs de mesure et systèmes de correction présent dans la littérature. Nous présenterons tout d'abord le principe de fonctionnement des différents types d'ASO. Nous parlerons également des problématiques liées à la mesure du front d'onde, notamment les contraintes spécifiques liées à son utilisation à bord d'un satellite. Enfin, nous détaillerons les deux types de correcteurs utilisés ainsi que leurs modélisations.

II.2.1 Mesure de la qualité optique

Nous avons vu précédemment (*cf.* § II.1.1) que le front d'onde dans la pupille d'un instrument d'optique était une bonne métrique pour caractériser la qualité optique de cet instrument. Ce-

pendant il n'existe pas, pour les longueurs d'onde optiques, de détecteurs de phase : seuls des capteurs d'intensité du champ électrique existent. Il est donc nécessaire, pour mesurer le front d'onde, de trouver des dispositifs capables de coder la phase dans l'intensité. C'est le rôle des ASO dont une présentation globale a été réalisée par Rousset [1999].

Dans la suite, nous présenterons les différents types d'erreurs susceptible d'entacher la mesure réalisée par les ASO. Nous décrirons ensuite les deux grandes familles d'ASO : les analyseurs plan focal et plan pupille. Pour chacune des familles, nous décrirons le fonctionnement des différents types d'ASO en source ponctuelle, étendue et infiniment étendue ainsi que leurs performances et leurs limitations. Puis nous conclurons sur les possibilités d'utilisation de ces différents types d'ASO pour l'OActS. Enfin nous évoquerons le projet RASCASSE, qui pour la première fois, a étudié les performances d'ASO dans des conditions représentatives de l'observation de la Terre en orbite basse et qui a mis en évidence le problème du repliement de spectre comme facteur limitant leurs performances.

II.2.1.a Erreurs sur la mesure de front d'onde

Les ASO, comme tout dispositif de mesure, sont sujets aux erreurs. Ces erreurs peuvent être classées en différentes catégories en fonction de leurs provenance : erreur de sous-échantillonnage, erreur de repliement, erreur d'aberrations non communes et erreur de détection. L'erreur de détection provient de deux phénomènes principaux. Premièrement, le bruit de photon qui est dû à la fluctuation de l'intensité lumineuse. Ce processus suit une statistique de Poisson et représente la limitation ultime du signal enregistré par un ASO. Deuxièmement, le bruit de détecteur qui est dû à son électronique.

Dans le cas des analyseurs qui réalisent un échantillonnage spatial de la phase dans la pupille, deux types d'erreurs s'ajoutent : le sous-échantillonnage et le repliement. L'erreur de sous-échantillonnage vient simplement des hautes fréquences spatiales du front d'onde qui ne sont pas mesurées par l'ASO qui possède un échantillonnage nécessairement fini et donc inférieur aux plus hautes fréquences du front d'onde.

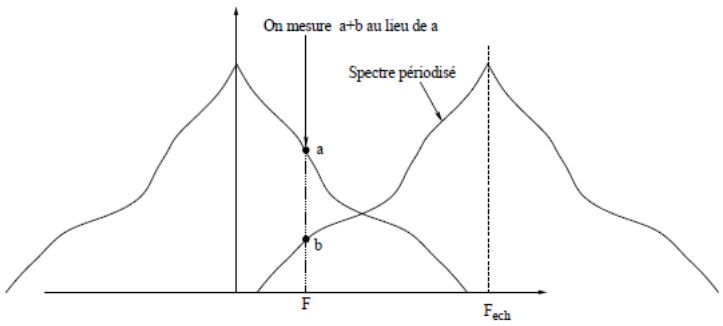


FIGURE II.2 – Spectre de la phase échantillonnée.

Le repliement de spectre est un phénomène qui rend identique et non séparable toutes les fréquences ayant le même écart avec la fréquence d'échantillonnage. La Figure II.2 montre la transformée de Fourier d'un signal échantillonné à la fréquence F_{ech}. Le phénomène de repliement est représenté par le chevauchement des deux spectres successifs. Dans le cas de la mesure de front d'onde, la phase dans la pupille est spatialement échantillonnée par l'ASO de manière

numérique (diversité de phase) ou physique (Shack-Hartmann). Les fréquences spatiales de la phase supérieures à la moitié de la fréquence d'échantillonnage vont se replier et créer une erreur supplémentaire sur la mesure des fréquences spatiales en dessous de cette limite. Cette erreur de repliement est fonction de deux choses : les caractéristiques de l'ASO et du spectre des hautes fréquences spatiales de la phase.

Enfin, lorsque la voie d'analyse et d'imagerie sont différentes, les aberrations différentielles entre ces deux voies induisent une erreur sur la mesure des aberrations appelée erreur d'aberrations non communes. Cette erreur est liée au deux contributeurs suivants : les aberrations sur la voie d'imagerie qui ne sont pas vues par l'ASO et celles sur la voie d'analyse qui sont vues par l'ASO mais n'affectent pas l'image scientifique.

II.2.1.b Analyseurs plan focal

Ce type d'analyseur utilise directement les images enregistrées dans le plan focal ou dans son voisinage proche pour remonter au front d'onde à l'aide de méthodes de traitement d'image. Ces méthodes ont été développées à la fin des années 70 grâce à l'apparition des détecteurs CCD et à l'augmentation des capacités de calcul des moyens informatiques. Les deux principales méthodes sont la restitution de phase (*phase retrieval*) proposée par Gonsalves [1976] et Southwell [1977] ainsi que sa généralisation, la diversité de phase (*phase diversity*), proposée par Gonsalves [1982] et Fienup [1982] puis étendue par Paxman et al. [1992].

La restitution de phase consiste à estimer le front d'onde dans la pupille à partir de l'image d'une source ponctuelle monochromatique au plan focal c'est-à-dire à inverser la relation :

$$i(\boldsymbol{\alpha}) = o(\boldsymbol{\alpha}) \star \| \mathrm{TF}^{-1}[P_0(\boldsymbol{f}) e^{i\phi_0(\boldsymbol{f})}] \|^2, \tag{II.17}$$

déduite des équations (II.4) et (II.3). Cette relation étant non linéaire, la restitution de phase emploie des méthodes itératives d'inversion numérique à partir de l'image donnée par l'instrument. L'objectif de la méthode est de trouver le front d'onde donnant la même image au foyer que l'image réellement obtenue, au bruit près. Cependant, deux fronts d'onde pair de signes opposés donnent la même image au plan focal. Cette indétermination ne permet pas d'assurer l'unicité de la solution obtenue par les algorithmes de restitution de phase.

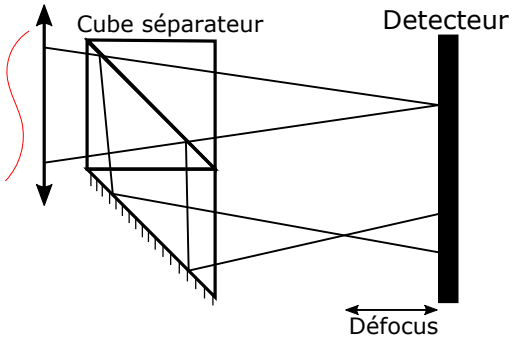


FIGURE II.3 – Principe de la diversité de phase.

La diversité de phase permet de pallier cette indétermination. L'ambiguïté est levée à l'aide d'une deuxième image liée à la première par l'ajout d'un front d'onde parfaitement connu. La

formation des deux images se décrit par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} i_1 &= \mid TF\{Pe^{i\phi_{tel}}\} \mid^2 \otimes o + n_1, \\ i_2 &= \mid TF\{Pe^{i(\phi_{tel}+\phi_d)}\} \mid^2 \otimes o + n_2, \end{aligned} \tag{II.18}$$

Le plus souvent ce front d'onde introduit ϕ_d est une défocalisation (voir Figure II.3) car elle est simple à mettre en œuvre et à maitriser. En effet, il suffit par exemple de déplacer le détecteur d'une distance connue ou d'ajouter successivement des lames de verre d'épaisseur calibrée différente. Cependant, toute aberration ou combinaison d'aberrations fonctionne également. Ces aberrations peuvent être introduites à l'aide d'un miroir déformable ou d'éléments optiques spécifiques.

L'inversion du problème en diversité de phase n'est pas triviale. Pour une description plus complète des différentes méthodes appliquées en diversité de phase, se référer à Mugnier et al. [2006].

La diversité de phase s'appuie sur une analyse fine de la formation d'images. Ainsi, lorsque le modèle direct de formation des images de l'instrument considéré est complet, cette méthode n'admet pas de limitation intrinsèque en terme de précision mis à part le bruit affectant les images. Par exemple à fort flux, il n'y a pas de repliement de spectre. De plus, la diversité de phase peut également être utilisée pour la mesure de front d'onde avec une source infiniment étendue. Ceci a fait l'objet de plusieurs démonstrations expérimentales dans des conditions de perturbations représentatives de télescopes spatiaux monolithiques [Meynadier, 1997] ou bien segmentés [Baron et al., 2008].

Cependant le modèle de formation d'image n'est jamais parfaitement connu. Une des premières difficulté liée à la diversité de phase est la sensibilité de cette méthode au chromatisme. Ainsi il est nécessaire de limiter la bande spectrale pour l'enregistrement des données ce qui limite significativement le flux disponible. D'autres contraintes, telles que la faible dynamique (≤ 1 ou $2\,\lambda$) des aberrations à estimer et la nécessité d'avoir des images avec un échantillonnage proche du critère de Shannon, empêchent l'application de cette méthode à un large domaine d'application. Les différentes limitations liées à la mesure, et en particulier la propagation durant l'estimation du bruit dans les données ont été analysées par Meynadier et al. [1999]. Ils montrent que le bruit affecte de manière identique toutes les fréquences spatiales des aberrations contrairement au cas des ASO de type Shack-Hartmann (SH) ou courbure (*cf.* § II.2.1.c).

Un autre intérêt de la diversité de phase est sa mise en œuvre simple tout en pouvant être utilisé sur des scènes complexes (Terre). En effet, elle n'a pas besoin d'un dispositif optique complexe pour créer l'aberration nécessaire à son fonctionnement et elle prend en compte la totalité du chemin optique jusqu'au détecteur scientifique. Ainsi elle ne fait pas apparaitre d'aberrations non communes entre la voie d'analyse et la voie scientifique.

En revanche un inconvénient majeur de la diversité de phase est la complexité algorithmique des méthodes d'estimations. Ceci rend son implantation à bord d'un satellite complexe dans l'état actuel des capacités des processeurs qualifiés spatial. Une solution à ce problème est de procéder à la phase d'estimation du front d'onde au sol en tirant parti de la dynamique temporelle faible des perturbations d'un télescope spatial. C'est de cette manière que la diversité de phase a été utilisée avec succès sur source ponctuelle pour mesurer les aberrations du télescope spatial Hubble par Roddier and Roddier [1991], Roddier and Roddier [1993] et Fienup et al. [1993]. Une

autre solution est d'utiliser une résolution linéarisée dans le cas où les perturbations de la phase sont suffisamment faibles.

II.2.1.c Analyseurs plan pupille

Les techniques plan pupille sont basées sur l'approximation de l'optique géométrique selon laquelle les rayons lumineux sont orthogonaux au front d'onde. De ce fait, le signal délivré par ces analyseurs est une fonction de l'écart normal et ainsi ils sont donc achromatique. Nous pouvons classer les analyseurs plan pupille en deux catégories en fonction de l'information sur la phase extraite par l'analyseur. La première donne accès à la dérivé seconde de la phase. Elle est constituée de l'analyseur de courbure développé par Roddier and Roddier [1988]. La deuxième catégorie rassemble les analyseurs qui donnent accès à la dérivé première de la phase. Elle est constituée de l'analyseur SH développé par Shack and Platt [1971], de son ancêtre le test de Hartmann et de l'analyseur à pyramide proposé par Ragazzoni [1996] qui est inspiré du test de Foucault.

Le principe de l'analyseur de courbure repose sur la transformation des défauts de phase en défauts d'amplitude durant la propagation. Ainsi cet analyseur va observer la répartition de l'énergie lumineuse dans deux plans parallèles situés à égale distance de part et d'autre du plan pupille. Si le front d'onde incident est parfaitement plan, les deux plans sont éclairés uniformément. Si le front d'onde est perturbé, ses portions concaves par rapport la pupille se remarquent par un déficit d'éclairement dans le plan amont de la pupille et un excès dans le plan aval. Inversement, les portions du front d'onde convexes se traduisent par un excès d'éclairement dans le plan amont et un déficit dans le plan aval (*cf.* Fig. II.4). La différence d'intensité lumineuse entre les deux plans de mesure dépend linéairement du Laplacien de l'écart normal Δ selon :

$$\frac{I_1(\boldsymbol{r}) - I_2(\boldsymbol{r})}{I_1(\boldsymbol{r}) + I_2(\boldsymbol{r})} = \frac{F(F-L)}{L}\left[\frac{\partial \Delta}{\partial n}\left(\frac{F\boldsymbol{r}}{L}\right)\delta_c - \nabla^2\Delta\left(\frac{F\boldsymbol{r}}{L}\right)\right], \tag{II.19}$$

où $I_1(\boldsymbol{r})$ et $I_2(\boldsymbol{r})$ sont les images intra et extra pupillaire (défocalisées d'une distance L), F la distance focale du télescope et ∇^2 est l'opérateur laplacien. Le premier terme de l'équation de droite correspond au gradient de la phase en bord de pupille (donné par la fonction de bord δ_c). On notera enfin que la sensibilité de l'analyseur sera inversement proportionnelle à la distance extra-intra focale L.

L'inconvénient principal de cet analyseur est sa mauvaise propagation du bruit dans la reconstruction en raison d'un manque de redondance des mesures plus particulièrement dans le cas où le nombre de mesures est élevé. De plus, il ne fonctionne pas en source infiniment étendue ce qui rend impossible son utilisation dans le cadre de l'observation de Terre depuis l'espace.

L'analyseur à pyramide reprend et généralise le concept d'analyse du front d'onde du couteau de Foucault. Le principe est de focaliser le front d'onde incident sur le sommet d'un prisme pyramidal, dont les quatre faces dévient la lumière incidente selon des directions différentes (*cf.* Fig. II.5). Une optique de relais permet de créer quatre images de la pupille du télescope. Le signal obtenu dans le plan des pupilles ré-imagées peut être modulé par un petit déplacement circulaire du foyer de l'instrument autour du sommet du prisme pouvant être obtenu par le biais d'un miroir de tip-tilt. Le rôle de cette modulation est d'améliorer la dynamique et la linéarité du senseur. L'analyse des variations d'intensité entre les images de la pupille permet alors d'accéder

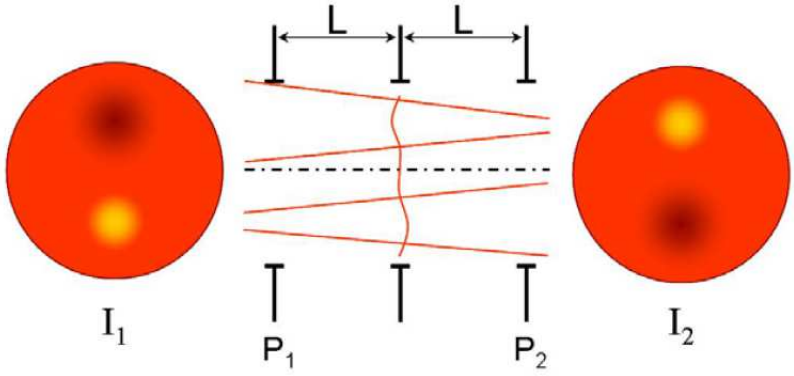


FIGURE II.4 – Principe de l'analyseur de courbure.

au gradient de l'écart normal Δ du front d'onde incident à l'aide des relations suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{(I_1+I_2)-(I_3+I_4)}{I_1+I_2+I_3+I_4} &= \frac{2F}{\pi\delta m}\frac{\partial\Delta}{\partial x} \\ \frac{(I_1+I_3)-(I_2+I_4)}{I_1+I_2+I_3+I_4} &= \frac{2F}{\pi\delta m}\frac{\partial\Delta}{\partial y}. \end{aligned} \tag{II.20}$$

Dans les expression précédentes, I_i, δm et F représentent respectivement l'intensité dans l'image i de la pupille, l'amplitude de la modulation et l'ouverture du faisceau au niveau du plan focal où se trouve l'analyseur. Nous noterons que la sensibilité est inversement proportionnelle à l'amplitude de modulation.

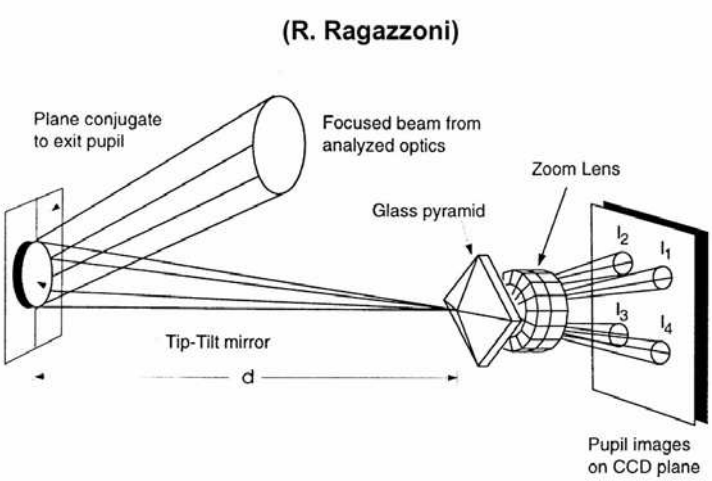


FIGURE II.5 – Principe de l'analyseur à pyramide.

Iglesias et al. [2002] a étudié le fonctionnement en source étendue de cet analyseur. Ils ont montré que la modulation pouvait être rapprochée du processus de formation d'image incohérent d'une source étendue. Par exemple lorsque la fréquence de la modulation est très supérieure à celle d'acquisition de l'image, la situation est identique au cas non modulé d'une source étendue dont

la taille est égale à l'amplitude de modulation. Cependant la source doit être symétrique autour d'un point pour conserver la symétrie de l'analyseur. Cette restriction ne permet pas d'envisager son utilisation sur des scènes complexes.

Le test de Hartmann a été inventé en 1880 pour tester la qualité optique des miroirs. Il consiste à placer une grille de trous devant le miroir à tester. Le gradient de la phase à la position des trous est proportionnel au déplacement de l'image d'une étoile dans les plan extra ou intra focal par rapport à la position des trous sur la grille. Le SH est une amélioration du test de Hartmann qui s'affranchit d'une partie des limitations de ce dernier. Le remplacement des trous par des micro-lentilles permet d'utiliser tous les photons utiles de la pupille du télescope et permet de limiter de limiter les effets de repliement de la phase en présence de hautes fréquences. La matrice de micro-lentilles de l'analyseur SH est placée dans un plan pupille de l'instrument (voir Figure II.6). Ainsi chaque micro-lentille vient échantillonner la pupille en sous-pupilles. Les images formées par chaque micro-lentille sur le détecteur vont nous donner une information sur la pente moyenne du front d'onde dans chaque sous-pupille.

Dans le cas d'une source ponctuelle la position du Centre De Gravité (CDG) de la tache focale de chaque micro lentille est proportionnelle à la pente moyenne de la phase (angle d'arrivée). Le déplacement du centre de la tache focale (δx_c, δy_c) par rapport à sa position de référence est lié à la dérivée première de l'écart normal par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \delta x_c &= \frac{f_{ml}}{S} \iint_{sspup} \frac{\partial \Delta}{\partial x} \mathrm{d}x\mathrm{d}y, \\ \delta y_c &= \frac{f_{ml}}{S} \iint_{sspup} \frac{\partial \Delta}{\partial y} \mathrm{d}x\mathrm{d}y \end{aligned} \tag{II.21}$$

avec S la surface de la sous-pupille, f_{ml} la focale de la micro lentille et Δ l'écart normal du front d'onde dans la sous-pupille.

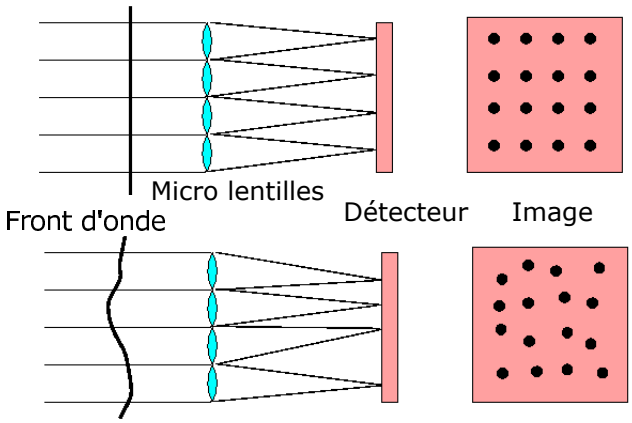


FIGURE II.6 – Principe de l'analyseur Shack-Hartmann.

Le calcul de la position du CDG est donc un des points fondamentaux de cet analyseur. Nous pouvons trouver dans la littérature, en plus de la méthode classique de calcul de la position du CDG, plusieurs méthodes pour la détermination du barycentre de la tache focale. Thomas

et al. [2006] ont comparé ces différents algorithmes de calcul de la position du barycentre en fonction des conditions de bruit. Ils ont montré qu'il n'existait pas de méthode idéale et que les performances dépendaient de la forme de la tache focale, du bruit de photon et de détecteur. Cependant le centre de gravité pondéré donne les meilleurs résultat dans le cas où la largeur à mi hauteur de la fonction de pondération est ajustable.

Le bruit entachant la mesure de front d'onde réalisée à l'aide d'un analyseur de type SH peut avoir deux origines : le bruit de photon dû à la source observée et le bruit de détecteur. Les variances associées à ces deux types de bruit dans le cas d'une source ponctuelle sont données dans les expressions suivantes [55] :

$$\begin{aligned} \sigma_{ph}^2 &= \left(\frac{\pi}{\sqrt{2}}\right)^2 \frac{1}{N_{ph}} \left(\frac{X_T}{X_D}\right)^2 \\ \sigma_{det}^2 &= \left(\frac{\pi}{\sqrt{3}} \frac{\sigma_e}{N_{ph}} \frac{X_S^2}{X_D}\right)^2 \end{aligned} \tag{II.22}$$

où X_T et X_D sont respectivement les largeurs à mi hauteur de la tache image et de la tache limitée par la diffraction exprimées en pixels ; X_S le nombre de pixels pris en compte dans le calcul de la position du CDG ; N_{ph} le nombre de photon par sous pupille et σ_e l'Écart Quadratique Moyen (EQM) du bruit du détecteur par pixels. Une des conséquence des relations précédentes est que le bruit est inversement proportionnel au diamètre de la sous-pupille.

De leur coté, Michau et al. [2006] se sont intéressés à l'utilisation sur source étendue de l'analyseur SH notamment dans le cadre de sources infiniment étendues. Dans ce cas la partie centrale d'une image réalisée par une micro-lentille est prise comme référence. La corrélation entre cette image de référence et les autres images est ensuite calculée. L'utilisation d'une des images comme référence rend l'analyseur insensible aux tilts ($Z2$ et $Z3$) qui correspondent à un déplacement identique de toutes les images. La position du maximum de la corrélation donne le déplacement de l'image par rapport à la référence et permet de remonter à la pente locale du front d'onde via l'équation (II.21). L'estimation de la position de ce pic de corrélation peut être réalisée de plusieurs manières : par calcul du barycentre à partir des valeurs seuillées de la corrélation (technique utilisé par Michau et al.) ou par régression parabolique ou gaussienne. La variance de la position du barycentre du SH en source étendue est très liée au contenu fréquentiel des images qui sont corrélées et s'exprime à l'aide de la relation suivante :

$$\sigma_x^2 = \frac{4a^2(\sigma_i^2 + \sigma_r^2)}{C_{max}} \tag{II.23}$$

où σ_i^2 est la variance du bruit de l'image courante i, σ_r^2 est la variance du bruit de l'image de référence et a est la largeur à mi-hauteur du pic de corrélation. C_{max} est la valeur maximale de la corrélation et dépend du nombre de pixel dans l'image de référence et de sa variance spatiale.

Ces bruits se propagent durant la reconstruction du front d'onde par l'analyseur SH. Rigaut and Gendron [1992] ont pu mettre en évidence le coefficient de propagation du bruit durant le processus de mesure de la phase par un analyseur SH. Leurs conclusions montrent que la variance $\sigma_{a_i}^2$ d'un coefficient de la décomposition sur la base de Zernike du front d'onde est donné par la relation suivante :

$$\sigma_{a_i}^2 \propto (n+1)^{-2} \sigma_n^2, \tag{II.24}$$

où σ_n^2 est la variance du bruit de mesure et n l'ordre radial du polynôme i.

L'inconvénient majeur de l'analyseur SH est sa complexité matérielle due au besoin de ré-imager la pupille. En effet, ceci implique généralement un montage optique supplémentaire qui se doit d'être aligné et qui introduit des aberrations non communes entre la voie d'analyse et la voie scientifique. Cependant ces inconvénients sont compensés par la simplicité algorithmique du calcul de la position du barycentre, sa linéarité qui permet une reconstruction aisée du front d'onde et sa faible propagation du bruit ainsi que par la capacité intrinsèque de cet analyseur à fonctionner en lumière polychromatique et sur source infiniment étendue.

II.2.1.d Conclusion sur le choix des ASO et modélisation

Après avoir présenté les différents type d'ASO ainsi que leurs intérêts et leurs principales limitations nous allons conclure ici sur les possibilités de ces ASO à être utilisés dans des systèmes d'OActS. Dans le cas d'une utilisation sur source ponctuelle, la diversité, la courbure et le SH sont envisageables. Le manque de maturité et l'élément mobile nécessaire au fonctionnement de l'analyseur pyramide rend son utilisation dans le contexte spatiale difficile. Dans le cas d'une utilisation sur source infiniment étendue, le choix se restreint à la diversité de phase et au SH. Cependant une restriction supplémentaire pèse sur la diversité de phase. En effet, cette dernière ne supporte pas les amplitudes élevées du front d'onde.

L'analyseur SH est actuellement le seul analyseur utilisé dans un satellite de manière opérationnelle. En effet, ce type d'analyseur est embarqué dans le satellite GAIA [36, 74] de l'ESA. La diversité de phase quant à elle devrait être utilisée lors de la phase finale de l'alignement du JWST tel que décrit par Acton et al. [2004].

Nous admettons dans la suite que, quelque soit l'ASO utilisé, la mesure d'un front d'onde ϕ peut se modéliser dans le cas général à l'aide de la relation suivante :

$$\varphi = \mathcal{A}(\phi) + n \tag{II.25}$$

où A caractérise le processus de mesure, φ la mesure et n est le bruit associé a tout processus de mesure.

II.2.1.e Projet RASCASSE

Le projet RASCASSE a pour objectif l'étude, la mise en œuvre et le test d'ASO destinés à être implantés dans une boucle d'OActS pour un satellite d'observation de la Terre à très haute résolution depuis une orbite basse. Ce projet qui a considéré uniquement la diversité de phase et le SH s'est déroulé en deux phases. Tout d'abord une phase de simulation numérique dont le rôle était de modéliser les deux ASO et ainsi d'évaluer leurs performances respectives pour des conditions de bruit, des types de sources (ponctuelles, étendues, polychromatiques) et des amplitudes d'aberrations représentatives du cadre d'utilisation. Cette phase a également permis d'étudier les sensibilités des paramètres ajustables de chaque ASO et ainsi de sélectionner les solutions techniques les plus adaptées.

La deuxième phase dans laquelle j'ai été fortement impliqué, a consisté à concevoir et intégrer un banc optique (*cf.* Annexe A) pour tester les ASO conçus à partir des simulations. Ce banc a également permis de comparer les performances obtenues par les ASO avec celles des simulations

pour valider les modélisations effectuées.

Le projet RASCASSE a permis (*cf.* Liotard et al. [2014] et Montmerle-Bonnefois et al. [2014]) de montrer que la diversité de phase et le SH pouvaient atteindre des précisions en dessous des 10 nm rms dans des conditions représentatives de l'observation de la Terre en orbite basse.

Un des problèmes mis en évidence par l'étude RASCASSE est que l'erreur due au repliement des hautes fréquences, notamment lorsqu'elles sont localisées, est le facteur principal d'erreur sur la mesure des aberrations de faibles fréquences spatiales.

II.2.2 Dispositif de correction

Le rôle du système de correction est la compensation des dégradations de qualité optique induites par les perturbations affectant le télescope. Ces perturbations subies par les différents miroirs sont de deux types : les désalignements et les déformations de la surface optique. Pour corriger ces deux types de perturbations, il existe deux types de correcteur : les Mécanismes de Repositionnement (MR) et les Miroirs Actifs (MA) qui peuvent être combinés au sein d'un même dispositif de correction.

Dans les paragraphes suivants nous présenterons tout d'abord les différents type de MR. Nous parlerons ensuite des différentes classes de MA. Cette mise en contexte des dispositifs de corrections susceptibles d'être intégrés dans un système d'OActS nous permet d'introduire la modélisation que nous utiliserons dans la suite. Cette modélisation simple nous permet de passer outre le problème de la commande de ce type de dispositif qui n'est pas le cœur de notre travail.

II.2.2.a Mécanismes de repositionnement

Le terme Mécanisme de Repositionnement (MR) est un terme générique qui caractérise un système capable d'agir sur tout ou partie des six mouvements de corps rigide d'un miroir. Il existe plusieurs catégories de MR qui se différencient par le nombre de Degré De Liberté (DDL) qu'ils peuvent corriger. Dans ce manuscrit, nous nous sommes concentrés sur les mécanismes les plus utilisés pour les télescopes spatiaux tels que les mécanismes de refocalisation à un DDL, les mécanismes de repositionnement à trois et cinq DDL. La très grande majorité des miroirs dans les systèmes optiques possèdent une symétrie de révolution autour de leur axe optique. Le contrôle de la rotation autour de l'axe optique est donc la plupart du temps inutile, limitant à cinq le nombre de DDL nécessaires des MR. Exception faite des mécanismes de refocalisation qui, du fait du faible nombre de DDL, peuvent utiliser des solutions techniques particulières ; les autres MR reposent tous sur des solutions techniques du même type. Il en existe trois principales : l'hexapode, le montage en série des différents actionneurs et le montage série-parallèle. Ces trois montages sont illustrés à la Figure II.7.

Le principe à la base des montages série et série-parallèle est l'assemblage des actionneurs de chaque DDL les uns sur les autres. Ce principe simple permet de créer des mécanismes possédant l'arrangement de DDL souhaité. L'avantage de ce type de mécanismes est leur compacité et la simplicité de leur contrôle, chaque actionneur correspondant généralement à un DDL. Un mécanisme série-parallèle est utilisé sur les télescopes du satellite GAIA pour contrôler le positionnement des M_2. Urgoiti et al. [2005] a montré que le mécanisme utilisé avait une précision meilleure que 1 µm en translation et 10 µrad en rotation. Ce mécanisme (voir Figure II.8), en

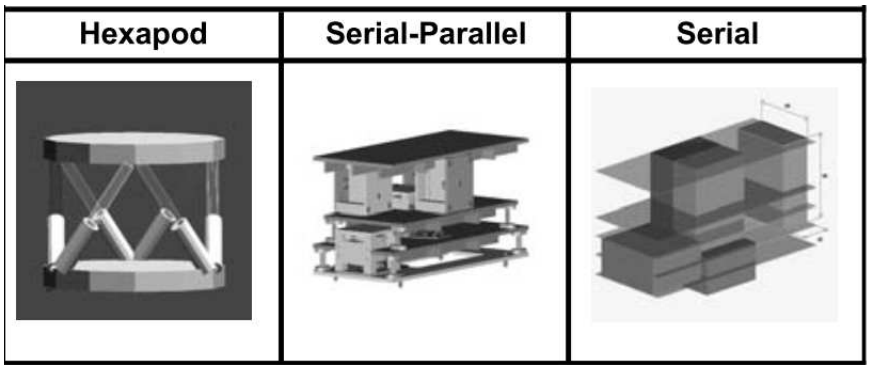


FIGURE II.7 – Principe des différentes solutions techniques pour les mécanismes de repositionnement (crédit Urgoiti et al. [2005]).

plus de fournir les précisions adéquates, a également été choisi pour des raisons de coût, de masse et d'encombrement.

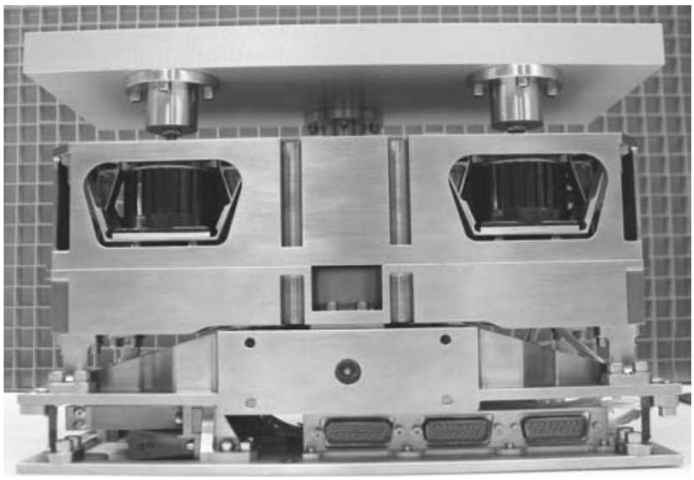


FIGURE II.8 – Mécanisme de repositionnement du M_2 des télescopes du satellite GAIA (crédit Urgoiti et al. [2005]).

L'hexapode est constitué de six pieds dont la longueur variable permet à ce système d'agir sur les six DDL de corps rigide. Il est ensuite possible de réduire le nombre de DDL en agissant sur le système de commande de l'hexapode. Ce type de système est souvent utilisé pour des MR à cinq DDL lorsque le volume du mécanisme n'est pas une contrainte forte. Un hexapode est notamment utilisé pour le positionnement du M_2 du télescope spatial Hubble (Lallo [2012]). Cet hexapode sert uniquement à effectuer des corrections de focus avec une précision inférieure à 1 µm

Enfin, dans le cas des mécanismes de refocalisation, en plus de la solution évidente qui consiste à placer un actionneur à l'arrière du miroir pour le déplacer le long de son axe optique, il existe une solution thermique mise en œuvre sur le télescope des satellites Pleiades (Lamard et al. [2004]). Son fonctionnement se résume à l'utilisation de la dilatation thermique d'un anneau en aluminium à l'arrière du M_2 qui va venir déplacer le miroir le long de l'axe optique. À l'aide d'un contrôle précis de la température de l'anneau, la précision obtenue par ce dispositif est inférieur

à 1 µm. L'inconvénient majeur de ce système est sa faible réactivité due à l'inertie thermique de l'aluminium et à son temps de stabilisation. Son intérêt réside dans sa faible masse et son faible coût.

II.2.2.b Miroirs actifs

Un Miroir Actif (MA) désigne ici un miroir dont les déformations de la surface optique peuvent être commandées à l'aide d'actionneurs. Le nombre de DDL d'un miroir (le nombre d'actionneurs) permet de définir la fréquence spatiale maximale sur laquelle ce miroir est capable d'agir. Un MA peut être un élément dédié ajouté dans le train optique du télescope pour corriger certaines perturbations à un endroit donné. Il est également fréquent (JWST ou télescope au sol) que ce soit certains miroirs du télescope eux-même qui soient actifs. Dans le cas où le miroir du télescope est segmenté, pour des raisons d'alignement et de co-phasage il est nécessaire que ce miroir soit actif. Il existe donc deux grands types de MA : les miroirs segmentés et les miroirs à surface continue.

Les miroirs segmentés (voir Figure II.9) se composent de segments indépendants les uns des autres. Ces miroirs sont caractérisés par leur nombre de segments et par le nombre de DDL possédés par chaque segment. L'intérêt de ce type de miroir est l'indépendance des segments qui permet d'avoir une indépendance des actionneurs entre eux. Dans le cas des télescopes spatiaux, ce type de MA va principalement être constitué par les miroirs primaire de grandes dimensions. Par exemple le miroir primaire du JWST dont le diamètre fait 6 m, possède dix-huit segments ayant chacun sept DDL. Une limitation qui peut se révéler importante suivant les applications est la lumière parasite générée par la diffraction sur les bords des segments.

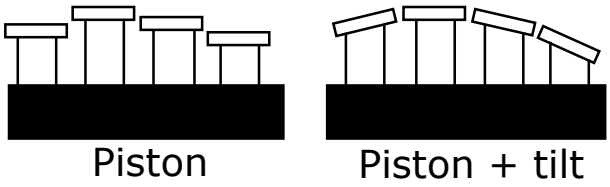


FIGURE II.9 – Schéma d'un MA segmenté générique.

Les miroirs à surface continue sont formés d'une unique surface optique réfléchissante (voir Figure II.10). La forme de cette surface dépend de la combinaison des forces ou des moments appliqués sur la membrane par l'ensemble des actionneurs, de la géométrie et du matériau du miroir et des conditions aux limites (tenue du miroir sur les bords de la pupille). Ils permettent de reproduire une surface d'onde continue tout en ayant la possibilité de corriger un grand nombre de modes. Un autre intérêt est que la membrane peut être polie pour obtenir de bonnes caractéristiques optiques. Les limitations de ce type de miroir sont le couplage entre les actionneurs voisins, les défauts très hautes fréquence générés par l'empreinte laissée par les actionneurs lorsqu'ils se trouvent derrière la membrane.

Il existe de nombreux type de miroirs qui peuvent être classés en fonction de la technologie de leur actionneur. Les miroirs dont les actionneurs utilisent l'effet piezo-électrique sont au nombre de trois : les miroirs à empilement (SAM) dont les actionneurs sont verticaux, les miroirs bimorphes et les miroirs mono-morphes. Ces deux dernier miroirs ont des actionneurs horizontaux qui en changeant de longueur induise une courbure de la surface du miroir. Sinquin et al. [2014] a

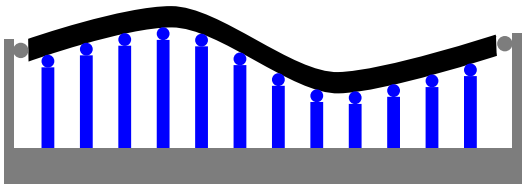


FIGURE II.10 – Schéma d'un MA continu générique.

étudié un MA de type mono-morphe susceptible de fonctionner dans un environnement spatial. Les performances de ce miroir sont une dynamique de $\pm 50\,\mu m$ et une précision de correction inférieure à 10 nm.

Les autres types de miroirs sont les miroirs magnétiques et électrostatiques pour lesquels une force respectivement électromagnétique et électrostatique vient déplacer verticalement une petite portion de la surface du miroir.

Le miroir MADRAS est un MA à surface continue particulier. En effet, ses actionneurs ne sont pas derrière la membrane mais à l'extérieur limitant ainsi l'effet d'empreinte. Les actionneur sont sur des bras qui à partir des forces appliquées par les actionneurs transmettent des moments à la surface optique du miroir pour la déformer. Cependant cette configuration ne permet que de créer des surfaces avec une faible fréquence spatiale. En effet la fréquence azimutale est directement liée au nombre de bras qui est rapidement limité pour des question d'encombrement et la fréquence radiale est limité aux premiers ordres en raison de la transmission des moments uniquement sur le bord. Les dimensions, la rigidité, la qualité optique de la surface et les déformations sans effet d'empreinte font de ce miroir un candidat très sérieux pour une intégration dans un système OActS. C'est dans ce but qu'il a été mis au point par Laslandes et al. [2013]. La précision de correction obtenue est inférieure à 10 nm.

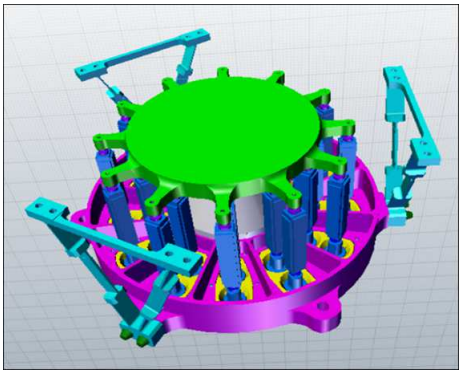


FIGURE II.11 – Modèle 3D du miroir MADRAS monté sur son support mécanique (crédit : Laslandes et al.).

II.2.3 Modélisation des dispositifs de correction

Quelque soit le type de dispositif de correction, il est important de parvenir à le modéliser de manière simple afin de pouvoir développer des stratégies de contrôle, concevoir des systèmes d'OActS et évaluer leurs performances sans avoir à considérer une solution technique particu-

lière. Pour modéliser simplement un dispositif de correction, une solution consiste à supposer que ce dispositif est linéaire vis à vis des commandes que nous lui appliquons d'une part et spatialement d'autre part (c'est-à-dire que l'action simultanée de plusieurs actionneurs est égale à la somme des réponses de chaque actionneur). Cette hypothèse se justifie dans notre cas car la commande d'un MR n'est pas au centre de notre travail (comme nous le verrons par la suite) et seul le déplacement associé à la commande et son estimation nous intéressent. À partir de ces hypothèses, un dispositif de correction est complètement décrit par la matrice $\boldsymbol{M}_{FI}$ de ses fonctions d'influences. À l'aide de cette matrice, les déplacements d de la surface du MA sont obtenus de la manière suivante :

$$\boldsymbol{d} = \boldsymbol{M}_{FI}\boldsymbol{c} \tag{II.26}$$

où c sont les commandes appliquées au dispositif. Chaque colonne de $\boldsymbol{M}_{FI}$ représente la fonction d'influence définissant la réponse du dispositif correcteur à un mouvement unitaire d'un de ses actionneurs. L'ensemble des fonctions d'influences d'un dispositif de correction peut être vu comme une base de l'espace engendré par les DDL de ce dispositif. Une autre manière intéressante de caractériser un dispositif de correction à partir de la matrice $\boldsymbol{M_{FI}}$ est d'obtenir par Décomposition en Valeurs Singulières (SVD) les Modes Propres (MP) de cette matrice. Ces MP sont les vecteurs d'une base orthonormale de l'espace des corrections réalisables par le dispositif.

D'autres caractéristiques telles que la course des actionneurs, l'hystérésis ou le couplage entre actionneurs permettent de modéliser avec plus de précision le comportement d'un dispositif de correction. Cependant, dans la suite de ce manuscrit, nous n'étudions pas la commande des actionneurs à proprement parler. Nous considérons donc les dispositifs de correction comme parfaitement décrit par leur matrice $\boldsymbol{M}_{FI}$ et comme ayant une dynamique infinie.

II.3 Contrôle de la boucle active

La fonction contrôle/commande de la boucle est l'élément qui fait le lien entre le système de mesure et le dispositif de correction. Son rôle est, premièrement, d'estimer les perturbations subies par le télescope en fonction des mesures bruitées des ASO et, deuxièmement, de calculer les déplacements à appliquer au travers du système de correction. Cet élément étant au centre du travail présenté au chapitre III, nous allons, dans cette section, nous attarder à décrire son principe de fonctionnement.

Le système de contrôle repose sur l'inversion du modèle direct qui permet de décrire les mesures obtenues en fonctions des perturbations en entrée du télescope. Cette inversion est réalisée par l'estimateur des perturbations qui à partir des mesures estime les perturbations en entrée du télescope. Cette estimation sera effectuée dans notre cas dans le cadre d'un fonctionnement en boucle ouverte. La boucle ouverte est typiquement représentative de l'alignement en début de vie du télescope spatial.

Pour introduire le fonctionnement et l'état de l'art de cette fonction, nous définissons tout d'abord l'approche tomographique qui est à la base de l'alignement et de l'OAct des télescopes actuels ou à venir. Enfin deux estimateurs des perturbations, que nous serons amenés à utiliser dans la suite du manuscrit, sont présentés.

II.3.1 Approche tomographique

II.3.1.a Alignement

Lorsque nous considérons des télescopes dont les miroirs sont de grandes dimensions, les déformations et les désalignements de ces miroirs ne peuvent plus être négligés. Pour pouvoir les corriger de manière optimale, il devient important de pouvoir séparer les perturbations affectant chaque miroir. Nous l'avons vu dans le chapitre précédent, les aberrations générées par les perturbations subies par un autre miroir que celui dans la pupille varient dans le champ. Cette dépendance dans le champ des aberrations a dans un premier temps été utilisée pour l'alignement des télescopes au sol. Cette approche tomographique, qui consiste à mesurer le front d'onde dans plusieurs directions du champ pour reconstruire le volume des perturbations, est également envisagée en plus de l'alignement pour le contrôle actif de la qualité optique des télescopes au sol (European Extremely Large Telescope (E-ELT), Thirty Meter Telescope (TMT), Giant Magellan Telescope (GMT), Large Synoptic Survey Telescope (LSST)) et spatiaux de la future génération (JWST, WFIRST).

L'exploitation de la forme des aberrations dans le champ d'un télescope a déjà été utilisée avec succès pour procéder à son alignement. Cependant seul un petit nombre d'auteurs ont rapporté cette utilisation dans la littérature. Un des premiers fut Mcleod [1996] qui décrit l'utilisation des aberrations de coma et d'astigmatisme pour l'alignement du télescope de l'observatoire Whipple. L'alignement du secondaire de ce télescope de 1,2 m de type Ritchey-Chrétien se déroule en deux phases. Dans un premier temps, la coma est annulée au centre du champ en translatant le secondaire. Dans ce cas, le télescope est dans une configuration où l'axe du M_2 et celui du M_1 se coupent au point de coma nulle et forment un certain angle entre eux. Une rotation autour de ce point ne produit aucune coma. Une mesure d'ellipticité et de position des axes de l'ellipse sur des images d'étoile défocalisées dans différents point du champ hors axe permet ensuite de déterminer les astigmatismes Z_5 et Z_6. Les valeurs des astigmatismes permettent via une régression par moindres carrés de déterminer l'angle que fait l'axe du M_2 avec celui du M_1 à l'aide des relations suivantes :

$$\begin{aligned} Z_5 &= B_0(\alpha_x^2 - \alpha_y^2) + B_1(\alpha_x\theta_x - \alpha_y\theta_y) + B_2(\theta_x^2 - \theta_y^2), \\ Z_6 &= 2B_0\alpha_x\alpha_y + B_1(\alpha_x\theta_y + \alpha_y\theta_x) + 2B_2\theta_x\theta_y, \end{aligned} \tag{II.27}$$

où α est la direction de champ et θ l'angle formé par l'axe optique du M_2 et du M_1. Les constantes B_i dépendent de la combinaison optique du télescope.

Wilson and Delabre [1997] ont considéré lors de l'alignement du NTT l'astigmatisme dû aux désalignements du M_2 comme suffisamment faible pour être négligé à la vue du champ considéré (6'). Ils ont donc aligné le M_2 de manière à supprimer uniquement la coma d'excentrement. Lors d'un réalignement de ce télescope, Gitton and Noethe [1998] ont utilisé les variations dans le champ de l'astigmatisme d'excentrement pour parfaire cet alignement. La différence entre leur approche et celle de Mcleod vient uniquement de l'utilisation d'un ASO de type SH pour la mesure des astigmatismes dans le champ. La même procédure a été appliqué pour l'alignement des télescopes de 8 m du VLT décrit par Noethe and Guisard [2000b] et pour l'alignement des deux télescopes de 8,4 m du Large Binocular Telescope (LBT) décrit par Rakich et al. [2008].

Pour l'alignement du télescope Magellan de 6,5 m, Palunas et al. [2010] ont utilisé simultanément deux ASO. Le premier mesure les aberrations au centre du champ : la coma y est éliminée

en translatant le M_2. Cet ASO sert après l'alignement à calculer les commandes du système d'optique active. Le deuxième ASO mesure hors axe les aberrations suivantes : focus (Z_4), astigmatisme (Z_5 et Z_6), coma (Z_7 et Z_8) et aberration sphérique (Z_{11}). Les auteurs utilisent la dépendance linéaire en champ de l'astigmatisme et du focus pour en déduire le tilt du M_2 et du M_3.

Cette approche est utilisée, de façon plus ou moins formalisée, depuis les années 90 pour l'alignement des grands télescopes au sol. Au § II.1, nous avons vu que le maintien de l'alignement et de la forme des miroirs était indispensable pour l'obtention d'images haute résolution et pour utiliser ainsi toutes les possibilités de ces grands observatoires. Nous venons de voir que l'approche multi-champs consiste à mesurer les aberrations dans différentes directions de champ et à déduire de leurs variations les désalignements du M_2.

II.3.1.b Optique active

L'apparition de projets de télescopes possédant un grand champ (LSST, VST, Euclid) ou de très grands miroirs (E-ELT, TMT, GMT) a fait apparaitre la nécessité de systèmes d'optique active capables d'offrir de bonnes performances sur l'ensemble du champ. L'optique active correspond à une mise à jour permanente de l'alignement durant les observations mais sa mise en œuvre a été l'occasion de mieux formaliser l'approche tomographique.

Phillion et al. [2006] ont été parmi les premiers auteurs à décrire un système d'optique active tomographique. Ce système est envisagé pour le télescope grand champ (3,5°) LSST de 8,4 m. Ce système mesure le front d'onde dans au moins quatre directions au bord du champ. L'estimation des perturbations est effectuée par la méthode des moindres carrés. Ils montrent à l'aide de simulations numériques basées sur des tracés de rayon que les images obtenues avec cette optique active sont limitées par la turbulence atmosphérique qui s'avère être la limite ultime en terme de résolution d'un télescope au sol non muni d'une optique adaptative. Cependant cette limitation n'est pas problématique dans le cas d'un télescope grand champ. Leurs simulations admettent deux limitations principales. Ils ne tiennent pas compte du bruit de mesure sur les ASO et ne s'intéressent qu'à la correction moyenne sur le champ. Ils ne quantifient donc pas les variations dans le champ des performances de correction.

L'autre catégorie de télescopes nécessitant un système d'optique active tomographique est celle des télescopes extrêmement grand dont le diamètre du miroir primaire est de l'ordre de 20 à 40 m. Pour ces télescopes, les miroirs secondaires et tertiaires ont des tailles suffisantes pour que leur surface se déforme. Il est donc important de pouvoir séparer les aberrations venant des différents miroirs pour pouvoir les corriger de manière optimale. Dans ce cadre, Piatrou and Chanan [2010] se sont intéressés à l'intégration de la tomographie dans le système d'optique active du télescope TMT de 30 m. L'objectif de la tomographie est, dans ce cas, de séparer les aberrations venant des déformations et des désalignement des différents miroirs. Les auteurs postulent l'utilisation d'un simple estimateur des moindres carrés pour la reconstruction des perturbations à partir des mesures des ASO et étudient les valeurs et vecteurs singuliers de la matrice reliant les perturbations aux mesures. Ce faisant, ils mettent en lumière l'impossibilité à séparer certaines perturbations venant de miroirs différents, d'un système possédant des ASO mesurant dans plusieurs directions du champ et cela quelque soit le nombre d'ASO.

Jusqu'à présent, nous avons abordé l'utilisation de l'approche tomographique pour l'alignement

et le contrôle actif des grands télescopes uniquement au sol. En effet, il n'y a pas à notre connaissance de cas d'utilisation de cette approche pour un télescope spatial opérationnel que ce soit pour son alignement ou pour son système d'optique active. Jusqu'à présent les télescopes spatiaux avaient des diamètres suffisamment faibles pour être construits de façon à être rigides et stables.

Le premier télescope spatial à mettre en œuvre cette approche sera le JWST, futur télescope infrarouge dont le miroir primaire est un miroir actif segmenté (*cf.* § I.2.1). Ce télescope possède du fait de son encombrement un M_1 et un M_2 déployables. Ces miroirs nécessite donc d'être alignés en vol. La procédure d'alignement décrite par Acton et al. [2004] fait intervenir plusieurs étapes telles que la mise au point, le co-phasage du M_1, *etc.* . La dernière étape de ce processus est l'alignement fin présenté par Acton and Knight [2012]. Cette étape permet d'atteindre la performance requise pour les observations qui est de l'ordre de 100 nm rms de front d'onde résiduel. L'approche tomographique sera également utilisée durant la vie opérationnelle de l'instrument pour le contrôle et le maintien de la qualité optique du télescope.

Nous venons de voir l'historique et l'état de l'art de l'approche tomographique pour l'alignement et le contrôle de la qualité optique des télescopes au sol et dans l'espace. Cette approche est la seule qui puisse garantir un front d'onde résiduel faible sur l'ensemble du champ pour des télescopes de très grand diamètre ou possédant un grand champ. Maintenant que nous avons la certitude que cette approche sera intégrée dans les futurs système d'OActS, le problème de l'utilisation optimale de cette approche pour obtenir les meilleurs estimées des perturbations demeure.

II.3.2 Estimateurs des perturbations

À partir de l'approche tomographique décrite ci-dessus, le contrôle actif vise à estimer les perturbations subies par le télescope pour en déduire les déplacements à appliquer au dispositif de correction. Cette estimation est réalisée en inversant le modèle direct qui décrit la mesure du front d'onde dans la pupille de sortie du télescope. Ce modèle direct est décrit par la relation suivante :

$$\boldsymbol{\phi}_m = \boldsymbol{M}_{aso}\boldsymbol{\psi} + \boldsymbol{n} \tag{II.28}$$

où $\boldsymbol{M}_{aso}$ décrit le front d'onde généré par les perturbations $\boldsymbol{\psi}$ pour les différentes direction de champ mesurées (approche tomographique). $\boldsymbol{\phi}_m$ et $\boldsymbol{n}$ sont respectivement les mesures et le bruit associé à ces mesures.

L'inversion de cette relation est réalisée à l'aide d'estimateur. Dans la suite nous présenterons deux estimateurs en particulier. Tout d'abord, l'estimateur des moindres carrés qui est le plus utilisé et un des plus simple. Enfin, l'estimateur à Erreur Quadratique Moyenne Minimum (EQMM) sur lequel nous nous appuierons dans la suite pour développer notre propre estimateur.

II.3.2.a Estimateur des moindres carrés

L'estimateur des moindres carrés est un des plus anciens estimateurs. Il a été indépendamment élaboré par Legendre et Gauss au début du XIX^{e} siècle. Une de ses première utilisations fut le calcul de la trajectoire de la planète naine Cérès découverte en 1801. Cet estimateur minimise la distance euclidienne entre les paramètres estimés et les mesures. Dans notre cas ce critère

d'erreur s'exprime de la manière suivante :

$$\varepsilon_1^2 = \|\boldsymbol{\phi}_m - \boldsymbol{M}_{aso}\hat{\psi}\|^2. \tag{II.29}$$

La solution bien connue associée à cet estimateur pour la matrice de reconstruction W est :

$$\boldsymbol{W} = (\boldsymbol{M}_{aso}^T\boldsymbol{M}_{aso})^{-1}\boldsymbol{M}_{aso}^T = (\boldsymbol{M}_{aso})^\dagger, \tag{II.30}$$

où l'exposant † indique l'inversion généralisée et l'exposant T la transposée. L'inverse généralisée est obtenue à l'aide de la SVD de $\boldsymbol{M}_{aso}$:

$$\boldsymbol{M}_{aso} = U\Sigma V^T, \tag{II.31}$$

où U contient les modes orthonormaux du dispositif de mesure, V les modes orthonormaux du système de correction et Σ est une matrice diagonale contenant les valeurs singulières. À partir de cette décomposition, l'inverse généralisée est obtenue ainsi :

$$\boldsymbol{M}_{aso}^\dagger = V\Sigma^{-1}U^T \tag{II.32}$$

Durant l'inversion, pour limiter l'amplification du bruit dû aux valeurs singulières trop faible de la matrice d'interaction, les valeurs en dessous d'un certain seuil sont éliminées par mise à zéro. Ce seuil est calculé comme la valeur singulière maximale divisée par une valeur choisie *a priori* que nous appelons valeur de conditionnement de la matrice.

Cet estimateur simple à mettre en place est utilisé dans la majorité des systèmes d'optique active actuels ou en projet (*cf.* § II.3.1). Dans l'hypothèse où le bruit sur les mesures suit une statistique Gaussienne et qu'il est identique pour toutes les mesures alors cet estimateur est optimal et atteint la borne de Cramer-Rao.

II.3.2.b Estimateur à erreur quadratique moyenne minimum

Ce type d'estimateur minimise l'EQM entre les variables à estimer et leurs estimés :

$$\varepsilon^2 = \left\langle \|\hat{\boldsymbol{\psi}}(\boldsymbol{\phi}_m) - \boldsymbol{\psi}\|^2 \right\rangle, \tag{II.33}$$

où $\langle\cdot\rangle$ symbolise l'espérance mathématique. Cet estimateur met en œuvre une approche probabiliste de l'estimation. Dans ce cadre, l'équation (II.33) peut se réécrire à l'aide des espérances et des probabilités conditionnelles sous la forme suivante :

$$\varepsilon^2 = \int p(\boldsymbol{\phi}_m)\,\mathrm{d}\boldsymbol{\phi}_m \int \|\hat{\boldsymbol{\psi}}(\boldsymbol{\phi}_m) - \boldsymbol{\psi}\|^2 p(\boldsymbol{\psi}|\boldsymbol{\phi}_m)\,\mathrm{d}\boldsymbol{\psi}, \tag{II.34}$$

où $p(\boldsymbol{\phi}_m)$ et $p(\boldsymbol{\psi}|\boldsymbol{\phi}_m)$ sont les densités de probabilité respectivement des mesures et des perturbation sachant les mesures. La minimisation du critère ε ainsi défini permet d'écrire les perturbations estimées de la façon suivante :

$$\hat{\boldsymbol{\psi}} = \int \boldsymbol{\psi} p(\boldsymbol{\psi}|\boldsymbol{\phi}_m)\,\mathrm{d}\boldsymbol{\psi} = E(\boldsymbol{\psi}|\boldsymbol{\phi}_m), \tag{II.35}$$

où $E(\boldsymbol{\psi}|\boldsymbol{\phi}_m)$ est l'espérance conditionnelle des perturbations $\boldsymbol{\psi}$ sachant les mesures $\boldsymbol{\phi}_m$. Nous observons ainsi que les perturbations estimées qui minimise l'EQM sont la moyenne de la densité de probabilité *a posteriori*. Dans le cas particulier où les perturbations suivent une statistique

Gaussienne, la moyenne de cette densité de probabilité est égale à sa valeur maximale. De ce fait, l'estimateur EQMM est équivalent à l'estimateur du maximum *a posteriori*.

La densité de probabilité *a posteriori* est rarement connue mais peut être reliée à l'aide du théorème de Bayes à la vraisemblance $p(\boldsymbol{\phi}_m|\boldsymbol{\psi})$:

$$p(\boldsymbol{\psi}|\boldsymbol{\phi}_m) = \frac{p(\boldsymbol{\phi}_m|\boldsymbol{\psi})p(\boldsymbol{\psi})}{p(\boldsymbol{\phi}_m)}. \tag{II.36}$$

L'intérêt de l'approche bayésienne est de pouvoir ajouter des *a priori* sur les perturbations contenus dans la densité de probabilité $p(\boldsymbol{\psi})$.

Dans le cas général, il n'existe pas de solution analytique pour cet estimateur. Dans ce cas une possibilité est d'abandonner la condition d'optimalité stricte pour chercher la solution qui minimise l'EQM parmi la classe des estimateurs linéaires. Dans ce cas, les perturbations estimées peuvent se réécrire ainsi :

$$\hat{\boldsymbol{\psi}} = \boldsymbol{W}\boldsymbol{\phi}_m \tag{II.37}$$

où $\boldsymbol{W}$ est la matrice représentant l'estimateur EQMM linéaire. Un des avantages de cet estimateur est qu'il n'est pas nécessaire de calculer la densité de probabilité *a posteriori*. En effet, l'expression de l'estimateur EQMM linéaire ne dépend que des deux premiers moments de cette densité de probabilité.

De plus, lorsque les mesures sont issues d'un processus linéaire tel que décrit par l'équation (II.28), une solution analytique existe pour l'estimateur EQMM linéaire. Cette solution est :

$$\boldsymbol{W} = \boldsymbol{C}_\phi \boldsymbol{M}_{aso}^T \left[\boldsymbol{M}_{aso}\boldsymbol{C}_\phi \boldsymbol{M}_{aso}^T + \boldsymbol{C}_n\right]^{-1}. \tag{II.38}$$

où C_ϕ et C_n sont les matrices de covariance respectivement des variables à estimer et du bruit. $\boldsymbol{M}_{aso}$ est la matrice de sensibilité du système de mesure.

Pour finir la présentation de l'estimateur EQMM, remarquons que dans le cas où les mesures et les perturbations suivent une statistique gaussienne, l'estimateur EQMM est linéaire [72] et donc identique à l'estimateur EQMM linéaire.

II.4 Conclusion du second chapitre

Dans ce chapitre nous avons vu comment se forme une image au foyer d'un instrument optique, ce qui nous a permis de mettre en avant le lien existant entre la qualité de cette image et le front d'onde dans la pupille de l'instrument. Ce lien fait du front d'onde une bonne métrique de la qualité optique d'un instrument. Par la suite, nous avons exposé les relations qui existent entre le front d'onde de l'instrument et les désalignements de ses éléments d'une part et les déformations des surfaces optiques des miroirs d'autre part.

Nous avons ensuite présenté les différentes fonctions mises en œuvre par un système d'optique active pour améliorer la qualité optique de l'instrument dans lequel il est intégré. Tout d'abord une étude bibliographique de la mesure du front d'onde nous a permis d'exposer le fonctionnement des principaux ASO ainsi que leurs intérêts et leurs limitations. Nous avons ainsi pu définir un modèle général d'ASO et conclure sur les ASO les plus adaptés pour l'OActS. Elle

a également mis en évidence le problème du repliement de spectre dans le cas d'un instrument spatial. Enfin, nous avons évoqué les différents types de dispositif de correction et nous en avons tiré un modèle suffisamment représentatif pour notre application.

Nous avons vu également l'historique de l'utilisation de la tomographie pour l'alignement des grands télescopes au sol. Nous avons ainsi mis en lumière les principaux cas d'utilisation de l'approche tomographique dans le cadre de l'optique active. Ceci nous a permis de montrer la pertinence de l'utilisation de la tomographie dans le cas d'un télescope spatial actif possédant un grand miroir primaire et un grand champ.

Finalement, nous avons présenté deux estimateurs des perturbations dont nous allons étudier les performances au chapitre suivant. Ces deux estimateurs sont l'estimateur des moindres carrés et l'estimateur à écart quadratique moyen minimum.

Dans la suite de ce manuscrit, nous allons nous intéresser à deux problématiques liées à l'introduction de l'optique active dans les télescopes spatiaux, que nous avons déjà évoquées dans ce chapitre :

- La première, développée au chapitre III, concerne la recherche d'un estimateur capable d'estimer et de séparer les perturbations du M_1 et du M_2 à partir de l'approche multi-champs, pour évaluer de manière optimale les commandes à appliquer au dispositif de correction et ainsi obtenir une meilleure qualité optique dans tout le champ du télescope.
- La deuxième, que nous verrons au chapitre IV, s'intéresse à la réduction des déformations de très hautes fréquences dues aux Dispositifs de Fixation Miroir (DFM) des miroirs qui ne sont pas corrigées et qui, en outre, sont la source d'une erreur supplémentaire par repliement de spectre lors de la mesure des faibles fréquences.

Chapitre

III Définition d'une stratégie de contrôle optimale pour l'optique active spatiale

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, l'alignement et le contrôle actif des télescopes possédant un grand champ ou de grands miroirs nécessitent la mise en œuvre d'une approche tomographique pour obtenir une qualité optique de l'instrument compatible avec des observations à très haute résolution dans la totalité de son CdV. Le problème réside dans la mise en œuvre de cette approche pour l'estimation des perturbations du télescope. Cette estimation à partir des mesures bruitées est un élément essentiel contribuant aux performances de l'OActS. Jusqu'à présent, cette approche a été mise en place uniquement pour des télescopes au sol. Dans ce cadre de l'optique active au sol, aucune étude ne s'est intéressée à trouver un estimateur optimal car ce dernier n'est pas nécessaire pour que les télescopes soient limités par la turbulence atmosphérique.

Nous présentons, dans ce chapitre, une méthode d'estimation des perturbations pour la correction des aberrations in situ d'un télescope spatial possédant un grand miroir primaire et un large CdV. Cette approche dérive d'un estimateur d'erreur quadratique moyenne qui minimise la variance moyenne résiduelle du front d'onde dans le CdV du télescope et repose sur un modèle linéaire du télescope actif. Nous étudions la performance de cet estimateur relativement aux paramètres du système de mesure. Puis nous discutons la validité du modèle linéaire en modélisant numériquement les non-linéarités du système et en étudiant leurs effets sur les performances de l'estimateur. Finalement, nous comparons l'estimateur développé à l'estimateur des Moindres Carrés (MC) en prenant en compte les capacités limitées du système de correction et en intégrant le processus de mesure dans le modèle décrivant le système actif.

Plan du Chapitre III

III.1 Approche tomographique optimale pour la correction des perturbations . 49
III.1.1 Modèle de l'erreur en fonction des perturbations 49
III.1.2 Solution developpée 50
III.2 Télescope spatial actif étudié 52
III.2.1 Perturbations considérées 53
III.2.2 Étude de sensibilité 55
III.2.3 Système d'optique active 59
III.2.3.a Dispositif de correction 59
III.2.3.b Système de mesure 59
III.3 Étude des performances de l'estimateur 60
III.3.1 Performances de l'estimation 61
III.3.1.a Direction de mesure 62
III.3.1.b Nombre d'analyseurs 64
III.3.2 Validité du modèle linéaire de télescope 65
III.3.2.a Aperçu du problème 65
III.3.2.b Modélisation numérique 67
III.3.3 Projection sur les perturbations contrôlées 68
III.3.3.a Analyseur modal 69
III.3.3.b Analyseur de Shack-Hartmann 73
III.4 Conclusion du troisième chapitre 75

III.1 Approche tomographique optimale pour la correction des perturbations

Cette section expose l'approche théorique que nous avons suivi dans le développement d'un estimateur optimal pour l'OActS intégrant l'approche tomographique. Pour cette étude, nous nous restreignons au cas de la boucle ouverte qui représente l'alignement en début de vie opérationnelle d'un télescope. De plus, nous ne considérons pas le problème de la commande des dispositifs de correction supposant ainsi qu'ils sont pilotables directement en déplacement. Tout d'abord, nous décrirons le lien entre les perturbations subies par le télescope et le front d'onde dans la pupille, ce qui nous permettra de dériver le modèle direct que nous aurons à inverser dans la suite. Nous présenterons ensuite la solution proposée pour l'estimation des perturbations et la projection sur les déplacements possibles des dispositifs de correction.

III.1.1 Modèle de l'erreur en fonction des perturbations

Dans le cas général, le front d'onde d'un télescope peut s'exprimer comme la somme de différentes contributions qui dépendent pour la plupart des perturbations ψ. Le front d'onde dans une direction de champ α s'exprime ainsi :

$$\phi_\alpha = \phi_\alpha^0 + \phi_\alpha^L(\psi) + \phi_\alpha^{NL}(\psi^a) + \phi_\alpha^{NL}(\psi^a, \psi^d), \tag{III.1}$$

où ψ^a et ψ^d représentent respectivement les défauts d'alignements et les déformations des miroirs du télescope. ϕ_α^0, ϕ_α^L, ϕ_α^{NL} et ϕ_α^{NL} sont respectivement le front d'onde résiduel de la combinaison optique non perturbée, la partie du front d'onde qui dépend linéairement des perturbations, la partie non-linéaire du front d'onde due aux désalignements (*cf.* § II.1.2) et la partie non linéaire du front d'onde conséquence du couplage entre les déformations et les désalignements des miroirs entre eux. En effet les désalignements d'un miroir modifient la position et l'angle d'arrivée des rayons sur les miroirs, ce qui change à son tour la façon dont le front d'onde est affecté par les déformations des miroirs.

Pour la suite de notre développement, nous allons nous appuyer sur deux hypothèses. Premièrement, nous considérons les aberrations résiduelles du télescope non perturbé comme connues et soustraites au front d'onde mesuré. Elles n'apparaîtront donc plus dans les expressions du front d'onde de l'instrument utilisées par la suite. Cette hypothèse se justifie car ces aberrations peuvent être extraites du modèle optique du télescope. Deuxièmement, nous supposons les parties non-linéaires du front d'onde comme suffisamment faibles pour être négligées. Cette hypothèse sera questionnée dans la suite (*cf.* § III.3.2) à l'aide de simulation numérique prenant en compte ces non-linéarités.

Les deux hypothèses précédentes nous permettent d'exprimer le front d'onde du télescope à l'aide d'une relation linéaire. En suivant cette approche linéaire, l'erreur du front d'onde dans une direction de champ α, produite par les perturbations $\boldsymbol{\psi}$ peut se réécrire :

$$\boldsymbol{\phi}_\alpha = \boldsymbol{M}_\alpha \boldsymbol{\psi}. \tag{III.2}$$

$\boldsymbol{\psi} = (\boldsymbol{\psi}_1, \ldots, \boldsymbol{\psi}_k)$ où $\boldsymbol{\psi}_k$ représente les perturbations du miroir M_k, c'est-à-dire les déformations de sa surface aussi bien que ses désalignements. Pour des raisons de simplicité, les désalignements du même miroir M_k sont décrits par les cinq DDL suivants : les décentrements (D_x^k, D_y^k), les basculements (T_x^k, T_y^k) et la translation suivant l'axe optique (F^k). Les miroirs possèdent

généralement une symétrie de révolution autour de leur axe optique qui rend inutile la prise en compte de la rotation autour de l'axe optique T_z^k dans les désalignements. Cependant dans le cas de systèmes complexes dont les miroirs ne seraient pas à symétrie de révolution, la prise en compte de ce DDL supplémentaire ne modifierait en rien l'approche développée ci-dessous.

$\boldsymbol{M}_\alpha$ correspond à la matrice décrivant les effets linéaires sur le front d'onde de l'instrument, des désalignements et des déformations de surface dans la direction α du champ. Elle se calcule en regardant l'effet de petits déplacements sur le front d'onde. Dans le cas des télescopes spatiaux, pour limiter la complexité des systèmes de correction, toutes les perturbations ne sont pas contrôlées. À titre d'exemple, le positionnement du M_2 est généralement contrôlé sur trois DDL seulement car les effets de la translation et de la rotation sont très proches comme l'ont montré Schroeder [1999], Piatrou and Chanan [2010]. La matrice $\boldsymbol{M}_\alpha^c$ décrit alors les effets des désalignements et des déformations de surface qui sont effectivement contrôlables.

Les ASO, utilisés par le système de mesure tomographique, sont installés dans le plan focal afin de mesurer les aberrations de l'instrument jusqu'au détecteur scientifique et dans plusieurs directions dénotées α_m. D'un point de vue général, et en considérant le processus d'analyse de la surface d'onde comme linéaire, la mesure d'un ASO peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\boldsymbol{\varphi}_{\alpha_m} = \boldsymbol{A}_m \boldsymbol{\phi}_{\alpha_m} + \boldsymbol{n}_m, \tag{III.3}$$

où $\boldsymbol{A}_m$ représente le processus de mesure du front d'onde et $\boldsymbol{n}_m$ le bruit affectant la mesure. Ces deux termes dépendent du type d'ASO utilisé. En combinant les équations (III.3) et (III.2) nous obtenons l'expression du vecteur de mesure global à partir des perturbations :

$$\boldsymbol{\varphi} = \boldsymbol{M}_{aso} \boldsymbol{\psi} + \boldsymbol{n}, \tag{III.4}$$

où $\boldsymbol{\varphi} = (\boldsymbol{\varphi}_{\alpha_1}, \ldots, \boldsymbol{\varphi}_{\alpha_m})$ et $\boldsymbol{n} = (\boldsymbol{n}_1, \ldots, \boldsymbol{n}_m)$ sont définis comme la concaténation respectivement des vecteurs de mesure et des vecteurs de bruit pour chaque direction de mesure. La matrice d'interaction du système de mesure $\boldsymbol{M}_{aso}$, qui relie les mesures aux perturbations du système, est également définie comme la concaténation des matrices d'interaction de chacun des ASO du système de mesure. Cette matrice s'exprime dans le cas général par :

$$\boldsymbol{M}_{aso} = (\boldsymbol{A}_1 \boldsymbol{M}_{\alpha_1}, \ldots, \boldsymbol{A}_m \boldsymbol{M}_{\alpha_m}) \tag{III.5}$$

III.1.2 Solution developpée

Comme évoqué précédemment (*cf.* § II.3), le but d'un système de contrôle est d'estimer les perturbations du télescope pour ensuite en déduire les commandes à appliquer au dispositif de correction. Pour estimer les perturbations, il faut inverser le modèle direct décrit, dans notre cas, par l'équation (III.2). Pour inverser cette équation, nous utilisons l'approche optimale développée dans le cadre de Optique Adaptative Multi Conjuguée (OAMC) par Fusco et al. [2001]. Elle se base sur l'estimateur à EQMM des perturbations $\boldsymbol{\psi}$ et en modifie le critère d'erreur à minimiser pour le définir comme la distance quadratique, moyennée sur le CdV du télescope, entre les aberrations introduites par les perturbations effectives et les aberrations résultant des perturbations contrôlées :

$$\varepsilon^2 = \int_{CdV} \left\langle \|\hat{\boldsymbol{\phi}}_\alpha - \boldsymbol{\phi}_\alpha\|^2 \right\rangle_{\boldsymbol{\psi},\boldsymbol{n}} \mathrm{d}\alpha, \tag{III.6}$$

où $\hat{\boldsymbol{\phi}}_\alpha = \boldsymbol{M}_\alpha^c \hat{\boldsymbol{\psi}}$ avec $\hat{\boldsymbol{\psi}}$ l'estimée de $\boldsymbol{\psi}$. $\langle\cdot\rangle_{\boldsymbol{\psi},\boldsymbol{n}}$ représente l'espérance statistique sur les perturbations et le bruit de mesure. $\|\cdot\|$ correspond à la norme euclidienne sur la pupille du télescope. À

l'aide de l'équation (III.2), il est possible de réécrire le critère à minimiser comme :

$$\varepsilon^2 = \int_{CdV} \left\langle \|\boldsymbol{M}_\alpha^c \hat{\boldsymbol{\psi}} - \boldsymbol{M}_\alpha \boldsymbol{\psi}\|^2 \right\rangle_{\boldsymbol{\psi},\boldsymbol{n}} \mathrm{d}\alpha. \tag{III.7}$$

Afin de limiter le coût de calcul de l'estimation, une solution basée sur un estimateur linéaire est recherchée pour l'estimateur EQMM. L'estimée des perturbations s'exprime en fonction des mesures $\boldsymbol{\varphi}$ et de l'estimateur linéaire recherché de la manière suivante :

$$\hat{\boldsymbol{\psi}} = \boldsymbol{W}\boldsymbol{\varphi}, \tag{III.8}$$

où les éléments de la matrice de reconstruction $\boldsymbol{W}$ sont les inconnues que nous cherchons. Introduire les équations (III.4) et (III.8) dans l'équation (III.7) conduit à exprimer le critère en fonction de l'estimateur recherché :

$$\varepsilon^2 = \int_{CdV} \left\langle \|(\boldsymbol{M}_\alpha^c W \boldsymbol{M}_{aso} - \boldsymbol{M}_\alpha)\boldsymbol{\psi} + \boldsymbol{M}_\alpha^c W \boldsymbol{n})\|^2 \right\rangle_{\psi,n} \mathrm{d}\alpha. \tag{III.9}$$

Pour trouver la solution $\mathcal{W}$ qui minimise le critère ε^2, il nous suffit de dériver le critère ε^2 par rapport à $\boldsymbol{W}$.

Dans un premier temps, il est nécessaire de développer ε^2 pour obtenir une forme plus simple à dériver. Étant donnés une matrice $\boldsymbol{B}$ et un vecteur $\boldsymbol{v}$, rappelons la relation suivante : $\|\boldsymbol{B}\boldsymbol{v}\|^2 = \mathrm{tr}[\boldsymbol{B}\boldsymbol{v}(\boldsymbol{B}\boldsymbol{v})^T]$. Ainsi, en supposant que le bruit des ASO et les perturbations sont statistiquement indépendants, l'équation III.9 devient :

$$\begin{aligned}\varepsilon^2 = \int_{CdV} \mathrm{tr}[&(\boldsymbol{M}_\alpha^c \boldsymbol{W} \boldsymbol{M}_{aso} - \boldsymbol{M}_\alpha) \left\langle \boldsymbol{\psi}\boldsymbol{\psi}^T \right\rangle (\boldsymbol{M}_\alpha^c \boldsymbol{W} \boldsymbol{M}_{aso} - \boldsymbol{M}_\alpha)^T \\ &+ \boldsymbol{M}_\alpha^c \boldsymbol{W} \left\langle \boldsymbol{n}\boldsymbol{n}^T \right\rangle (\boldsymbol{M}_\alpha^c \boldsymbol{W})^T] \, \mathrm{d}\alpha.\end{aligned} \tag{III.10}$$

où l'exposant T indique la transposée des matrices. En remplaçant les termes $\left\langle \boldsymbol{\psi}\boldsymbol{\psi}^T \right\rangle$ et $\left\langle \boldsymbol{n}\boldsymbol{n}^T \right\rangle$ par $\boldsymbol{C}_\psi$ et $\boldsymbol{C}_n$, le critère peut être reformulé en :

$$\begin{aligned}\varepsilon^2 = \int_{CdV} \mathrm{tr}[&\boldsymbol{M}_\alpha \boldsymbol{C}_\psi \boldsymbol{M}_\alpha^T + \boldsymbol{M}_\alpha^c \boldsymbol{W} \boldsymbol{M}_{aso} \boldsymbol{C}_\psi \boldsymbol{M}_{aso}^T \boldsymbol{W}^T (\boldsymbol{M}_\alpha^c)^T \\ &- 2\boldsymbol{M}_\alpha \boldsymbol{C}_\psi \boldsymbol{M}_{aso}^T \boldsymbol{W}^T (\boldsymbol{M}_\alpha^c)^T \\ &+ \boldsymbol{M}_\alpha^c \boldsymbol{W} \boldsymbol{C}_n \boldsymbol{W}^T (\boldsymbol{M}_\alpha^c)^T] \, \mathrm{d}\alpha.\end{aligned} \tag{III.11}$$

Avant de dériver ε^2 rappelons quelques résultats généraux sur la dérivée des matrices qui nous seront utiles dans la suite. Pour $\boldsymbol{A}$, $\boldsymbol{B}$ et $\boldsymbol{C}$ des matrices réelles nous avons les relations suivantes [73] :

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{B}} \mathrm{tr}[\boldsymbol{A}\boldsymbol{B}\boldsymbol{C}] &= \boldsymbol{A}^T \boldsymbol{C}^T \\ \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{B}} \mathrm{tr}[\boldsymbol{C}^T \boldsymbol{B} \boldsymbol{A} \boldsymbol{B}^T \boldsymbol{C}] &= 2\boldsymbol{C}\boldsymbol{C}^T \boldsymbol{B}\boldsymbol{A}.\end{aligned} \tag{III.12}$$

À l'aide de ces relations, la dérivée du critère ε^2 par rapport à $\boldsymbol{W}$ s'exprime ainsi :

$$\begin{aligned}\frac{\partial \varepsilon^2}{\partial \boldsymbol{W}} = 2 \int_{CdV} &(\boldsymbol{M}_\alpha^c)^T \boldsymbol{M}_\alpha^c \boldsymbol{W} \boldsymbol{M}_{aso} \boldsymbol{C}_\psi \boldsymbol{M}_{aso}^T - (\boldsymbol{M}_\alpha^c)^T \boldsymbol{M}_\alpha \boldsymbol{C}_\psi \boldsymbol{M}_{aso}^T \\ &+ (\boldsymbol{M}_\alpha^c)^T \boldsymbol{M}_\alpha^c \boldsymbol{W} \boldsymbol{C}_n\end{aligned} \tag{III.13}$$

Le critère ε^2 est minimal lorsque sa dérivée par rapport à $\boldsymbol{W}$ est nulle. Ainsi la solution de l'estimateur EQMM qui minimise ε^2 est :

$$\begin{aligned}\mathcal{W} = \left[\int_{CdV} (\boldsymbol{M}_\alpha^c)^T \boldsymbol{M}_\alpha^c \,\mathrm{d}\alpha\right]^\dagger \left[\int_{CdV} (\boldsymbol{M}_\alpha^c)^T \boldsymbol{M}_\alpha \,\mathrm{d}\alpha\right] \\ \times C_\psi \boldsymbol{M}_{aso}^T \left[\boldsymbol{M}_{aso} \boldsymbol{C}_\psi \boldsymbol{M}_{aso}^T + \boldsymbol{C}_n\right]^{-1},\end{aligned} \tag{III.14}$$

où l'exposant † représente l'inverse généralisée. La solution donnée à l'équation (III.14) consiste en un estimateur, décrit par l'équation (III.16), suivi d'une projection sur l'espace des perturbations effectivement contrôlées. L'opérateur de projection est :

$$\boldsymbol{P} = \left[\int_{CdV} (\boldsymbol{M}_\alpha^c)^T \boldsymbol{M}_\alpha^c \,\mathrm{d}\alpha\right]^\dagger \left[\int_{CdV} (\boldsymbol{M}_\alpha^c)^T \boldsymbol{M}_\alpha \,\mathrm{d}\alpha\right]. \tag{III.15}$$

Quand toutes les perturbations peuvent être contrôlées, $\boldsymbol{M}_\alpha^c = \boldsymbol{M}_\alpha$. Dans ce cas, l'équation (III.14) s'écrit simplement :

$$\mathcal{W}_{\boldsymbol{M}_\alpha^c = \boldsymbol{M}_\alpha} = \boldsymbol{C}_\psi \boldsymbol{M}_{aso}^T \left[\boldsymbol{M}_{aso} \boldsymbol{C}_\psi \boldsymbol{M}_{aso}^T + \boldsymbol{C}_n\right]^{-1}. \tag{III.16}$$

Nous pouvons observer que cette expression correspond à celle de l'estimateur EQMM classique (*cf.* § II.3.2.b). En effet il est possible de montrer que, dans le cas où $\boldsymbol{M}_\alpha$ est une application linéaire, les perturbations estimées $\hat{\boldsymbol{\psi}}_\varepsilon$ qui minimisent le critère d'erreur de l'équation (III.6) sont données par la relation suivante :

$$\hat{\boldsymbol{\psi}}_\varepsilon = \hat{\boldsymbol{\psi}}_{eqmm} + \boldsymbol{\psi}_{ker}, \tag{III.17}$$

où $\hat{\boldsymbol{\psi}}_{eqmm}$ sont les perturbations estimées par un estimateur EQMM classique et $\boldsymbol{\psi}_{ker}$ les perturbations appartenant au noyau de $\boldsymbol{M}_\alpha$. Ces perturbations correspondent à celles qui ne dégradent pas le front d'onde : $\boldsymbol{M}_\alpha \boldsymbol{\psi}_{ker} = \boldsymbol{0}$. Par conséquent, la solution présentée à l'équation (III.16) est la solution de norme minimale. Ceci implique que les corrections apportées par les différents correcteurs ne se compenseront pas les unes les autres.

III.2 Télescope spatial actif étudié

En utilisant l'approche présentée à la section précédente, nous avons pour but, dans la suite du chapitre, de démontrer numériquement la capacité d'estimer les perturbations d'un télescope actif et ainsi de compenser les aberrations dans le champ résultant de ces perturbations. Notre premier objectif est de valider les hypothèses posées lors de la définition de l'estimateur. Le second est d'analyser les performances ultimes d'un tel système dans un cas réaliste. Pour cela dans cette section nous commencerons par introduire les caractéristiques du télescope utilisé pour cette étude ainsi que les perturbations que nous avons retenues. Nous décrirons l'outil de simulation qui nous a permis étudier la sensibilité du télescope à ces perturbations. Enfin nous donnerons les caractéristiques du système actif en commençant par le dispositif de correction avant de terminer par le système de mesure.

L'instrument choisi est un télescope anastigmat à trois miroirs [Korsch, 1977] avec un champ de vue linéaire de $\pm 0,6°$ destiné à l'observation de la Terre en orbite basse. Une description détaillée de ce télescope a été faite § I.2.2. Nous rappelons ici succinctement ses caractéristiques majeures. Un schéma optique de ce télescope est présenté à la Figure III.1 et ses composants optiques principaux sont :

– Un miroir parabolique primaire (M_1) de diamètre 1,5 m qui définit la pupille d'entrée du télescope. De par son grand diamètre, les déformations mécaniques du M_1 ne peuvent être négligées.
– Un miroir elliptique secondaire (M_2) de diamètre 0,36 m. Avec un tel diamètre, le M_2 peut être considéré comme un corps rigide mais son désalignement doit être pris en compte.
– Un miroir elliptique tertiaire (M_3) de diamètre 0,5 m. Le M_3 est supposé conserver sa position théorique.

Chacun de ces miroirs peut également présenter des erreurs de polissage résiduelles. Mis à part ces trois miroirs ayant une puissance optique, le télescope possède trois miroirs de repliement. Par simplicité, ces miroirs de repliement sont considérés comme parfaitement plans. Un MA (M_d) est également présent dans le train optique du télescope. Il sera décrit plus en détail dans les sections suivantes.

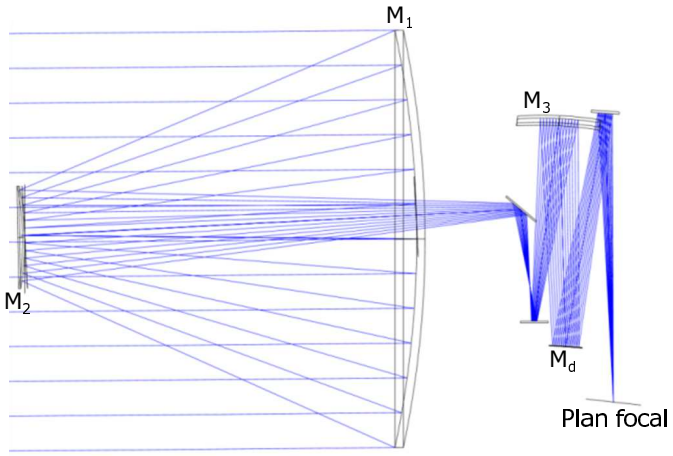


FIGURE III.1 – Schéma optique du télescope étudié.

Les caractéristiques du télescope que nous venons de décrire ont été introduites dans le logiciel ZEMAX afin d'obtenir le modèle optique du télescope. Ce modèle nous servira ensuite pour développer notre outil de simulation numérique d'optique active.
Pour des raisons de simplicité, nous n'avons pas tenu compte de l'obturation de la pupille par le miroir secondaire. Ainsi la pupille est un disque dont le diamètre est celui du miroir primaire.

La qualité optique d'un télescope peut se définir (*cf.* § II.1.1) par le front d'onde résiduel dans la pupille de sortie. Ces aberrations peuvent être calculées à l'aide du modèle optique ZEMAX de ce télescope. La Figure III.2 montre la qualité optique de ce design lorsqu'il n'est pas perturbé et que l'alignement entre tous les miroirs est parfait. Ce graphique présente la valeur rms du front d'onde résiduel (ϕ_0) en fonction de l'angle de champ.

III.2.1 Perturbations considérées

De manière générale, tous les miroirs d'un télescope sont susceptibles de se déformer et de se désaligner sous les contraintes expérimentées par un télescope spatial. Cependant dans le cas du télescope étudié, les dimensions, la position et certaines hypothèses vont nous permettre de

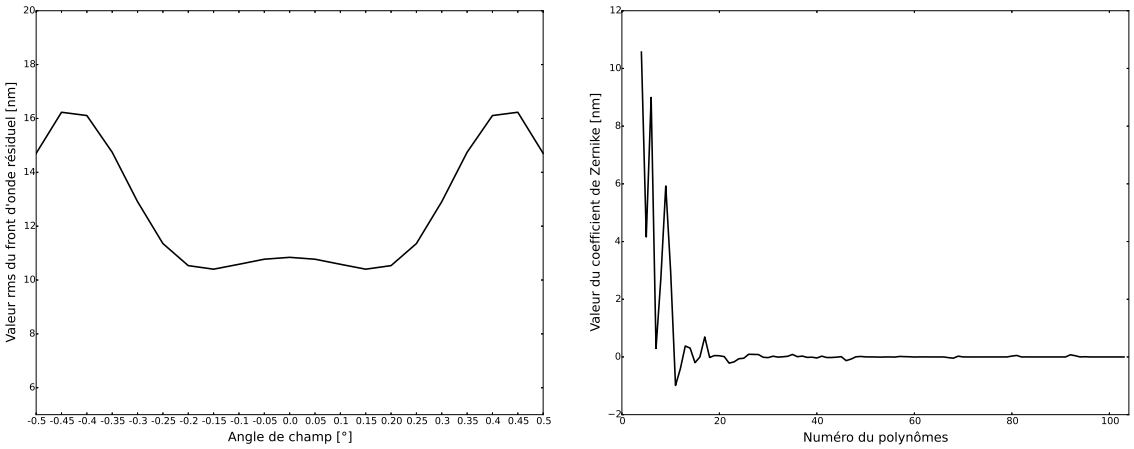


FIGURE III.2 – Gauche : amplitude du front d'onde en fonction de l'angle de champ. Droite : coefficient de la décomposition du front d'onde résiduel sur cent polynômes de Zernike (Z_4 à Z_{103}) pour l'angle de champ 0,45°.

négliger les perturbations de certains miroirs.

Le miroir primaire définit la référence d'alignement du télescope et le plan focal de l'instrument est considéré comme rigidement lié au M_1. Ainsi les désalignements du M_1 $(D_x^1, D_y^1, T_x^1, T_y^1, F^1)$ sont ignorés dans la suite. Les perturbations $\boldsymbol{\psi}_1$ du M_1, constituées uniquement des déformations de sa surface, sont considérées comme décrites par leurs décompositions sur les cents premiers modes de Zernike :

$$\boldsymbol{\psi}_1 = (a_4^1, \ldots, a_i^1), \quad 4 \leq i \leq 103, \tag{III.18}$$

où a_i^1 est le coefficient de la décomposition de la surface optique du M_1 sur le polynôme Z_i de la base de Zernike utilisée. Les modes Z_2 et Z_3 ne sont pas inclus dans les perturbations du M_1.

Afin d'utiliser cette description à l'aide des polynômes de Zernike de la surface optique du M_1 dans le modèle optique ZEMAX du télescope, le M_1 est simulé à l'aide d'une surface de type « Zernike Standard Sag ». L'amplitude des aberrations dans la pupille provenant des déformations du M_1 est de l'ordre de 140 nm rms.

Les désalignements du M_2 que nous considérons sont les décentrements (D_x^2, D_y^2) sur les deux axes orthogonaux à l'axe optique, les basculements (T_x^2, T_y^2) autour de ces deux mêmes axes et le déplacement du M_2 le long de l'axe optique (F^2). La taille relativement modeste du M_2 nous permet de négliger les déformations de sa surface. Les perturbations du M_2 sont donc représentées par les cinq coefficients du vecteur $\boldsymbol{\psi}_2$ défini ainsi :

$$\boldsymbol{\psi}_2 = (D_x^2, D_y^2, T_x^2, T_y^2, F^2). \tag{III.19}$$

Ces perturbation sont insérées dans le modèle optique ZEMAX à l'aide de surfaces de type « Coordinate Break ». L'amplitude des aberrations générées par ces perturbations est de l'ordre de 2,2 µm rms.

Le miroir M_3 est considéré comme rigidement lié au M_1, par conséquent, ses désalignements peuvent être négligés. Comme nous le verrons par la suite, les perturbations de ce miroir ne sont

pas corrigeables dans le télescope étudié. De plus pour séparer l'influence des différents types de perturbations, nous ne tiendrons pas compte des déformations de la surface du M_3 dans la suite de l'étude. Un exception sera faite (*cf.* § III.3.3.a) pour étudier l'effet de perturbations hautes fréquences (Z_{150} à Z_{180}) non corrigeables telles que les erreurs de polissage.

Les dimensions des miroirs plans (20 à 30 cm) et leurs positions nous permettent de supposer ces miroirs comme non déformable, parfaitement plans et rigidement liés au M_1. Ainsi ils sont considérés dans la suite comme non perturbés. Pour le MA nous ne tenons pas compte de ses désalignements car sa proximité avec le M_1 le lie mécaniquement à ce dernier. Les déformations du M_d ne sont pas ignorées car c'est par leur biais que les perturbations du télescope sont corrigées. Cependant ces déformations seront plutôt détaillées dans la partie sur le système de correction (*cf.* § III.2.3.a).

Pour récapituler, les perturbations subies par le télescope sont constituées des désalignement $\boldsymbol{\psi}_2$ du M_2 et des déformations $\boldsymbol{\psi}_1$ de la surface optique du M_1. Excepté pour les résultats présentés § III.3.3.a où des perturbations du M_3 sont ajoutées, elles sont représentées par le vecteur $\boldsymbol{\psi}$ qui est défini ainsi :

$$\boldsymbol{\psi} = (\boldsymbol{\psi}_2, \boldsymbol{\psi}_1). \tag{III.20}$$

Le vecteur $\boldsymbol{\psi}$ est donc constitué de cent cinq composantes.

III.2.2 Étude de sensibilité

Le code de simulation que nous avons développé pour modéliser le système de contrôle de l'OActS est basé sur le langage Python et sur le logiciel de calcul optique ZEMAX. Leurs interactions sont gérées à l'aide du protocole client-serveur d'échange dynamique de données (DDE) de Windows, tel que décrit à la Figure III.3. Ce protocole permet d'envoyer des requêtes au logiciel ZEMAX en lui demandant d'effectuer des opérations sur le modèle optique et ensuite d'obtenir les réponses contenant les résultats.

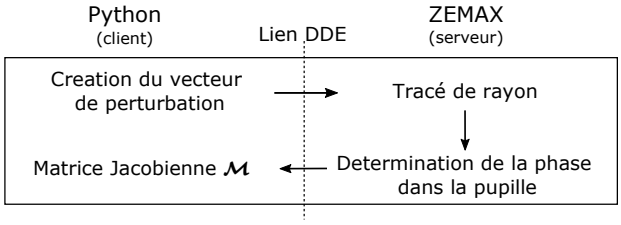


FIGURE III.3 – Schéma illustrant le fonctionnement du lien DDE entre Python et ZEMAX.

L'utilisation de ZEMAX à travers ce protocole nous a principalement servi à construire la matrice Jacobienne $\boldsymbol{M}_\alpha$ décrivant le front d'onde généré par les perturbations du télescope dans la direction de champ α pour plusieurs direction du champ. Cela permettant d'obtenir un échantillonnage correct du CdV du télescope. Le calcule de chacune des matrices $\boldsymbol{M}_\alpha$ est présenté dans le diagramme de la Figure III.4. Tout d'abord, une amplitude positive (I^+) et négative (I^-) pour chaque perturbation (i) sont transmises successivement de Python à ZEMAX à travers le lien DDE. Étant donné le modèle optique du télescope, ZEMAX réalise le tracé de rayons et fournit la décomposition du front d'onde sur les modes (j) de Zernike pour chaque amplitude et chaque perturbation. La soustraction des décompositions correspondant à chaque amplitude

nous permet d'obtenir le gradient d'une perturbation. Le vecteur représentant le front d'onde généré par une perturbation unitaire est ensuite normalisé par le coefficient maximum de la projection du front d'onde sur la base de Zernike.

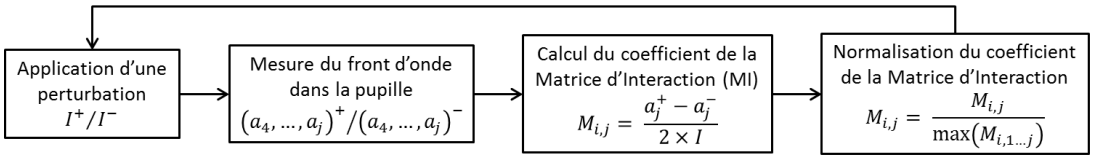


FIGURE III.4 – Schéma illustrant le calcul de la matrice Jacobienne $\boldsymbol{M}_\alpha$ du télescope dans la direction de champ α.

À l'aide du modèle optique ZEMAX du télescope et de la procédure ci-dessus, nous construisons les matrices Jacobiennes $\boldsymbol{M}_\alpha$ pour différentes valeurs de l'angle de champ α de manière à échantillonner par pas de 0,05° le champ du télescope. Pour cela nous utilisons une amplitude de 30 nm rms pour chacune des perturbations du M_1, de 25 µm rms pour chaque décentrement du M_2, de 25 µrad rms pour chaque basculement du M_2 et de 12,5 µm rms pour la distance entre le M_1 et le M_2. Nous obtenons vingt-cinq matrices $\boldsymbol{M}_\alpha$ que nous concaténons pour obtenir la matrice $\boldsymbol{M}_{tel}$. Cette matrice va nous permettre d'étudier la variation dans le champ des aberrations liées aux désalignements du M_2 et la sensibilité du télescope aux différentes perturbations.

La Figure III.5 montre la variation dans le champ de la Coma et de l'astigmatisme pour le basculement autour de l'axe y (T_y^2). Cet exemple nous permet d'illustrer la dépendance en champ de ces aberrations pour le télescope étudié. Comme le prévoit la théorie des aberrations du troisième ordre (*cf.* § II.1.2) la coma est constante dans le champ et l'astigmatisme est linéaire. La pente de l'astigmatisme linéaire est égale à 360 nm par milliradian du basculement du M_2 et par degré du champ. Le defocus du M_2 (F^2) n'est pas représenté : il induit un focus constant dans le champ. Une translation typique du M_2 de 250 µm induit une aberration de focus (Z_4) de 6,2 µm rms dans la pupille.

La SVD de la matrice $\boldsymbol{M}_{tel}$ nous permet d'obtenir les Valeurs Singulières (VS) et les MP de cette matrice. Les MP sont les vecteurs d'une base orthonormale de l'espace engendré par les perturbations. Les VS sont les racines carrées des Valeurs Propres (VP) et nous renseignent sur la sensibilité du télescope aux vecteurs propres de l'espace des perturbations. En effet plus la VS est importante plus le télescope est sensible au MP associé.

La Figure III.6 montre les VS et fait apparaitre trois groupes de VP. Le premier est constitué des cinq VS les plus élevées, vient ensuite un groupe de quatre-vingt quinze VS de valeur identique et enfin un groupe de cinq VS très faibles. Ces trois groupes correspondent à trois groupes de MP que nous pouvons voir sur la Figure III.7 qui présente les MP rangés dans l'ordre décroissant des VS. Chaque ligne de pixels de cette figure correspond à un vecteur propre et chaque pixel représente la coordonnée de ce vecteur sur une perturbation donnée.

Le second groupe de VS regroupe les perturbations associées aux déformations de la surface du M_1 à partir du neuvième polynôme de Zernike (Z_9) jusqu'au Z_{103}. En effet chacun des quatre-

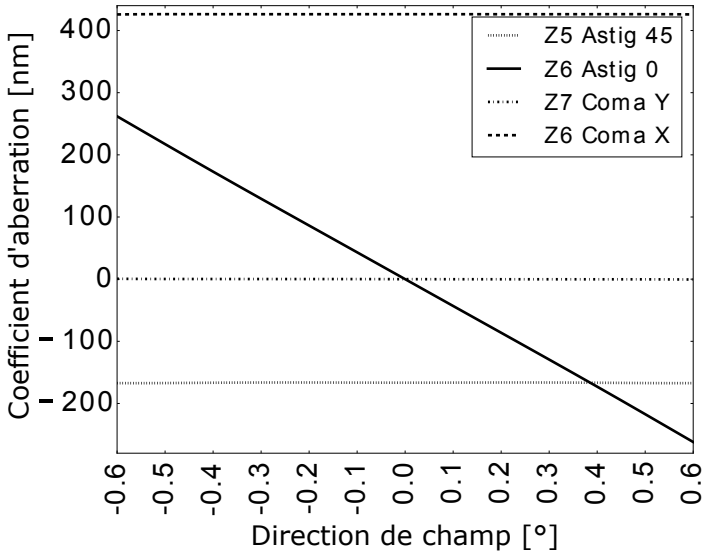


FIGURE III.5 – Valeur des coefficients des aberrations de coma et d'astigmatisme en fonction du champ pour un basculement du M_2 de 500 mrad.

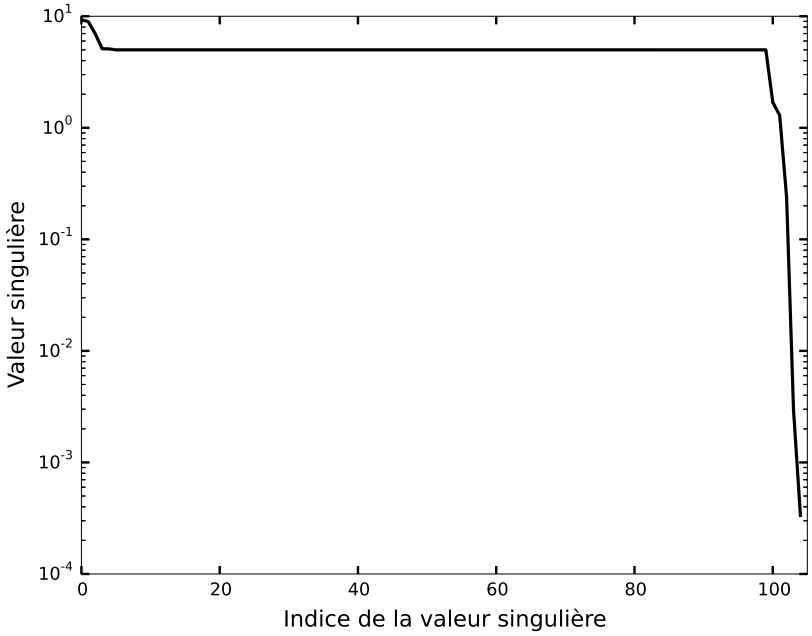


FIGURE III.6 – Valeurs singulières de la matrice M_{tel}.

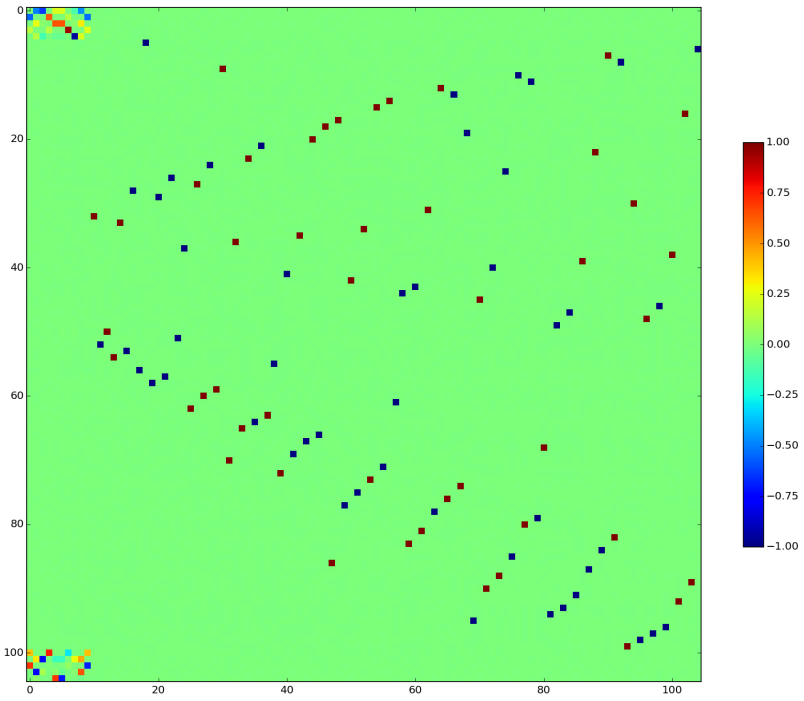


FIGURE III.7 – Coordonnées en ligne des modes propres de l'espace engendré par les perturbations.

vingt quinze MP est constitué d'une seule coordonnée non nulle qui indique la perturbation représentée par ce MP.

Le premier groupe des MP les plus sensibles est composé des MP résultant d'une combinaison linéaire des désalignements du M_2 et des aberrations de focus (Z_4), d'astigmatisme (Z_5, Z_6) et de coma(Z_7, Z_8) venant du M_1. Par exemple le premier MP est un mélange entre :
- les désalignements D_y^2 et T_x^2. En effet à l'ordre trois, le basculement et le décentrement peuvent être considérés comme similaires ;
- les déformations d'astigmatisme (Z_6) et de coma (Z_7) du M_1 et les désalignements du M_2. Un basculement ou un décentrement du M_2 induit de l'astigmatisme et de la coma (*cf.* § II.1.2).

De la même façon, le troisième MP est une combinaison du focus (Z_4) du M_1 et du défocus (F^2) du M_2.

Le troisième groupe est similaire au premier car ses MP résultent des combinaisons linéaires des mêmes perturbations mais avec des coordonnées qui peuvent être différentes. Par exemple le centième MP est identique au deuxième MP à l'exception des coordonnées des perturbations D_x^2, a_5^1 et a_8^1 qui sont opposées. De plus le fait que les VS associées à ces MP soient faibles indique que ces MP induisent peu d'erreurs de front d'onde dans la pupille. Le fait que ces MP soient un mélange des perturbations du M_1 et du M_2 ainsi que leur faible impact sur le front d'onde nous pousse à la conclusion que ces MP sont les combinaisons linéaires de perturbations se compensant les uns les autres. En faisant un parallèle avec l'algèbre linéaire, ces MP correspondent au

noyau de l'application linéaire représentée par la matrice $\boldsymbol{M}_{tel}$. Ceci serait rigoureusement vrai si les VS associées à ces MP étaient nulles.

Ce mélange entre les perturbations, que ce soit dans le premier ou le troisième groupe, caractérise la dégénérescence de ces perturbations et implique que toutes ces perturbations induisent les mêmes types d'erreurs de front d'onde. Par conséquent ces perturbations sont équivalentes entre elles et nous pouvons envisager d'utiliser certaines perturbations pour en corriger d'autres.

III.2.3 Système d'optique active

III.2.3.a Dispositif de correction

Le dispositif de correction intégré au télescope actif étudié se compose d'un Miroir Actif (MA) dédié à la correction des déformations du M_1 et d'un Mécanisme de Repositionnement (MR) dédié à la correction des désalignements du M_2. Le MA, noté M_d dans la suite, est placé dans le plan de la pupille de sortie du télescope. Ainsi il est optiquement conjugué au M_1 par l'intermédiaire du M_2 et du M_3. Comme justifié ci-après (*cf.* § III.3.2), l'influence des déplacements du M_2 est suffisamment faible pour que le M_d et le M_1 déformé soient définis par une surface optique équivalente décrite par cent modes de Zernike, dénotés Z_i avec $4 \leq i \leq 103$. Le mécanisme de repositionnement, quant à lui, est placé au niveau du M_2 et a donc la possibilité d'agir sur des DDL identiques aux perturbations.

Pour des raisons de complexité évidentes dans un télescope spatial le dispositif de correction voit ses capacités limitées ce qui se traduit par le fait que toutes les perturbations ne sont pas corrigées. Ainsi dans la suite, toutes les perturbations du M_1 et du M_2 ne sont pas supposé être corrigées. La position du M_2 peut être modifiée en contrôlant uniquement T_x^2, T_y^2 et F^2. En effet, Schroeder [1999] et Piatrou and Chanan [2010] ont montré que le basculement et le décentrement d'un miroir peuvent se compenser l'un l'autre. De plus, nous avons vu (*cf.* § III.2.2) que les MP des perturbations du télescope contenaient entre autre un mélange des basculements et des décentrements les rendant difficilement séparables.

Toujours pour limiter la complexité du système, la forme du M_d ne peut être contrôlée que sur vingt et un modes de Zernike, Z_i avec $5 \leq i \leq 25$. Le focus, Z_4, n'est pas corrigé par le miroir déformable mais par la translation du M_2 le long de son axe optique (F^2). Mis à part le focus, l'amplitude de la part non corrigée des perturbations du M_1 est de l'ordre de 30 nm rms.

III.2.3.b Système de mesure

Le dispositif de mesure est constitué de plusieurs ASO chacun mesurant une direction du champ. Ce dispositif est représenté par la matrice $\boldsymbol{M}_{aso}$, définie par l'équation (III.5). L'influence du nombre d'ASO et de la direction de mesure est étudiée dans la suite (*cf.* § III.3.1).

Afin de séparer les contributions du processus d'analyse de surface d'onde de celui d'inversion, l'opération de mesure du front d'onde $\boldsymbol{A}$ est décrite dans la plupart des simulations suivantes par une simple projection du front d'onde incident $\phi(\alpha_m)$ sur les cent premiers modes de Zernike, les coefficients (a_2, a_3) n'étant pas utilisés. En effet, nous supposons que la position des étoiles guides utilisées par les ASO respectivement à la structure du télescope n'est pas connue avec précision. De plus, nous décidons de ne pas étudier l'alignement basé sur la distorsion car cela

demande une précision extrême dans la connaissance de la position relative des étoiles dans le champ observé. Finalement, nous pouvons représenter le vecteur de la phase dans la direction de mesure après application du processus de mesure simplifié comme :

$$\boldsymbol{A}\phi_{\alpha_m} = (a_4^m, \ldots, a_i^m)^T, \quad 4 \leq i \leq 103, \tag{III.21}$$

où a_i^m est le coefficient de la décomposition du front d'onde sur le mode Z_i de la base de Zernike utilisée. Dans la suite, le processus de mesure décrit par l'équation (III.21) est nommé ASO modal.

Nous ajoutons ensuite au vecteur des coefficients un vecteur n_m représentatif du bruit de mesure. Dans la suite nous faisons l'hypothèse que le bruit de chaque ASO suit une statistique Gaussienne (Théorème central limite). Nous colorons ce spectre de bruit dans le domaine fréquentiel par une loi en $(n+1)^{-2}$, où n est l'ordre radial du polynôme de Zernike. Cette loi caractérise, comme l'ont montré Rigaut and Gendron [1992], la propagation de bruit d'un ASO de type SH. Nous pouvons alors écrire le vecteur de mesure dans une direction de champ α_m comme suit :

$$\boldsymbol{\varphi}_m = \boldsymbol{A}\phi_{\alpha_m} + n_m = (a_4^m, \ldots, a_i^m)^T + (n_4^m, \ldots, n_i^m)^T. \tag{III.22}$$

Après une étude approfondie de l'estimation des perturbations, nous quantifierons les performances ultimes de notre estimateur. Nous les comparerons ensuite à celles d'un estimateur MC. Pour cela les résultats d'une simulation « end-to-end » qui inclut la modélisation d'ASO de type Shack-Hartmann sont également fournis (*cf.* § III.3.3.b). Pour cette simulation, deux géométries sont utilisées : 10×10 et 6×6 sous-pupilles.

III.3 Étude des performances de l'estimateur

La performance de l'approche, décrite à la section III.1.2 et appliquée au système actif présenté à la section III.2, est étudiée par simulation numérique. La variance du front d'onde résiduel, telle que définie à l'équation (III.7), correspond au critère de performance. Les performances des estimateurs utilisés sont calculées en injectant dans l'expression du critère de performance la matrice de reconstruction $\boldsymbol{W}$ obtenue à l'aide des équations (II.30) et (III.14).

La matrice $\boldsymbol{M}_{aso}$ utilisée dans le modèle linéaire pour calculer les mesures est identique à celle permettant le calcul de la matrice de reconstruction $\boldsymbol{W}$ des estimateurs considérés dans la suite. Ce faisant nous réalisons ce que l'on appelle un crime inverse. Le domaine de validité de notre crime inverse a été étudié en regardant les performances de l'estimation réalisée à partir de mesures simulées directement avec ZEMAX (*cf.* § III.3.2).

L'étude des performances présentée dans les sections suivantes se déroule de la manière suivante : tout d'abord la performance de l'estimation est analysée, en commettant le crime inverse précédemment décrit, en fonction du nombre et de la position des ASO. Puis une fois ces paramètres optimisés, la performance obtenue avec le modèle direct linéaire est comparée à celle obtenue quand les non-linéarités du système sont prises en compte sous ZEMAX. Finalement une fois la validité du modèle linéaire établie, l'intérêt de l'approche proposée par rapport à une approche MC est étudiée en considérant un modèle plus détaillé intégrant la projection sur les perturbations contrôlées ainsi qu'un modèle d'ASO de type SH pour estimer la performance ultime du système actif dans son ensemble. La Figure III.8 présente les différentes simulations utilisées dans la suite pour étudier les performances de l'estimateur EQMM.

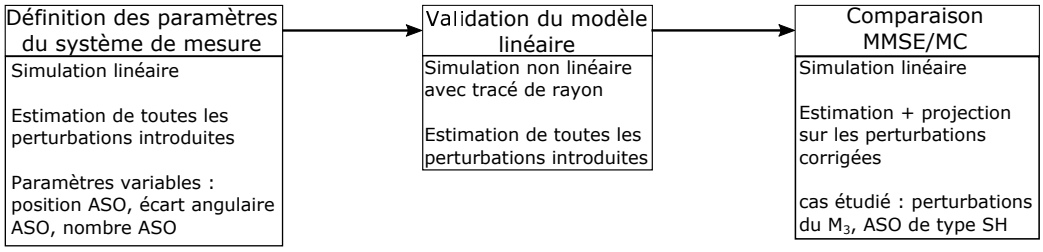


FIGURE III.8 – Diagramme décrivant les différentes simulations utilisées dans les sections suivantes pour étudier les performance de l'estimateur MMSE.

III.3.1 Performances de l'estimation

Selon l'équation (III.14), l'estimation de toutes les perturbations et l'estimation des perturbations contrôlées uniquement sont deux problèmes pouvant être traités séparément sans perte de performance. En effet, Joseph and Tou [1961] ont montré que l'estimation optimale de toutes les perturbations suivie par la projection sur les commandes possibles du dispositif de correction conduit à une estimation optimale des perturbations contrôlées. Dans cette section, nous nous intéressons uniquement à l'étape d'estimation et nous étudions l'influence de la position des ASO sur l'estimation de toutes les perturbations du télescope. À ce stade, la mesure est supposé être réalisée avec deux analyseurs de surface d'onde de type modal. En effet, avec deux ASO, l'analyse des VP de la matrice $\boldsymbol{M}_{aso}\boldsymbol{M}_{aso}^T$ présentées à la Figure III.9, montre que le problème est assez bien conditionné même si les effets d'un basculement du M_2 sont difficiles à séparer des effets de sa translation (*cf.* § III.2.2). Finalement, le gain apporté par l'ajout d'ASO supplémentaires est quantifié.

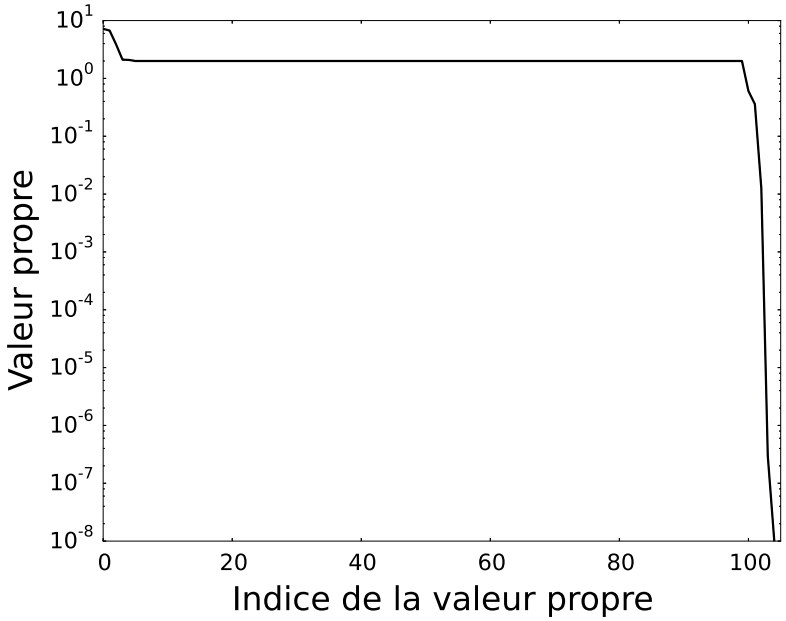


FIGURE III.9 – Valeur propre de la matrice $\boldsymbol{M}_{aso}\boldsymbol{M}_{aso}^T$

III.3.1.a Direction de mesure

L'influence de la distance angulaire entre les deux ASO est étudiée en premier lieu. La direction de mesure du premier ASO correspond au bord du champ : à $0,6°$ du centre du champ. La position du second analyseur varie de $-0,6°$ à $0,55°$. Nous explorons donc des distances angulaires dans un intervalle allant de $1,2°$ à $0,05°$. La Figure III.10 représente l'EQM du front d'onde résiduel intégré sur le champ, ε, telle que définie à l'équation (III.6) quand les perturbations sont estimées avec la matrice de reconstruction $\boldsymbol{W}$ définie à l'équation (III.14).

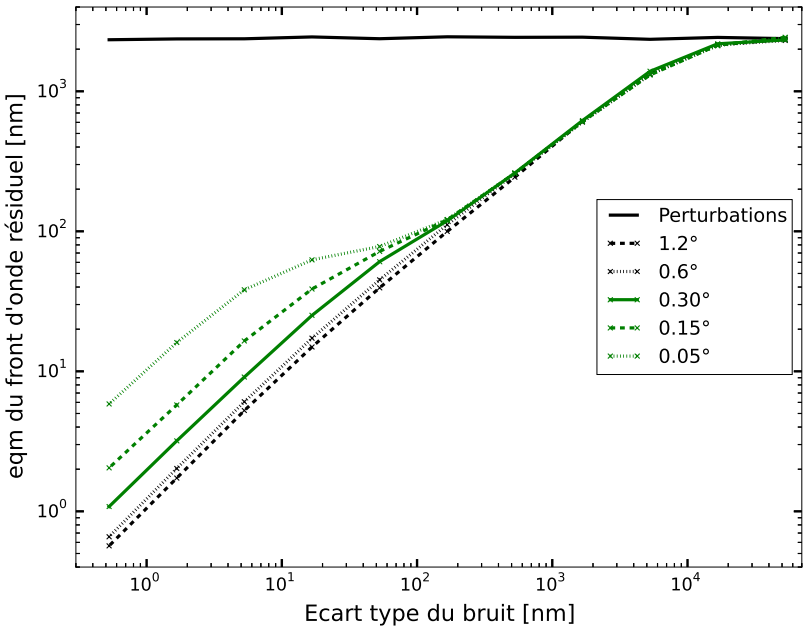


FIGURE III.10 – Estimation : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure pour différente distances angulaires entre les deux ASO. Données générées en utilisant l'Eq. (III.2) avec un estimateur EQMM. La direction de mesure d'un des ASO est fixée au bord du champ.

L'allure des courbes est le résultat d'une compétition entre les trois termes de l'équation (III.9). Trois régimes peuvent être identifiés. Le premier est obtenu quand le niveau du bruit est très élevé : $\hat{\phi} = 0$ et $\varepsilon^2 = \int_{CdV} \langle \|\phi(\alpha)\|^2 \rangle \, \mathrm{d}\alpha = \text{cte}$. Dans ce cas, aucune perturbation n'est estimée pour éviter l'amplification du bruit et la performance est simplement égale aux perturbations quelle que soit la position des ASO.

Le second est un régime intermédiaire où l'erreur est proportionnelle au niveau de bruit. Notons que, pour ce régime, la superposition des différentes courbes indique que l'impact du bruit est identique quelle que soit la position des analyseurs de surface d'onde. En effet, le niveau de bruit est encore trop élevé pour que la différence entre les différentes directions de mesures puisse être exploitée.

Enfin, pour le troisième régime, le niveau de bruit devient suffisamment faible pour exploiter la

différence entre les deux mesures de surface d'onde. Dans ce régime, l'EQM ε augmente quand la distance entre les ASO diminue. En effet lorsque les deux ASO se rapprochent, la différence entre leurs mesures diminue ainsi que l'information issue de cette différence ce qui implique deux conséquences. Premièrement, pour un même niveau de bruit le rapport signal à bruit est plus faible lorsque les ASO sont proches et donc l'erreur d'estimation est plus importante. Deuxièmement, il est nécessaire d'avoir un bruit plus faible pour que le système puisse exploiter la différence entre les mesures. Ceci explique pourquoi les courbes se séparent à un niveau de bruit plus faible lorsque les ASO se rapprochent.

Les performances visées par les systèmes d'OActS sont de l'ordre de 10 nm rms. La Figure III.10, nous indique que pour atteindre ce genre de performances, la distance angulaire entre les ASO doit être de $0,3°$ pour un bruit non nul inférieur à 10 nm rms. Cet écart angulaire sera donc utilisé pour étudier la sensibilité de l'estimateur à la direction de mesure.

La Figure III.11 présente la performance obtenue pour cinq positions du couple d'ASO, quand la distance angulaire entre eux est fixée à $0,3°$. Deux des trois régimes présents sur la Figure III.10 sont également observés. La différence entre les positions est visible en régime faible bruit : la performance est légèrement meilleure lorsque les ASO ont des directions de mesure symétriques dans le champ.

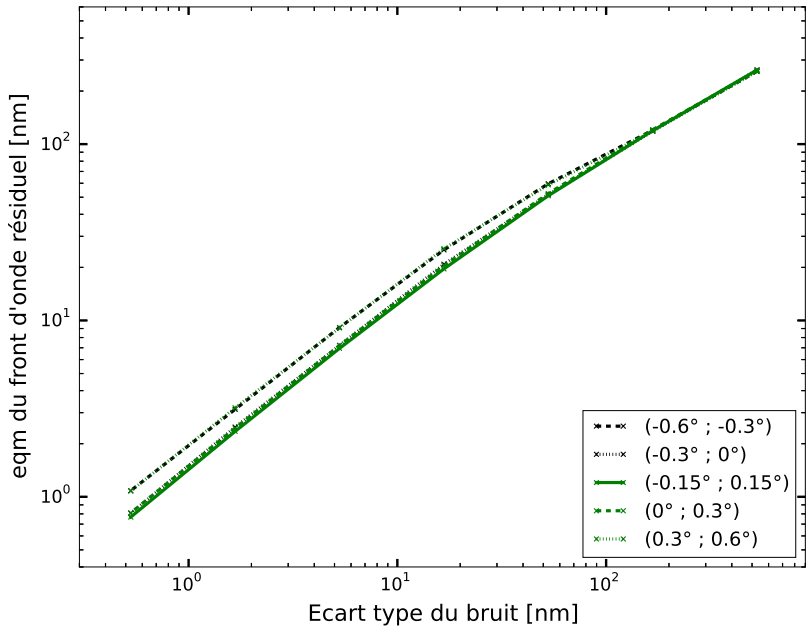


FIGURE III.11 – Estimation : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure pour différentes positions du couple de direction de mesure des deux ASO. Données générées en utilisant l'Eq. (III.2) avec un estimateur EQMM. La distance angulaire entre les ASO est fixée à $0,3°$.

III.3.1.b Nombre d'analyseurs

L'influence du nombre d'ASO sur la performance de l'estimateur est analysée dans la suite. Pour cela, quatre configurations sont considérées : deux, trois, quatre et cinq analyseurs de surface d'onde régulièrement positionnés dans l'intervalle de champ $[-0,6° ; 0,6°]$. Le niveau du bruit de mesure de chaque ASO est le même quel que soit le nombre d'ASO. Ceci correspond au cas réel où chaque ASO regarde un objet (étoile ou scène terrestre) différent dans sa direction de mesure dont la luminosité est identique. Ainsi le nombre de photon par ASO est constant.

L'écart quadratique moyen ε est tracé à la Figure III.12 comme une fonction du niveau de bruit de chaque ASO. Nous observons une diminution de l'erreur ε lorsque le nombre d'ASO augmente. Cette augmentation de la performance est due au fait que le niveau de bruit est maintenu constant quel que soit le nombre d'ASO. En effet, cela revient également à dire que le signal utile disponible pour chaque ASO est constant quel que soit le nombre d'ASO et donc qu'il augmente lorsque le nombre d'ASO augmente. Ainsi le rapport signal à bruit augmente et la qualité de la reconstruction augmente également conduisant à une erreur plus faible.

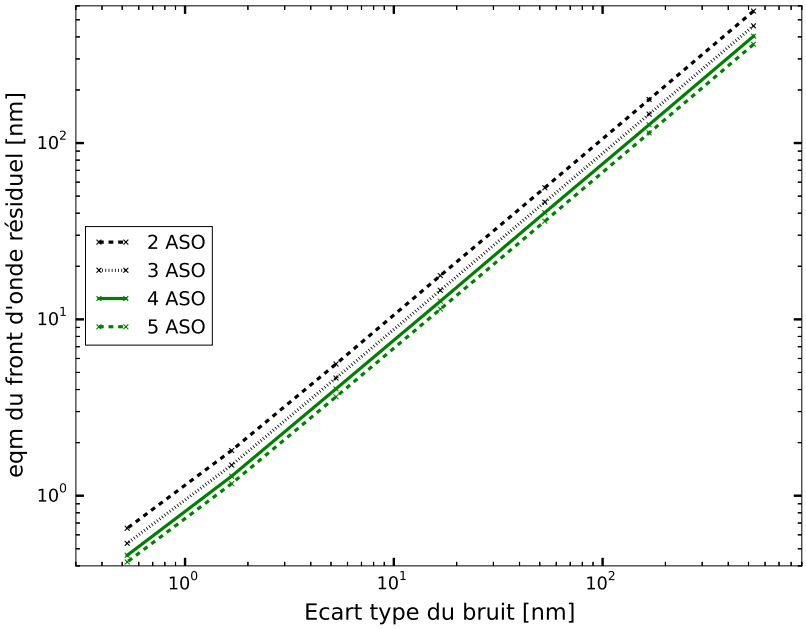


FIGURE III.12 – Estimation : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure de chaque ASO pour différents nombres d'ASO dans l'intervalle de champ $[-0,6° ; 0,6°]$. Données générées en utilisant l'Eq. (III.2) avec un estimateur EQMM.

Nous venons de voir qu'augmenter le nombre d'ASO permet de diminuer l'erreur d'estimation. Cependant, un système avec un grand nombre d'ASO est complexe. Les contraintes opérationnelles vont nous poussez à réduire au maximum le nombre d'ASO tout en conservant une erreur d'estimation raisonnable compte tenu de la performance finale du système d'OActS visée. Nous avons vu précédemment (*cf* § III.3.1) que deux ASO étaient nécessaire pour que le problème de l'estimation tomographique soit bien conditionné. L'erreur quadratique moyenne d'estima-

tion visée étant en dessous de $100\,\mathrm{nm}^2$, deux ASO fournissent suffisamment d'information pour contrôler les deux miroirs du télescope actif dont le CdV est linéaire.

Pour résumer l'étude de sensibilité, la performance de l'estimateur est fonction de la position de chaque ASO et de leur nombre. La distance angulaire entre ces derniers est le paramètre le plus sensible. Une configuration symétrique semble également légèrement préférable. Dans la suite, la configuration la plus adaptée à notre système est choisie : deux ASO positionnés à $+0,6°$ et $-0,6°$ dans le champ. La solution privilégiée est constituée de deux ASO mesurant simultanément chacune des deux directions de champ. Ce choix est fait pour éviter les déformations du télescope qui apparaitraient entre les deux mesures d'un seul ASO séparées temporellement.

III.3.2 Validité du modèle linéaire de télescope

Dans les faits, l'équation (III.2) qui décrit, à l'aide d'un modèle direct linéaire, les aberrations du télescope en fonction des perturbations contient certaines approximations. Cette section est dédiée à l'analyse des principales non-linéarités du modèle direct et de leurs effets.

III.3.2.a Aperçu du problème

Le basculement ou le décentrement d'un miroir ont trois conséquences. La plus visible est la déviation du faisceau optique qui génère une erreur de pointage du télescope et donc décale le champ dans le plan du détecteur. La seconde est le déplacement de l'image de la pupille de sortie, mais également sa distorsion. Les aberrations de désalignement représentent la dernière conséquence qui jusqu'ici a été l'élément le plus étudié.

La théorie des aberrations du troisième ordre d'un système optique décentré (*cf.* § II.1.2) a montré que les aberrations à partir de l'astigmatisme avaient une composante non linéaire vis à vis des désalignements (*cf.* § II.16). Dans le cas du télescope étudié, comme nous aurons l'occasion de le voir à l'aide des simulations numériques présentées ci-après, le comportement non linéaire des aberrations d'ordre élevé est négligeable.

Mis à part ces aberrations d'excentrement classiques, la déviation du faisceau optique induite par le désalignement d'un miroir doit être considéré. Comme nous l'avons souligné précédemment (*cf.* § III.1.1), cette déviation correspond à la conséquence la plus visible du désalignement d'un miroir. Cette déviation à deux conséquences : une translation du champ par rapport au détecteur et une modification de l'angle et de la position des rayons lumineux sur les surfaces suivantes. Cette modification entraîne un couplage entre les désalignements d'une surface et les aberrations des surfaces suivantes. Pour prendre en compte ce couplage un tracé de rayon avec ZEMAX est réalisé pour chaque réalisation des perturbations du télescope.

En revanche, le décalage du champ dans le plan focal n'est pas pris en compte dans le modèle optique ZEMAX et a pour conséquence de changer la direction de mesure effective des ASO rigidement liés au plan focal par rapport à celle utilisée dans le modèle. Au premier ordre, l'erreur de surface d'onde dans la direction effective de mesure des ASO peut être approximée par :

$$\phi_e(\alpha_m) \simeq \phi(\alpha_m + \delta) \simeq \phi(\alpha_m) + \delta\nabla\phi(\alpha_m), \tag{III.23}$$

où $\phi_e(\alpha_m)$ correspond à l'erreur effective de surface d'onde, $\phi(\alpha_m)$ à l'erreur de surface d'onde donnée par le modèle linéaire et δ au décalage du champ. Cette dernière erreur peut être non

négligeable et peut limiter la précision de notre approche. Dans le cas du M_2 du télescope étudié, la translation du champ est de l'ordre de 0,2° pour un basculement typique de 0,5 mrad ou un décentrement typique de 0,5 mm.

Dans le cas du télescope étudié, Les effets du décalage et de la distorsion de la pupille sont induits par le désalignement du M_2. Pour évaluer leur impact nous avons regardé les déplacements de la pupille de sortie en fonction des désalignements du M_2. Le déplacement de la pupille par rapport au modèle induit des erreurs lors de la mesure du front d'onde par les ASO. À titre d'exemple, la Figure III.13 montre la distance séparant le centre de la pupille avant et après déplacement en fonction du basculement autour de l'axe X (T_x^2) du M_2. Cette distance est calculée de la manière suivante :

$$d = \sqrt{(x_c - x_0)^2 + (y_c - y_0)^2}, \tag{III.24}$$

où $(x_c; y_c)$ et $(x_0; y_0)$ sont respectivement la position du centre de la pupille après déplacement et avant déplacement.

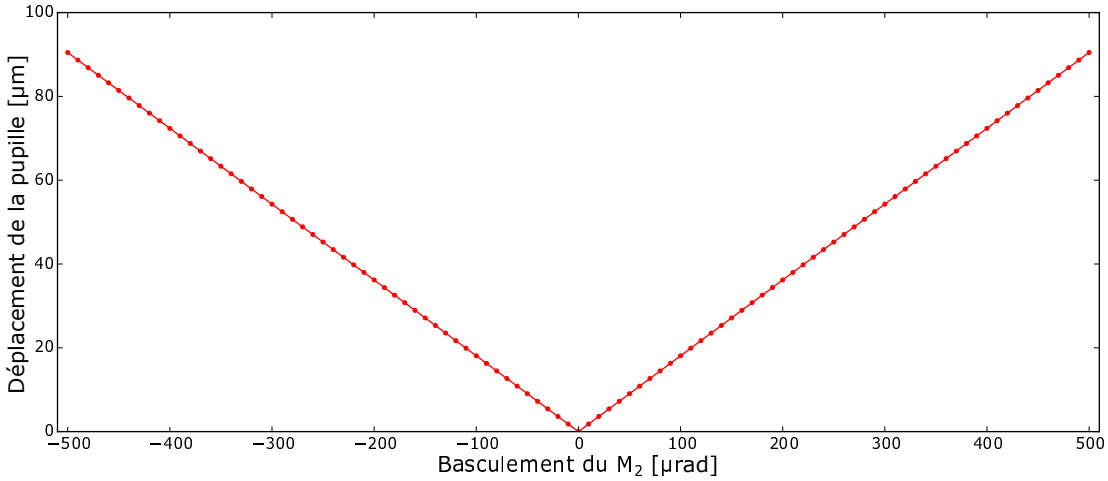


FIGURE III.13 – Distance séparant le centre de la pupille de sortie du télescope avant et après déplacement en fonction du basculement autour de l'axe X du M_2.

La pupille ayant un diamètre de 100 mm à cette endroit, la distance est inférieure à 0,1 % du diamètre de la pupille. Pour notre exemple, l'effet sur la mesure de front d'onde a été estimé à moins de 1 nm (en considérant des déformations du M_1 et des désalignements du M_2 typiques) et peut donc être négligé. Si nécessaire, dans des systèmes plus sensibles, cet effet peut être supprimé en déterminant séquentiellement les déplacements du M_2 et les déformations du M_1 comme peuvent le faire Upton et al. [2010].

Enfin, les termes couplant les déformations du M_1 et celles du M_d sont négligeables dans notre cas puisque les deux miroirs sont conjugués optiquement et que le défaut de conjugaison dû aux mouvements de la pupille est faible. Même pour des systèmes plus complexes incluant des miroirs déformables dans un plan pupille et dans un plan focal, ces termes devraient être négligeables tant que les déformations restent faibles.

III.3.2.b Modélisation numérique

Le comportement du système est maintenant décrit par ZEMAX afin de prendre en compte les non-linéarités décrites ci-dessus. Ceci nous permet d'effectuer un tracé de rayon pour chaque combinaison de perturbations. Ainsi, contrairement aux simulations précédentes où le critère de performance était calculé directement, le calcul du critère à l'aide de simulation Monte-Carlo est ici indispensable pour prendre en compte l'ensemble des non-linéarités. Les différentes étapes de la simulation sont décrites à la Figure III.14.

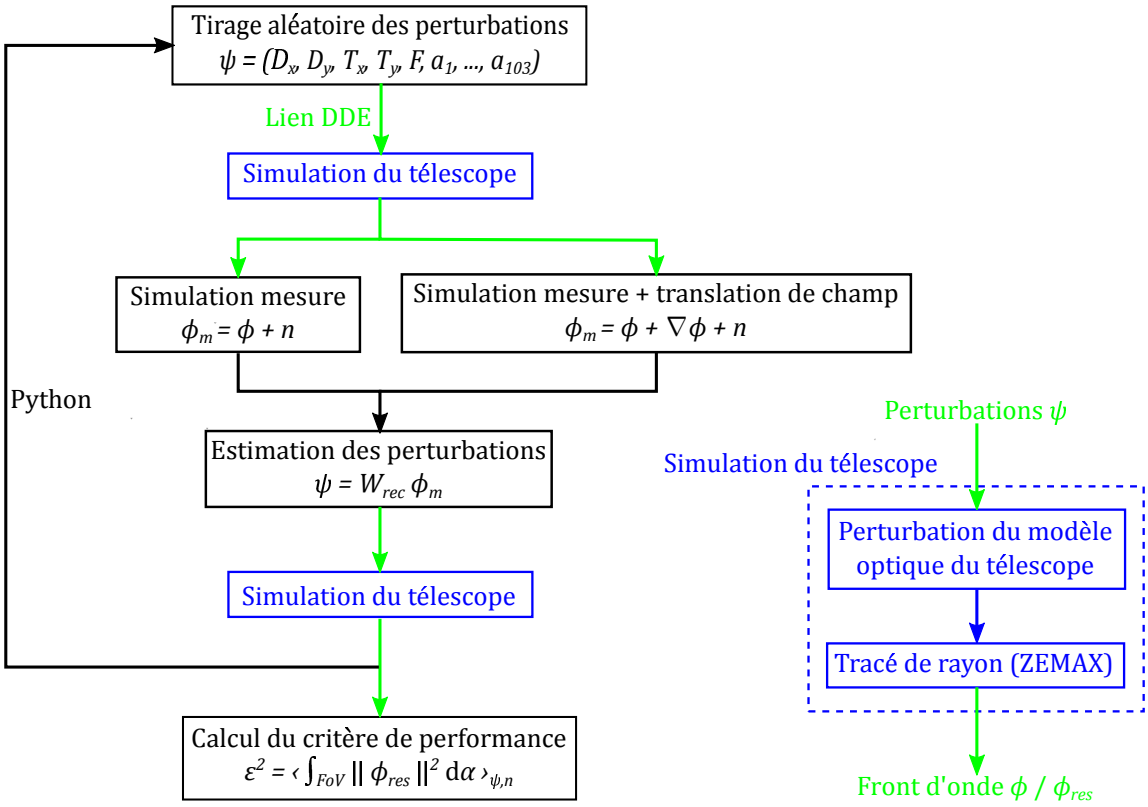


FIGURE III.14 – Diagramme représentant les étapes principales de la simulation des non-linéarités du modèle de télescope.

Nous commençons par introduire les perturbations d'entrée, tirées aléatoirement, dans le modèle optique ZEMAX et nous récupérons les coefficients de la décomposition du front d'onde sur la base de Zernike après un tracé de rayons. À partir de ces données, le front d'onde mesuré par les ASO est calculé de deux manières. Dans le premier cas en ajoutant simplement le bruit de mesure. Dans le deuxième cas nous prenons en compte la translation du champ à l'aide de l'équation (III.23). À l'aide du front d'onde mesuré, l'estimé EQMM des perturbations est calculé à partir des équations (III.8) et (III.16) en considérant que le système est linéaire. La matrice $\boldsymbol{M}_{aso}$ est obtenue à partir de perturbations dont les amplitudes sont représentatives de celles des perturbations à estimer. Pour simuler la correction nous injectons dans le modèle ZEMAX les perturbations $\boldsymbol{\psi}_{res}$ suivantes :

$$\boldsymbol{\psi}_{res} = \boldsymbol{\psi} - \hat{\boldsymbol{\psi}}. \tag{III.25}$$

Ceci nous permet, après le tracé de rayons, d'obtenir le front d'onde résiduel $\boldsymbol{\phi}_{res,\alpha}$ non estimé

et de calculer notre critère de performance à l'aide de l'expression suivante :

$$\varepsilon^2 = \int_{CdV} \left\langle \|\boldsymbol{\phi}_{res,\alpha}\|^2 \right\rangle_{\boldsymbol{\psi},\boldsymbol{n}} \, \mathrm{d}\alpha. \tag{III.26}$$

Pour séparer l'influence des non-linéarités et des capacités limitées du système de correction, la simulation est réalisée dans le cas où on estime toutes les perturbations (*cf.* § III.3.1). L'analyse de surface d'onde est décrite par projection sur l'ensemble des polynômes de Zernike (voir § III.2.3). De plus, les surfaces du M_2 et du M_3 sont considérées comme parfaites. Enfin, pour obtenir des résultats statistiquement valides, nous réalisons la simulation décrite ci-dessus pour quatre cent tirages de perturbations et de bruit.

La performance de l'estimateur est étudiée pour deux niveaux de perturbations. Le premier niveau que nous appellerons modéré qui correspond à l'alignement en début de vie opérationnelle du télescope est celui utilisé jusqu'à présent : l'amplitude des perturbations d'entrée est de 140 nm rms pour le M_1 et de 2,2 µm rms pour le M_2. Pour le niveau de perturbation faible qui est représentatif des perturbations subies durant l'orbite, l'amplitude des perturbations est toujours de 140 nm rms pour le M_1 mais de seulement 150 nm rms pour le M_2.

Le critère de performance ε, calculé quand le système est décrit par ZEMAX, est donné comme une fonction du niveau de bruit (voir Figure III.15). Le résultat obtenu avec le modèle linéaire est tracé pour comparaison. La non-linéarité du modèle introduit un seuil à faible bruit. Le niveau du plateau est de 26 nm rms pour les perturbations modérées et de 3 nm rms dans le cas des perturbations faibles. Ainsi les erreurs commises en supposant le système décrit par un modèle linéaire semblent négligeables. Cependant dans le cas où elles ne le seraient pas, il serait possible de les supprimer en estimant les perturbations minimisant ε de manière itérative soit à l'aide d'une approche numérique soit par des itérations du système actif lui-même. Dans les deux cas, cela met en œuvre un fonctionnement en boucle fermée du système d'OActS ou de son modèle numérique. Il est bien évident que dans le cas d'un télescope spatial, l'approche numérique sera privilégiée.

L'influence du décalage du champ est mise en évidence en le supprimant ou pas numériquement avant la mesure de la surface d'onde. Nous pouvons voir sur la Figure III.15 que son effet est prédominant. En effet, le niveau du plateau est de 26 nm quand le décalage du champ est pris en compte mais uniquement de 6 nm quand il n'est pas considéré.

III.3.3 Projection sur les perturbations contrôlées

Dans cette section, nous étudions la performance de correction de l'estimateur EQMM dans le cas d'un télescope spatial actif avec des capacités finies de correction. Les données sont de nouveau générées à l'aide de l'équation (III.4). À titre de comparaison la performance d'un estimateur de type MC est également calculée. Dans un premier temps, le processus d'analyse de la surface d'onde n'est pas pris en compte. Puis, les résultats d'une simulation « end-to-end », intégrant les erreurs du processus de mesure d'un ASO de type SH, sont présentés.

Les perturbations subies par le télescopes et les caractéristiques du système d'optique active sont identiques à celles utilisées précédemment (*cf* § III.2.3, III.2.1) et sont rappelées ci-après.

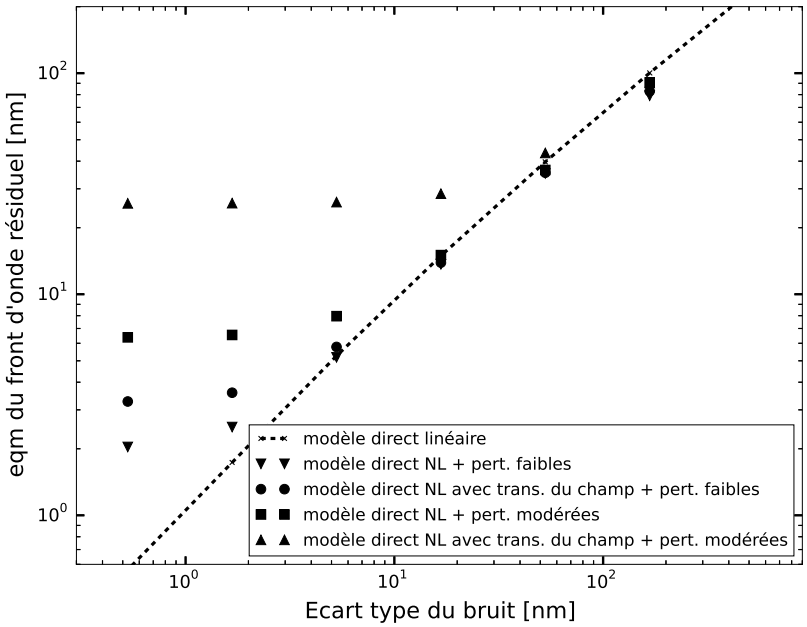


FIGURE III.15 – Estimation : écart quadratique moyen ε (voir (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure. Données du modèle direct issues de ZEMAX et estimation réalisée par EQMM.

Comme déjà évoqué, le dispositif de mesure comprend deux ASO dans les directions de champ $(-0,6° ; 0,6°)$. La position du M_2 peut être modifiée en contrôlant seulement T_x^2, T_y^2 et F^2. Le miroir M_d corrige les polynômes de Zernike de Z_5 à Z_{25} tandis que le focus Z_4 est corrigé par le M_2. L'amplitude des perturbations est respectivement de 2,2 µm rms pour le M_2 et 140 nm rms pour le M_1.

III.3.3.a Analyseur modal

Deux cas sont considérés pour illustrer le bénéfice apporté par l'estimateur EQMM. Pour le premier, les formes du M_2 et du M_3 sont supposées parfaites. Pour le second, la forme du M_3 est perturbée par des erreurs de polissage indéterminées. Ces erreurs sont simulées par des déformations à la surface optique du M_3 représentées par les polynômes de Zernike Z_i avec $150 \leq i \leq 180$. Un spectre en i^{-2} est appliqué à la valeur du coefficient de chaque polynôme. L'amplitude globale des erreurs de front d'onde résultant des perturbations venant du M_3 est de 30 nm rms.

La Figure III.16 présente la performance obtenue avec les estimateurs MC et EQMM quand la surface du M_3 est parfaite. L'estimateur EQMM est toujours meilleur que le MC. Quand l'effet du bruit est prédominant, la différence entre les deux estimations devient notable : la régularisation est mieux gérée par le EQMM. Cependant, dans ce régime, la performance est mauvaise, comparée aux exigences habituelles pour les télescopes spatiaux.

Quand le niveau du bruit devient négligeable, la performance des deux estimateurs atteint un seuil, correspondant à la part non corrigée des déformations du M_1 et des désalignements du

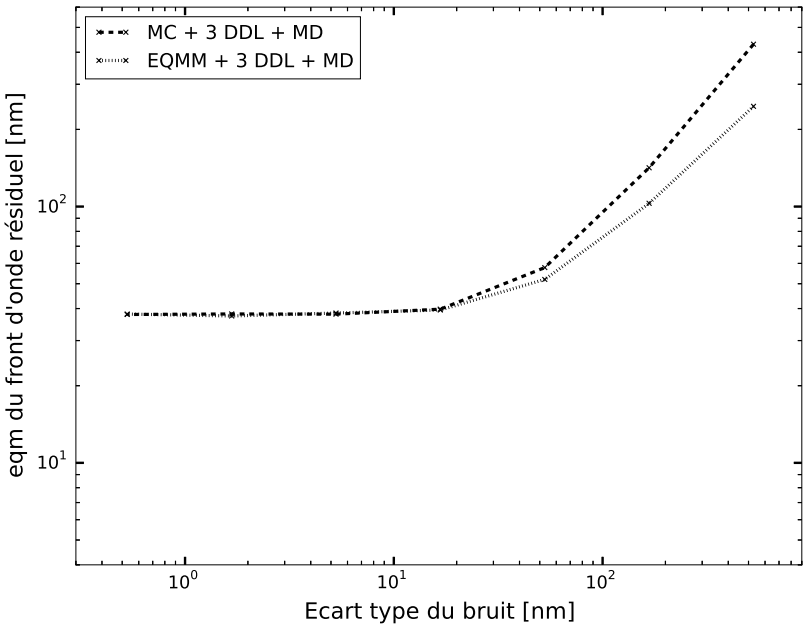


FIGURE III.16 – Projection : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure. Données issues de l'Eq. (III.4) avec une estimation réalisée par EQMM et MC à partir de mesures d'un ASO modal. Les surfaces des miroirs M_2 et M_3 sont considérées comme parfaites.

M_2. Dans le régime à bas bruit, les estimateurs EQMM et MC sont équivalent et offrent la même performance, acceptable relativement aux exigences optiques pour un télescope spatial. Notons que l'erreur induite par les perturbations non corrigées est prédominante par rapport aux erreurs du modèle modèle linéaire présentées dans la section précédente (voir Figure III.15).

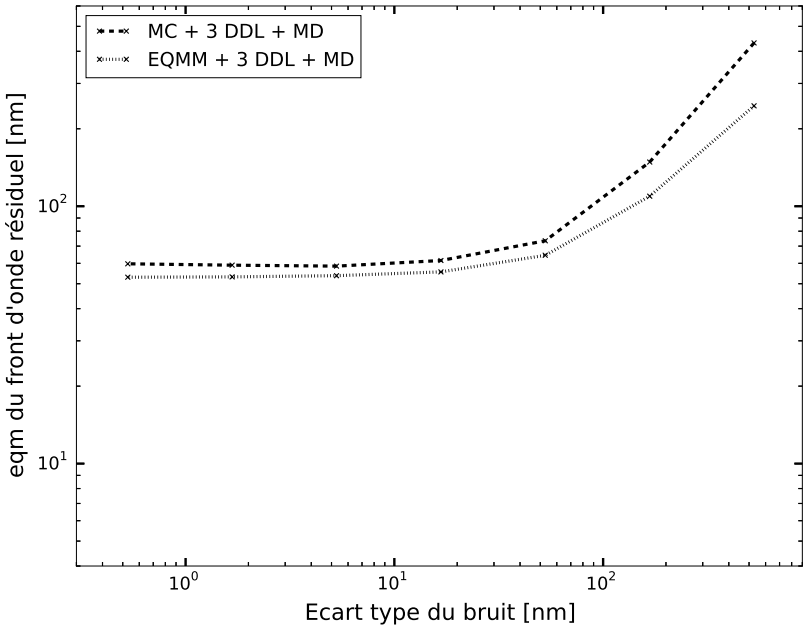


FIGURE III.17 – Projection : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure. Données issues de l'Eq. (III.4) avec une estimation réalisée par EQMM et MC à partir de mesures d'un ASO modal. La surface du M_2 est considérées parfaite et celle du M_3 avec des erreurs de polissage.

La Figure III.17 présente la performance obtenue pour les estimateurs MC et EQMM quand la surface du M_3 est perturbée par des erreurs résiduelles de polissage. Quand l'effet du bruit est prédominant, les comportements observés sont les mêmes que dans le cas précédent.

En régime à bas bruit, le niveau du plateau correspondant à la part non corrigée des déformations du M_1, du M_3 ainsi que du désalignement du M_2 est atteint par l'estimateur EQMM uniquement. Cette performance est obtenue grâce au processus en deux étapes de l'estimateur EQMM, c'est-à-dire estimation de l'ensemble des perturbations puis projection celles qui sont contrôlées.

Le front d'onde résiduel en fonction du champ pour le régime à bas bruit est tracé à la Figure III.18. La qualité optique reste quasiment constante dans le champ pour les deux estimateurs. Le niveau du plateau atteint par l'estimateur MC est 10 nm plus haut car les aberrations du M_3, considérées comme du bruit, sont repliées sur les aberrations estimées du M_1 et du M_2 ce qui n'est pas le cas pour l'estimateur EQMM.

Les perturbations du M_3 étant réduites, cet effet reste faible. Cependant, cette simulation met

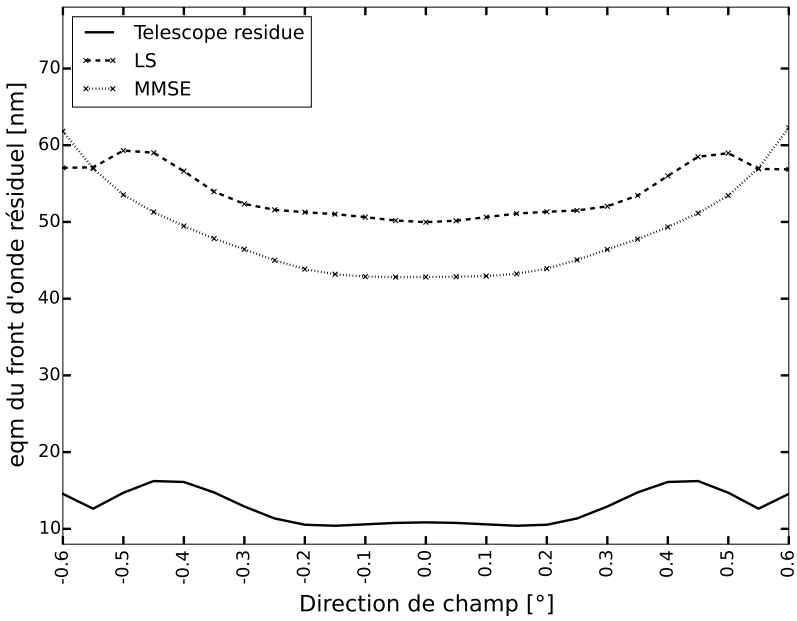


FIGURE III.18 – Projection : écart quadratique moyen du front d'onde résiduel en fonction du champ de vue du télescope. Données issues de l'Eq. (III.4) avec une estimation réalisée par EQMM et MC à partir de mesures d'un ASO modal. La surface du M_2 est considérées parfaite et celle du M_3 avec des erreurs de polissage.

en évidence que l'approche EQMM optimise la gestion des systèmes d'optique active complexes, quand la boucle de correction est appliquée à certains éléments uniquement.

III.3.3.b Analyseur de Shack-Hartmann

La même étude que dans la section précédente est menée, excepté que le processus de mesure par un ASO de type Shack-Hartmann est pris en compte. La mesure par un ASO SH est modélisée en calculant la pente moyenne du front d'onde dans chaque sous-pupille. Cette opération étant linéaire, elle est facilement prise en compte par les estimateurs à travers la multiplication par une matrice décrivant cette transformation. Du bruit est ajouté aux pentes moyennes afin de modéliser la mesure réelle.

Les sous-pupilles sont positionnées sur une grille cartésienne. Deux géométries sont considérées : six et dix sous-pupilles dans le diamètre de la pupille. La première configuration, avec six sous-pupilles, présente suffisamment de sous-pupilles pour estimer les vingt et un premiers modes de Zernike. Néanmoins, les modes de haut ordre des perturbations du M_1 ne sont pas mesurés. La seconde configuration, avec dix sous-pupilles, permet de mesurer quasiment toutes les perturbations du M_1.

Dans le cas d'une source ponctuelle, Rousset [1999] ont montré que le bruit était inversement proportionnel au diamètre de la sous-pupille. Ainsi la configuration à six sous-pupilles semble se comparer favorablement à la configuration à dix sous-pupilles. Néanmoins l'utilisation de pose longue, rendue possible par la stabilité des télescopes spatiaux, ainsi que l'observation d'étoiles brillantes résolvent le problème de flux dans le cas de la configuration à dix sous-pupilles. En revanche dans le cas d'une source étendue, Michau et al. [2006] ont montré que le bruit était plutôt inversement proportionnel au nombre de pixel par sous-pupille (*cf.* Eq. II.23). Ainsi dans le cas où le détecteur et son nombre de pixel total sont fixés, la configuration à six sous-pupilles est préférable.

La Figure III.19 présente les résultats obtenus avec le modèle de SH. En considérant une même source pour les deux géométries, le bruit de mesure dépend de la taille de la sous-pupille ainsi que de divers autres paramètres de l'ASO. Par souci de simplicité, les performances obtenues avec les deux configurations sont présentées en fonction du niveau de bruit par sous-pupille. La performance obtenue avec l'estimateur EQMM est quasiment identique, quelle que soit la configuration. Les deux régimes peuvent toujours être distingués. Le niveau du plateau, atteint quand le bruit est négligeable, représente toujours la part non corrigée des perturbations du M_1 et du M_2.

Au contraire, la performance obtenue avec l'estimateur MC dépend fortement de la configuration de SH bien que le conditionnement, utilisé lors de la SVD tronquée pour obtenir les résultats ait été optimisé pour le faible niveau de bruit. Avec dix sous-pupilles, la performance de l'estimateur MC est quasiment équivalente à celle du EQMM. Avec six sous-pupilles, le niveau du plateau est très élevé et vient du fait que les perturbations du M_2 sont très mal estimées. En effet, les aberrations de haut ordre non mesurées sont repliées durant le processus de mesure sur les aberrations mesurées. Ceci induit un bruit supplémentaire lors de la mesure de front d'onde qui est amplifié durant le processus d'estimation par MC. Dans le cas du EQMM, cette erreur de repliement est supprimée grâce à l'approche statistique et à l'ajout d'*a priori* [Wallner, 1983].

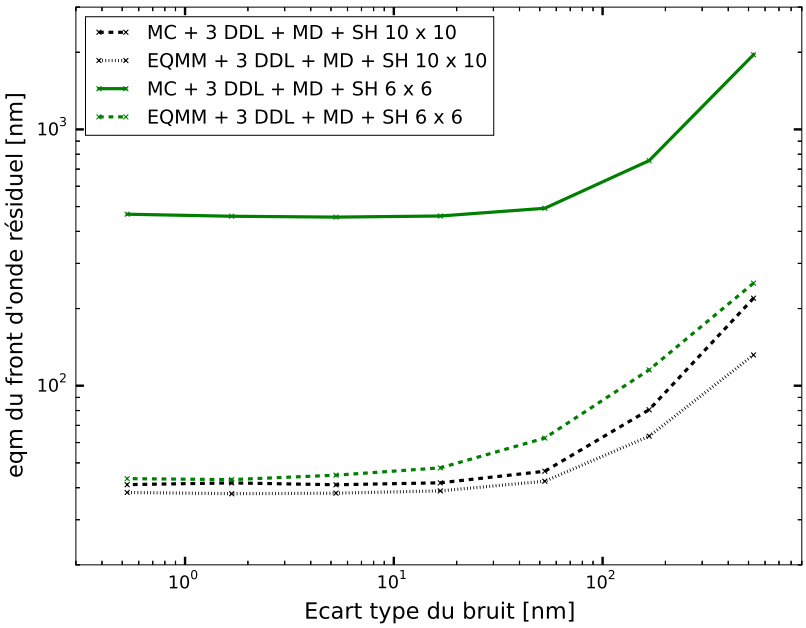


FIGURE III.19 – Projection : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure. Données issues de l'Eq. (III.4) avec une estimation réalisée par EQMM et MC à partir de mesures d'un ASO de type SH. Les surfaces du M_2 et du M_3 sont considérées comme parfaites.

Cette simulation « end-to-end » amène plusieurs conclusions. Premièrement, en considérant la précision requise pour des OActSs et le besoin de limiter autant que possible la complexité du système de correction (c'est-à-dire le nombre de degrés de correction), l'estimation de la correction devrait être réalisée à partir de données acquises avec un faible niveau de bruit. De plus, le besoin d'un modèle non linéaire pour décrire le système et estimer les perturbations ne semble pas nécessaire. Sachant que pour des perturbations modérées, le modèle linéaire est suffisamment précis pour réaliser l'estimation.

Dans ce contexte, les performances des estimateurs MC et EQMM apparaissent très similaires au premier abord. De fait, une fois prises en compte toutes les sources de perturbations lors de la mesure de la surface d'onde (telles que les erreurs de polissage ou d'échantillonnage de la surface d'onde), l'estimateur EQMM permet une reconstruction tomographique plus précise et plus robuste. Enfin, cette simulation démontre la capacité du EQMM à estimer avec suffisamment de précision les perturbations à corriger dans un système d'optique active en régime linéaire.

III.4 Conclusion du troisième chapitre

Dans ce chapitre, nous avons présenté une méthode d'estimation des perturbations pour un système d'OActS. Cette approche optimale est basée sur un modèle linéaire de télescope actif et sur un estimateur EQMM modifié qui minimise la variance moyenne résiduelle du front d'onde dans le champ du télescope. L'estimateur correspond à l'estimation de tous les DDL des perturbations, suivie par une projection sur les DDL contrôlés.

La performance de l'estimateur a tout d'abord été étudiée dans le cas linéaire. Dans le domaine d'utilisation, c'est-à-dire dans le domaine faible bruit, cet estimateur n'est pas sensible à la direction du champ de mesure ni au nombre d'ASO. Il est par contre sensible à la distance angulaire entre les ASO. Par la suite, les erreurs induites par la non modélisation des non-linéarités de notre modèle sont quantifiées. Elles sont du même ordre de grandeur que les autres erreurs étudiées en considérant des aberrations significatives (supérieures à 2 µm rms) ce qui valide notre approche.

Pour un système de mesure nominal avec deux ASO séparés par une grande distance angulaire, le comportement de l'estimateur EQMM a été étudié lorsque les perturbations contrôlées sont limitées et en présence d'erreurs de polissage, démontrant ainsi les bonnes performances de cet estimateur par rapport à l'estimateur MC. Enfin les performances ultimes de l'estimateur EQMM sont comparées à celles de l'estimateur classique des MC à l'aide d'une simulation « end to end » d'un système d'OActS.

Les principaux résultats de ce chapitre font l'objet d'un article intitulé *Aberrations estimation for active wide field telescopes*. Cet article est actuellement en cours de révision pour une publication dans *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments and Systems*. La dernière étape avant d'envisager l'utilisation de cet estimateur dans un système d'OActS est une validation expérimentale des performances de ce dernier. Cette validation devra être effectuée sur un banc représentatif des composants susceptibles d'être utilisés dans un télescope spatial actif.

Chapitre

IV

Adaptation de la structure interne aux capacités de correction du système d'optique active spatial

L'objectif de ce quatrième chapitre est d'étudier les possibilités de réduction des déformations hautes fréquences dues aux DFM du miroir primaire. En effet comme évoqué dans le chapitre II, ces hautes fréquences ne sont pas corrigeables et sont responsables d'une partie de l'erreur résiduelle sur la mesure réalisée par les ASO. Pour répondre à cet objectif, nous choisissons une approche géométrique qui s'affranchit des matériaux du modèle. Ainsi l'optimisation sur les paramètres géométriques de la structure du miroir sera valable quelque soit les matériaux qui pourraient être utilisés. Pour étudier cette réduction et valider notre approche, nous mettons tout d'abord en place un modèle Éléments Finis (EF) paramétrique de grand miroir allégé. Ce modèle est représentatif, en termes de géométrie et de matériaux, des miroirs primaires envisagés pour la future génération de télescopes spatiaux. Nous utilisons ensuite ce modèle pour l'étude de la réduction des empreintes laissées par les DFM. À cet effet, nous définissons dans un premier temps un critère permettant de quantifier la réduction des déformations de hautes fréquences. Puis, à l'aide de ce critère, nous étudions l'incidence de deux paramètres de la structure interne du miroir sur les déformations. Enfin, le paramètre ayant le plus d'influence sur les déformations est choisi pour optimiser la structure interne du miroir et une version modifiée de celle-ci est proposée. Finalement, nous évaluons la réduction des déformations ainsi obtenue dans deux cas de chargement représentatifs des deux configurations principales d'alignement d'un télescope spatial.

Plan du Chapitre IV

IV.1 Définition du modèle de miroir primaire 79
IV.1.1 Cadre de la modélisation 79
IV.1.2 Choix des matériaux 81
IV.1.3 Présentation du modèle paramétrique 83
IV.2 Application du modèle 86
IV.2.1 Définition du critère de performance 86
IV.2.2 Étude de sensibilité 87
IV.2.3 Modification de la structure interne 90
IV.3 Conclusion du quatrième chapitre 94

IV.1 Définition du modèle de miroir primaire

Comme évoqué dans l'introduction, la première étape dans l'étude des déformations de hautes fréquences spatiales, consiste en la définition d'un modèle mécanique représentatif en termes de géométrie et de matériaux des miroirs qui seront utilisés pour la future génération de télescopes spatiaux. Tout d'abord nous présenterons le cadre dans lequel s'inscrit cette modélisation ainsi que les éléments qui ont guidé le choix du concept à la base de notre modèle. Puis nous justifierons le choix des matériaux utilisés pour notre modèle ainsi que leurs propriétés. Enfin nous décrirons plus en détail la géométrie du modèle paramétrique.

IV.1.1 Cadre de la modélisation

Les principaux concepts de miroirs allégés décrits dans la littérature sont le miroir sandwich et le miroir ouvert (voir Figure IV.1). Le miroir sandwich est constitué de deux ménisques, dont l'un sert de surface optique, entourant une âme en nid d'abeilles. En pratique, les deux ménisques ne sont pas forcément d'épaisseur identique. Le miroir ouvert contrairement au miroir sandwich ne possède qu'un seul ménisque qui fait office de surface optique. Le nid d'abeilles est ainsi ouvert sur la face arrière du miroir.



FIGURE IV.1 – Miroir primaire du télescope Hubble de type sandwich (gauche). Crédit : National Air and Space Museum. Miroir de type ouvert (droite). Crédit : Schott.

La rigidité de flexion est un paramètre très utilisé dans le design des miroirs car elle caractérise la résistance de ces derniers aux efforts de flexion qui se rencontrent notamment lorsqu'un miroir est soumis à son propre poids. En raison de la géométrie élancée des miroirs et de leurs rapports d'aspect (le diamètre divisé par l'épaisseur) important, ils peuvent être considérés comme des plaques minces. La rigidité pour une plaque mince constituée d'un seul matériau isotrope est définie comme [Timoshenko and Woinowsky-Krieger, 1959] :

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}, \tag{IV.1}$$

où E, ν et h sont respectivement le module d'Young, le coefficient de Poisson et l'épaisseur du miroir. Dans le cas des miroirs allégés de type sandwich et de type ouvert, Mehta [1987] a dérivé l'expression de la rigidité de flexion en fonction des paramètres géométriques et matériau du miroir. Dans ce cas, une épaisseur équivalente h_e vient remplacer l'épaisseur h dans l'équation (IV.1) pour un miroir sandwich dont les cellules sont des hexagones, cette épaisseur

équivalente est défini par :

$$h_e^3 = (h_s + h_n + h_i)^3 - (1 - \frac{\eta}{2})h_n^3 \quad avec \quad \eta = \frac{(2b_c - h_p)h_p}{b_c^2}. \tag{IV.2}$$

$b_c = 2R_u$ (voir Figure IV.3) correspond la distance séparant les centres de deux hexagones consécutifs, tandis que, h_s h_n h_i et h_p sont respectivement les épaisseurs du ménisque supérieur, du nid d'abeilles, du ménisque inférieur et des parois des cellules. Pour le miroir ouvert, l'épaisseur équivalente s'exprime de la manière suivante :

$$h_e^3 = \frac{(1 - \eta/2)(h_s^4 - \eta h_n^4/2) + (h_s + h_n)^4 \eta/2}{(h_s + \eta h_n/2)}. \tag{IV.3}$$

Ces expressions analytiques ont été obtenues pour des miroirs constitués d'un seul et unique matériau.

En s'appuyant notamment sur les équations développées par Mehta [1987] que nous venons de voir, Valente and Vukobratovich [1989] ont étudié les mérites comparés des deux concepts de miroirs allégés dans le cas de la flexion induite par le propre poids du miroir. Dans leur cas, la gravité est orientée suivant l'axe optique (axe de révolution) du miroir. Leurs conclusions montrent que pour une même masse, le miroir sandwich possède la plus faible flexion. Cependant le miroir ouvert offre de meilleures performances en terme de réduction de la masse pour une épaisseur identique. Il est à noter cependant que, dans leur étude, tous les miroirs sont composés d'un matériau unique et identique. La réduction des déformations par un choix adéquat de matériaux n'a pas été considérée dans cette étude.

Barnes [1972] a comparé expérimentalement les déformations de la surface optique de miroirs dont l'âme en nid d'abeilles possède des cellules hexagonales et des cellules trigonales. Il a étudié dans un premier temps la flexion de miroirs subissant un chargement central et supportés en trois points au bord du miroir placés à 120° les uns des autres. Il a conclu, à l'aide de mesures interférométriques, que la déformation était plus faible et plus symétrique dans le cas des cellules hexagonales. Dans un deuxième temps, il a observé l'effet d'empreinte des cellules lorsque le miroir subit une pression représentative de celle utilisée durant l'étape de polissage. Il en a conclu que l'empreinte des cellules hexagonales était plus faible d'un facteur $\frac{4}{7}$.

En raison des arguments précédents, le concept que nous avons choisi pour développer notre modèle EF est un concept de miroir sandwich hybride dans lequel le nid d'abeilles hexagonal est réalisé dans un matériau léger et rigide différent de celui des ménisques. Le fait que le matériau des ménisques doit pouvoir être poli, limite drastiquement les matériaux utilisables. L'utilisation de ce concept de miroir sandwich hybride nous permet de tirer partie de la rigidité due à la géométrie du sandwich et du gain de masse apporté par l'utilisation de matériaux optimisés.

Dans la section I.1.2, nous avons vu que les principales contraintes sur le miroir primaire découlaient de trois causes principales :
- la différence de gravité lors de l'alignement et du polissage au sol par rapport à celle rencontrée en vol,
- le gradient thermique subi par le satellite durant sa vie en orbite,
- les vibrations rencontrées au cours du lancement et de la mise à poste.

Les vibrations engendrent principalement des désalignements des différents miroirs du télescope. De même, le gradient thermique et la différence de gravité induisent des déformations de faibles fréquences spatiales. Le problème du désalignement et des faibles fréquences spatiales a été traité dans le chapitre III. Cependant le problème des déformations de très hautes fréquences dues aux DFM demeure et se trouve être la source d'erreurs limitant la performance du système d'OActS.

Pour étudier ce problème, nous nous sommes restreints à l'étude des effets de la gravité sur le miroir primaire. Cependant, nous avons étudié deux cas pour lesquels le chargement est orienté différemment. Dans le premier, la direction de chargement (axe X) est perpendiculaire à l'axe de révolution du modèle (axe Z). Ce type de chargement caractérise un alignement horizontal du télescope. Dans le deuxième cas, la gravité orientée suivant l'axe Z de révolution du modèle, ce qui correspond aux contraintes subies lors d'un alignement vertical ou du polissage. L'orientation des axes est définie à la Figure IV.4.

Nous considérons également des miroirs fixés à leurs supports en trois points équidistant les uns des autres. Ces points sont localisés sur un cercle de rayon 0,7 fois le rayon du miroir ce qui permet de séparer le miroir en deux parties de surface égale. Ce type de support, permet une tenue isostatique du miroir qui minimise les contraintes sur le miroir contrairement à un support au centre ou sur le bord du miroir (voir Fig. IV.2). Nous pouvons voir ces trois points de fixation sur la Figure IV.4.



FIGURE IV.2 – Différents types de support de miroir : trois points (gauche), central (milieu) et bord du miroir (droite).

IV.1.2 Choix des matériaux

Le choix du ou des matériaux constituant un grand miroir pour une application spatiale est une tâche complexe. Ce choix est un compromis qui dépend de la mission de l'instrument et notamment de l'environnement thermique du satellite. Il faut donc tenir compte à la fois des propriétés thermiques et mécaniques des matériaux. De plus, les matériaux utilisés pour les différentes parties du miroir doivent remplir certaines conditions.

Tout d'abord, ils doivent présenter un bon rapport masse rigidité, cela afin de limiter la masse du miroir tout en minimisant ses déformations dues à la gravité. Cette propriété est généralement caractérisée par la rigidité spécifique qui se définie comme le module d'Young divisé par la masse volumique du matériau. Un matériau avec une rigidité spécifique importante sera bien adapté pour un miroir allégé.

Une contrainte supplémentaire vient s'ajouter pour les matériaux réalisant la fonction optique

du miroir. En effet, il est nécessaire que ces matériaux puissent être polis pour obtenir un écart de surface de quelques nanomètres et une rugosité très faible de l'ordre de quelques Angströms. De plus, la difficulté de ce polissage est à prendre en compte lors du choix du matériau.

Une autre caractéristique importante du matériau est la déformation induite par une charge thermique. Habituellement dans le domaine du spatial, cet effet est étudié à l'aide du facteur d'équilibre thermique. Ce critère classique est égal à la conductivité thermique divisée par le coefficient de dilatation thermique (CTE). Cependant, dans le cas de miroirs très allégés, la géométrie complexe et l'épaisseur très fine des matériaux limitent le phénomène de conduction thermique. De plus, dans le vide spatial, la convection n'est pas possible et la majorité du transfert thermique se fait donc par radiation. Par conséquent, le CTE est le critère le plus approprié pour l'évaluation des propriétés thermomécaniques d'un matériau pour un miroir spatial très allégé.

Les matériaux les plus utilisés pour la fabrication des miroirs de télescopes spatiaux sont : les vitrocéramiques (notamment l'ULE® et le Zerodur®), le béryllium et le SiC. Kishner et al. [1990] ont comparé les propriétés mécaniques de ces différents matériaux dans l'optique de la fabrication de miroirs allégés. Pour cela ils ont choisi les critères de comparaison suivants : la masse surfacique, la rigidité en flexion et la fréquence propre. Leurs conclusions montrent que le béryllium offre les meilleures performances mécaniques mais ils n'ont pas considéré l'aspect thermique du problème. De plus la fabrication de miroirs en béryllium est rendue complexe par les très fortes contraintes de sécurité sanitaire dues à la grande toxicité de ce matériau.

Paramètres	Unités	Zerodur®	ULE®	Be	SiC
Module d'Young	GPa	90 – 91	67	287 – 303	311 – 466
Coefficient de Poisson	-	0,24	0,17	0,07	0,20
Masse volumique	kg/m^3	2530	2210	1850	2900 – 3210
CTE	K^{-1}	$2 – 5.10^{-8}$	10^{-8}	11.10^{-6}	$2{,}2 – 2{,}6.10^{-6}$

TABLE IV.1 – Propriétés mécaniques et thermomécaniques des matériaux utilisés couramment pour la fabrication de miroirs de télescopes spatiaux.

De leur coté, Parsonage [1990] et Geyl and Cayrel [2005] ont étudié les propriétés thermiques et mécaniques de ces matériaux. Ils concluent en s'appuyant sur leur expérience dans la fabrication de miroir et les propriétés des matériaux que le béryllium et le SiC, malgré leurs bonnes performances mécaniques, sont thermiquement les matériaux les moins efficaces et les plus difficile à polir. Le meilleur matériau de ce point de vue est le Zerodur® qui est un verre de type vitrocéramique très utilisé dans la réalisation des miroirs spatiaux en raison de sa capacité à être poli et de son très faible CTE.

En ayant ces remarques en tête, nous choisissons donc le Zerodur® pour la partie optique (le ménisque supérieur du sandwich). Pour des raisons de symétrie, le ménisque inférieur sera également en Zerodur®. L'âme central du miroir en nid d'abeilles sera elle réalisée en composite. Le composite retenu en raison de ses bonnes propriétés mécaniques, nommé Carbon Fiber Reinforced Polymer (CFRP), est une résine de Cyanate renforcée par des fibres de carbone. En effet, le CFRP allie la rigidité des fibre de carbone avec la légèreté des polymères. Le Tableau IV.2 rappelle les propriétés mécaniques et thermomécaniques des matériaux utilisés dans le modèle

de miroir.

Paramètres	Unités	Zerodur®	CFRP
Module d'Young	GPa	90,3	200,0
Coefficient de Poisson	-	0,24	0,3
Masse volumique	kg/m^3	2530	1650
CTE	K^{-1}	5×10^{-8}	2×10^{-7}

TABLE IV.2 – Propriétés mécaniques et thermomécaniques des matériaux retenus

IV.1.3 Présentation du modèle paramétrique

A partir du concept de miroir sandwich en Zerodur® et CFRP, nous avons développé un modèle EF de miroir primaire paramétrique dans le but d'étudier les possibilités de réduction des déformations hautes fréquences provenant des DFM du miroir. Pour cela, nous définissons deux types de paramètres : les paramètres fixes et les paramètres variables. Les paramètres fixes sont choisis pour être représentatifs d'un miroir primaire susceptible d'être intégré dans un télescope de future génération. Tandis que les paramètres variables sont ceux qui ont le plus d'impact sur la rigidité du miroir et que nous chercherons à optimiser.

Nous avons vu au chapitre I que pour accéder à la haute résolution angulaire et avoir des instruments compacts, la future génération de télescopes spatiaux devrait posséder des miroirs de plusieurs mètres avec des ouvertures importantes. Pour se rapprocher le plus possible des miroirs envisagés pour les futures missions, le modèle a un diamètre de 2 m avec un trou central de 0,5 m et une ouverture de F/1,5. Cela correspond à un rayon de courbure de 6 m pour la surface optique (ménisque supérieur). De plus, le miroir modélisé est sphérique donc sa surface peut être décrite dans un système de coordonnées cylindriques (ρ, θ, z) par l'équation suivante :

$$z(\rho) = \frac{C\rho^2}{1 + \sqrt{1 - C^2\rho^2}}, \tag{IV.4}$$

où $C = \frac{1}{R}$ est l'inverse du rayon de courbure du miroir et ρ varie de 0 à r (le rayon du miroir). Le ménisque inférieur est également sphérique et peut se décrire par l'Équation (IV.4). L'épaisseur des trois principaux éléments (ménisque supérieur, nid d'abeilles et ménisque inférieur) composant le modèle sont respectivement de 2 mm, 80 mm et 2,5 mm. Le Tableau IV.3 récapitule les paramètres fixes du modèle et leurs valeurs.

Les déformations induites par les DFM étant locales, l'augmentation de la rigidité du miroir doit également être locale. Ainsi seul des paramètres susceptibles d'être modifiés localement doivent être choisis pour l'étude de sensibilité. L'équation (IV.1) nous permet de déterminer ces paramètres. Le premier paramètre correspond à la taille des hexagones du nid d'abeilles. Cette taille est définie par la longueur L du coté de l'hexagone (voir Figure IV.3).

Le second paramètre quant à lui correspond à l'épaisseur e des parois de chaque nid d'abeilles (voir Figure IV.3). En revanche, l'épaisseur globale (hauteur) du nid d'abeilles n'a pas été choisie comme paramètre variable bien que la rigidité d'un miroir varie avec le cube de l'épaisseur (*cf.* Eq. IV.1). En effet, du fait du concept de miroir sandwich, la variation d'épaisseur globale

Paramètres	Unités	Valeurs
Diamètre	m	2,0
Ouverture F#	-	1,5
Diamètre obturation	m	0,5
Épaisseur ménisque supérieur h_s	mm	2,0
Épaisseur nid d'abeilles h_n	mm	80,0
Épaisseur ménisque inférieur h_i	mm	2,5
Constante conique	-	0,0

TABLE IV.3 – Paramètres géométriques et optiques fixes du modèle de miroir primaire.

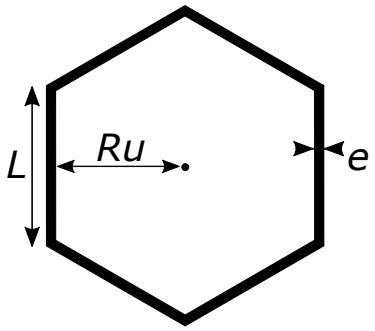


FIGURE IV.3 – Vue de dessus d'un hexagone composant le nid d'abeilles avec une longueur L et une épaisseur de paroi e.

du nid d'abeilles entraine une variation globale de la rigidité, qui n'est pas compatible avec l'augmentation locale de la rigidité nécessaire à la réduction de l'empreinte des DFM.

Pour récapituler, notre modèle EF est constitué de deux ménisques sphériques en Zerodur entourant un nid d'abeilles en carbone/cyanate. De manière classique, nous utilisons des éléments quadratiques 3D (pentaèdre à quinze nœuds) pour mailler les ménisques et des éléments linéaires (quadrilatère à quatre nœuds) de type plaque pour les cellules du nid d'abeilles. Finalement, le modèle est constitué d'environ 90 000 éléments.

L'utilisation des éléments pentaèdres pour les ménisques permet aux nœuds des ménisques et du nid d'abeilles d'être les uns au dessus des autres ce qui facilite la gestion du contact entre les différentes entités du modèle. Les trois parties principales du miroir (ménisque supérieur, nid d'abeille, ménisque inférieur) sont collées entre elles. Pour des raisons de simplicité la modélisation de la colle n'est pas intégrée dans le modèle EF. Ce modèle étant destiné à étudier les possibilités de réduction des déformations hautes fréquences une très haute précision et représentativité sur des aspects liés aux basses fréquences n'est pas nécessaire.

Les matériaux utilisés sont considérés comme étant isotropes. Ils sont caractérisés par leur module d'Young et leur coefficient de Poisson. Pour le matériau composite, nous utilisons des valeurs homogénéisées obtenues dans la littérature.

Pour obtenir les déformations de la surface optique du miroir à partir du cas test que nous allons définir, nous réalisons un calcul linéaire quasi-statique. Le solveur utilisé est le solveur par défaut

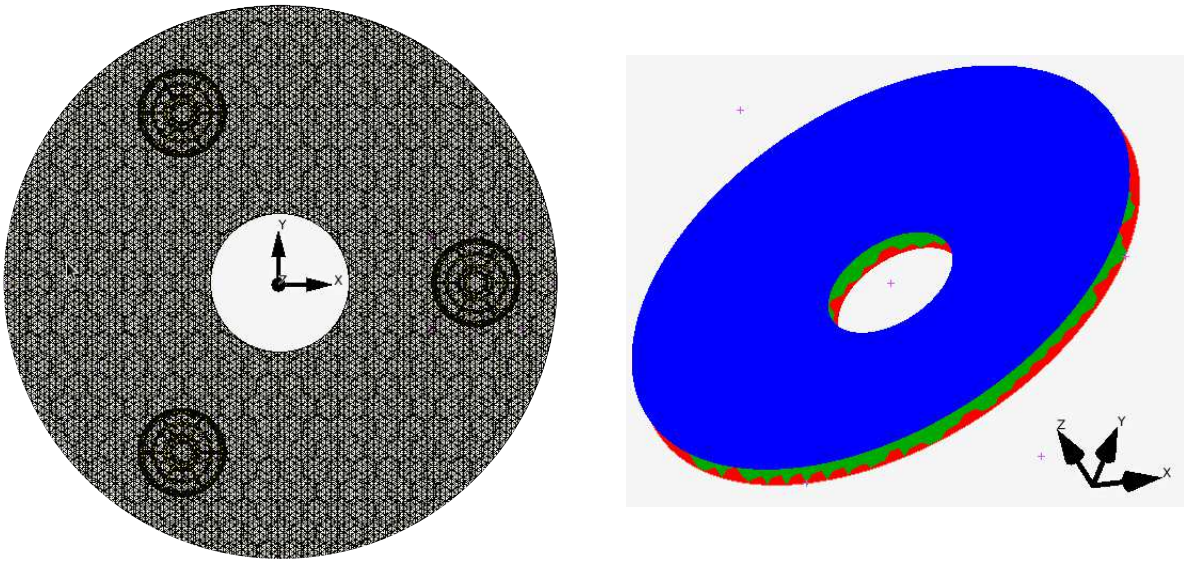


FIGURE IV.4 – Vue 3D du modèle de miroir. Le miroir est composé d'un ménisque supérieur (bleu), d'un nid d'abeille (vert) et d'un ménisque inférieur (rouge).

du logiciel MSC-Marc/Mentat.

Le cas test que nous considérons pour notre modèle correspond à un miroir tenu verticalement et uniquement soumis à la gravité (voir Figure IV.5). Dans notre modèle, une gravité de 1 g est appliquée suivant l'axe X à tous les éléments du modèle. Cette valeur a été choisi car elle correspond à l'écart maximum qu'il peut y avoir entre la modélisation de l'effet du relâchement de la gravité sur le miroir et la réalité. Nos simulations étant linéaires, les déformations associées à n'importe quelle valeur de gravité pourront être calculées à partir de nos résultats.

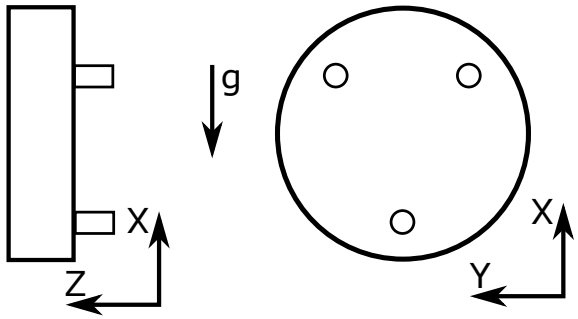


FIGURE IV.5 – Vues de coté (gauche) et de face (droite) du modèle dans la configuration de test utilisée.

Les conditions aux limites utilisées représentent une tenue en trois points du miroir. Les points d'attache sont situés à 120° les uns des autres à l'arrière du ménisque inférieur. Pour interdire les mouvements de corps rigide du modèle, les déplacements dans les trois directions d'une zone autour de chacun des points de fixation sont bloqués.

IV.2 Application du modèle

L'objectif de cette section est de montrer les possibilités de réduction des déformations hautes fréquences de la surface optique du miroir grâce à la modification de sa structure interne. Pour cela, nous allons tout d'abord définir la façon dont nous calculons ces déformations hautes fréquences. Nous en déduirons ensuite un critère quantifiant la réduction de ces déformations. Puis, une étude de sensibilité va nous permettre de dégager le paramètre ayant le plus d'influence sur ces déformations. Enfin, nous présenterons les résultats d'une modification de la structure interne du modèle de miroir primaire.

IV.2.1 Définition du critère de performance

Comme nous l'avons vu au chapitre I, la conception des miroirs primaires des futurs instruments spatiaux va nécessiter un changement de paradigme. Ce changement est rendu possible par l'application de l'optique active dans les télescopes spatiaux. La première étape vers ce changement consiste à réduire autant que possible les déformations non corrigeables par le système d'optique active. Autrement dit à réduire les déformations dont la fréquence spatiale est supérieure à celle corrigeable par les MA.

Pour pouvoir évaluer la réduction des défauts haute fréquence, nous établissons un critère qui nous permettra de comparer les différents modèles de miroir primaire. Le critère de performance est défini comme la valeur rms du résidu des déformations du front d'onde induites par les déformations du miroir après correction par un Miroir Actif. Le miroir primaire étant la pupille de l'instrument, la déformation du front d'onde est proportionnelle à la déformation de la surface du miroir. Ainsi dans la suite nous parlerons toujours de la déformation de surface en lieu et place de l'erreur de front d'onde.

Le MA choisi est un miroir de type MADRAS car ce type de miroir a un degré de maturité tel qu'il est envisagé pour les futures télescopes spatiaux actifs. La Figure IV.6 présente les MP de ce MA représentant les vecteurs d'une base orthonormée de l'espace de correction du MA. Nous observons que ces modes sont proches des 26 premiers polynômes de Zernike (*cf.* Figure II.1). Ainsi notre critère est quasiment indépendant du MA choisi.

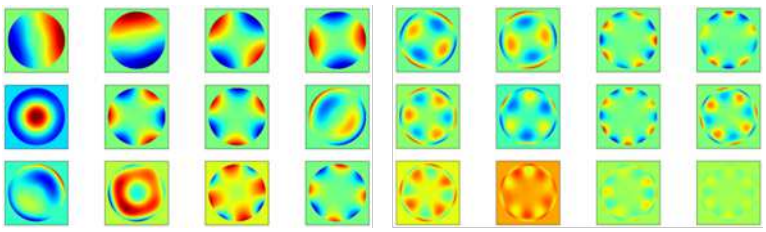


FIGURE IV.6 – Modes propres du miroir actif MADRAS (crédit Laslandes et al. [2013]).

La première étape pour le calcul du critère est la projection de la déformation de la surface de notre modèle de miroir sur la base des fonctions d'influence du MA. Les fonctions d'influence correspondent à l'ensemble des déformations de la surface optique du MA obtenues en utilisant un actionneur à la fois. La projection s'exprime par la relation suivante :

$$\alpha = B_{IF}^{\dagger}\phi_{in}, \tag{IV.5}$$

où $B_{IF}^{\dagger}$ représente l'inverse généralisée de la matrice rassemblant les fonctions d'influence du MA. ϕ_{in} et α représentent respectivement la déformation de la surface optique du miroir primaire et les commandes à appliquer au MA pour corriger au mieux (au sens des moindres carrés) l'effet de cette déformation. Pour éviter le problème de la différence de diamètre entre le miroir primaire et le MA, nous normalisons les coordonnées des points de la surface optique par le rayon de chaque miroir. Puis, à l'aide des commandes précédemment calculées, nous exprimons la déformation de la surface optique du MA de la manière suivante :

$$\phi_{cor} = \alpha B_{IF}. \tag{IV.6}$$

Nous calculons ensuite la déformation résiduelle. Elle s'obtient par différence entre la déformation du miroir primaire et la correction apportée par le MA et s'exprime ainsi :

$$\phi_{res} = \phi_{in} - \phi_{cor} \tag{IV.7}$$

Enfin, la valeur rms de la déformation résiduelle ϕ_{res} définit notre critère de performance. Maintenant que nous avons défini le critère de performance nous permettant de comparer les modèles obtenus avec différents paramètres variables, nous pouvons passer à l'étude de sensibilité.

IV.2.2 Étude de sensibilité

Dans cette section nous présentons l'étude de sensibilité des paramètres du nid d'abeilles de notre modèle (*cf.* § IV.1.3). L'objectif de cette étude est de déterminer le paramètre de la structure interne du miroir primaire le plus influent sur les déformations hautes fréquences. Pour cela nous définissons des modèles avec différentes valeurs des paramètres à évaluer. Puis nous comparons ces modèles à l'aide du critère développé au § IV.2.1.

Les paramètres du nid d'abeilles que nous faisons varier sont la taille de la maille hexagonale et l'épaisseur de la paroi de chaque hexagone (voir § IV.1.3). Les plages de variations de ces deux paramètres sont présentées dans le Tableau IV.4. Ces plages de valeurs on été choisies suffisamment large pour observer la sensibilité de notre critère aux paramètres variables tout en restant compatibles avec des valeurs représentatives de l'état de l'art actuel.

Paramètres	Unités	Plages de variations
taille de l'hexagone	mm	25 – 75
épaisseur de paroi	mm	1 – 10

TABLE IV.4 – Plages de variations des paramètres de l'étude de sensibilité.

La Figure IV.7 montre les différentes étapes de l'étude de sensibilité depuis la définition géométrique du modèle jusqu'au calcul du critère de performance. La définition géométrique du modèle est effectuée à l'aide d'un code écrit en Python. Ce code permet de calculer la position x, y, z de chaque nœud du modèle en fonction des paramètres géométriques du modèle définis dans le Tableau IV.3. Ces coordonnées ainsi que les propriétés géométriques des éléments, les propriétés des matériaux, les efforts appliqués et les conditions limites sont ensuite passés au logiciel EF MSC-Marc/Mentat pour construire le modèle à l'aide d'un deuxième code Python. Un calcul EF linéaire quasi-statique à l'aide de ce logiciel nous permet d'obtenir les déformations de la surface optique du miroir. Enfin ces déformations extraites du logiciel EF nous permettent, à

l'aide d'un troisième code Python, de calculer notre critère.

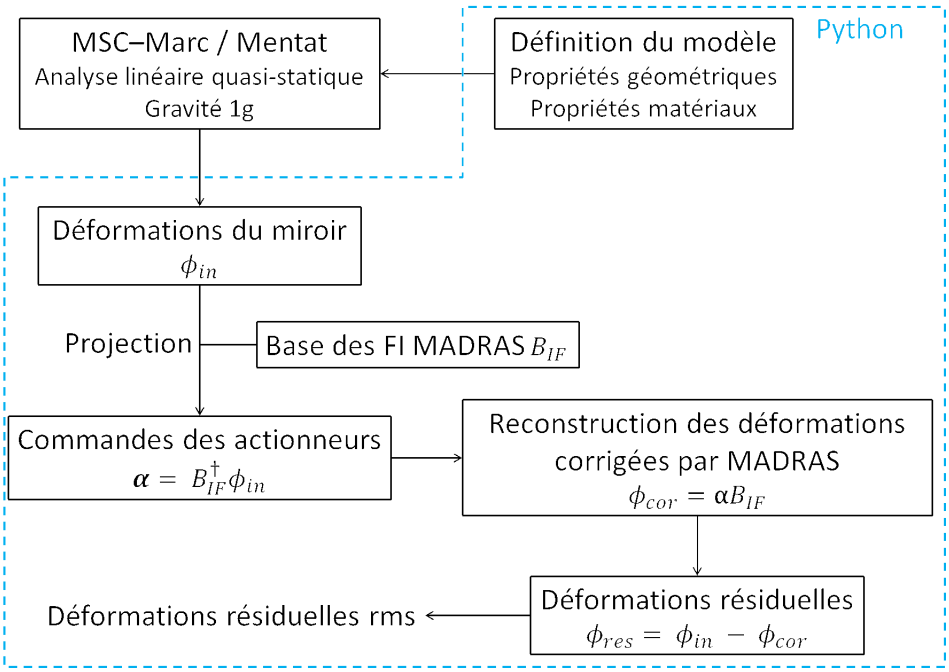


FIGURE IV.7 – Diagramme présentant les différents étapes de la simulation EF.

Figure IV.8 (gauche) montre la variation du critère de performance de l'étude de sensibilité en fonction de l'épaisseur des parois des cellules du nid d'abeille. Chacune des courbes de cette figure représente ces variations pour un modèle dont la taille des hexagones du nid d'abeille est différente. Nous observons sur l'ensemble des courbes que lorsque l'épaisseur des parois augmente les déformations résiduelles augmentent également. Ainsi l'augmentation de la rigidité apportée par l'augmentation de l'épaisseur des parois est inférieure à l'augmentation des déformations dues à la gravité induites par l'augmentation de la masse.

L'augmentation de la masse est mise en évidence sur la Figure IV.8 (droite) qui présente la masse surfacique des modèles de l'étude de sensibilité en fonction de l'épaisseur des parois pour différentes valeurs de la taille des hexagones. La masse surfacique se définie comme la masse d'un miroir divisée par sa surface. Ce critère étant indépendant du diamètre du miroir, il permet de comparer la masse et le taux d'allègement de miroir de diamètres différents. Nous observons que l'augmentation de la masse est linéaire par rapport à l'épaisseur des parois et que la pente de la droite diminue lorsque la taille des cellules augmente ce qui s'explique par la diminution du nombre de parois.

L'augmentation de la rigidité inférieure à l'augmentation de la masse apportée par l'augmentation de l'épaisseur des parois nous pousse à la conclusion que l'épaisseur des parois n'est pas le paramètre adéquat pour rigidifier de manière locale le nid d'abeille et ainsi réduire les déformations dues au DFM.

La Figure IV.9 (gauche) trace les variations du critère en fonction de la taille des hexagones et cela pour plusieurs valeurs de l'épaisseur des parois. Nous observons cette fois ci que la dimi-

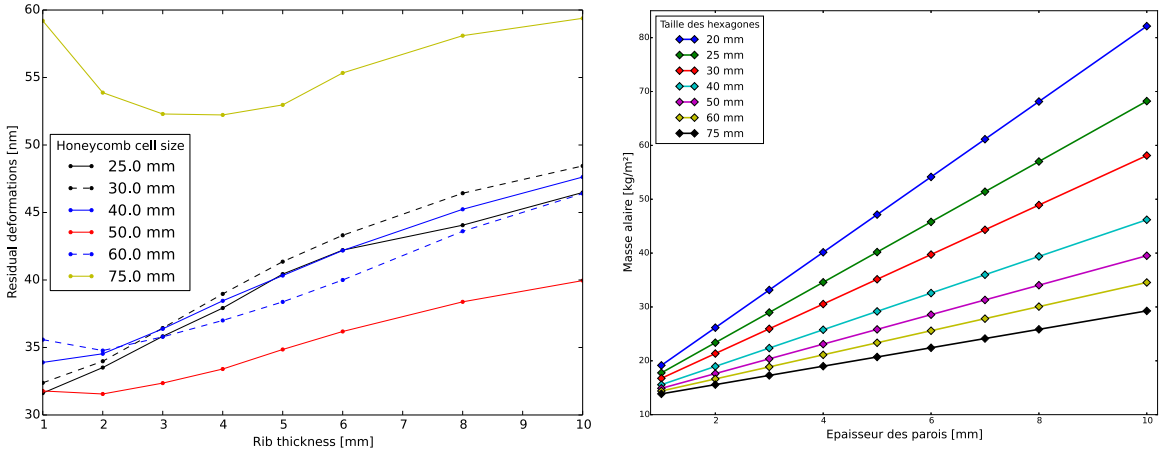


FIGURE IV.8 – Valeur des déformations résiduelles hautes fréquences (gauche) et masse surfacique (droite) du modèle en fonction de l'épaisseur des parois pour différentes tailles d'hexagones.

nution de la taille des hexagones conduit à une diminution des déformations résiduelles. Dans ce cas l'augmentation de la rigidité apportée par la diminution de la taille des hexagones est supérieure à l'augmentation également induite de la masse (voir Figure IV.9 (droite)).

Il est à noter que les variations rapides des courbes du graphique de gauche de la Figure IV.9 sont les conséquences du pavage plus ou moins complet de la forme circulaire du miroir par le maillage hexagonal du nid d'abeilles. Dans le cas de notre miroir de 2 m de diamètre le pavage le mieux ajusté est obtenu pour une taille des hexagones de 50 mm justifiant ainsi le creux des courbes. Cet ajustement dépendant à la fois de la taille des hexagones et du diamètre du miroir, nous n'en avons pas tenu compte dans les conclusions de l'étude de sensibilité.

L'augmentation de la rigidité supérieur à l'augmentation de la masse apportée par la diminution de la taille des hexagones prouve que l'épaisseur des parois est le paramètre le plus adapté pour rigidifier de manière locale le nid d'abeille et ainsi réduire les déformations dues au DFM.

La Figure IV.9 montre les résultats de l'étude de sensibilité. Le graphique de gauche présente la valeur de notre critère en fonction de la taille des hexagones pour différentes valeurs de l'épaisseur des parois. Le graphique de droite montre la masse surfacique des différents modèles utilisés durant l'étude de sensibilité.

À la la Figure IV.10, la valeur associée à chaque pixel correspond à la valeur de notre critère pour le jeu de paramètres de chaque modèle de notre étude de sensibilité. La position des pixels représente la taille des hexagones et l'épaisseur des parois pour chaque modèle utilisé dans l'étude de sensibilité. A l'aide de ce type de représentation nous pouvons comparer directement les modèles les uns par rapport aux autres en tenant compte des deux paramètres variables simultanément. Ainsi cette représentation nous permet d'identifier les paramètres associés aux deux minima de déformation. Ces minima sont atteints pour des épaisseurs de parois comprises entre 1 et 2 mm et pour des tailles d'hexagones de 50 et 25 mm.

Dans la suite nous choisissons le couple (50 mm ; 2 mm) comme valeur nominale pour nos para-

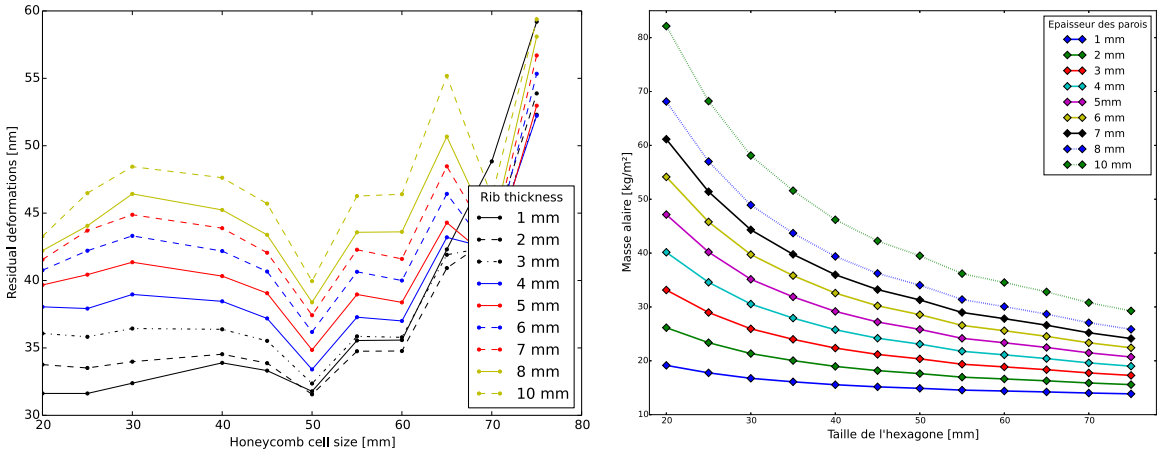


FIGURE IV.9 – Valeur des déformations résiduelles hautes fréquences (gauche) et masse surfacique (droite) du modèle en fonction de la taille des hexagones pour différentes épaisseurs de parois.

mètres car l'épaisseur de 1 mm est en limite des épaisseurs réalisables et la taille des hexagones de 25 mm ne laisse que peu de marge pour une diminution locale de leur taille.

L'étude de sensibilité que nous avons réalisée nous amène à deux conclusions principales. Premièrement, dans le cas de la diminution de la taille des hexagones l'augmentation de la rigidité associée permet de réduire les déformations, malgré l'augmentation de la masse, alors que dans le cas de l'augmentation de l'épaisseur des parois, l'augmentation de la masse et des déformations vont de pair. La taille des hexagones semble donc être le seul paramètre adapté pour modifier localement la rigidité du nid d'abeilles.

Deuxièmement, les minima de déformation sont atteints pour une taille d'hexagone de 50 mm et de 25 mm (*cf.* Figure IV.10). Ainsi le modèle sur lequel nous allons baser la suite de notre travail est un miroir dont le nid d'abeilles interne est constitué d'hexagones de 50 mm mais dont la taille pourra être réduite localement pour augmenter la rigidité au niveau des zones subissant le plus de contraintes.

IV.2.3 Modification de la structure interne

Dans la section précédente, nous avons montré que réduire la taille des hexagones était plus efficace qu'augmenter l'épaisseur des parois pour réduire les déformations hautes fréquences de la surface optique du miroir primaire. Cependant, cette réduction s'accompagne d'une augmentation de la masse surfacique du miroir. Pour limiter cet effet indésirable, nous réduisons la taille des hexagones uniquement dans les zones où les déformations sont les plus importantes (voir Figure IV.11). Ces zones correspondent aux points de tenue du miroir.

La Figure IV.11 montre le nid d'abeilles ainsi obtenu. Comme évoqué précédemment, celui-ci est principalement constitué d'hexagones de 50 mm. Et nous avons choisi de réduire la taille des hexagones à l'intérieur de deux cercles concentriques d'un diamètre de 360 mm et 120 mm autour de chaque point de tenue. Dans le premier cercle, nous avons divisé par deux la taille des hexagones correspondant ainsi au second minimum puis encore par deux dans le deuxième

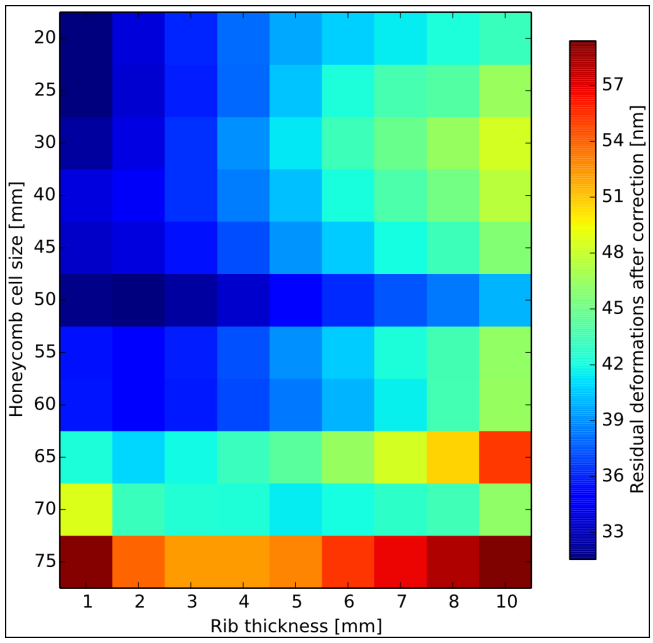


FIGURE IV.10 – Représentation 2D du critère de performance en fonction de l'épaisseur des parois et de la taille des hexagones.

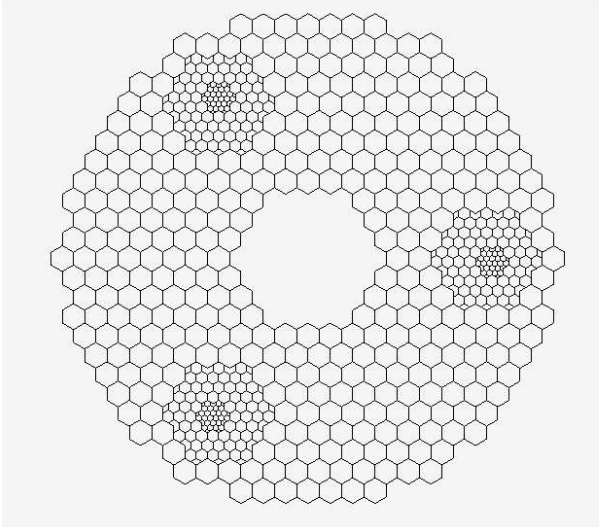


FIGURE IV.11 – Vue du nid d'abeille avec hexagones de taille variable. La taille des hexagones est de 50 mm pour tout le miroir, 25 mm puis 12,5 mm au plus près des points de support.

cercle (12,5 mm). Deux zones de diminution de la taille des hexagones sont utilisées pour avoir une augmentation de la rigidité plus progressive autour des points de tenue du miroir. Le choix des tailles de mailles pour les zones autour des DFM a été fait car 25 et 12,5 mm sont des sous-multiples de la maille de base de 50 mm. Cela rend plus facile l'intégration de ces hexagones plus petits au cœur même du nid d'abeilles en lieu et place des hexagones standards.

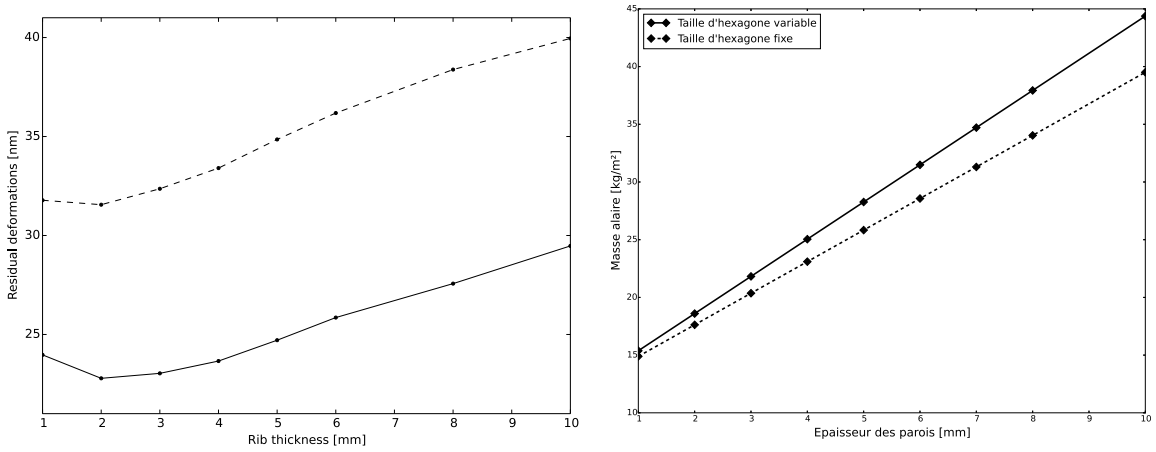


FIGURE IV.12 – Comparaison de la valeur des déformations résiduelles hautes fréquences (gauche) et de la masse alaire (droite) en fonction de l'épaisseur des parois pour un nid d'abeille dont la taille des hexagones est constante (pointillé) et un nid d'abeille dont les hexagones sont réduits au niveau des DFM.

Pour évaluer le gain apporté par la réduction localisée de la taille des hexagones, nous avons soumis le modèle ainsi défini à la même simulation que celle utilisée pour l'étude de sensibilité (voir Figure IV.7). Afin de caractériser le gain apporté par la modification de la structure interne, nous avons choisi comme critère les déformations de la surface optique d'un ordre supérieur au polynôme de Zernike numéro soixante six. En effet, ces déformations peuvent être décrites par des polynômes de Zernike dont les ordres radiaux et azimutaux sont supérieurs à dix. Ces déformations font donc partie des hautes fréquences.

Les résultats pour différentes valeurs de l'épaisseur des parois du modèle sont présentés à la Figure IV.12 (gauche). Le gain obtenu par la modification de la taille des hexagones est de 25 % dans le cas le plus défavorable (épaisseur 1 mm) et 28 % dans le cas nominal d'une épaisseur de 2 mm. Cependant ce gain s'accompagne, en raison de la diminution de la taille des hexagones, d'une augmentation de la masse. Cette augmentation est visible sur la Figure IV.12 (droite). Elle varie entre 3 % et 12 % en fonction de l'épaisseur des parois. Dans le cas nominal d'une épaisseur de 2 mm, elle est limitée à 5 % pour un gain de 28 % en termes de résidus de déformations hautes fréquences.

La Figure IV.13 nous permet de vérifier que la diminution des déformations non corrigeables par un système d'optique active observée à la Figure IV.12 correspond bien à une réduction de l'empreinte des DFM.

Pour vérifier les performances de notre modification, nous allons modifier notre cas d'étude pour qu'il simule cette fois l'alignement vertical du miroir ou la phase de polissage. La gravité est

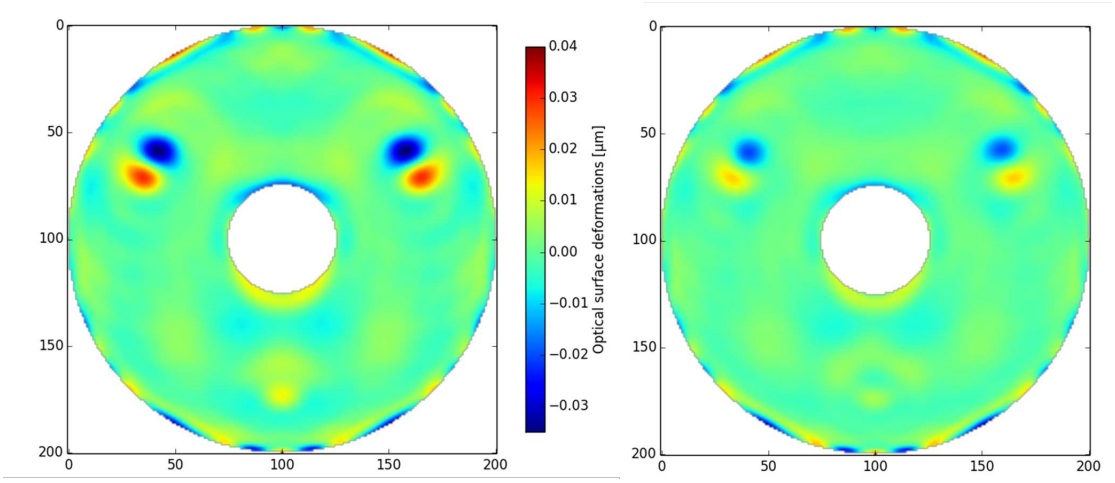


FIGURE IV.13 – Carte des déformations résiduelles hautes fréquences dans le cas nominal avant (gauche) et après (droite) modification de la structure interne du miroir. La gravité est orientée suivant l'axe X (*cf.* Fig. IV.5).

maintenant orientée suivant l'axe Z. Le reste du cas d'étude (*cf.* § IV.1.3) n'est pas modifié et l'épaisseur des parois du nid d'abeilles est fixée à 2 mm, ce qui correspond au cas nominal.

À des fins de comparaison, la simulation EF est réalisée sur le modèle avant et après modification. La Figure IV.14 montre les résultats de ces calculs EF et confirme encore une fois de voir la réduction des empreintes des DFM. L'analyse des déformations dans les deux cas montre que la diminution est de 15 % pour cette configuration de chargement.

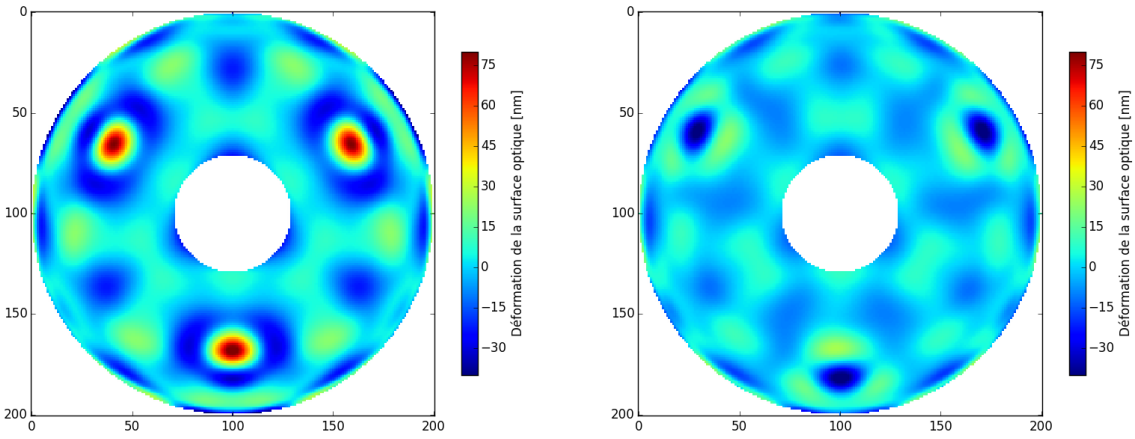


FIGURE IV.14 – Carte des déformations résiduelles hautes fréquences dans le cas nominal avant (gauche) et après (droite) modification de la structure interne du miroir. La gravité est orientée suivant l'axe Z (*cf.* Fig. IV.5).

IV.3 Conclusion du quatrième chapitre

Dans ce chapitre, nous avons proposé une méthode permettant de réduire les déformations de la surface optique du miroir primaire dues aux DFM. Ces déformations localisées présentent une haute fréquence spatiale ce qui les rend extrêmement problématiques pour l'optique active spatiale (*cf.* § II.2.1.e). Cette approche se base sur une augmentation locale (au niveau des DFM) de la rigidité du nid d'abeilles interne du miroir. Cette rigidification est obtenue en diminuant localement la taille des cellules du nid d'abeilles car seul ce paramètre est efficace, comme nous avons pu le voir grâce à notre étude de sensibilité. Nous avons ensuite validé l'approche considérée en comparant la valeur des déformations hautes fréquence avant et après modification. Les résultats montrent une réduction dans le cas nominal de 28 % des déformations pour un miroir dans une configuration d'alignement horizontal et de 15 % en alignement vertical.

De manière plus générale, nous avons vu que la réduction des déformations hautes fréquences localisées s'effectue par une modification locale de la rigidité, notamment par un apport de masse, là où les contraintes sont les plus fortes. Dans notre cas, l'augmentation de la rigidité a été obtenue par une modification d'un paramètre géométrique (la taille des cellules du nid d'abeilles) de la structure du miroir. Cette modification est donc indépendante des matériaux constituant le miroir et notre approche est valable pour tous miroirs dont une partie de la structure est en nid d'abeilles.

Deux points n'ont pas été abordés dans l'étude précédente et devront être traités avant d'envisager la possibilité de fabriquer des miroirs reposant sur ce type de structures. Premièrement, il s'agira de déterminer les possibilités de fabrication d'un nid d'abeilles raffiné localement. Bien que de telles structures ne semblent pas avoir déjà été fabriquées, le moulage ou l'impression 3D pourraient être de bons candidats pour les réaliser y compris dans le cas de matériaux composites [6]. Deuxièmement, le comportement dynamique de la structure devra également être considéré/validé. Une étude spécifique devra notamment être réalisée pour démontrer la capacité ce celle-ci à supporter les vibrations du lancement.

Conclusions et perspectives

Pour relever le défi de l'observation à haute résolution angulaire de la Terre et de l'Univers depuis l'espace, les futurs télescopes spatiaux devront posséder des miroirs primaires de plusieurs mètres de diamètre. Les contraintes liées à la spatialisation de ces instruments nécessitent un changement de paradigme dans leur conception. D'une part, la limitation de la masse et du coût des missions ne permettent plus d'envisager des concepts hyper-stables. D'autre part, la taille limitée des lanceurs actuels ou à venir impose des configurations déployables pour les observatoires de très grand diamètre. L'abandon des concepts hyper-stables et l'introduction de télescopes déployables couplés à l'environnement spatial, vont conduire à des déformations et des désalignements des éléments optiques du télescope. La solution consiste à intégrer au télescope un système d'optique active qui permettra d'aligner et de maintenir la qualité optique de l'instrument durant sa vie opérationnelle. Dans mes travaux de doctorat, je me suis attaché à traiter deux problématiques liées à l'utilisation d'un système d'optique active spatial et à l'adaptation du télescope à ce système.

Tout d'abord, je me suis intéressé au contrôle du système d'optique active spatial. J'ai proposé un estimateur qui, à partir des mesures bruitées des analyseurs de surface d'onde, permet de déterminer le contrôle optimal conduisant à la meilleure correction du front d'onde dans le champ du télescope. En approximant le comportement des aberrations d'excentrement en fonction des désalignements par un modèle linéaire, j'ai couplé une approche tomographique de la mesure du front d'onde à une approche statistique de l'estimation des perturbations dans un cadre bayésien. Cela m'a permis de dériver un estimateur minimisant l'écart quadratique, moyenné sur le champ, entre le front d'onde perturbé et corrigé. L'estimateur correspond à l'estimation de toutes les perturbations, suivi par une projection sur les perturbations effectivement corrigeables.

Pour étudier l'efficacité de cet estimateur et valider ses performances, j'ai développé une simulation numérique décrivant un système d'optique active spatial pour un télescope à trois miroirs de 1,5 m de diamètre, dédié à l'observation de la Terre. Le système mesure le front d'onde dans plusieurs directions de champ du télescope et peut corriger les désalignements du M_2 et les dé-

formations du M_1. Cette simulation m'a permis dans un premier temps de mettre en évidence que deux analyseurs de surface d'onde installés aux deux directions extrémales du champ étaient suffisants pour estimer les perturbations.

Dans un deuxième temps, je me suis intéressés aux non-linéarités des aberrations provenant du désalignement du M_2. J'ai caractérisé l'effet de ces non-linéarités sur l'estimation des perturbations. À l'exception de la phase d'alignement au début de la vie du télescope, les désalignements du M_2 sont faibles et donc cet effet est négligeable. Au début de la vie du télescope, l'erreur due aux non-linéarités peut être compensée en effectuant plusieurs itérations de la boucle estimation-correction à l'aide d'une simulation numérique du système complet et éventuellement directement par le système à bord du satellite.

J'ai ensuite comparé cet estimateur à un simple estimateur des moindres carrés. Lorsque toutes les perturbations sont corrigeables les deux sont équivalents car il n'y a pas de repliement de spectre et la précision recherchée impose des conditions de bruit très faibles. Dans des conditions plus réalistes (déformations sur le M_3, mesures réalisées par un Shack-Hartmann, *etc.*), nous avons pu montrer que les performances de notre estimateur étaient toujours supérieures ou égales à celui des moindres carrés. Cette différence de performance vient du fonctionnement en deux étapes de notre estimateur (estimation puis projection) et de l'ajout de connaissances *a priori* sur les perturbations lors de l'estimation.

Les hautes fréquences dans le spectre des aberrations et le repliement de spectre sont un problème qui, malgré l'estimateur optimal, limite les performances de la correction. La réduction des déformations de hautes fréquences spatiales du M_1 est l'objectif du second axe de travail des recherches présentées dans ce mémoire.

La cause principale de ces déformations est l'empreinte laissée par les dispositifs de fixation du miroir lorsqu'il est soumis à des contraintes telles que la gravité, un gradient thermique... J'ai développé un modèle éléments finis à partir d'un concept représentatif des miroirs allégés de grand diamètre susceptibles d'être intégrés dans un télescope spatial. Ce modèle d'un miroir de 2 m, m'a permis d'étudier l'influence des paramètres de la structure interne du miroir sur ses déformations. J'ai ainsi trouvé un moyen de rigidifier la structure du miroir de manière locale au niveau des dispositifs de fixation du miroir. Cela s'est traduit par une réduction des déformations de hautes fréquences spatiales.

À court terme, les perspectives pour l'estimation des perturbations portent sur la validation expérimentale des performances sur un banc représentatif des simulations effectuées avec des composants réels. À plus long terme, nous envisageons l'application de notre estimateur dans un cadre plus complexe où plusieurs miroirs déformables, positionnés dans des plans différents de la pupille, peuvent être contrôlés ; par exemple, un télescope très grand champ dédié à l'astronomie intégrant la possibilité de corriger les déformations de son M_3. Le comportement de l'estimateur en boucle fermée devra également être étudié. Ces problématiques seront abordées dans une thèse qui va prendre la suite de mon travail.

Une application de la minimisation du front d'onde résiduel dans la pupille réalisée par notre estimateur pourrait également être le calcul de la forme de la surface optique de miroirs de forme libre. Cette utilisation permettrait d'obtenir des combinaisons d'une très grande qualité optique pour les télescopes.

Du point de vue de l'adaptation des déformations du miroir primaire aux capacités de l'optique active spatiale, une problématique à court terme réside dans la validation de la nouvelle géométrie proposée vis à vis de deux aspects. Premièrement, il devra être démontré que la structure peut être fabriquée par les moyens disponibles et pour un coût acceptable. Deuxièmement il est nécessaire de montrer qu'elle peut résister aux vibrations du lancement. Pour cela, une première étape consiste à étudier les fréquences propres de la structure. Tandis qu'une seconde étape nécessitera la réalisation de simulations numériques incluant une modélisation plus complète des vibrations.

A plus long terme, un changement de paradigme dans la conception des miroirs primaires extrêmement allégés par optimisation topologique pourrait être envisagé. En remplaçant le critère à minimiser généralement utilisé (déformations) par un critère tenant compte uniquement des moyennes et hautes fréquences spatiales et non des faibles fréquences spatiales corrigeables pour l'optique active, un gain de masse pourrait être réalisé.

Annexe

A Conception du banc RASCASSE

La présente annexe décrit le travail que j'ai effectué dans le cadre de la conception optique du banc de test des analyseurs de front d'onde sous conditions représentatives de l'observation de la Terre en orbite basse. Ce banc, conçu dans le cadre du projet Réalisation d'Analyseurs de Surface d'onde pour le Contrôle de miroirs Actifs Spatiaux sur Sources Étendues (RASCASSE) et situé dans les locaux du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, est amené à devenir une référence en France pour le test des ASO pour l'OActS. Il a été conçu pour simuler l'utilisation d'ASO au sein d'un télescope dont la résolution au sol est de 30 cm et ainsi valider les simulations numériques préalablement effectuées.

La présentation du travail effectué sur le banc RASCASSE se déroulera de la manière suivante : tout d'abord, nous présenterons les spécifications principales ; puis nous décrirons la combinaison optique du banc, avant de parler de ses performances théoriques. Enfin, nous exposerons les performances réelles obtenues après l'alignement du banc que j'ai réalisé en binôme avec une collègue du Laboratoire d'Astrophysique de Marseille.

A.1 Spécifications

La finalité du banc RASCASSE est de permettre la comparaison de différents ASO dans différentes configurations de fronts d'onde dans la pupille définies par une étude système réalisée par l'industriel Thales Alenia Space, ainsi que l'évaluation de leur fonctionnement en source ponctuelle et étendue. La réalisation de ces configurations nécessite : une source ponctuelle monochromatique et polychromatique, une source étendue monochromatique et une source étendue polychromatique dans le visible (bande panchromatique). Ces ASO sont définis pour une utilisation spatiale et pour être placés en sortie de télescope. Le banc doit donc être capable de simuler les aberrations de sortie d'un télescope de la classe envisagée dans l'étude RASCASSE, c'est-à-dire ayant une résolution au sol de 30 cm. Le rôle du banc mentionné ci-dessus ainsi que les caractéristiques de certains composants spécifiques utilisés m'ont permis de dériver les principales spécifications qui vont contraindre la conception de ce système.

Les images utilisées pour simuler un fonctionnement sur source étendue sont des images de scènes terrestres dont la résolution est de 15 cm (deux pixels représentent 15 cm au sol). Le dispositif utilisé comme source est un écran OLED dont les pixels ont une taille de 12 µm. Une des finalités du banc étant de simuler un télescope d'observation de la Terre dont la résolution au sol est de 30 cm, le critère de Shannon nous indique donc que deux pixels dans le plan focal doivent représenter 30 cm au sol. Ainsi quatre pixels au niveau de la source doivent être imagés sur deux pixels au niveau du détecteur. La taille des pixels de la camera choisie étant de 6,45 µm, le grandissement du système doit être de 0,269 pour pouvoir simuler une résolution de 30 cm.

La spécification sur le grandissement que nous venons de voir est une contrainte très forte sur le design. Les autres spécifications sont moins déterminantes même si elles définissent tout de même les caractéristiques des éléments du banc. La pupille du système de 20 mm de diamètre est limitée par un diaphragme qui simule la pupille du télescope ainsi que son obstruction centrale. La bande spectrale utile doit être celle du visible entre 450 nm et 750 nm. L'image d'une source ponctuelle doit également être bien échantillonnée au sens du critère de Shannon pour les longueurs d'onde supérieures à 515 nm. Ainsi, l'ouverture du faisceau au niveau du foyer – donnée par la formule suivante :

$$\frac{f}{d} = \frac{2p}{\lambda}, \tag{A.1}$$

où p est la taille d'un pixel dans le plan focal et λ la longueur d'onde – doit être supérieure ou égale à F/25. La longueur d'onde spécifiée pour le calcul de l'échantillonnage à Shannon de l'image d'une source ponctuelle au plan focal correspond au maximum de la radiance spectrale de l'écran OLED (voir Figure A.1) qui permet de créer la source étendue.

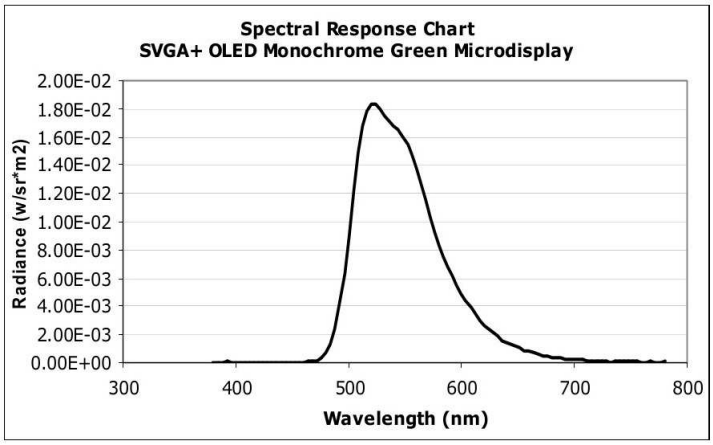


FIGURE A.1 – Radiance spectrale de l'écran OLED monochrome qui permet de créer la source étendue du banc RASCASSE. Le maximum se situe autour d'une longueur d'onde de 515 nm (crédit : eMagin).

Enfin, l'étude et la validation de l'utilisation sur source étendue des ASO nécessitent une variation très faible de l'erreur de front d'onde dans le champ pour le banc. En effet, cette variation introduit un bruit supplémentaire dans la mesure des ASO et limite donc la mesure de leurs performances réelles. Ainsi, la variation dans le champ du front d'onde en sortie du banc doit être de l'ordre de grandeur des performances de mesure envisagées pour les ASO. Dans notre

cas, cette variation devra être limitée à $\frac{\lambda}{100}$. En revanche, il n'y a pas de spécification en ce qui concerne la valeur absolue de l'erreur de front d'onde. En effet, un étalonnage des ASO est effectué avant les mesures pour éliminer les aberrations statiques du banc.

Spécifications	Unités	Valeurs
Grandissement	-	0,269
Ouverture	-	$\leq$ F/25
Diamètre de la pupille	mm	20
Longueurs d'onde utiles	nm	450 – 800
Variation du front d'onde dans le champ	-	$\frac{\lambda}{100}$
Diamètre pupille micro-lentilles	mm	6,45
Diversité inter image	-	1,2 λ

TABLE A.1 – Spécifications du banc RASCASSE.

Les ASO testés durant le projet RASCASSE sont un Shack-Hartmann et une diversité de phase. Ces ASO représentatifs des deux grandes familles (*cf.* § II.2.1) apportent également un certain nombre de contraintes spécifiques liées à leur fonctionnement. Tout d'abord, le SH est constitué d'une matrice de dix par dix micro-lentilles dont le diamètre fait 0,645 mm. Ainsi, pour un échantillonnage optimal de la pupille, cette dernière doit avoir un diamètre de 6,45 mm dans le plan des micro-lentilles. Pour la diversité de phase, l'écart de focalisation entre les deux images doit être de 1,2λ. En effet, les simulations numériques de l'ASO à diversité de phase réalisées préalablement, ont montré que cette valeur était optimale. Une contrainte supplémentaire se voit rajoutée pour éviter un grandissement différent des deux images : le faisceau doit être télécentrique.

Enfin pour des raisons de coût et de délai, il a été fait le choix de n'utiliser que des composants optiques sur catalogue. Les spécifications du banc RASCASSE explicitées ici sont rassemblées dans le Tableau A.1.

A.2 Architecture optique

Le banc RASCASSE a été conçu pour avoir quatre fonctions optiques principales :
- Simuler un télescope de 30 cm de résolution au sol,
- Fournir une image de la pupille de 6 mm de diamètre sur la camera diversité de phase (utilisée uniquement durant l'alignement),
- Imager l'objet sur le détecteur de la diversité de phase avec un grandissement de 0,269 et une ouverture supérieure à F/25,
- Fournir une image de la pupille d'un diamètre de 6,45 mm à l'ASO SH.

La Figure A.2 montre un schéma de l'architecture optique complète du banc. Les deux dernières fonctions doivent être réalisées simultanément. Ceci implique que le banc doit posséder deux chemins optiques sur lesquels seront placés les deux ASO à tester. Pour pouvoir réaliser les différentes fonctions nécessaires au test des ASO de l'étude RASCASSE, le banc se compose de quatre éléments principaux : un collimateur, un simulateur de télescope, un chemin ASO à diversité de phase et un chemin ASO Shack-Hartmann.

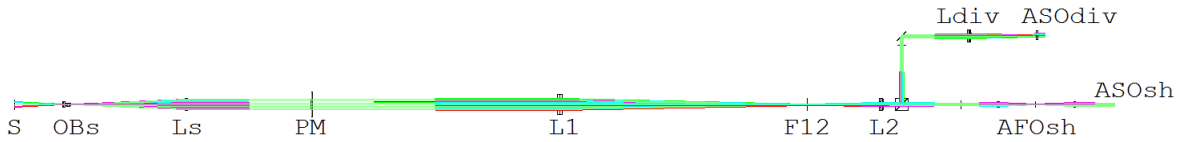


FIGURE A.2 – Schéma de l'architecture optique du banc RASCASSE.

Les différentes fonctions du banc sont réalisées à l'aide de doublets achromatiques se succédant dans des configurations dites de conjugaison infini-foyer. Ci-après sont présentés successivement chacun des éléments qui constituent le banc en suivant le trajet de la lumière.

A.2.1 Collimateur

L'objectif de ce sous-ensemble est de simuler à la fois des scènes terrestres vues depuis l'orbite basse et une source non résolue brillante mimant une étoile. Pour cela, le collimateur va imager les différentes sources (écran OLED et source ponctuelle) à l'infini. Ainsi il simule l'objet véritable qui serait vu par le télescope. Ceci n'est pas rigoureusement vrai pour les scènes terrestres. Cependant, la distance entre la surface de la Terre et le satellite (700 km en orbite basse) étant grande devant la focale du télescope, nous pouvons en première approximation considérer les scènes terrestres comme situées à l'infini. Dans le domaine paraxial, la focale du collimateur est donnée par la relation suivante :

$$f_s = \frac{N D_{pup}}{\gamma}, \tag{A.2}$$

où N est l'ouverture dans l'espace image du système, D_{pup} est le diamètre de la pupille et γ est le grandissement du système. L'ouverture du système devant être supérieure à f/25, la valeur de la focale du collimateur doit être supérieure à 1800 mm. La distance séparant l'objet de la lentille collimatrice est réduite en introduisant un objectif de grandissement inférieur à un.

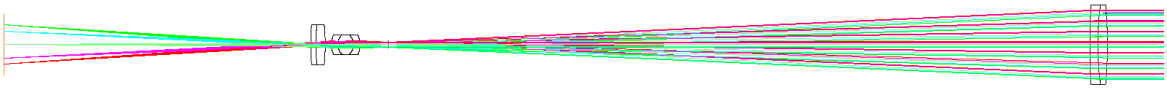


FIGURE A.3 – Schéma de l'architecture optique de la partie collimateur du banc RASCASSE.

La Figure A.3 présente un zoom sur les éléments optiques qui réalisent la fonction de collimateur. Ces éléments sont répartis en deux groupes. Un premier groupe constitué d'un doublet de focale 100 mm et d'un triplet de focale 14 mm, qui forment un objectif de grandissement $\frac{1}{7}$. Un second groupe constitué d'un doublet de focale 250 mm. L'ensemble de ces deux groupes est équivalent à un élément optique de focale 1800 mm.

A.2.2 Simulateur de télescope

Cette partie du design a pour but de représenter un télescope spatial en ce qui concerne l'obturation centrale, les aberrations générées et l'imagerie. Pour cela elle est composée, tout d'abord, d'une pupille de 20 mm avec obturation centrale. À cette pupille physique est accolée une roue à masque de phase générant des fronts d'onde parfaitement connus et représentatifs du télescope

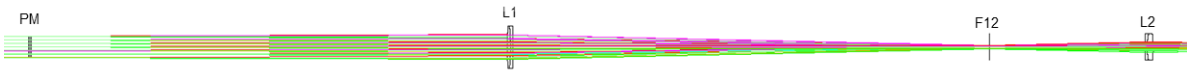


FIGURE A.4 – Schéma de l'architecture optique de la partie simulateur de télescope du banc RASCASSE.

simulé. Les différents fronts d'onde sont créés en gravant sur des disque de silice de 20 mm de diamètre des cartes d'épaisseur (voir Figure A.5) correspondant aux fronts d'onde désirés. La variation d'épaisseur induit une variation de la phase proportionnelle à l'indice du matériau utilisé moins celui de l'air. La roue contient ainsi huit masques différents dont un masque d'épaisseur constante qui sert pour l'étalonnage des ASO sur le banc et un masque sur lequel est gravé un réticule pour l'alignement du banc.

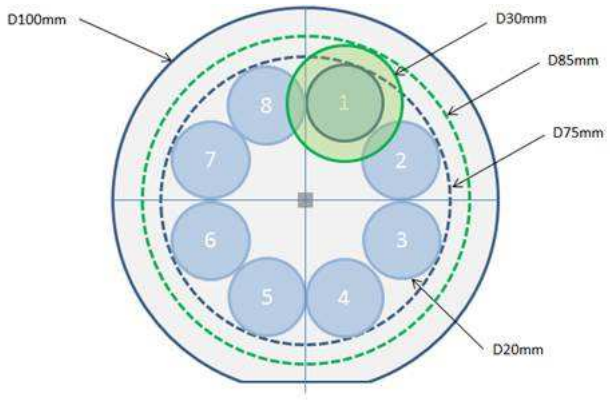


FIGURE A.5 – Schéma de la roue à masques de phase accolée à la pupille physique du banc RASCASSE (crédit : SILIOS).

Un relai de pupille constitué des doublets L1 et L2 effectue, ensuite, une réduction de l'image de la pupille. La Figure A.4 montre les différents éléments du simulateur de télescope.

A la sortie du simulateur, l'image de la pupille a un diamètre de 6 mm. Comme nous le verrons par la suite, ce diamètre est nécessaire pour l'obtention d'une ouverture correcte du faisceau au niveau du plan focal à l'aide de doublets standards. Par conséquent, les focales des doublets L1 et L2 doivent permettre d'obtenir un rapport de réduction de 3,33. Il fallait donc trouver des doublets sur catalogue dont les focales étaient liées par un rapport de 3,33. J'ai opté pour deux doublets de focales respectives 500 mm et 150 mm pour L1 et L2. Un cube séparateur, placé après L2, permet d'alimenter simultanément les deux voies de mesure sur lesquelles sont installées les ASO à tester. J'ai préféré utiliser un cube séparateur plutôt qu'une lame séparatrice car la lame étant à 45°, elle introduirait de l'astigmatisme.

A.2.3 Voie diversité de phase

Le rôle de cette voie est de faire les deux images nécessaires à la diversité de phase sur le détecteur de la caméra avec un défocus de 1,2 λ (pour $\lambda = 550$ nm) et un bon échantillonnage au sens du critère de Shannon. Cette voie est principalement constituée (voir Figure A.6) d'un miroir

de renvoi, d'un doublet (Ldiv) qui fait l'image sur le détecteur et d'un séparateur à décalage latéral (Msdl) qui sépare et défocalise les deux images nécessaires. Ce séparateur a été spécifié par l'entreprise Thales Alenia Space qui était responsable de la conception de l'ASO diversité de phase testé sur le banc.

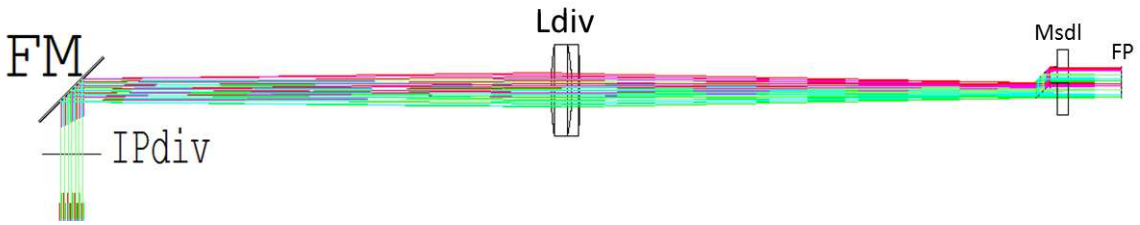


FIGURE A.6 – Schéma de l'architecture optique de la voie diversité de phase du banc RASCASSE.

J'ai positionné le doublet Ldiv de manière à ce que l'image de la pupille se trouve dans le plan de son foyer objet assurant ainsi la télécentricité de la voie diversité de phase. Cette télécentricité est nécessaire pour éviter une différence de grandissement entre les deux images de la diversité de phase. La focale du doublet Ldiv a été choisie pour avoir un échantillonnage à Shannon de l'image sur le détecteur pour les longueurs d'ondes supérieures à 515 nm. L'ouverture du faisceau après le doublet de F/25, le besoin d'une valeur sur catalogue et la symétrie avec le doublet L2 permettant de limiter le chromatisme m'ont poussé à choisir une focale de 150 mm pour Ldiv.

A.2.4 Voie Shack-Hartmann

Le rôle de cette voie est de délivrer une image de la pupille avec un diamètre de 6,45 mm. Elle se compose d'un relai de pupille dont le rôle est double : créer un foyer intermédiaire pour y placer un diaphragme de champ et permettre le réglage fin du diamètre de l'image de la pupille. Cette dernière fonction est obtenue en déplaçant de quelques millimètres la lentille Lsh2. La matrice de micro-lentilles est mise dans l'image de la pupille en sortie du relai de pupille (Lsh1-Lsh2).

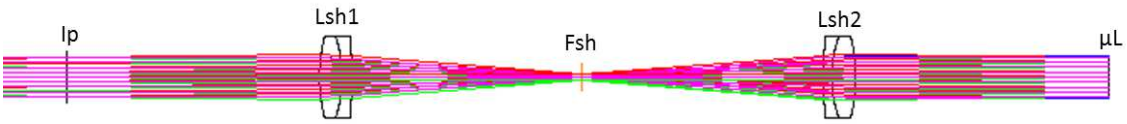


FIGURE A.7 – Schéma de l'architecture optique de la voie Shack-Hartmann du banc RASCASSE.

Le relai de pupille réalisé par les doublets Lsh1 et Lsh2 doit faire passer l'image de la pupille d'un diamètre de 6 mm à 6,45 mm. J'ai choisi pour cela des focales de 75 mm et 80 mm pour les doublets Lsh1 et Lsh2 respectivement.

A.3 Performances

A.3.1 Voie diversité de phase

La première chose à vérifier est que la taille de l'image fournie par le banc est conforme aux spécifications et que ses dimensions sont compatibles avec la taille du détecteur utilisé. La Figure A.8 représente l'impact des différents champs sur le détecteur de la camera de l'ASO diversité de phase. Le cadre noir représente la moitié de la matrice CCD ce qui correspond à la surface allouée pour chaque image de la diversité de phase. Les points bleu, rouge et vert représentent le centre du champ et les bords de l'écran OLED. La marge sur les bords de l'image est supérieure à 400 µm. Ceci évite un vignetage de l'image par le CCD ou un recouvrement des images de la diversité de phase.

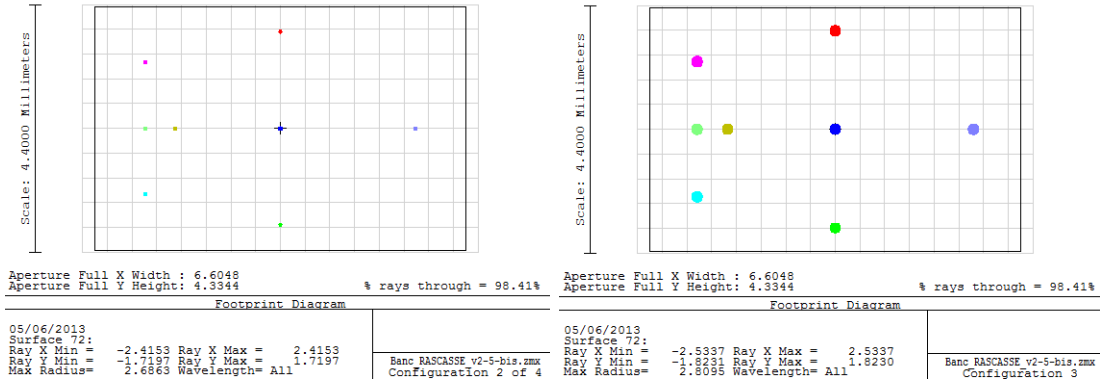


FIGURE A.8 – Allure de l'image focalisée (gauche) et défocalisée (droite) sur le CCD.

À partir de la position maximale dans la direction X et Y des spots, nous pouvons remonter au grandissement du système optique. J'ai ainsi obtenu un grandissement de 0,280 ce qui correspond à 3,84 pixels de l'écran OLED pour 2 pixels caméra.

La Figure A.9 montre l'allure de la tache image des différents champs dans le plan focal de la diversité de phase. La tache image de chaque champ est représentée dans un carré de 10×10 pixels caméra. Le cercle noir correspond au diamètre de la tâche d'Airy pour $\lambda = 552\,\text{nm}$ et une ouverture de F/25. Cette figure montre que la voie diversité de phase est limitée par la diffraction et que l'échantillonnage de la tache focale respecte le critère de Shannon.

La Figure A.10 montre les variations de l'erreur de front d'onde rms en fonction du champ pour différentes largeurs de bande spectrale (100 nm, 60 nm, 40 nm). Les courbes en trait plein représentent ces variations lorsque la caméra est dans sa position initiale. Les courbes en pointillées montrent ces mêmes variations lorsque la caméra a été déplacée le long de l'axe optique pour réduire la variation du front d'onde. Nous pouvons voir que les variations des courbes pour le champ Y sont plus faibles que celles pour le champ X. Ceci s'explique par le fait que la taille du champ Y est plus faible que celle du champ X. Les valeurs de la variation du front d'onde dans le champ sans refocalisation de la caméra sont :

– Pour une bande spectrale de 100 nm : $\frac{\lambda}{170}$,
– Pour une bande spectrale de 60 nm : $\frac{\lambda}{50}$,

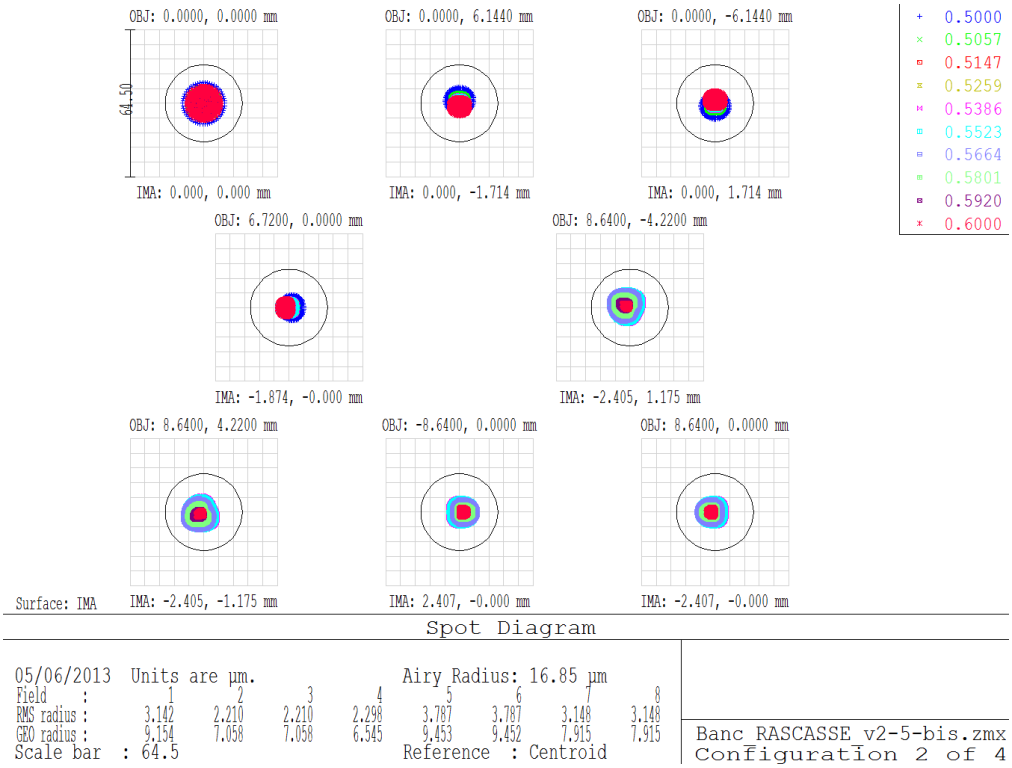


FIGURE A.9 – Tache focale de l'image focalisée de la diversité de phase pour différents points dans le champ et différentes longueurs d'onde dans la bande 500 – 600 nm.

– Pour une bande spectrale de 40 nm : $\frac{\lambda}{70}$.

Pour les bandes spectrales de 60 nm et 40 nm, une translation de la caméra de respectivement 70 µm et 50 µm permet de ramener la variation de l'erreur de front d'onde à une valeur inférieure à $\frac{\lambda}{100}$.

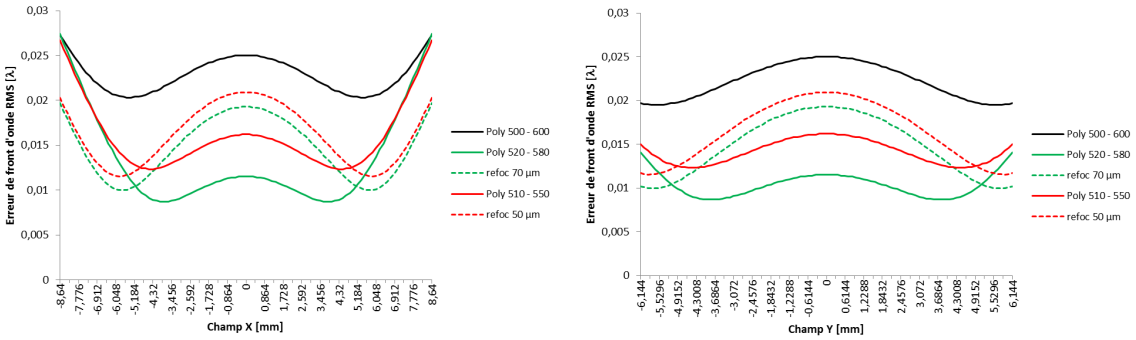


FIGURE A.10 – Erreur de front d'onde en fonction du champ dans la direction X (gauche) et dans la direction Y (droite).

La Figure A.11 montre l'erreur de front d'onde rms en fonction de la longueur d'onde dans la bande optimisée (500 – 600 nm) pour chaque point du champ. Le minimum est de l'ordre de $\frac{\lambda}{200}$ et se situe entre 540 nm et 550 nm.

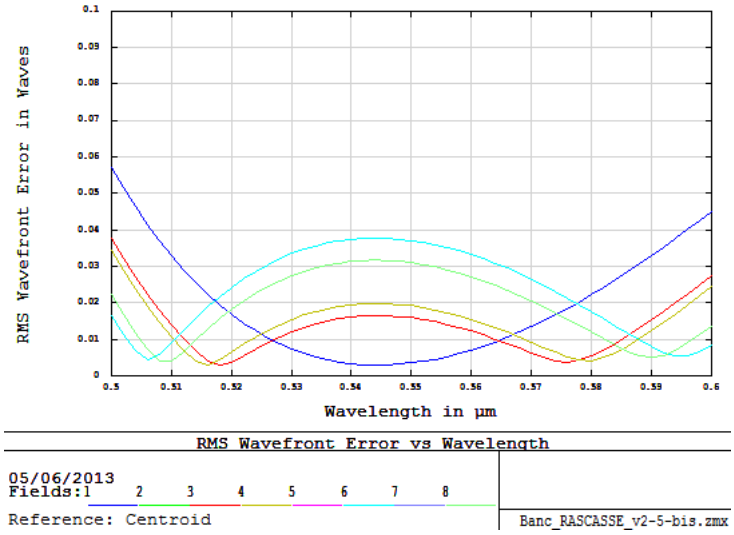


FIGURE A.11 – Erreur de front d'onde en fonction de la longueur d'onde pour différents points du champ.

En comparant les Figures A.10 et A.11, nous remarquons que la diminution de la variation dans le champ du front d'onde lorsque la largeur de la bande spectrale augmente est due au fait que les aberrations chromatiques compensent en partie les aberrations dans le champ du design. Cela ne reste valable que jusqu'à une largeur de bande d'environ 100 nm.

La Figure A.12 (droite) montre la différence de phase entre les deux faisceaux de la diversité de phase pour une longueur d'onde de $\lambda = 552\,\text{nm}$. La phase différentielle entre les deux images est un défocus de 0,84 λ réalisé par le séparateur à décalage latéral (Msdl). Cet écart avec la valeur visée (1,2 λ) vient du fait que le séparateur a été spécifié au fabricant pour une longueur d'onde de 645 nm. Après fabrication, il est apparu que le pic de radiance de l'écran OLED était centré sur 550 nm. Ce séparateur a donc été fabriqué, livré et utilisé lors de la première campagne de mesures car le planning ne permettait pas de refabriquer la pièce et le défocus était suffisant pour que l'ASO puisse fonctionner.

Une modification du séparateur (ajout d'un cube de verre de 3 mm d'épaisseur sur une des voies) a été effectuée après la première campagne de mesure pour obtenir la valeur de défocus spécifiée pour la longueur d'onde 550 nm. La Figure A.12 (gauche) présente la phase différentielle entre les deux faisceaux dans le cas du séparateur modifié. Cette fois ci, le défocus est de 1,17 λ ce qui est conforme à la spécification.

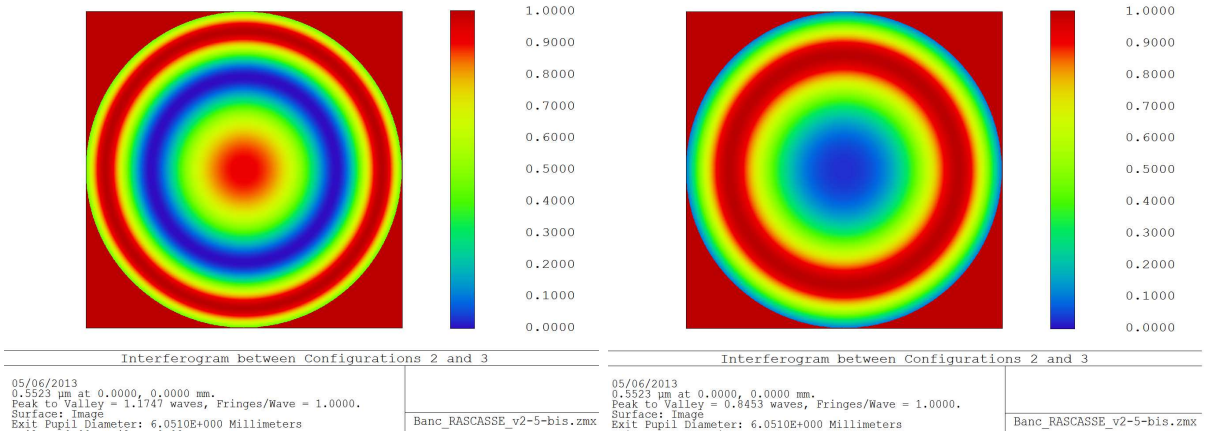


FIGURE A.12 – Phase différentielle entre les deux images de la diversité de phase pour le séparateur original (droite) et le séparateur modifié (gauche).

A.3.2 Voie Shack-Hartmann

Les performances de la voie Shack-Hartmann sont calculées dans la pupille finale, qui contient les micro-lentilles.

La Figure A.13 présente l'empreinte des faisceaux des différents champs dans le plan image de la pupille où est placé la matrice de micro-lentilles. Le cadre noir représente le contour extérieur de la matrice de micro-lentilles. Nous pouvons voir que le diamètre de l'empreinte des différents faisceaux est bien égale à 6,45 mm.

La Figure A.14 représente l'erreur de front d'onde rms en fonction du champ dans les deux directions (X et Y) pour différentes longueurs d'onde de la bande spectrale 500 – 600 nm. La courbe polychromatique correspond à une moyenne pondérée sur toute la bande 500 – 600 nm.

Nous pouvons voir que les variations des courbes pour le champ Y sont plus faibles que celles pour le champ X. Ceci s'explique par le fait que le champ Y est plus faible que le champ X. La

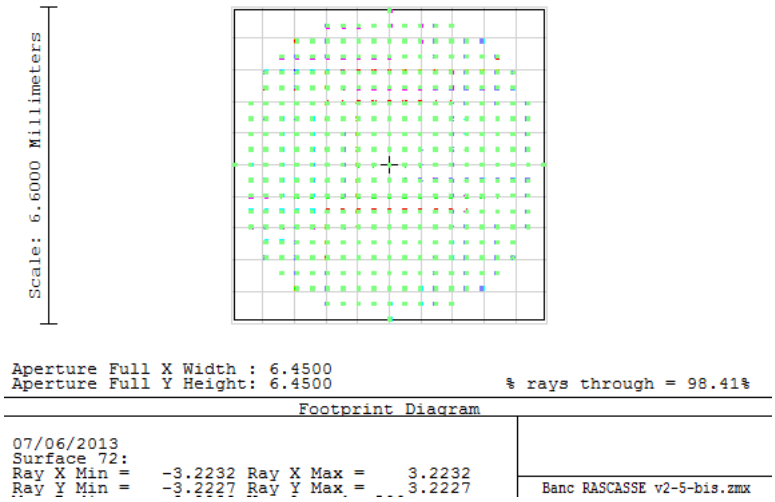


FIGURE A.13 – Empreinte du faisceau dans le plan des micro-lentilles.

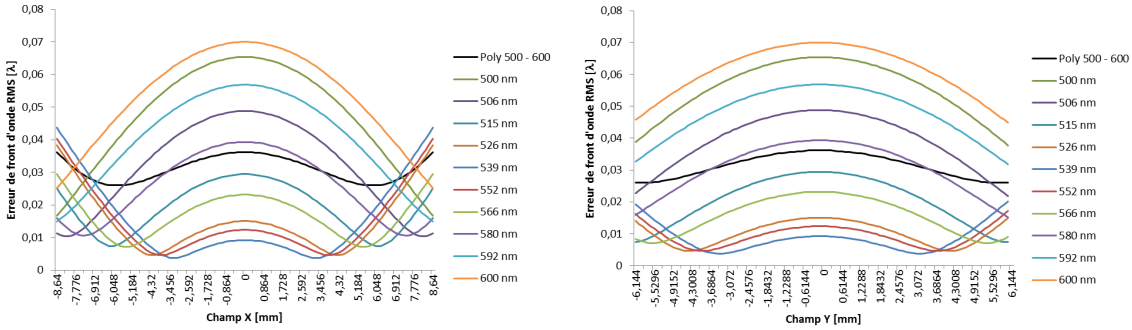


FIGURE A.14 – Erreur de front d'onde en fonction du champ dans la direction X (gauche) et dans la direction Y (droite).

variation de l'erreur de front d'onde dans le champ correspond à la variation de chaque courbe. Dans le pire des cas, la variation sur tout le champ est meilleure que :

– $\frac{\lambda}{20}$ pour chaque longueur d'onde dans la bande utile (450 – 750 nm),
– $\frac{\lambda}{100}$ sur la bande 500 – 600 nm.

La Figure A.15 montre l'erreur de front d'onde rms en fonction de la longueur d'onde dans la bande utile pour chaque bord du champ ainsi que pour le centre du champ. Les minimums sont de l'ordre de $\frac{\lambda}{100}$ et se situent à 515 nm et à 570 nm. Sur la bande 500 – 600 nm, l'erreur de front d'onde est inférieure à $\frac{\lambda}{14}$.

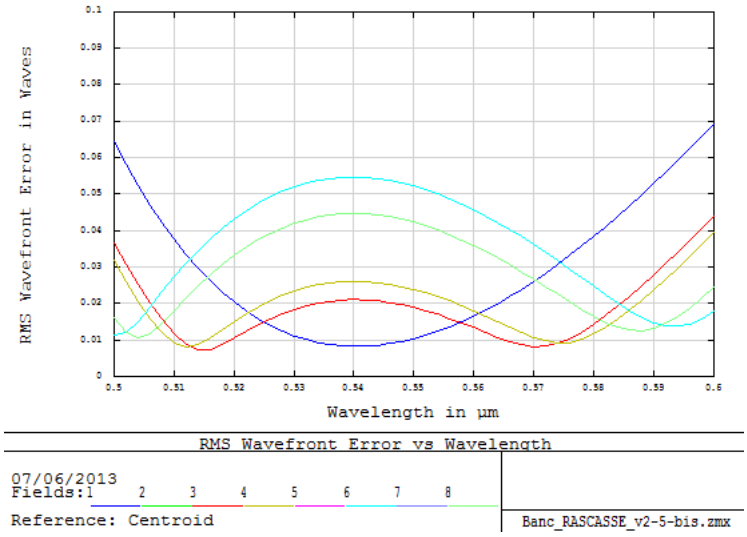


FIGURE A.15 – Erreur de front d'onde en fonction de la longueur d'onde pour différents points du champ (centre et chaque bord).

Pour récapituler, l'ensemble des performances du design du banc RASCASSE que nous venons de voir ainsi que les spécifications sont rappelés dans le Tableau A.2. Nous remarquons que la majorité des performances visées sont atteintes par le design présenté.

Spécifications	Unités	Valeurs demandées	Valeurs obtenues
Grandissement	-	0,269	0,284
Ouverture	-	$\leq$ F/25	F/25
Diamètre de la pupille	mm	20	20
Longueurs d'onde utiles	nm	450 – 800	450 – 800
Variation du front d'onde dans le champ	-	$\frac{\lambda}{100}$	$\frac{\lambda}{100}$
Diamètre pupille micro-lentilles	mm	6,45	6,45
Diversité inter image	-	1,2 λ	1,17 λ

TABLE A.2 – Comparaison entre les spécifications et les performances théoriques du banc RASCASSE.

A.3.3 Performances réelles

Après la phase de conception et d'approvisionnement des différents éléments optiques et opto-mécaniques du banc, la phase d'intégration et d'alignement a pu démarrer. L'alignement du banc a été fait de manière optique à l'aide de réticules. Dans la suite, nous décrirons la procédure d'alignement ainsi que les performances réelles du banc obtenues à son issue.

L'axe optique du banc est défini par le centre de la matrice de pixels du détecteur et le centre de l'écran OLED dans la configuration source étendue. Le centre de l'écran OLED est matérialisé par un réticule affiché sur l'écran. L'alignement de chaque élément optique va consister à superposer l'image du réticule de l'écran OLED avec celui de la matrice de pixels de la caméra. L'alignement de la roue à masque de phase, quant à lui, utilise le réticule gravé sur un des masques que nous venons aligner avec l'axe optique.

La Figure A.16 présente l'amplitude du front d'onde, dans le plan focal final du banc, reconstruit par la méthode de la diversité de phase. Ces performances sont mesurées dans quarante-neuf points du champ. Les différents graphiques montrent successivement l'amplitude de l'astigmatisme, de la coma, du focus et l'amplitude totale des aberrations. Les deux premières informations que nous pouvons tirer de la carte présentant l'amplitude du front d'onde sont que le front d'onde est toujours inférieur à 60 nm rms et que la variation du front d'onde dans le champ est de 25 nm. Cette variation, de l'ordre de $\frac{\lambda}{25}$, est en dehors des spécifications originales et des performances théoriques du banc.

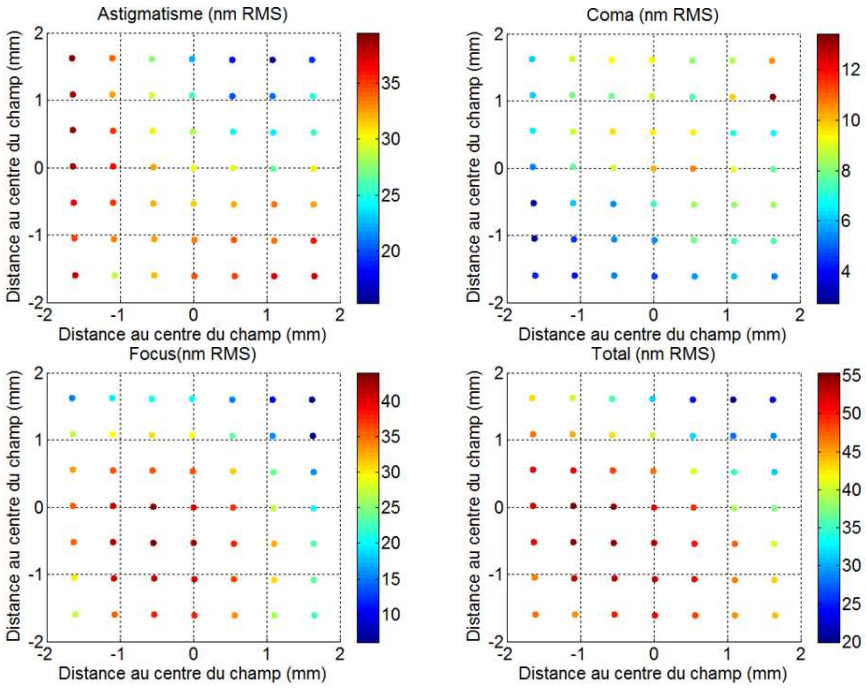


FIGURE A.16 – Astigmatisme, coma, focus et front d'onde total pour différents points dans le champ.

Le graphique présentant l'amplitude de l'aberration de focus dans le champ nous permet d'esquisser une première piste d'explication. En effet, le minimum de l'aberration de focus n'est pas

au centre du champ, indiquant un problème dans l'alignement du banc. Une première campagne de mesure a été effectuée avec le banc en l'état. Après cette campagne, un réalignement du banc a été entrepris, par des collègues du laboratoire d'astrophysique de Marseille, en utilisant en plus de la méthode précédemment évoquée, un ASO SH pour minimiser le front d'onde au centre du champ. Les performances ont été légèrement améliorées mais n'ont pas permis de rentrer dans les spécifications. L'explication est cette fois-ci à chercher du coté de la qualité optique des éléments optique ($\leq 10\,\text{nm}$ rms) et des tolérances sur leurs focales (2 %).

A.4 Conclusion de l'annexe

Dans cette annexe a été présenté le travail de conception optique du banc RASCASSE que j'ai réalisé au début de mon doctorat. Ce processus de conception s'est déroulé en trois étapes : l'expression des spécifications à partir de l'objectif du banc et des caractéristiques des éléments utilisés, la réalisation du design optique et enfin la comparaison des performances de la combinaison proposée avec les spécifications. Une majorité des spécifications demandées ayant été obtenue d'un point de vue théorique, le design optique que j'ai proposé pour le banc a été validé.

Par la suite, ce banc a été intégré, aligné et les campagnes de mesures effectuées. Malgré une qualité optique finale dégradée par rapport aux spécifications originales, le banc a donné entièrement satisfaction à l'ensemble des utilisateurs tant sur le plan fonctionnel que sur celui des performances. La conclusion globale du projet RASCASSE a été la démonstration de précisions de mesure inférieures à 10 nm rms pour les ASO testés dans des conditions représentatives de l'observation de la Terre en orbite basse pour des sources étendues et ponctuelles.

Bibliographie

D. Scott Acton and J. Scott Knight. Multi-field alignment of the James Webb Space Telescope. In *Proc. SPIE*, volume 8442, page 84423C, 2012. doi : 10.1117/12.925004.

D. Scott Acton, Paul D. Atcheson, M Cermak, L Kingsbury, F Shi, and Dc Redding. James Webb Space Telescope wavefront sensing and control algorithms. *Optical, Infrared, and Millimeter Space Telescopes, Proc. SPIE*, 5487 :887–896, 2004. ISSN 0277786X. doi : 10.1117/12.551846.

W. P. Barnes. Hexagonal vs Triangular Core Lightweight Mirror Structures. *Applied optics*, 11 (12) :2748–2751, 1972. ISSN 0003-6935. doi : 10.1364/AO.11.002748.

Fabien Baron, Isabelle Mocoeur, Frédéric Cassaing, and Laurent M Mugnier. Unambiguous phase retrieval as a cophasing sensor for phased array telescopes. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, image science, and vision*, 25(5) :1000–1015, 2008. ISSN 1084-7529. doi : 10.1364/JOSAA.25.001000.

M. Born and E. Wolf. *Principles of optics*. 1999. ISBN 0521642221. doi : 10.1016/S0030-3992(00) 00061-X.

Brett G. Compton and Jennifer a. Lewis. 3D-printing of lightweight cellular composites. *Advanced Materials*, pages 5930–5935, 2014. ISSN 09359648. doi : 10.1002/adma.201401804.

James W. Contreras and Paul a. Lightsey. Optical design and analysis of the James Webb Space Telescope : optical telescope element. In *Novel Optical Systems Design and Optimization VII, Proc. SPIE*, volume 5524, pages 30–41, 2004. doi : 10.1117/12.559871.

Vincent Costes, Guillaume Cassar, and Laurent Escarrat. Optical design of a compact telescope for the next generation earth observation system. In *Proceedings of ICSO*, 2012.

Lee Feinberg, L Cohen, B Dean, W Hayden, J Howard, and R Keski-Kuha. Space telescope design considerations. *Optical Engineering*, 51(1) :011006, feb 2012. ISSN 0091-3286. doi : 10.1117/1.OE.51.1.011006.

J R Fienup. Phase retrieval algorithms : a comparison. *Applied optics*, 21(15) :2758–2769, 1982. ISSN 0003-6935. doi : 10.1364/AO.21.002758.

J R Fienup, J C Marron, T J Schulz, and J H Seldin. Hubble Space Telescope characterized by using phase-retrieval algorithms. *Applied optics*, 32(10) :1747–1767, 1993. ISSN 0003-6935. doi : 10.1364/AO.32.001747.

Thierry Fusco, Jean-Marc Conan, Gerard Rousset, Laurent M. Mugnier, and Vincent Michau. Optimal wave-front reconstruction strategies for multiconjugate adaptive optics. *Journal of the Optical Society of America*, 18(10) :2527–38, oct 2001. ISSN 1084-7529.

Roland Geyl and Marc Cayrel. Low CTE glass, SiC & Beryllium for lightweight mirror substrate. In *Proceedings of SPIE*, volume 5965, pages 59651F–59651F–7, 2005. doi : 10.1117/12.627667.

Ph. Gitton and Lothar Noethe. Tuning of the NTT alignment. *The Messenger*, 92(15-18), 1998.

R. a. Gonsalves. Phase retrieval from modulus data. *Journal of the Optical Society of America*, 66(9) :961, 1976. ISSN 0030-3941. doi : 10.1364/JOSA.66.000961.

Robert A Gonsalves. Phase Retrieval And Diversity In Adaptive Optics. *Optical Engineering*, 21(5) :215829–215829–, 1982. doi : 10.1117/12.7972989.

Stephane Guisard, Lothar Noethe, and Jason Spyromilio. Performance of active optics at the VLT. In *Proc. SPIE*, volume 4003, pages 154–164, 2000. doi : 10.1117/12.391506.

Olivier Guyon. Limits of Adaptive Optics for High Contrast Imaging. *The Astrophysical Journal*, 629(1) :592–614, 2005. ISSN 0004-637X. doi : 10.1086/431209.

Ignacio Iglesias, Roberto Ragazzoni, Yves Julien, and Pablo Artal. Extended source pyramid wave-front sensor for the human eye. *Optics express*, 10(9) :419–428, 2002. ISSN 1094-4087. doi : 10.1364/OE.10.000419.

Peter D Joseph and Julius T Tou. On Linear Control Theory. 1100(18) :193–196, 1961.

Stanley J Kishner, George J Gardopee, Matthew B Magida, and Roger A Paquin. Large stable mirrors : a comparison of glass, beryllium and silicon carbide. In *Proc. SPIE*, volume 1335, pages 127–139, 1990.

Dietrich Korsch. Anastigmatic three-mirror telescope. *Applied optics*, 16(8) :2074–2077, 1977. ISSN 0003-6935. doi : 10.1364/AO.16.002074.

Matthew D. Lallo. Experience with the Hubble Space Telescope : 20 years of an archetype. *Optical Engineering*, 51(1) :011011, 2012. ISSN 00913286. doi : 10.1117/1.OE.51.1.011011.

Jean-Luc Lamard, Catherine Gaudin-Delrieu, David Valentini, Christophe Renard, Thierry Tournier, and Jean-Marc Laherrere. Design of the high resolution optical instrument for the Pleiades HR Earth observation satellites. *European Space Agency, (Special Publication) ESA SP*, 2004.

Marie Laslandes, Emmanuel Hugot, Marc Ferrari, Claire Hourtoule, Christian Singer, Christophe Devilliers, Celine Lopez, and Frederic Chazallet. Mirror actively deformed and regulated for applications in space : design and performance. *Optical Engineering*, 52 :091803, 2013. ISSN 0091-3286. doi : 10.1117/1.OE.52.9.091803.

Arnaud Liotard, Marc Bernot, Mikaël Carlavan, Frédéric Falzon, Thierry Fusco, Vincent Michau, Aurelie Montmerle-Bonnefois, Laurent M. Mugnier, Celine Engel, Clement Escolle, Marc Ferrari, Emmanuel Hugot, Thierry Bret-Dibat, and David Laubier. Wave-front sensing for space active optics : RASCASSE project. In *Proceedings of ICSO*, number October, 2014.

Virendra N. Mahajan. Strehl ratio for primary aberrations : some analytical results for circular and annular pupils. *Journal of the Optical Society of America A*, 72(9) :1258–1266, 1982. ISSN 1084-7529. doi : 10.1364/JOSAA.10.002092.

A Marechal. Étude des aberrations d'excentrement tolerances sur le centrage des instruments d'optique. *Revue d'Optique*, 29 :1–24, 1950.

M Mayor and D Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar type star. *Nature*, 378 :355–359, 1995.

Brian A Mcleod. Collimation of fast wide-field telescopes. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 108 :217–219, 1996.

Pravin K Mehta. Flexural rigidity characteristics of light-weighted mirrors. In *Proc. SPIE*, volume 748, 1987.

Ludovic Meynadier. *Analyse de surface d'onde pour le contrôle actif d'un télescope spatial*. PhD thesis, 1997.

Ludovic Meynadier, Vincent Michau, Marie-Thérèse Velluet, Jean-marc Conan, Laurent M Mugnier, and Gerard Rousset. Noise propagation in wave-front sensing with phase diversity. *Applied Optics*, 38(23) :4967–4979, 1999.

V. Michau, J.-M. Conan, T. Fusco, M. Nicolle, C. Robert, M.-T. Velluet, and E. Piganeau. Shack-Hartmann wavefront sensing with extended sources. In *Proc. SPIE*, volume 6303, pages 63030B–63030B–11, 2006. doi : 10.1117/12.682728.

Aurelie Montmerle-Bonnefois, Thierry Fusco, Serge Meimon, Vincent Michau, Laurent M. Mugnier, Jean-François Sauvage, Celine Engel, Clement Escolle, Marc Ferrari, Emmanuel Hugot, Arnaud Liotard, Marc Bernot, Mickael Carlavan, Frederic Falzon, Thierry Bret-Dibat, and David Laubier. Comparative theoretical and experiemntale study of a Shack-Hartmann and a phase diversity sensor , for high-precision wavefront sensing dedicated to space active optics. In *Proceedings of ICSO*, pages 1–8, 2014.

Alcione Mora and Amir Vosteen. Gaia in-orbit realignment : overview and data analysis. In *Proc. SPIE*, volume 8442, pages 1–14, 2012. ISBN 9780819491435. doi : 10.1117/12.926313.

Laurent M Mugnier, Amandine Blanc, and Jérôme Idier. Phase diversity : a technique for wave-front sensing and for diffraction-limited imaging. *Advances in Imaging and Electron Physics*, 141 :3–77, 2006.

L. Noethe and S. Guisard. Analytical expressions for field astigmatism in decentered two mirror telescopes and application to the collimation of the ESO VLT. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 144 :157–167, 2000a. ISSN 0365-0138. doi : 10.1051/aas:2000201.

Lothar Noethe and Stephane Guisard. Final alignment of the VLT. In *Proc. SPIE*, volume 4003, pages 382–390, 2000b.

Robert J. Noll. Zernike annular polynomials and atmospheric turbulence. *Journal of the Optical Society of America*, 66(3), jan 1976. ISSN 1084-7529.

Povilas Palunas, David Floyd, Glenn Eychaner, David J. Osip, and Paul Schechter. The Magellan telescopes : a performance update. In *Proc. SPIE*, pages 77331I–77331I–10, 2010. doi : 10.1117/12.857805.

Thomas B. Parsonage. Selecting mirror materials for high-performance optical systems. In *Proceedings of SPIE*, volume 1335, pages 119–126, 1990.

Richard G. Paxman, Timothy J. Schulz, and James R. Fienup. Joint estimation of object and aberrations by using phase diversity. *Journal of the Optical Society of America A*, 9(7) :1072, 1992. ISSN 1084-7529. doi : 10.1364/JOSAA.9.001072.

Michael Perryman. *The exoplanet handbook*. Cambridge University Press, 2011.

Donald W Phillion, Scot S. Olivier, Kevin Baker, Lynn Seppala, and Stacie Hvisc. Tomagraphic wavefront correction for the LSST. In *Proceedings of SPIE*, volume 6272, pages 627213–627213–12, 2006. ISBN 081946337X. doi : 10.1117/12.673770.

Piotr Piatrou and Gary Chanan. Tomographic alignment algorithm for an extremely large three-mirror telescope : invisible modes. *Applied optics*, 49(33) :6395–6401, 2010. ISSN 0003-6935. doi : 10.1364/AO.49.006395.

Marc Postman, Tom Brown, Kenneth Sembach, Mauro Giavalisco, Wesley Traub, Karl Stapelfeldt, Daniela Calzetti, William Oegerle, Michael R. Rich, Phillip H. Stahl, Jason Tumlinson, Matt Mountain, Remi Soummer, and Tupper Hyde. Advanced Technology Large Aperture Space Telescope : science drivers and technology developments. *Optical Engineering*, 51(1) : 011007, 2012. ISSN 00913286. doi : 10.1117/1.OE.51.1.011007.

Roberto Ragazzoni. Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism. *Journal of Modern Optics*, 43(2) :289–293, 1996.

A. Rakich, J. M. Hill, C. J. Biddick, D. L. Miller, and T. Leibold. Use of field aberrations in the alignment of the Large Binocular Telescope Optics. In *Proceedings of SPIE*, volume 7012, pages 1–12, 2008. ISBN 9780819472229. doi : 10.1117/12.789902.

Adam G. Riess, Alexei V. Filippenko, Peter Challis, Alejandro Clocchiattia, Alan Diercks, Peter M. Garnavich, Ron L. Gilliland, Craig J. Hogan, Saurabh Jha, Robert P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, David Reiss, Brian P. Schmidt, Robert a. Schommer, R. Chris Smith, J. Spyromilio, Christopher Stubbs, Nicholas B. Suntzeff, and John Tonry. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *Astronomical Journal*, 116(3) :36, 1998. ISSN 00046256. doi : 10.1086/300499.

Francois Rigaut and Eric Gendron. Laser guide star in adaptive optics : the tilt determination problem. *Astronomy & Astrophysics*, 261 :677 – 684, 1992.

Claude Roddier and Frangois Roddier. Combined approach to the Hubble Space Telescope wave-front distortion analysis. *Applied Optics*, 32(16) :2992–3008, 1993.

Claude A Roddier and Francois J Roddier. Reconstruction of the Hubble Space Telescope mirror figure from out-of-focus stellar images. volume 1494, pages 78–84, 1991.

Frangois Roddier and Claude Roddier. Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics. *Europeen southern observatories communication*, 1988.

Gerard Rousset. Wave-front sensors. In François Roddier, editor, *Adaptive optics in astronomy*, chapter 5. 1999.

Vera C. Rubin and W.˜K. Ford Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *Astrophysical Journal*, 159 :379, 1970. doi : 10.1086/150317.

Paul L. Schechter and Rebecca Sobel Levinson. Generic Misalignment Aberration Patterns in Wide-Field Telescopes. *Publication of the Astronomical Society of the Pacific*, 123(905) :50, 2010. ISSN 00046280. doi : 10.1086/661111.

Erhard Schmidt. Über die Auflösung linearer Gleichungen mit unendlich vielen Unbekannten. 25(1) :53–77, 1908.

Daniel J Schroeder. *Astronomical optics*. Academic press, 1999.

Karl Schwarzschild. *Untersuchungen zur geometrischen Optik : Einleitung in die Fehlertheorie optischer Instrumente auf Grund des Eikonalbegriffs. I*, volume 1. Druck der Dieterich'schen Univ.-Buchdruckerei (W. Fr. Kaestner), 1905.

Ludwig Seidel. Zur dioptrik. *Astronomische Nachrichten*, 43(19) :289–304, 1856.

Roland V Shack and B. C. Platt. Production and use of a lenticular hartmann screen. *Journal of the Optical Society of America*, 61(5) :656, 1971.

Roland V Shack and Kevin Thompson. Influence Of Alignment Errors Of A Telescope System On Its Aberration Field. *Optical Alignment*, 251 :146–153, 1980. ISSN 03610748.

Jean-Christophe Sinquin, Arnaud Bastard, Emmanuel Beaufort, Thomas Berkefeld, Laurent Cadiergues, Vincent Costes, Raphaël Cousty, Charles Dekhtiar, Frédéric Di Gesu, Xavier Gilbert, Catherine Grèzes-Besset, Denis Groeninck, Markus Hartung, Hélène Krol, Aurélien Moreau, Pierre Morin, Hubert Pagès, Richard Palomo, Göran Scharmer, Dirk Soltau, and Jean-Pierre Véran. Recent results and future DMs for astronomy and for space applications at CILAS. 9148 :91480G, 2014. doi : 10.1117/12.2056287.

W. H. Southwell. Wave-front analyzer using a maximum likelihood algorithm. *Journal of the Optical Society of America*, 67(3) :396, 1977. ISSN 0030-3941. doi : 10.1364/JOSA.67.000396.

S. Thomas, T. Fusco, a. Tokovinin, M. Nicolle, V. Michau, and G. Rousset. Comparison of centroid computation algorithms in a Shack-Hartmann sensor. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 371(1) :323–336, 2006. ISSN 00358711. doi : 10.1111/j.1365-2966.2006.10661.x.

Kevin Thompson. Description of the third-order optical aberrations of near-circular pupil optical systems without symmetry. *Journal of the Optical Society of America. A*, 22(7) :1389–1401, 2005. ISSN 1084-7529. doi : 10.1364/JOSAA.26.000699.

Stephen Timoshenko and Sergius Woinowsky-Krieger. *Theory of plates and shells*, volume 2. McGraw-hill New York, 1959.

Robert Upton, Myung Cho, and Thomas Rimmele. Force-optimized alignment for optical control of the Advanced Technology Solar Telescope. *Applied Optics*, 49(31) :G105, 2010. ISSN 0003-6935. doi : 10.1364/AO.49.00G105.

Eduardo Urgoiti, Argine Ramirez, and Pierre Coste. Gaia M2M Positioning Mechanism. *European Space Agency, (Special Publication) ESA SP*, (591) :47–53, 2005. ISSN 03796566.

Tina M. Valente and Daniel Vukobratovich. Comparison of the merits of open-back, symmetric sandwich, and contoured back mirrors as light-weighted optics. In *Proc. SPIE*, 1989.

Harry L. Van Trees. *Detection, Estimation and Modulation Theory*. Wiley, 1968.

W. Vetter. Derivative operations on matrices. *IEEE Transactions on Automatic Control*, 15, 1970. ISSN 0018-9286. doi : 10.1109/TAC.1970.1099409.

L. L. a. Vosteen, F. Draaisma, W. P. van Werkhoven, L. J. M. van Riel, M. H. Mol, and G. den Ouden. Wavefront sensor for the ESA-GAIA mission. In *Proc. SPIE*, volume 7439, pages 743914–743914–10, 2009. doi : 10.1117/12.825240.

Edward P. Wallner. Optimal wave-front correction using slope measurements. *Journal of the Optical Society of America*, 73(12) :1771, 1983. ISSN 0030-3941. doi : 10.1364/JOSA.73.001771.

Ray N. Wilson and Bernard Delabre. Concerning the alignment of modern telescopes : theory, practice, and tolerances illustrated by the ESO NTT. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 109 :53–60, 1997.

Ray N. Wilson, F. Franza, and Lothar Noethe. Active Optics : I. A System for Optimizing the Optical Quality and Reducing the Costs of Large Telescopes. *Journal of Modern Optics*, 34 (4) :485–509, 1987.

Table des figures

I.1 Transmission de l'atmosphère. 7
I.2 Champ profond imagé par le télescope Hubble (crédit : NASA). 8
I.3 Image directe de l'exoplanète β Pictoris b autour de son étoile hôte (crédit ESO). 9
I.4 Évolution de l'Univers depuis le Big Bang. 10
I.5 Cimetière d'avion à Tucson, USA (gauche). Massif montagneux dans l'Himalaya, Népal (crédits CNES 2011). 11
I.6 Charge utile en orbite GTO pour les différents lanceurs Ariane en fonction de l'année de leur premier vol. 12
I.7 Schéma de la combinaison optique du JWST. 15
I.8 Front d'onde résiduel théorique en fonction du CdV pour le JWST. 15
I.9 Design optique d'un des concepts de télescope du projet OTOS. 17

II.1 Représentation des 21 premiers polynômes de Zernike (Crédit : www.telescope-optics.net). 23
II.2 Spectre de la phase échantillonnée. 27
II.3 Principe de la diversité de phase. 28
II.4 Principe de l'analyseur de courbure. 31
II.5 Principe de l'analyseur à pyramide. 31
II.6 Principe de l'analyseur Shack-Hartmann. 32
II.7 Principe des différentes solutions techniques pour les mécanismes de repositionnement (crédit Urgoiti et al. [2005]). 36
II.8 Mécanisme de repositionnement du M_2 des télescopes du satellite GAIA (crédit Urgoiti et al. [2005]). 36
II.9 Schéma d'un MA segmenté générique. 37
II.10 Schéma d'un MA continu générique. 38
II.11 Modèle 3D du miroir MADRAS monté sur son support mécanique (crédit : Laslandes et al.). 38

III.1 Schéma optique du télescope étudié. 53
III.2 Gauche : amplitude du front d'onde en fonction de l'angle de champ. Droite : coefficient de la décomposition du front d'onde résiduel sur cent polynômes de Zernike (Z_4 à Z_{103}) pour l'angle de champ 0,45°. 54
III.3 Schéma illustrant le fonctionnement du lien DDE entre Python et ZEMAX. . . . 55
III.4 Schéma illustrant le calcul de la matrice Jacobienne $\boldsymbol{M}_\alpha$ du télescope dans la direction de champ α. 56
III.5 Valeur des coefficients des aberrations de coma et d'astigmatisme en fonction du champ pour un basculement du M_2 de 500 mrad. 57
III.6 Valeurs singulières de la matrice M_{tel}. 57
III.7 Coordonnées en ligne des modes propres de l'espace engendré par les perturbations. 58
III.8 Diagramme décrivant les différentes simulations utilisées dans les sections suivantes pour étudier les performance de l'estimateur MMSE. 61
III.9 Valeur propre de la matrice $\boldsymbol{M}_{aso}\boldsymbol{M}_{aso}^T$ 61
III.10 Estimation : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure pour différente distances angulaires entre les deux ASO. Données générées en utilisant l'Eq. (III.2) avec un estimateur EQMM. La direction de mesure d'un des ASO est fixée au bord du champ. 62
III.11 Estimation : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure pour différentes positions du couple de direction de mesure des deux ASO. Données générées en utilisant l'Eq. (III.2) avec un estimateur EQMM. La distance angulaire entre les ASO est fixée à $0,3°$. 63
III.12 Estimation : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure de chaque ASO pour différents nombres d'ASO dans l'intervalle de champ $[-0,6° ; 0,6°]$. Données générées en utilisant l'Eq. (III.2) avec un estimateur EQMM. 64
III.13 Distance séparant le centre de la pupille de sortie du télescope avant et après déplacement en fonction du basculement autour de l'axe X du M_2. 66
III.14 Diagramme représentant les étapes principales de la simulation des non-linéarités du modèle de télescope. 67
III.15 Estimation : écart quadratique moyen ε (voir (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure. Données du modèle direct issues de ZEMAX et estimation réalisée par EQMM. 69
III.16 Projection : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure. Données issues de l'Eq. (III.4) avec une estimation réalisée par EQMM et MC à partir de mesures d'un ASO modal. Les surfaces des miroirs M_2 et M_3 sont considérées comme parfaites. 70
III.17 Projection : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure. Données issues de l'Eq. (III.4) avec une estimation réalisée par EQMM et MC à partir de mesures d'un ASO modal. La surface du M_2 est considérées parfaite et celle du M_3 avec des erreurs de polissage. 71
III.18 Projection : écart quadratique moyen du front d'onde résiduel en fonction du champ de vue du télescope. Données issues de l'Eq. (III.4) avec une estimation réalisée par EQMM et MC à partir de mesures d'un ASO modal. La surface du M_2 est considérées parfaite et celle du M_3 avec des erreurs de polissage. 72

III.19 Projection : écart quadratique moyen ε (voir Eq. (III.6)) en fonction de l'écart type du bruit de mesure. Données issues de l'Eq. (III.4) avec une estimation réalisée par EQMM et MC à partir de mesures d'un ASO de type SH. Les surfaces du M_2 et du M_3 sont considérées comme parfaites. 74

IV.1 Miroir primaire du télescope Hubble de type sandwich (gauche). Crédit : National Air and Space Museum. Miroir de type ouvert (droite). Crédit : Schott. 79
IV.2 Différents types de support de miroir : trois points (gauche), central (milieu) et bord du miroir (droite). 81
IV.3 Vue de dessus d'un hexagone composant le nid d'abeilles avec une longueur L et une épaisseur de paroi e. 84
IV.4 Vue 3D du modèle de miroir. Le miroir est composé d'un ménisque supérieur (bleu), d'un nid d'abeille (vert) et d'un ménisque inférieur (rouge). 85
IV.5 Vues de coté (gauche) et de face (droite) du modèle dans la configuration de test utilisée. 85
IV.6 Modes propres du miroir actif MADRAS (crédit Laslandes et al. [2013]). 86
IV.7 Diagramme présentant les différents étapes de la simulation EF. 88
IV.8 Valeur des déformations résiduelles hautes fréquences (gauche) et masse surfacique (droite) du modèle en fonction de l'épaisseur des parois pour différentes tailles d'hexagones. 89
IV.9 Valeur des déformations résiduelles hautes fréquences (gauche) et masse surfacique (droite) du modèle en fonction de la taille des hexagones pour différentes épaisseurs de parois. 90
IV.10 Représentation 2D du critère de performance en fonction de l'épaisseur des parois et de la taille des hexagones. 91
IV.11 Vue du nid d'abeille avec hexagones de taille variable. La taille des hexagones est de 50 mm pour tout le miroir, 25 mm puis 12,5 mm au plus près des points de support. 91
IV.12 Comparaison de la valeur des déformations résiduelles hautes fréquences (gauche) et de la masse alaire (droite) en fonction de l'épaisseur des parois pour un nid d'abeille dont la taille des hexagones est constante (pointillé) et un nid d'abeille dont les hexagones sont réduits au niveau des DFM. 92
IV.13 Carte des déformations résiduelles hautes fréquences dans le cas nominal avant (gauche) et après (droite) modification de la structure interne du miroir. La gravité est orientée suivant l'axe X (*cf.* Fig. IV.5). 93
IV.14 Carte des déformations résiduelles hautes fréquences dans le cas nominal avant (gauche) et après (droite) modification de la structure interne du miroir. La gravité est orientée suivant l'axe Z (*cf.* Fig. IV.5). 93

A.1 Radiance spectrale de l'écran OLED monochrome qui permet de créer la source étendue du banc RASCASSE. Le maximum se situe autour d'une longueur d'onde de 515 nm (crédit : eMagin). 100
A.2 Schéma de l'architecture optique du banc RASCASSE. 102
A.3 Schéma de l'architecture optique de la partie collimateur du banc RASCASSE. . 102
A.4 Schéma de l'architecture optique de la partie simulateur de télescope du banc RASCASSE. 103
A.5 Schéma de la roue à masques de phase accolée à la pupille physique du banc RASCASSE (crédit : SILIOS). 103

A.6 Schéma de l'architecture optique de la voie diversité de phase du banc RASCASSE. 104
A.7 Schéma de l'architecture optique de la voie Shack-Hartmann du banc RASCASSE. 104
A.8 Allure de l'image focalisée (gauche) et défocalisée (droite) sur le CCD. 105
A.9 Tache focale de l'image focalisée de la diversité de phase pour différents points dans le champ et différentes longueurs d'onde dans la bande 500 – 600 nm. 106
A.10 Erreur de front d'onde en fonction du champ dans la direction X (gauche) et dans la direction Y (droite). 107
A.11 Erreur de front d'onde en fonction de la longueur d'onde pour différents points du champ. 107
A.12 Phase différentielle entre les deux images de la diversité de phase pour le séparateur original (droite) et le séparateur modifié (gauche). 108
A.13 Empreinte du faisceau dans le plan des micro-lentilles. 109
A.14 Erreur de front d'onde en fonction du champ dans la direction X (gauche) et dans la direction Y (droite). 109
A.15 Erreur de front d'onde en fonction de la longueur d'onde pour différents points du champ (centre et chaque bord). 110
A.16 Astigmatisme, coma, focus et front d'onde total pour différents points dans le champ. 111