HAL
open science

Optique Astronomique et élasticité - L'Optique Active dans la perspective des Télescopes Géants et de l'instrumentation du futur

Emmanuel Hugot

▶ **To cite this version:**

Emmanuel Hugot. Optique Astronomique et élasticité - L'Optique Active dans la perspective des Télescopes Géants et de l'instrumentation du futur. Astrophysique [astro-ph]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2007. Français. NNT : . tel-00519452

HAL Id: tel-00519452

https://theses.hal.science/tel-00519452v1

Submitted on 20 Sep 2010

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

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

UNIVERSITÉ DE PROVENCE - AIX-MARSEILLE I
LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE DE MARSEILLE

École Doctorale "Physique et sciences de la matière"

Optique Astronomique et Élasticité

L'Optique Active dans la perspective
des Télescopes Géants
et de l'Instrumentation du futur

Emmanuel Hugot

THÈSE
Présentée et soutenue publiquement le 31 Octobre 2007
Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de Provence
Discipline: Astrophysique

JURY

M. Philippe Amram	Président
M. Thierry Desoyer	Rapporteur
M. Lothar Noethe	Rapporteur
M. Jean Gabriel Cuby	Examinateur
M. Jean Garrigues	Invité
M. Christian du Jeu	Invité
M. Marc Ferrari	Co-directeur de thèse
M. Gérard Lemaître	Directeur de thèse

Résumé

$\mathcal{L}$'Optique Active est une discipline en plein essor qui a obtenu ses lettres de noblesse sur les plus grands télescopes du monde. Les grands projets instrumentaux en cours ou à venir intègrent désormais l'Optique Active à tous les niveaux de leur conception. Les miroirs actifs présentent l'avantage d'une grande qualité de surface combinée à une versatilité et une flexibilité qui en font des pièces indispensables pour réaliser des télescopes et instruments de plus en plus performants afin d'atteindre les objectifs scientifiques du futur.

Trois techniques d'Optique Active, basées sur le polissage sous contrainte et la déformation *in situ*, sont au cœur du travail présenté. Ces techniques sont développées dans le cadre de trois projets majeurs de la communauté astronomique : 1) le miroir secondaire déformable du VLT, 2) l'instrument de recherche d'exoplanètes SPHERE sur le VLT et 3) le projet de spectrographe grand champ multi-objet EAGLE pour l'European-ELT.

A partir de la théorie des plaques minces en flexion, les modèles analytiques permettent de définir les configurations de charges et distributions d'épaisseur des substrats de miroirs à déformer. Les analyses par éléments finis sont un atout majeur pour l'optimisation et la validation des techniques proposées. De nombreuses passerelles sont utilisées ou créées entre élasticité, théorie des aberrations et analyse spectrale afin d'évaluer la qualité optique des déformations de surfaces des miroirs. Trois procédés de fabrication sont ainsi développés de bout en bout afin de produire une lame mince convexe hyperbolique, des miroirs toriques de grande précision et de miroirs à toricité variable de grande dynamique, le point commun de ces procédés étant l'excellente qualité de surface des miroirs.

Abstract

$\mathcal{A}$ctive Optics is a rising discipline which won renown on the largest telescopes in the world. The current and next instrumentation projects already use Active Optics at each level of their conception. Active mirrors are combining an excellent optical quality with a versatility and a flexibility what make them essential for the realisation of more and more performant telescopes and instruments, in order to reach the future scientific objectives.

Three Active Optics techniques, based on stress polishing and *in situ* stressing of mirrors, are the core of this work. These techniques are developed in the frame of three major projects for the astronomical community : 1) the deformable secondary mirror for VLT, 2) the exoplanet research instrument SPHERE for VLT and 3) the project of wide-field multi-object spectrograph EAGLE for the future European-ELT.

Based on thin plates elasticity theory, analytical models allow defining loadcases and thickness distributions for the mirrors substrates to be deformed. Finite element analysis are a major tool to optimise and validate the proposed techniques. Several links are used and created between elasticity, aberration theory and spectral analysis, in order to evaluate the optical quality of the mirrors surfaces deformations. Three manufacturing process are developed from end to end in order to produce a large convex hyperbolic thin shell, toric mirrors of excellent optical quality and variable toric mirrors of high dynamic, the common factor being the excellent optical quality of the surface.

Table des matières

Introduction **13**

1 De l'optique astronomique à l'élasticité **19**
1.1 Objectifs scientifiques en astrophysique moderne . . . 20
1.1.1 Sommes-nous seuls dans l'univers ? . . . 20
1.1.2 La formation des étoiles . . . 20
1.1.3 Physique des galaxies . . . 21
1.1.4 Les premiers âges de l'univers . . . 21
Perspectives scientifiques . . . 22
1.2 L'Optique Active dans le contexte astronomique actuel . . . 23
1.2.1 L'Optique Active et la réalisation des *Very Large Telescopes* . . . 23
1.2.2 L'Optique Active dans la perspective des *Extremely Large Telescopes* . . . 26
1.2.3 L'Optique Active dans le contexte de l'Optique Adaptative . . . 28
Perspectives technologiques . . . 32
1.3 De l'élasticité à l'optique astronomique . . . 33
1.3.1 Théorie des plaques minces . . . 33
1.3.1.1 Flexion d'une plaque circulaire axisymétrique . . . 33
1.3.1.2 Principe de St Venant - Miroir en *fond de vase* . . . 34
1.3.1.3 Déformation pure du quatrième degré . . . 35
1.3.2 Analyses par Éléments Finis . . . 38
1.3.3 Décomposition modale des déformations mécaniques . . . 40
1.3.3.1 Polynômes de Zernike . . . 40
1.3.3.2 Réponse impulsionnelle et Densité spectrale de puissance . . . 44
Conclusions . . . 45
Conclusions du premier chapitre . . . 46

2 Hyperbolisation active d'une lame mince par élasticité **49**
2.1 Vers un miroir secondaire déformable pour le VLT . . . 49
2.2 Les miroirs secondaires déformables . . . 50
2.2.1 Technologie des DSMS . . . 50
2.2.2 Les DSMS existants . . . 50
2.2.2.1 Le Multiple Mirror Telescope . . . 50
2.2.2.2 Le Large Binocular Telescope . . . 51
2.2.3 Extension de la technologie au VLT . . . 51
2.2.3.1 La lame mince . . . 52
2.2.3.2 Spécifications de qualité de surface - modèle analytique . . . 53
2.2.3.3 Aplanissement des erreurs de polissage - spécifications FEA . . . 58
Conclusions sur les spécifications du DSM . . . 58
2.3 Lame asphérique polie sous contraintes . . . 60
2.3.1 Méthode de Schmidt . . . 60

2.3.2 Méthode de Lemaître . . . 60
2.3.3 Extension de la méthode de Lemaître . . . 61
2.4 Hyperbolisation par élasticité-modèle analytique . . . 62
2.4.1 Position du problème . . . 62
2.4.2 Équations des surfaces optiques . . . 62
2.4.3 Équations d'élasticité . . . 62
2.4.3.1 Cas de la zone interne . . . 63
2.4.3.2 Cas de la zone externe . . . 64
2.4.3.3 Distribution d'épaisseur . . . 65
Conclusions sur le modèle analytique . . . 65
2.5 Application au cas du miroir secondaire du VLT . . . 66
2.5.1 Définition géométrique du modèle . . . 66
2.5.1.1 Cas de la zone interne . . . 66
2.5.1.2 Cas de la zone externe . . . 67
2.5.2 Analyses par éléments finis . . . 68
2.5.2.1 Répartition des contraintes lors de la déformation . . . 68
2.5.2.2 Écarts de flexion - Projection et PSD . . . 69
2.5.2.3 Analyse d'aplanissement des erreurs de flexions par le système d'AO . . . 71
Conclusions sur la technique proposée . . . 72
2.6 Réalisation de la lame mince . . . 73
2.6.1 Usinage de la pièce initiale . . . 73
2.6.2 Machine de polissage . . . 75
Conclusions sur la lame mince . . . 76

3 Polissage actif de miroirs toriques pour l'instrument VLT-SPHERE 79
3.1 SPHERE et la recherche d'exoplanètes . . . 79
3.2 Les miroirs toriques dans l'instrument VLT-SPHERE . . . 80
3.2.1 Train optique principal . . . 80
3.2.2 Équations des surfaces toriques . . . 80
3.2.3 Spécifications des miroirs toriques de SPHERE . . . 80
3.3 Compensation d'astigmatisme et théorie des plaques minces . . . 83
3.3.1 Solution issue du modèle analytique . . . 83
3.3.1.1 Rapport de rigidité . . . 83
3.3.1.2 Configuration dégénérée . . . 83
3.3.2 Résultats expérimentaux et numériques . . . 84
3.3.2.1 Résultats des mesures expérimentales . . . 84
3.3.2.2 Résultats des simulations numériques par éléments finis . . . 84
3.3.2.3 Liens entre les trois méthodes . . . 86
3.3.3 Variations géométriques du modèle / Position des forces . . . 86
3.3.3.1 Cas des forces au bord - $c \in [a; b]$ . . . 86
3.3.3.2 Cas des forces au centre - $c/b = 0$ . . . 87
Conclusions sur la compensation d'astigmatisme . . . 87
3.4 Distribution d'épaisseur angulaire sur l'anneau externe . . . 88
3.4.1 Extension de la théorie aux ordres supérieurs . . . 88
3.4.2 Solution issue de la théorie des poutres . . . 89
3.4.2.1 Hypothèses de la théorie des poutres . . . 89
3.4.2.2 Flexion d'une poutre encastrée soumise à une force centrale . . . 90
3.4.2.3 Distribution d'épaisseur d'une poutre encastrée . . . 91
3.4.3 Correction de la théorie élémentaire . . . 92
3.4.3.1 Calcul numérique en 2D . . . 92
3.4.3.2 Correction pour les formes en vase . . . 92

Conclusions sur la distribution angulaire . . . 92
3.5 Modèle final - Application au cas des miroirs toriques pour VLT-SPHERE . . . 93
3.5.1 Définition du modèle mécanique . . . 93
3.5.2 Qualité optique de la surface déformée . . . 94
3.5.3 Contraintes résiduelles dans le *coating* . . . 96
3.5.4 Monture du miroir . . . 97
3.5.4.1 Contraintes sur la monture . . . 97
3.5.4.2 Monture proposée . . . 97
3.5.4.3 Polymérisation et surface d'onde . . . 98
Conclusions . . . 98
Conclusions sur les miroirs toriques . . . 99

4 Miroirs actifs pour la sélection de cible en astronomie 103
4.1 Perspectives cosmologiques à l'ère des ELTS . . . 103
4.2 Le Beam Steering Mirror dans EAGLE . . . 105
4.2.1 Principe de Multi-IFU . . . 105
4.2.2 Le BSM comme composant clé . . . 105
4.2.3 Spécifications du BSM . . . 107
4.3 Compensation de puissance et d'astigmatisme - théorie des plaques minces . . . 108
4.3.1 Compensation de puissance . . . 108
4.3.1.1 Profil cycloïde . . . 108
4.3.1.2 Profil Tulipe . . . 108
4.3.1.3 Profil mixte . . . 108
4.3.2 Compensation d'astigmatisme . . . 108
4.3.2.1 Variation d'épaisseur radiale . . . 109
4.3.2.2 Variation d'épaisseur angulaire . . . 109
4.3.3 Combinaisons actives des deux modes de déformation . . . 110
4.4 Application au BSM de EAGLE . . . 111
4.4.1 Modèle cycloïde modifié - BSM à 4 forces . . . 111
4.4.1.1 Implémentation mécanique . . . 111
4.4.1.2 Simulations numériques . . . 112
4.4.1.3 Prototype - BSM 4 . . . 114
4.4.2 BSM à 8 forces . . . 115
Conclusions sur les BSM . . . 116
4.5 Smart Beam Steering Mirror . . . 117
4.5.1 Principe de l'actionneur unique . . . 117
4.5.2 Points identifiés . . . 118
4.5.3 Premier prototype de BSM à 1 force . . . 119
4.5.4 Corollaire - Miroirs Monomodes à 1 actionneur . . . 120
Conclusions sur les *Smart* BSM . . . 120
Conclusions sur les BSM actifs . . . 121

Conclusion 125

Table des acronymes

AO	Adaptive Optics
BSM	Beam Steering Mirror
Come On	Cilas, Observatoire de paris Meudon, Eso, ONera
DSM	Deformable Secondary Mirror
Eagle	Elt Adaptive optics for GaLaxy Evolution
Elt	Extremely Large Telescope
E-Elt	European Extremely Large Telescope
Eso	European Southern Observatory
FEA	Finite Element Analysis
GLAO	Ground Layer Adaptive Optics
IFU	Integral Field Unit
Lbt	Large Binocular Telescope
MCAO	Multi Conjugate Adaptive Optics
MOAO	Multi Object Adaptive Optics
Mmt	Multiple Mirror Telescope
Naos	Nasmyth Adaptive Optics System
Ntt	New technology Telescope
OPD	Optical Path Difference
POM	Pick Off Mirror
PSF	Point Spread Function
PSD	Power Spectral Density
PPSD	Pupil Power Spectral Density
PtV	Peak to Valley
RMS	Root Mean Square
SCAO	Single Conjugate Adaptive Optics
Sphere	Spectro Polarimeter High contrast imaging Exoplanet REsearch
TAS	Target Acquisition System
FT	Fourier Transform
Tmt	Thirty Meter Telescope
UT	Unit Telescope
VCM	Variable Curvature Mirror
Vlt	Very Large Telescope
Vlti	Very Large Telescope Interferometer
WFE	Wave Front Error
Xao	eXtreme Adaptive Optics

Miroir, mon beau miroir...

Introduction

Les problèmes que posent la taille d'un disque de qualité optique sont restés non-résolus jusqu'au XVIè siècle avec Newton. En 1672 il réalisa son télescope dont le miroir de 37mm de diamètre était en bronze poli. Il était déjà considéré comme supérieur aux longues lunettes existantes. Au XVIIIè siècle, c'est William Herschel, alors musicien compositeur, qui s'est fait connaître par ses talents d'astronome amateur. Dès 1774, il commence à couler du bronze et polira plus de 300 miroirs. En 1781, il découvre Uranus à l'aide d'un simple 16cm ouvert à f/13. Il effectue des prospections systématiques du ciel principalement avec des 48cm et son art culmine en 1789 avec la réalisation du miroir géant de 122cm ouvert à f/10. Quelques anglais se sont encore illustrés en fabrication optique, dont James Short vers 1755, ou encore Lord Rosse vers 1845, propriétaire terrien irlandais, dont le miroir en bronze de 182cm a permis de reconnaître la structure spirale de M51. Cependant, le coefficient de réflexion obtenu sur du bronze dépasse à peine les 50%, et l'usure du temps dégradant très vite la surface, il faut régulièrement la retailler au risque de perdre en qualité optique.

Léon Foucault sépara les problèmes du facteur de réflexion et de la qualité optique en introduisant les miroirs en verre poli, recouverts d'une fine couche d'argent. La taille du verre est plus adaptée aux qualités recherchées et l'argenture permet d'atteindre de forts facteurs de réflexion, bien supérieurs à celui du bronze poli. En 1856, il réalise le premier miroir en verre métallisé de 10cm, puis deux autres de 20cm et 40cm pour l'Observatoire de Paris, et enfin le miroir de 80cm pour l'Observatoire de Marseille. Les techniques de fabrication optique ont depuis considérablement évolué afin de répondre aux besoins des astronomes. Si le principe posé par Foucault est toujours utilisé, le verre a été remplacé par des vitro-céramiques thermiquement indilatables, polies et recouvertes d'aluminures beaucoup plus robustes et complexes.

Optiques asphériques

Le polissage de pièces optiques est une opération délicate dont les bases sont décrites dans l'excellent ouvrage de Jean Texereau[1] *"La construction du télescope d'amateur"*. La sphère - le plan - est la surface naturellement engendrée par l'usure résultant du frottement de deux solides de même dimension dans un mouvement relatif à 3 degrés de liberté. Cependant, l'utilisation des surfaces asphériques est courante dans tous les concepts optiques d'instruments ou de télescopes, et leur fabrication est longue et coûteuse. La taille de telles surfaces asphériques a suscité de nombreux développements depuis les années 30. L'astronome allemand Bernhard Schmidt, pionnier en Optique Active, proposa l'execution de la lame correctrice d'entrée de son télescope grand champ par taille d'un disque sous dépression en appui sur son contour à l'aide d'un outil sphérique pleine taille. A partir des equations d'élasticité, André Couder[2] donna la solution théorique de ce problème sans toutefois passer à une application expérimentale. Ce dernier a aussi proposé une méthode originale d'asphérisation d'un miroir parabolique à partir d'une sphère, en utilisant la dilatation thermique du substrat.

[1] Ancien ingénieur au Laboratoire d'Optique de l'Observatoire de Paris
[2] Ancien astronome de l'Observatoire de Paris

Ces dernières années, de nombreuses recherches ont été menées pour résoudre le problème de la réalisation d'une surface asphérique de qualité optique. Les techniques modernes sont basées sur le dépôt d'une couche d'épaisseur variable, l'abrasion par projection de particules ionisées, l'abrasion par outils en pétales, ou encore les machines à commande numériques. Ces techniques de surfaçage combinées aux retouches locales classiquement utilisées dans l'industrie sont limitées par les traces d'outils générant des défauts de pente et donc des erreurs de *hautes fréquences spatiales*, dont les effets diffractifs dégradent les images obtenues. De nos jours, les objectifs scientifiques de plus en plus ambitieux demandent des qualités de surface extrêmes que ces techniques ne peuvent atteindre.

L'Optique Active

Contrôler les déformations des miroirs de télescopes permet d'éviter la dégradation des images astronomiques. Les origines de ces déformations sont diverses ; les comportements des pièces optiques varient en fonction des charges subies et des caractéristiques mécaniques des matériaux employés. L'Optique Active permet de contrôler les déformations des pièces optiques afin d'obtenir des surfaces complexes de grande qualité, statiques ou variables avec le temps.

Un des aspects de l'Optique Active initié par Schmidt et Couder propose d'obtenir des surfaces asphériques à partir d'un surfaçage sphérique ou plan, en utilisant les déformations mécaniques des substrats à polir. Outre le gain de temps de polissage et la facilité de mise en œuvre, cette technique appelée *polissage sous contraintes* fournit des optiques excellentes bénéficiant de la qualité de surface d'un polissage sphérique par outils pleine taille. Des processus itératifs permettent d'obtenir des optiques très asphériques, axi-symétriques ou non.

Mais le domaine d'action de cette discipline s'étend bien au delà. L'Optique Active permet le maintien *in situ* de surfaces optiques stables durant les observations. Cet aspect a été développé depuis bientôt une vingtaine d'années et mis en place sur les télescopes les plus performants à l'heure actuelle. L'Optique Active permet aussi de fournir des pièces à surface variable *in situ*, ouvrant la voie aux design optiques variables dont les possibilités sont multiples. Certaines de ces pièces optiques ont été installées sur les instruments des plus grands télescopes du monde ces dernières années.

Déroulement du manuscrit

Le premier chapitre place l'Optique Active dans le contexte astrophysique actuel, le but de tous ces travaux étant l'étude du ciel et l'obtention des meilleures images astronomiques. Des besoins scientifiques découlent naturellement les besoins techniques dont la plupart demandent des développements nouveaux et des ruptures technologiques. Aujourd'hui, les développements en Optique Active s'inscrivent dans le contexte des instruments du futur qui seront placés sur les plus grands télescopes actuellement en service, mais aussi dans l'émergence des télescopes géants à l'horizon 2020 et de leur instrumentation. Cette longue introduction se poursuit par la présentation des méthodes d'élasticité appliquées aux pièces optiques, et des liens qui ont étés développés entre les théories d'élasticité et d'éléments finis avec l'optique de Fourier et la théorie des aberrations.

Les trois chapitres qui suivent présentent les techniques d'Optique Active développées au cours de ce travail. Chacun de ces trois chapitres est construit à partir des enjeux scientifiques et des besoins technologiques. La théorie d'élasticité utilisée est présentée de manière analytique puis optimisée et validée grâce aux analyses par éléments finis. Enfin, chaque chapitre se clôt par la présentation des pièces optiques qui ont pu être réalisées ou en cours de réalisation, et la caractérisation de leurs performances.

1 L'asphérisation par déformation élastique et polissage sphérique d'une lame extrêmement mince convexe hyperbolique, pour le miroir secondaire déformable du VLT, est une opération extrêmement délicate en raison de la fragilité de la pièce optique et des spécifications de qualité de surface demandées. Le polissage sous dépression utilisant un substrat muni d'une distribution d'épaisseur radiale permet d'obtenir un tel miroir mince asphérique.

2 La réalisation de miroirs toriques pour l'instrument SPHERE du VLT demande une précision extrême sur les surfaces polies. Là encore, le polissage sous contrainte utilisant un substrat à la géométrie optimisée radialement et angulairement permet d'atteindre les performances requises.

3 Enfin, la réalisation d'un prototype de miroir de sélection à surface torique variable est présentée dans le cadre d'une étude pour un spectrographe multi-objet dédié au futur E-ELT. L'optimisation du système de déformation permet de minimiser l'intégration du composant et de faciliter sa mise en service et son implémentation dans les instruments. La minimisation du nombre d'actionneurs permet d'envisager de multiples applications allant de la médecine aux télescopes spatiaux actifs du futur.

Références

Danjon, A. et Couder A., "Lunettes et Télescopes", 1935
Foucault L., Comptes Rendus, t.LIV p.859, t.XLIV p.85, 1862
Lecleire K. et J.M., "Réalisez votre télescope", 1998
Marioge J.P., "Methods of generating aspheric surfaces.I & II", *J.Opt.*, 15, 119-132, 1984
Schmidt B., Mitt Hamburg Strenv., 7, 15, 1932
Texereau J., "La construction du télescope d'amateur", 1948

Introduction

The problem of surfacing a metallic disk with optical quality has been resolved by Newton in the XVIth century. In 1672, he realised his reflecting telescope, which 37mm diameter mirror was polished in bronze. It was already considered better than existing long refracting telescopes. During the XVIIIth century, William Herschel, a musician composer, came into prominence for his amateur astronomer talent. As far back as 1774, he began to cast bronze mirrors and polished more than 300 of them. In 1781, he discovered Uranus with a simple f/13 16cm diameter mirror. With 48cm telescopes he made sky surveys and his art culminates in 1789 with his 122cm f/10 giant mirror. Some englishmen won renown in optical fabrication, like James Short in 1755 or Lord Rosse in 1845, an Irish landowner. He discovered the spiral structure of M51 with his bronze 182cm mirror. However, the reflection coefficient obtained with bronze just reaches 50%, and the surface quickly degrades with time. The mirror has to be regularly re-polished, at the risk of degrading the optical quality.

Léon Foucault dissociated the problems of the reflection factor and the optical quality, by introducing glass polished mirrors, coated with a thin silver film. The polishing of glass is better adapted to reach the optical qualities, and the silver coating allows reaching very high reflection factors. In 1856, he realised the first 10cm coated glass mirror, then a 20cm and a 40cm diameter for *Observatoire de Paris*, and finally the 80cm for *Observatoire de Marseille*. Today, the optical fabrication techniques have been improved in order to reach the astronomers requirements. If the principle proposed by Foucault is always used, glass has been replaced by zero-thermal-expansion vitro-ceramic, and the coating is no more silver but a more resistant and complex aluminising.

Aspherical optics

The polishing of optical surfaces is a delicate operation which basics are given in the excellent book of Jean Texereau "*La construction du télescope d'Amateur*". The sphere - the plane - is the natural surface generated by the friction of two solids of similar dimensions in a relative motion with 3 degrees of freedom. However, the use of aspherical surfaces is current in all optical concepts of instruments and telescopes, and their fabrication is long and costly. The surfacing of aspherical surfaces initiated several developments since the 30's. The German astronomer Bernhard Schmidt, pionner in Active Optics, realised the entrance corrective lens of his wide-field telescope by figuring the diopter under pressure with a full-size spherical tool. Although Schmidt just made experiments, André Couder detailed this technique with elasticity equations. He also proposed a method for figuring parabolic mirrors by heating the substrate during polishing, using the thermal expansion deformation function of the mirror.

During the last years, several researches have been pursued to solve the problem of figuring an aspherical surface of optical quality. The modern techniques are based on the deposit of thin films of variable thickness, the ion beam figuring, the petal tools, or the numerical controlled polishing. These surfacing techniques combined with zonal figuring classically used in industry are limited by slope defaults, generating *high spatial frequency* errors, which diffracting effects degrades the images quality. Today, scientific objectives are more and more ambitious, and require optical qualities this kind of techniques cannot reach.

Active Optics

Controlling the deformations of telescope mirrors allows avoiding the degradation of astronomical images. These deformations are coming from several factors ; the behavior of optical substrates depends on the internal and external loads, and on the mechanical characteristics of materials. Active Optics allows controlling the deformations of optical components in order to obtain complex surfaces of high optical quality, statically or dynamically.

One of the aspects of Active Optics, initiated by Schmidt and Couder, proposes to obtain aspherical surfaces from a spherical or plane surfacing applied on a deformed substrate. This technique allows a gain in time and in implementation, but it also provides optics with an excellent surface quality thanks to the spherical polishing with full-size tools. The process is iterative and allows obtaining axisymmetrical or non-axisymmetrical aspherical surfaces.

Many developments if this technique does exist. Active Optics allows stabilising the shape of a surface *in situ* during observations. This aspect has been developed for more than 20 years and integrated on the most performant telescopes in the world. Active Optics also provides variable shape surfaces, allowing the implementation of variable optical designs with multiple possibilities. Several variable components have been installed on the largest telescopes during the last years.

Manuscript layout

The first chapter places Active Optics in the actual astrophysical context, as the goal of all this work is to study the sky by obtaining the better astronomical images. From the scientific objectives naturally follow the technical needs, of which majority requires new technological developments. Today, the developments in Active Optics are made in the frame of future instrumentation to be placed on the largest existing telescopes, but also in the frame of the next giant telescopes and their instrumentation for 2020. This long introduction continues with the presentation of elasticity methods applied on optical components, and the links which have been developed between elasticity theories, finite elements analysis, Fourier optics and aberration theory.

The three other chapters present Active Optics techniques developed during this work. Each chapter is build from scientific objectives and technological needs. The elasticity theory used is presented first analytically and then validated with finite elements analysis. Finally, the optical components produced or in production are presented and characterised.

1 The aspherisation by stress polishing of a large convex extremely thin shell of the hyperbolic type, for the deformable secondary mirror of VLT, is an extremely delicate operation because of the fragility of the piece and of the optical quality specifications. The stress polishing under pressure, using a substrate with a variable radial thickness distribution, allows obtaining such a challenging thin mirror.

2 The realisation of toric mirrors for the VLT-SPHERE instrument requires an extreme precision on the polished surface. The stress polishing technique, using an optimised substrate with two radial and angular thickness distributions, allows reaching the severe specifications.

3 Finally, the prototyping of a target acquisition mirror providing a variable toricity with high dynamic is presented in the frame of a wide-field multi-object spectrograph dedicated to the future E-ELT. The optimisation of the deformation system allows minimising its integration and facilitates its implementation in the instrument. The minimisation of the actuators number allows multiple applications from biomedical optics to future spatial Active Optics.

Chapitre 1

De l'optique astronomique à l'élasticité

CONTRÔLER les déformations des miroirs de télescopes permet d'éviter la dégradation des images astronomiques. Les origines de ces déformations sont diverses ; les comportements des pièces optiques varient en fonction des charges subies et des caractéristiques mécaniques des matériaux employés. L'Optique Active permet de contrôler les déformations des pièces optiques afin d'obtenir des surfaces complexes de grande qualité, statiques ou variables avec le temps. Les principales applications de l'Optique Active sont :

- le polissage de pièces optiques asphériques sous contraintes,
- la stabilisation de la forme optimale d'une surface optique durant les observations,
- la déformation des pièces optiques *in situ* pour obtenir des surfaces optiques variables,
- les combinaisons de ces différents cas.

Les nouveaux objectifs scientifiques prioritaires de la communauté astrophysique tels que la cosmologie, la physique des galaxies, la formation des étoiles et l'étude des planètes, nécessitent le développement de télescopes et d'instruments toujours plus performants, tant au sol que dans l'espace (Sec.1). Dans ce contexte, les champs d'application de l'Optique Active sont étroitement liés aux programmes scientifiques en jeu et reliés aux dernières technologies d'imagerie.

Si la plupart des télescopes actuels ont intégré l'Optique Active afin de dépasser les limites technologiques, l'astronomie du futur demande de nouveaux développement en termes de technologie, de performances, de qualité des surfaces optiques. Les prochains instruments scientifiques bénéficieront des qualités d'optiques fournies par l'Optique Active, indispensables pour atteindre les spécifications de très haut niveau demandées (Sec.2).

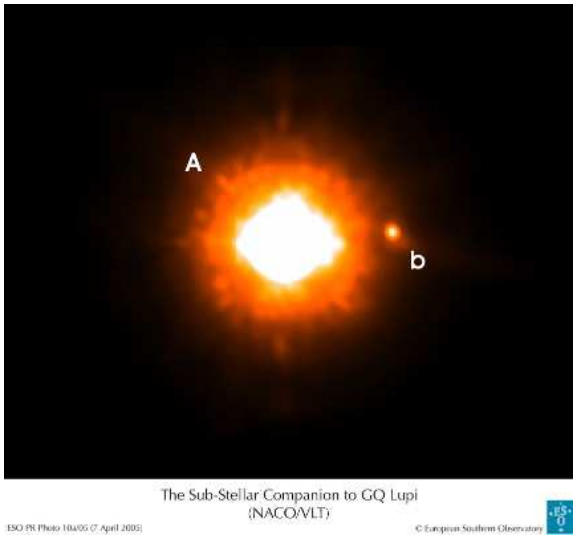
A partir d'analyses basées sur les équations analytiques de la théorie de l'élasticité, il est possible de paramétrer les déformations des miroirs de télescopes afin de les contrôler dans le temps, ou lors de leur fabrication. Par rapport à cette démarche, le développement des logiciels de calculs par éléments finis a permis d'atteindre un niveau supérieur dans la connaissance des déformations des pièces optiques. La précision des calculs est accrue et les qualités de surfaces gagnent elles aussi un ordre de grandeur. Enfin, cet outil numérique a permis d'établir un lien clair entre les modes de déformations mécaniques et les modes d'aberrations optiques du front d'onde (Sec.3).

1.1 Objectifs scientifiques en astrophysique moderne

$\mathcal{L}$es premiers instants de l'univers, la formation des étoiles et des galaxies, la naissance des systèmes planétaires. Voila trois thèmes identifiés par la communauté astrophysique européenne comme étant les priorités des recherches à venir. Loin de vouloir faire une liste exhaustive des sujets scientifiques, les exemples qui suivent permettent d'illustrer les enjeux scientifiques à travers des thèmes reliés aux projets instrumentaux en cours ou à venir, depuis la recherche d'exoplanètes jusqu'à la cosmologie.

1.1.1 Sommes-nous seuls dans l'univers ?

La recherche de planètes extrasolaires a débuté en France, à l'Observatoire de Haute Provence, avec la première découverte d'une planète orbitant autour de l'étoile 51*Pegasus* [Mayor & Queloz 1995]. Le compagnon a été détecté indirectement par son influence sur son étoile hôte. Cette découverte a marqué le départ de projets phares de la communauté internationale. Les projets spatiaux tels que CoRoT, Darwin, ou Tpf, ainsi que les projets au sol avec Harps et Sophie, ou Sphere sur le Vlt vont permettre d'approfondir nos connaissances en la matière, de caractériser les planètes détectées, de les imager, d'analyser la composition de leurs éventuelles atmosphères. Avec plus de 200 planètes extrasolaires, des systèmes planétaires, et la première planète tellurique potentiellement habitable identifiée récemment [Udry *et al* 2007], la science a fait de nouveaux pas vers la réponse à une grande question : *Sommes-nous seuls dans l'univers ?*

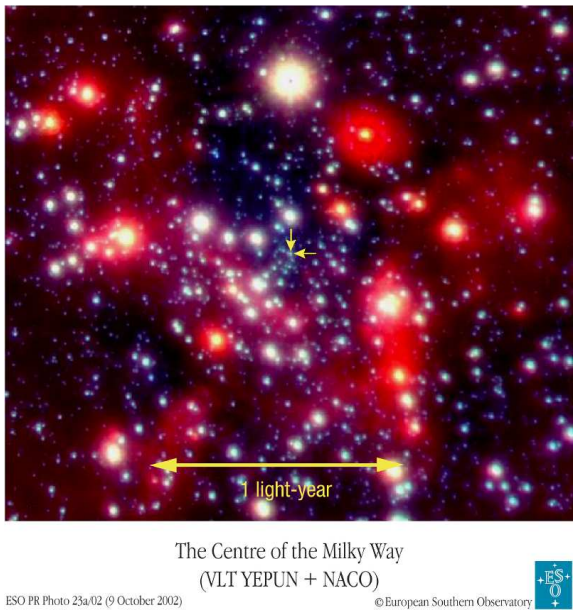


La jeune étoile GQ-L*upi située à 103 années lumière et son faible compagnon planétaire*

*RCW79, une région H*II *dans la Voie Lactée, milieu privilégié de formation d'étoiles massives.*

1.1.2 La formation des étoiles

L'observation à l'échelle de notre galaxie nous amène à l'étude de sa structure et permet d'étudier les mécanismes de la formation stellaire. Les nuages de gaz et de poussières interstellaires sont la toile de fond de la naissance, vie et extinction des étoiles. Ils renferment en outre des éléments chimiques qui peuvent former des molécules très complexes. La formation des étoiles massives est encore un phénomène mal compris, et plusieurs théories nécessitent de nouvelles observations. Les régions d'hydrogène ionisé, ou régions HII, semblent être des lieux privilégiés pour leur formation [Zavagno *et al* 2005]. Leur étude demande des observations à haute résolution angulaire pour analyser les procédés d'assemblage et d'effondrement des nuages interstellaires et rechercher des disques circumstellaires autour des étoiles massives.



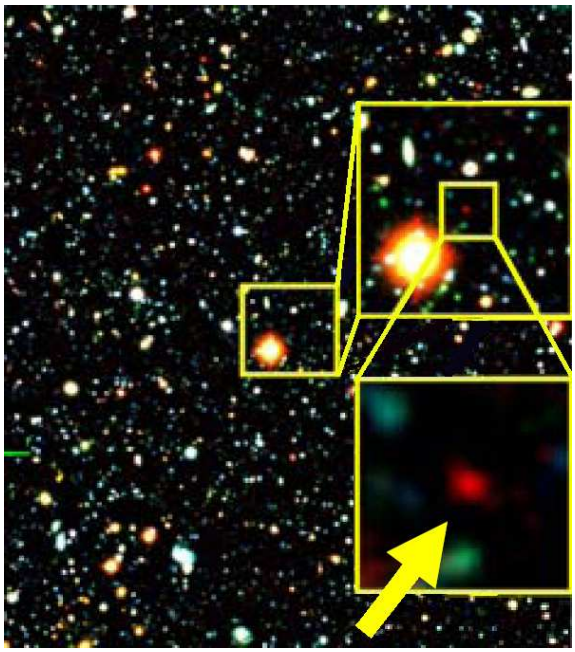
Imagerie du centre galactique de la Voie Lactée grâce au système d'optique adaptative NACO.

1.1.3 Physique des galaxies

L'existence des trous noirs prédits par la théorie d'Einstein a pu être mise en évidence par l'utilisation des dernières techniques d'imagerie disponibles sur le VLT. Un de ces objets a été détecté au centre de notre Voie Lactée, grâce à l'analyse du mouvement orbital des étoiles proches du centre galactique, dans la constellation du Sagittaire. Est-ce le cas pour toutes les galaxies, comment se forme un trou noir, comment évolue-t-il ? Les capacités du satellite GALEX ont récemment permis de "surprendre" un trou noir en flagrant délit d'absorption d'un étoile au centre d'une galaxie proche [Gezari *et al* 2006]. Des observations à résolution et sensibilité extrêmes sont nécessaires pour analyser les évolutions des structures aux centres des galaxies. Les capacités en résolution d'un télescope géant, couplées à une optique adaptative puissante, permettront l'imagerie directe et l'analyse des objets détectés.

1.1.4 Les premiers âges de l'univers

La compréhension de l'assemblage et de l'évolution des galaxies constitue un enjeu majeur dans la recherche de nos origines. La naissance des galaxies primordiales a permis la ré-ionisation de l'univers pour le rendre transparent. L'évolution de l'univers après les Âges Sombres n'est connue quasiment que par des modèles numériques, puisque la plus lointaine galaxie aujourd'hui observée se situe à un *redshift* record de z=6.964 [Iye *et al* 2006]. Les enjeux cosmologiques passent par des observations à très haut *redshift*, c'est à dire qu'il nous faut remonter le temps en observant à plus de 10 milliards d'années lumière de distance. Le nouveau télescope infrarouge VISTA et son projet d'observation ultra profonde, ou encore les futurs spectrographes du JWST et des ELTs permettront de confronter les modèles théoriques de ré-ionisation à des observations au delà de $z = 7$. Remonter le temps nécessitera de pouvoir imager des champs très étendus avec la meilleure résolution, afin de pouvoir analyser les objets les plus lointains.



IOK-*1, une galaxie à z=6.964 du* Subaru Deep Field *[Iye et al 2006].*

Perspectives scientifiques

La détection directe et la caractérisation d'exoplanètes voire d'exoterres, une meilleure compréhension de notre univers avec la validation des théories sur les processus de formations d'étoiles massives, sur l'évolution des galaxies et des trous noirs, et à plus grande échelle une remontée vers les origines de l'univers jusqu'aux Âges Sombres, voici donc les ambitieux enjeux scientifiques des télescopes et instruments du futur.

Ces nouveaux objectifs astrophysiques requièrent des avancées technologiques en conséquence, avec des télescopes de plus en plus grands, des résolutions spatiales de plus en plus hautes, des surfaces optiques de plus en plus précises. De nombreux programmes regroupant plusieurs instituts et laboratoires de pays différents ont été lancés en Europe et aux États Unis afin d'atteindre ces objectifs.

En répondant à des besoins spécifiques auxquels les techniques classiques peuvent difficilement subvenir en raison de la complexité et du coût des pièces demandées, les nouvelles méthodes d'Optique Active seront incontournables pour atteindre les enjeux du futur. Si les instruments et télescopes actuels ont vu le jour grâce aux défis qui ont étés surmontés, les instruments du futur demanderont eux aussi des ruptures technologiques afin de rendre possible leur réalisation.

1.2 L'Optique Active dans le contexte astronomique actuel

Depuis le NTT jusqu'aux ELTS, l'Optique Active a toujours su apparaître comme une solution élégante aux problèmes techniques rencontrés tels que le poids des grands miroirs, les déformations des pièces optiques, l'obtention de grandes qualités de surfaces, ou encore la rapidité de fabrication des éléments d'un télescope. A travers les réalisations récentes et futures, nous allons détailler la place et le rôle de l'Optique Active pour les télescopes et leur instrumentation.

1.2.1 L'Optique Active et la réalisation des *Very Large Telescopes*

Le *New Technology Telescope* (NTT) mis en service en 1989 par l'ESO, a marqué la première étape dans la rupture technologique qui a permis de voir naître la génération des Très Grands Télescopes (VLT) de la classe de 8m de diamètre. Son miroir primaire de 3.58m de diamètre est un miroir mince de seulement 24cm d'épaisseur, dont la forme est contrôlée en boucle fermée *in situ* par 75 actionneurs verticaux et 24 latéraux [Wilson *et al* 1987, Wilson 1991]. Cette technologie de miroir primaire actif est aujourd'hui utilisée sur de nombreux télescopes munis de miroirs beaucoup plus minces.

Le *Very Large Telescope* (VLT) du mont Paranal au Chili est constitué de quatre télescopes identiques de 8.2m de diamètre, dont la combinaison par interférométrie permet d'atteindre la résolution théorique d'un télescope de 200m de diamètre. Les miroirs primaires sont extrêmement minces en comparaison de celui du NTT, avec une épaisseur de 18 cm. La forme du miroir est maintenue activement dans une cellule de 150 actionneurs qui appliquent une correction par minute environ [Noethe *et al* 1988]. Les UTS [1] du VLT fonctionnent constamment en boucle fermée et ce depuis la première lumière en 1998. Depuis, l'Optique Active des miroirs primaires s'est avérée cruciale pour la bonne performance du VLT, permettant de gagner du temps de calibration et de refocalisation.

Les quatre coupoles du VLT sur le mont Paranal. (Crédit : ESO)

[1] UT : Unit Telescope

La correction du Tip/Tilt[2] est quant à elle réalisée au niveau du miroir secondaire, allégeant la tâche du système actif du primaire. La future implémentation du miroir secondaire déformable, qui sera détaillée dans le prochain chapitre, en fera un télescope entièrement adaptatif contrôlé en boucle fermée, et corrigeant aussi bien les distorsions mécaniques dues à l'environnement que les distorsions du front d'onde atmosphériques.

L'Optique Active est aussi présente sur le mode interférométrique du VLT. La combinaison par interférométrie des différents télescopes est effectuée par l'intermédiaire de *lignes à retard* (DLS) sur lesquelles sont embarqués des *Miroirs à Courbure Variable* (VCM[3]). Leur rôle est de réimager la pupille des télescopes à une position fixe dans le laboratoire de recombinaison, juste avant les instruments scientifiques. Ces miroirs minces en acier extrêmement déformables se déforment sous une pression allant de 0 à 8 bars. Leur rayon de courbure pouvant varier de l'infini à 84mm, ils ont fait l'objet d'un développement particulier à partir de la théorie des grandes déformations élastiques [Ferrari 1998]. A ce jour, 6 VCM fonctionnent sur les DLS, et 4 sont en cours d'intégration sur les *star separator* des télescopes auxiliaires (ATS)[4] pour l'instrument PRIMA [Derie *et al* 2002].

D'autres télescopes de la classe de 8m ont suivi la réalisation des VLT : les *Gemini North* & *South* qui sont deux télescopes jumeaux de 8.0m dans les deux hémisphères, le *Subaru Telescope* d'Hawaï, télescope japonais dont le miroir primaire mince de 8.2m est maintenu par 261 actionneurs, et enfin le *Large Binocular Telescope* en Arizona, qui utilise deux miroirs primaires de 8.4m allégés en nid d'abeille, et dont les miroirs secondaires sont des miroirs extrêmement minces adaptatifs, que nous détaillerons dans le prochain chapitre.

Le Subaru Telescope. (Crédit : NAOJ)

[2]Il s'agit des premiers modes d'aberration avec le piston. Le Tip et le Tilt représentent les inclinaisons du meilleur plan du front d'onde incident. Nous y reviendrons à la fin du chapitre.

[3]VCM : Variable Curvature Mirrors

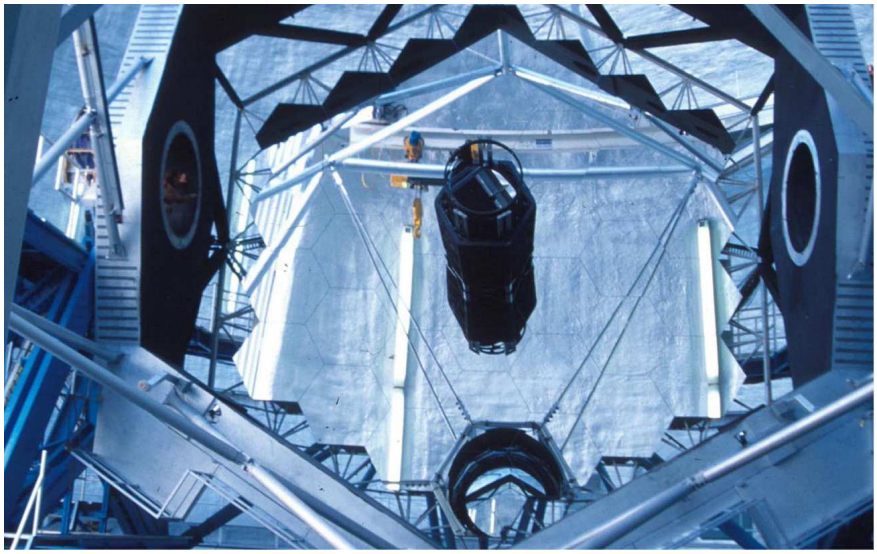
[4]ATS : Auxiliary Telescopes

Les *Keck Telescopes*, télescopes jumeaux installés à Hawai, combinent différents aspects de l'Optique Active. Leurs miroirs primaires paraboliques de 10.95 m de diamètre sont constitués de 36 segments hexagonaux de 1.8 m, dont les surfaces asphériques, correspondant à différentes portions de paraboles hors axe, ont été obtenues par *polissage sous contraintes* [Lubliner 1980][Nelson *et al* 1980] : un substrat circulaire mince est déformé pendant le polissage via 24 bras de déformation sur sa périphérie, permettant de transmettre forces et moments de flexion. Une fois la surface asphérique obtenue par Optique Active, la forme hexagonale des miroirs est taillée dans le substrat. Ces miroirs étant minces, leur forme est aussi contrôlée *in situ* lors des observations.

Suite au succès de leur réalisation, d'autres projets de télescopes segmentés de la classe de 10m de diamètre ont été lancés : le *Hobby-Eberly-Telescope* (HET) au Texas, le *Southern African Large Telescope* (SALT) en Afrique du Sud, et le *Gran Telescopio Canarias* (GTC) de 10.4m aux îles Canaries, dont les segments hexagonaux asphériques ne sont pas polis sous contraintes, mais asphérisés par petits outils et contrôle numérique, puis par bombardement ionique.

Côté spatial, on citera le *James Webb Space telescope* (JWST), successeur du célèbre *Hubble Space Telescope* (HST), dont le primaire segmenté de 6.5m compte 18 segments asphériques.

Les télescopes jumeaux *Keck*s. (Crédit : Keck Observatory)



L'un des miroirs primaires segmentés du *Keck*. (Crédit : Keck Observatory)

1.2.2 L'Optique Active dans la perspective des *Extremely Large Telescopes*

Les futurs Extremely Large Telescopes (ELTs) dont les diamètres iront de 20 à 40m, devront exploiter pleinement les différentes techniques actives pour atteindre les objectifs technologiques imposés par leurs dimensions. Le *Giant Magellan Telescope* (GMT) sera composé de sept miroirs circulaires allégés de 8.4m pour atteindre un diamètre total de 24.5m. Au delà de 25m, les miroirs primaires seront composés d'une mosaïque de centaines de segments hexagonaux disposés sur une surface sphérique ou paraboloïdale. C'est le cas du futur E-ELT de l'ESO et du projet américain TMT.

L'*European-Extremely Large Telescope* (E-ELT), géant européen, part sur un design optique préliminaire de 42 m de diamètre à 5 miroirs (*cf* figure 1.1). Le caractère actif et adaptatif du télescope est un point déterminant dans la faisabilité d'un tel projet [Gilmozzi & Spyromilio 2007]. En effet, la performance du télescope se répercute directement sur les instruments. Si le télescope délivre une bonne qualité d'image, il devient plus facile de construire un instrument en évitant les étapes de correction lourdes et coûteuses. En conséquence, la sensibilité des systèmes sera améliorée et le coût diminué. Que ce soit au niveau de l'Optique Active permettant de corriger les variations lentes dues à la distorsion du télescope dans son environnement externe (gravité, vent, dilatations thermiques, etc...) ou au niveau de l'optique adaptative qui permet de corriger la distorsion atmosphérique, les systèmes optiques déformables sont les composants clés de la réussite du projet.

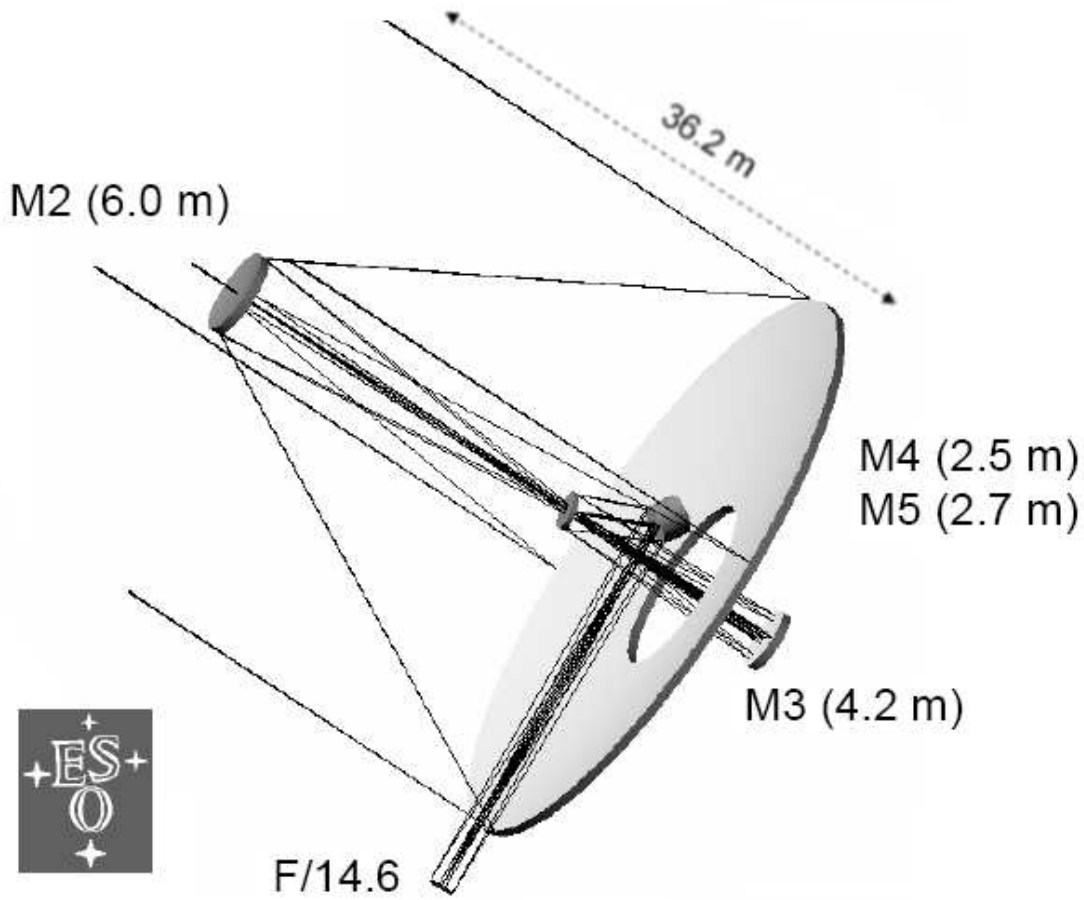


FIG. 1.1 – European ELT- Design "5 miroirs" - M1 42m - 10 arcmin FOV. (Crédit : ESO)

L'Optique Active est aussi présente dès la fabrication des optiques du télescope. Des études sont en cours afin de déterminer les moyens technologiques qui seront utilisés pour la fabrication du millier de segments asphériques hors axe qui composeront le miroir primaire de 42 m de diamètre. Les challenges sont clairs, il faut produire en masse et dans un délai court, des miroirs asphériques avec une très bonne qualité de surface. Le coût de la production est bien évidemment un point critique. La technique de polissage actif est bien sûr une des voies prometteuses, car elle permettrait de produire simultanément plusieurs segments aux asphéricités différentes à partir d'une même sphère de polissage, et ceci avec un très grande qualité de poli notamment en terme de hautes fréquences.

Le miroir M3 de 4.2m de diamètre est lui aussi un miroir actif dont le système de maintien est basé sur le modèle du NTT. Le miroir M4 quant à lui constitue le miroir déformable pour l'optique adaptative de l'*Adaptive Relay Unit* (ARU). Là encore, plusieurs technologies sont en cours d'études et de développement. L'une d'entre elle utiliserait une lame mince plane de moins de 2mm d'épaisseur pour un diamètre de 2.5m, contrôlée par plusieurs milliers d'actionneurs.

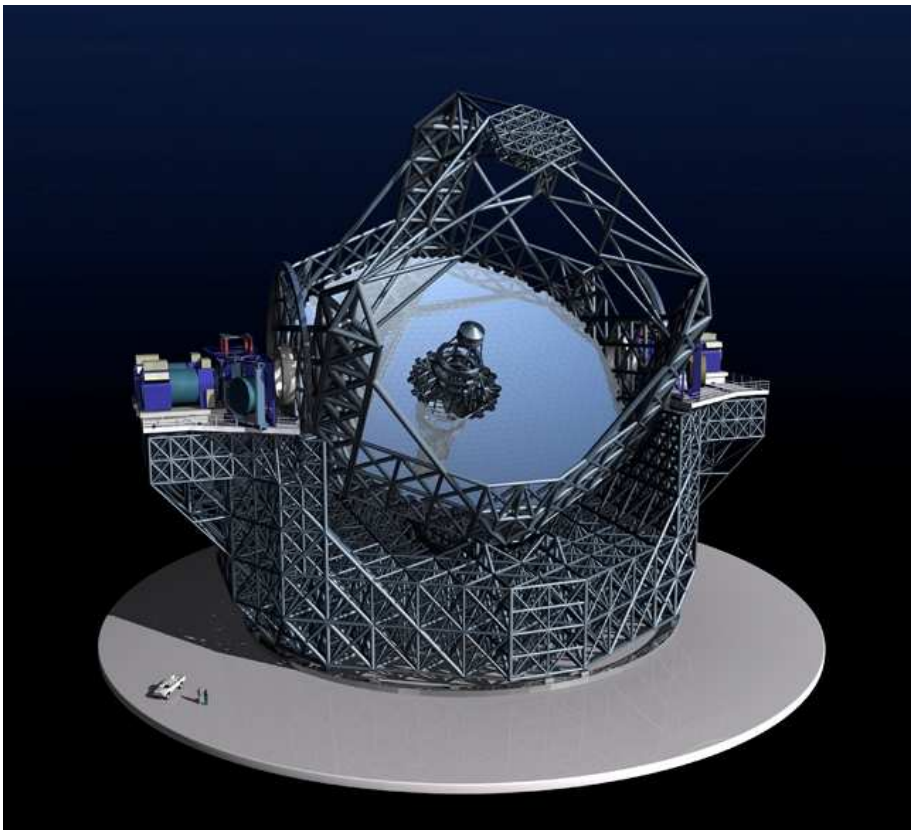


FIG. 1.2 – European ELT- Vue d'artiste. (Crédit : ESO)

Le *Thirty Meter Telescope* (TMT), géant américain de 30m de diamètre de type grégorien, prévoit également d'utiliser l'Optique active à différents niveaux, notamment pour de la fabrication des segments du primaire. Le polissage sous contraintes sera utilisé en *polissage planétaire*, permettant d'obtenir pour le miroir primaire plusieurs segments asphériques en une seule opération de polissage [Sporer 2006]. Ceci réduira le temps de fabrication des 738 miroirs de 4.0cm d'épaisseur et 1.2m de diamètre.

1.2.3 L'Optique Active dans le contexte de l'Optique Adaptative

L'Optique Adaptative (AO) est une technique utilisée en astronomie pour compenser les effets de la turbulence atmosphérique afin d'atteindre la résolution angulaire théorique des télescopes. Bien que les télescopes actuels atteignent la dizaine de mètres de diamètre, et que les futurs télescopes géants (ELTS) atteindront de 20 à 40 mètres de diamètre, la résolution spatiale de ces télescopes est limitée par les effets de la turbulence atmosphérique, et elle équivaut à la résolution d'un télescope d'un diamètre de quelques dizaines de centimètres.

Cependant, le potentiel des grands télescopes peut être retrouvé en corrigeant, en temps réel, les défauts de phase introduits par les fluctuations atmosphériques. C'est le principe de l'AO, déjà proposé dans les années 50 [Babcock 1953] (*cf* figure 1.3) : un miroir déformable corrige en temps réel le front d'onde provenant d'une étoile, grâce aux informations mesurées par un analyseur de front d'onde placé derrière le miroir, qui mesure en temps réel les effets de la turbulence sur les défauts de phase du front d'onde. Ce système travaille en boucle fermée à des fréquences de l'ordre du kHz.

Cette technique n'a pu être appliquée que bien plus tard en raison des limitations technologiques. C'est en 1991 que le système COME-ON[5] [Rousset *et al* 1990] a été installé sur un télescope de l'ESO à La Silla. Désormais les grands télescopes s'équipent petit à petit de différents systèmes d'optique adaptative.

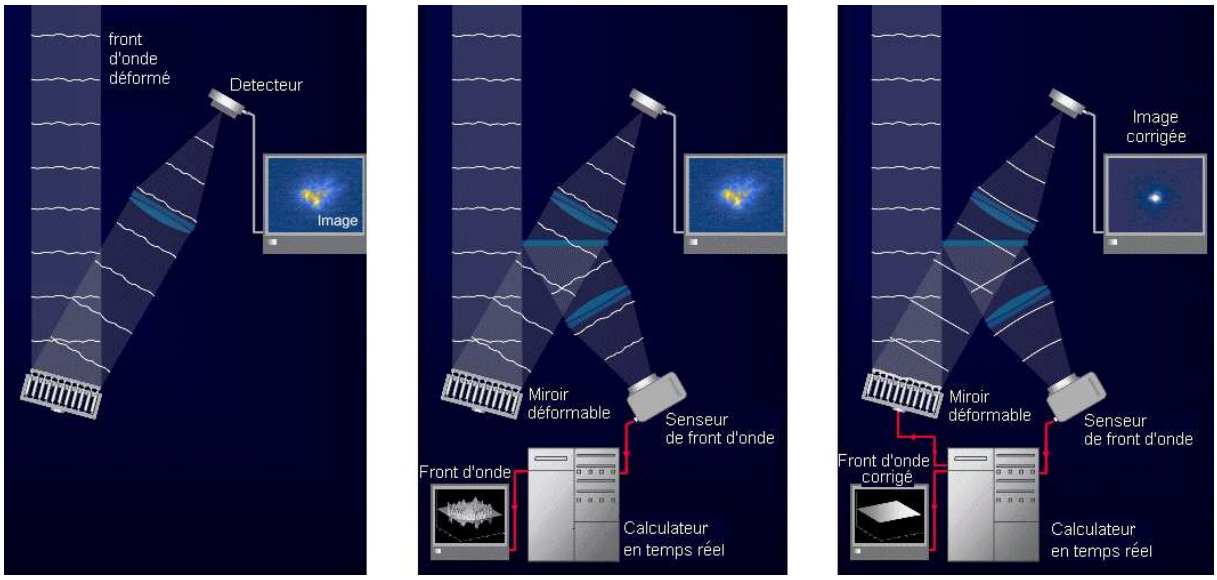


FIG. 1.3 – Principe de la correction par optique adaptative : *Gauche* : Un front d'onde plan provenant d'un objet scientifique est perturbé à la traversée de l'atmosphère terrestre. L'image reçue au foyer du télescope est brouillée. *Milieu* : On utilise un senseur de front d'onde pour mesurer en temps réel la perturbation subie. La forme du front d'onde est transmise à un calculateur. *Droite* : Le calculateur commande le miroir déformable en lui donnant la forme inverse. Il en résulte un front d'onde corrigé, qui donnera une image corrigée au foyer du télescope.

[5] COME-ON : Cilas, Observatoire de paris Meudon, Eso, ONera

Définitions

Quelques définitions de paramètres utilisés couramment en AO nous serons utiles par la suite.

La *réponse impulsionnelle* d'un instrument optique (PSF[6]) correspond à l'image d'un point source à l'infini obtenue au foyer de l'instrument. On parle de tache de diffraction. Elle dépend de la longueur d'onde d'observation λ. Pour un instrument d'ouverture circulaire de diamètre D, la tache de diffraction est une *tache d'Airy* (*cf* figure 1.4), dont la largeur à mi-hauteur du pic principal vaut approximativement $1.22\lambda/D$. Nous y reviendrons au 1.3.3.2

La *résolution angulaire* théorique θ d'un télescope est sa capacité à résoudre des détails fins. Elle s'exprime en radians, en fonction de son diamètre D et de la longueur d'onde d'observation λ. Elle correspond à la largeur à mi-hauteur de la PSF de l'instrument :

$$\theta \sim 1.22\frac{\lambda}{D} \tag{1.1}$$

Le *seeing* caractérise la turbulence atmosphérique sur un site astronomique. Il correspond à la résolution angulaire d'observation à travers la turbulence. Il dépend du *paramètre de Fried* r_0, correspondant au diamètre d'un télescope qui aurait, en l'absence de turbulence, une résolution équivalente à celle introduite par la turbulence. Le seeing s'exprime par une expression semblable à la précédente en remplaçant D par r_0 :

$$s \sim \frac{\lambda}{r_0} \tag{1.2}$$

Le *rapport de Strehl* permet d'évaluer la performance d'un système d'imagerie optique. Il correspond au rapport de l'intensité maximale au centre de la tache de diffraction obtenue, sur l'intensité maximale de la tache de diffraction idéale (tache d'Airy). La correction de la turbulence par AO permet d'augmenter le rapport de Strehl d'un instrument au sol. Il s'exprime en % :

$$SR = \frac{I[0,0]_{real}}{I[0,0]_{ideal}} \tag{1.3}$$

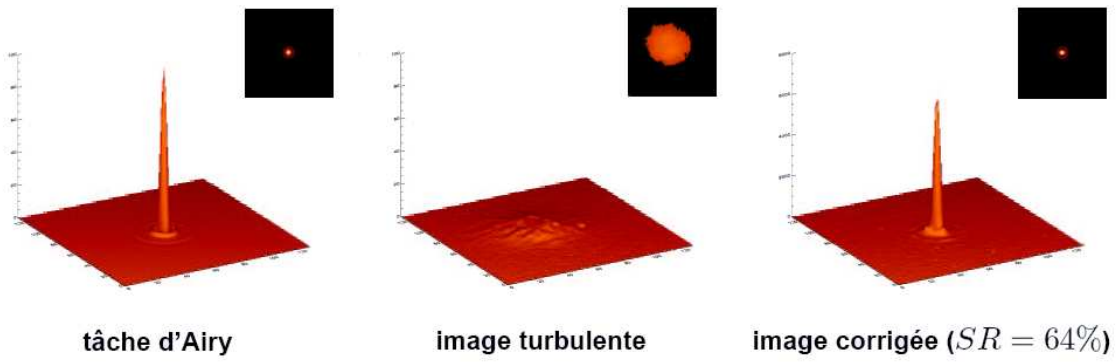


FIG. 1.4 – Réponse impulsionnelle du *Nasmyth Adaptive Optics System* (NAOS) sur le VLT pour $r_0 = 1$m, $D = 8$m, $\lambda = 2.2\mu$m. *Gauche* : Tache de diffraction ou tache d'Airy correspondant à la réponse impulsionnelle d'un télescope d'ouverture circulaire. *Milieu* : Tache turbulente due à la traversée de l'atmosphère. *Droite* : Correction de la tache turbulente par optique adaptative. Le rapport de Strehl après correction est de 64%.

[6] PSF : Point Spread Function

Les différents types d'optiques adaptatives

Il existe plusieurs types d'AO, qui dépendent des buts scientifiques des instruments.

l'*Optique Adaptative Classique* (SCAO[7]) corrige l'image d'un objet en temps réel. Elle permet d'obtenir un bon rapport de Strehl (typiquement 50%) optimisé sur un petit champ (quelques secondes d'arc) autour de l'objet scientifique. C'est le principe du système NAOS placé sur le VLT [Rousset *et al* 2000], qui a permis d'obtenir la première image d'une planète extra-solaire [Chauvin *et al* 2005]. Ce système permet d'atteindre de 40% à 60% de Strehl à une longueur d'onde de 2.2μm, grâce à un miroir déformable contrôlé par 185 actionneurs utiles. La correction est limitée à un champ de vue de quelques secondes d'arc, car elle s'effectue en fonction des données récupérées sur axe ou sur un objet assez proche. Lorsque l'on s'écarte de l'objet, la correction n'est plus optimale, et le rapport de Strehl diminue. Cet effet, appelé *anisoplanétisme*, est du à la nature volumique de la turbulence atmosphérique : la lumière provenant de deux objets distants ne traverse pas l'atmosphère dans la même direction, donc ne "voit" pas les mêmes fluctuations. Un miroir unique dans la pupille ne peut donc pas corriger simultanément les deux directions.

l'*Optique adaptative extrême* (XAO[8] [Fusco *et al* 2006]) est une amélioration de la SCAO et permet d'atteindre de très bon rapports de Strehl, de l'ordre de 90%, en utilisant un miroir déformable comportant un très grand nombre d'actionneurs (41^2 pour l'instrument SPHERE, soit 1320 dans la pupille). Elle est utilisée pour les applications de recherche d'exoplanètes, où il est nécessaire d'obtenir une très bonne résolution sur l'axe afin de pouvoir résoudre une étoile et son compagnon. Ce type d'applications nécessite une optimisation de tous les paramètres qui influent sur la performance du système, depuis le miroir déformable jusqu'au détecteurs, en passant par la qualité des surfaces optiques, point qui nous intéressera particulièrement.

l' *Optique Adaptative Multi conjuguée* (MCAO[9] [Dicke 1975]) permet d'obtenir un bon rapport de Strehl sur quelques minutes d'arc en tenant compte de l'anisoplanétisme. Plusieurs miroirs déformables (2 à 3) sont conjugués avec les principales couches de turbulence atmosphérique, afin de corriger la perturbation introduite par chaque couche d'air. L'analyse de front d'onde se fait dans plusieurs directions, sur des étoiles guides prises dans le champ à corriger, afin de recueillir l'information volumique. Le champ de correction élargi permet des applications de type étude des étoiles et populations stellaires ou bien évolution galactique. Le démonstrateur MAD[10] a été testé avec succès au foyer visiteur de l'UT3 du VLT [Marchetti *et al* 2007]. Les résultats montrent une correction de la turbulence sur un champ de 2x2 arcminutes.

l'*Optique Adaptative "couche au sol"* (GLAO[11] [Hubin *et al* 2005]) permet de corriger la turbulence de la couche au sol, qui est une des couches principales de l'atmosphère, et qui a la particularité d'être commune à toutes les directions d'observation. Elle permet d'obtenir une correction partielle sur un large champ de vue, typiquement de quelques dizaines de minutes d'arc. Cette technique nécessite, comme pour la MCAO, plusieurs étoiles guides dans le champ, mais un seul miroir déformable est utilisé pour la correction, conjugué avec la couche au sol. Les champs d'utilisation de la GLAO sont les thèmes scientifiques tels que l'exploration extra-galactique.

l'*Optique Adaptative Multi Objet* (MOAO[12] [Assémat *et al* 2006]) est aussi utilisée pour l'exploration extra-galactique profonde. Elle permet d'optimiser la correction sur un champ de quelques secondes d'arc autour d'objets scientifiques sélectionnés sur un large champ, de quelques minutes d'arc. Cette méthode utilise plusieurs sous-systèmes d'AO, combinés avec plusieurs analyseurs de front d'onde. La faible densité d'objets aux distances extra-galactiques concernées, ainsi que leur faible luminosité, oblige à mesurer le front d'onde sur plusieurs étoiles brillantes situées dans le champ,

[7] SCAO : Single Conjugate Adaptive Optics
[8] XAO : eXtreme Adaptive Optics
[9] MCAO : Multi Conjugate Adaptive Optics
[10] MAD : McAo Demonstrator
[11] GLAO : Ground Layer Adaptive Optics
[12] MOAO : Multi Object Adaptive Optics

puis de reconstruire la commande de correction par des algorithmes d'optimisation hors axe. Le front d'onde corrigé des objets scientifiques sélectionnés est alors réimagé à l'entrée de spectrographes.

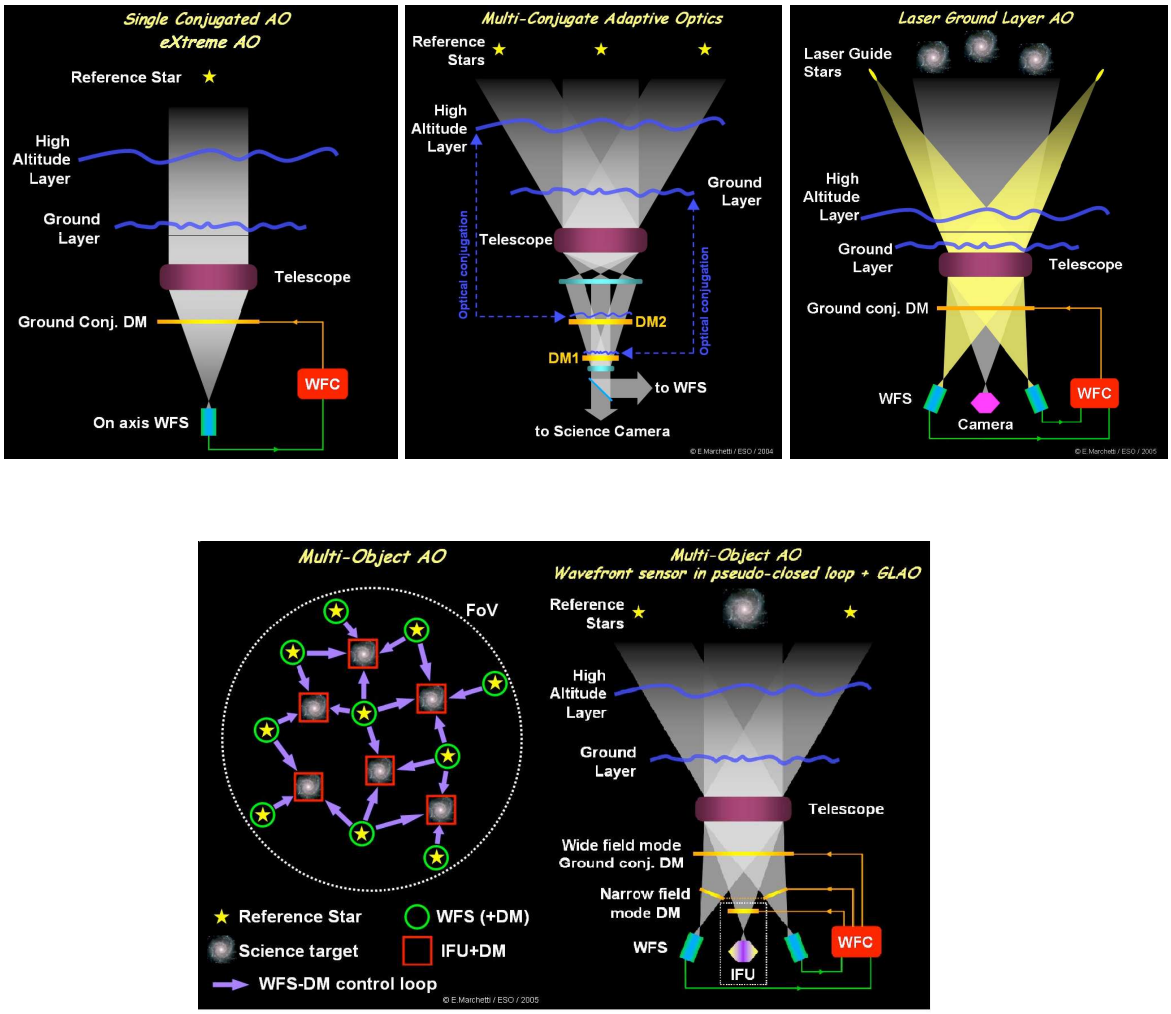


FIG. 1.5 – Une schématisation des différents principes d'optiques adaptatives. (Crédit ESO).

Perspectives technologiques

La combinaison des différents types d'Optique Active a permis de voir naître une nouvelle génération de télescopes. Pour ceux de la classe de 8m comme le VLT, les miroirs primaires sont maintenus activement dans leurs barillets, les miroirs secondaires déformables sont polis sous contraintes et contrôlés par des centaines d'actionneurs, et la recombinaison des faisceaux par interférométrie utilise des miroirs à courbure variable. Pour la classe de 10m, le polissage sous contraintes a permis de dépasser la limite en diamètre en réalisant les segments asphériques des télescopes Keck. Dans la perspective des ELTs, ces technologies se sont imposées comme les solutions évidentes. Les futurs géants seront actifs et adaptatifs afin de bénéficier de la flexibilité offerte par le contrôle des optiques. Le consortium du TMT s'est déjà orienté vers la solution du polissage sous contraintes pour les segments du miroir primaire. Coté européen, le développement de ce savoir faire permettrait la fabrication du miroir primaire de 42m de l'E-ELT.

Dans le contexte de l'Optique Adaptative, la technologie de miroirs déformables à lames minces de 1m à 2.5m demande, là aussi, une expertise unique. Déjà, le miroir secondaire adaptatif du VLT requiert une lame extrêmement mince convexe hyperbolique dont la qualité de surface repousse les limites de fabrication du miroir à des résidus de quelques nanomètres. L'AO extrême de SPHERE corrige les fluctuations atmosphériques à des fréquences spatiales très élevées et le haut contraste visé demande une minimisation des défauts de phase résiduels. Afin de ne pas limiter les performances des systèmes d'AO et des instruments placés en aval, c'est le polissage sous contraintes par outil pleine taille qui permettra de réaliser les miroirs asphériques utilisés, dont les spécifications de surfaces sont extrêmement sévères.

Côté instrumentation, l'Optique Active aura un rôle important à jouer, par exemple pour la sélection d'objets scientifiques dans un champ étendu, principe de l'analyse *Multi Objet*. La position aléatoire des objets suivant les observations amène à des design optiques hors axe variables, qui introduisent des aberrations dont les effets limitent les performances des systèmes correcteurs déformables. L'optique active permet non seulement de corriger ces aberrations mais aussi de s'adapter à la position des objets en produisant des surfaces optiques asphériques variables et orientables grâce à des systèmes simples.

Pour chacune de ces applications, les analyses d'élasticité sont au cœur des développements technologiques. La section suivante propose une introduction à l'élasticité des matériaux en optique, ceci à travers la théorie analytique, les simulations numériques et leurs liens avec la théorie des aberrations.

1.3 De l'élasticité à l'optique astronomique

$\mathcal{L}$'Optique Active étant l'étude et le contrôle des déformations des pièces optiques, les bases de la théorie de l'élasticité ainsi que les propriétés des matériaux sont naturellement les connaissances indispensables. Cette section a pour but d'aborder les notions de mécanique couramment utilisées, et qui seront développées tout au long du mémoire. Nous aborderons principalement la théorie des plaques minces en flexion. Au travers d'un exemple type, nous définissons la structure de miroir en *fond de vase*, et nous mettons en évidence l'apport des analyses par éléments finis. Nous établissons une passerelle entre ces analyses numériques et la théorie des aberrations optiques, afin de pouvoir analyser et caractériser les qualités optiques des surfaces des systèmes étudiés.

1.3.1 Théorie des plaques minces

Les calculs d'élasticité abordés sont menés à partir de la théorie des plaques minces en flexion, basée sur les hypothèses suivantes :

- la flexion w de la plaque est faible en comparaison de son épaisseur t,
- les dimensions transversales de la plaque sont considérées supérieures à son épaisseur (dans le sens de la flexion) d'un facteur 20 au moins,
- les calculs de flexion s'effectuent à partir de la surface moyenne de la plaque,
- toute section de plaque orthogonale à la surface moyenne garde la même orientation durant la flexion,
- les contraintes transverses sont négligeables.

Les substrats constituant les miroirs déformés étant principalement d'ouverture circulaire, c'est ce cas qui est développé dans la suite de cette section.

1.3.1.1 Flexion d'une plaque circulaire axisymétrique

Si la plaque est circulaire et que la charge a la symétrie de révolution, les conditions de symétrie permettent généralement de se ramener à l'étude de la flexion w en fonction du rayon r de la plaque. C'est le cas *axisymétrique*. Dans ce cas, la rigidité $\mathcal{D}$ d'un plaque mince d'épaisseur constante s'exprime en fonction de son épaisseur t et des paramètres du matériau, à savoir son module d'élasticité ou module d'Young E, et son coefficient de Poisson ν. L'équation de la rigidité est donnée par l'expression (1.4) :

$$\mathcal{D} = \frac{Et^3}{12(1-\nu^2)} \tag{1.4}$$

Le tenseur des moments de flexion s'exprime en fonction de la flexion w dans un repère de coordonnées polaires (r,θ) :

$$\underline{M} = \mathcal{D} \begin{pmatrix} \frac{d^2}{dr^2}w + \frac{\nu}{r}\frac{d}{dr}w & 0 \\ 0 & \frac{1}{r}\frac{d}{dr}w + \nu\frac{d^2}{dr^2}w \end{pmatrix}_{(r,\theta)} \tag{1.5}$$

Dans le cas d'une charge uniforme q répartie sur toute sa surface, on exprimera l'équation d'équilibre d'un secteur élémentaire de la manière suivante :

$$M_{rr} + r\frac{d}{dr}M_{rr} - M_{\theta\theta} + Q(r)r = 0 \tag{1.6}$$

avec Q la force de cisaillement par unité de longueur, liée à la charge uniforme appliquée q par la relation :

$$2\pi r Q(r) = \int_0^r q 2\pi r dr \tag{1.7}$$

L'équation d'équilibre (1.6) devient l'équation différentielle relative aux faibles déformations ou équation de Lagrange :

$$\nabla^2\nabla^2 w = \frac{q}{\mathcal{D}} \tag{1.8}$$

∇^2 représentant l'opérateur Laplacien qui s'écrit en coordonnées cylindriques :

$$\nabla^2 = \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d}{dr}\right)$$

Après intégrations successives, on obtient :

$$w(r) = \frac{q}{64\mathcal{D}}r^4 + C_0 r^2 \ln\frac{r}{a} + \frac{C_1}{4}r^2 + C_2 \ln\frac{r}{a} + C_3, \tag{1.9}$$

où C_0, C_1, C_2, C_3 sont des constantes à déterminer en fonction des conditions aux limites et conditions de continuité.

1.3.1.2 Principe de St Venant - Miroir en *fond de vase*

Principe de St Venant Les déformations mécaniques d'un matériau sont dues à plusieurs facteurs : les contraintes intrinsèques, par exemple les contraintes résiduelles, et les contraintes extrinsèques, c'est à dire l'application de charges extérieures, qui peuvent être de différentes natures : charges ponctuelles, pression uniforme, pression variable, moments de flexion et de torsion, ou encore dans une plus large mesure charges thermiques, électrostatiques, etc...
Si la déformation du substrat dépend du type de charge appliquée, elle dépend aussi de la manière dont elles sont transmises. Le *Principe de Saint-Venant* exprime que les solutions des équations de déformation sont valables loin des zones d'application des charges. Dans le cas de déformations de pièces optiques, on prendra en compte ce principe en appliquant les charges à une distance assez grande de la surface optique, afin d'éviter toutes surcontraintes locales. Celles-ci auraient pour conséquence une déformation localisée se traduisant par une haute fréquence spatiale, dégradant fortement la qualité optique du miroir. Dans ce but, une géométrie particulièrement adaptée a été mise au point, que nous détaillons ci dessous.

Miroirs en *fond de vase* Les miroirs dits en *fond de vase* sont des miroirs circulaires constitués de deux zones d'épaisseurs différentes, comme illustré sur la figure 1.6 :

1. une zone interne : c'est une plaque circulaire d'épaisseur constante t_1, de rigidité $\mathcal{D}_1$, et de rayon $r = a$,
2. une zone externe, liée à la zone interne, avec une épaisseur différente t_2 et une rigidité $\mathcal{D}_2$. Cet anneau a un rayon interne $r = a$ et un rayon externe $r = b > a$.

La flexion de ces miroirs est modélisée à partir d'une plaque mince circulaire à deux zones d'épaisseurs différentes. Sur ce type de pièces, la flexion à contrôler est celle de la zone de rayon $r < a$, qui est définie comme la surface optique du miroir final.

L'intérêt majeur de cette configuration est la présence d'un anneau rigide permettant d'appliquer les charges loin de la surface optique, notamment les forces ponctuelles, en satisfaisant le *Principe de St Venant*. Les surcontraintes locales sont absorbées dans cette surépaisseur et ne sont pas transmises à la zone interne. Nous verrons dans les chapitres 3 et 4 l'importance de ce modèle. Cependant, il conviendra de prendre en compte la discontinuité de la surface moyenne entre les deux zones.

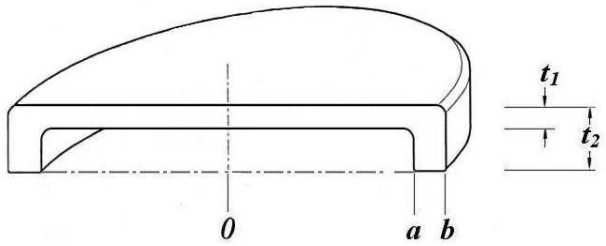


FIG. 1.6 – Exemple de miroir plan en forme *fond de vase* utilisé en Optique Active. Vue en coupe le long d'un diamètre. Origine au centre du miroir. Rayon de la surface optique a, rayon externe b. On remarque que dans ce cas, c'est la surface optique qui est plane, et non pas la surface moyenne. Ceci introduira des écarts entre la déformation théorique et la déformation réelle.

Planéité de la surface moyenne Les calculs analytiques permettant de définir la flexion de ce type de miroirs sous différentes charges et conditions aux limites sont effectués à partir de la surface moyenne du miroir, considérée plane ou faiblement courbée. Or, dans la pratique, le miroir doit être poli, ce qui nous amène à utiliser une géométrie du substrat avec une surface optique continue. Dans le cas des miroirs en vase, cette contrainte crée une discontinuité de la surface moyenne qui engendrera des termes parasites sur la fonction de déformation en comparaison des calculs analytiques (*cf* figure 1.7). L'exemple suivant présente la cas d'un flexion pure du quatrième degré définie analytiquement. Les analyses par éléments finis vont mettre en évidence cet effet.

1.3.1.3 Déformation pure du quatrième degré

On souhaite obtenir, à partir d'un substrat de miroir en vase, une déformation de la zone utile ($0 \leqslant r \leqslant a$) qui soit caractérisée uniquement par un terme en r^4. Pour cela, on applique deux charges uniformes q_1 et q_2 sur les zones interne et externe de la plaque. On souhaite définir un lien entre le rapport des rayons b/a, le rapport de ces charges q_2/q_1, et le rapport d'épaisseur t_2/t_1 entre les zones interne et externe.

La théorie des plaques minces permet d'exprimer la flexion w_i sur chaque zone de la manière suivante :

$$w_i(r) = \frac{q_i}{64\mathcal{D}_i} r^4 + C_0 r^2 \ln \frac{r}{a} + \frac{C_1}{4} r^2 + C_2 \ln \frac{r}{a} + C_3 \tag{1.10}$$

Ce qui donne 4 constantes inconnues pour la première zone et quatre autres pour la deuxième. Afin de déterminer ces constantes, nous disposons de plusieurs conditions de continuité. En choisissant l'origine au centre commun des plaques, nous avons :

à l'origine, 2 conditions de continuité :	égalité des pentes (pentes nulles)	[1]
	égalité des déplacements (flexion nulle)	[2]
à la liaison, 4 conditions de continuité :	continuité des flèches	[3]
	continuité des pentes	[4]
	continuité des moments de flexion	[5]
	continuité des efforts tranchants	[6]
au bord, 2 conditions de continuité :	Effort tranchant nul	[7]
	Moment de flexion nul	[8]

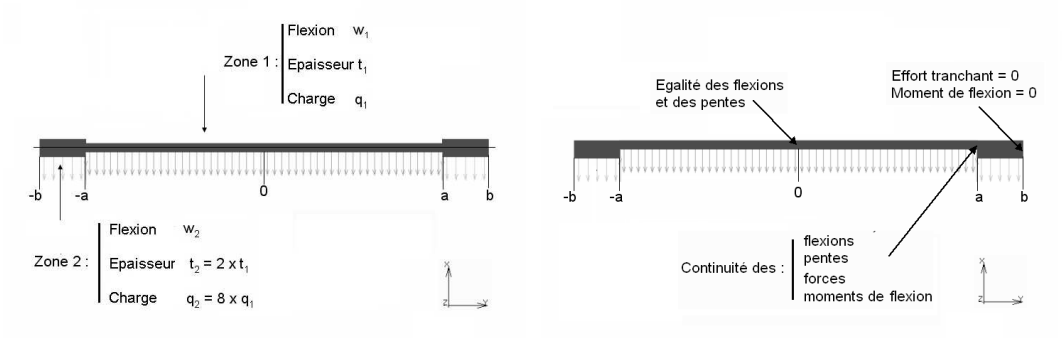


FIG. 1.7 – Géométrie, charges appliquées, conditions aux limites du modèle utilisé. La figure de gauche représente le modèle symétrique par rapport à la surface moyenne plane. Le modèle de droite est le modèle en "fond de vase" utilisé pour l'optique active.

Ce qui donne 8 équations pour 8 inconnues. On notera :
- $w_1(r)$, $w_2(r)$ les flexions de chaque zone en fonction du rayon r,
- q_1, q_2 les charges appliquées,
- $M_{r1}(r)$, $M_{r2}(r)$ les moments de flexion,
- $Q_{r1}(r)$, $Q_{r2}(r)$ les efforts tranchants.

On remarque immédiatement que la condition [1] donne $C_3 = 0$. Sur $0 \leqslant r \leqslant a$ on exprime la flexion de la plaque grâce aux conditions [1] et [2] :

$$w_1(r) = \frac{q_1}{64\mathcal{D}_1}(r^4 - a^4) \quad et \quad w_1(a) = 0 \tag{1.11}$$

Les expressions de la force de cisaillement Q_1 et du moment de flexion M_{r1} par unité de longueur sont :

$$\begin{cases} Q_1 = -\mathcal{D}_1 \left\{ \frac{d}{dr}\left[\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{d}{dr}w_1\right)\right]\right\} = -\frac{1}{2}q_1 r \\ avec \qquad \frac{d}{dr}w_1 = \frac{q_1}{16\mathcal{D}_1}r^3 \\ M_{r1} = -\mathcal{D}_1\left[\frac{d^2}{dr^2}w_1 + \frac{\nu}{r}\frac{d}{dr}w_1\right] = -\frac{q_1}{16}(3+\nu)r^2 \end{cases}$$

Sur $a \leqslant r \leqslant b$, on exprime la flexion w_2, ainsi que Q_{r2} et M_{r2} :

$$\begin{cases} w_2(r) = \frac{q_2}{64\mathcal{D}_2}(r^4 + 4C_0a^2r^2\ln\frac{r}{a} + 2C_1a^2r^2 + 4C_2a^4\ln\frac{r}{a} + 16C_3a^4) \\ \frac{d}{dr}w_2 = \frac{q_2}{16\mathcal{D}_2}(r^3 + 2C_0a^2r\ln\frac{r}{a} + (C_0+C_1)a^2r + C_2a^4\frac{1}{r}) \\ Q_2 = -\frac{q_2}{2}(r + C_0a^2\frac{1}{2r}) \\ M_{r2} = -\frac{q_2}{16}\left[(3+\nu)r^2 + 2(1+\nu)C_0a^2\ln\frac{r}{a} + (3+\nu)C_0a^2 + (1+\nu)C_1a^2 - (1-\nu)C_2\frac{a^4}{r^2}\right] \end{cases}$$

Une relation entre les constantes (C_0, C_1, C_2) peut être établie à l'aide des conditions aux limites. En effet, la condition [4] donne en $r = a$:

$$\frac{d}{dr}w_1 = \frac{d}{dr}w_2 \tag{1.12}$$

Ce qui conduit directement à la relation :

$$C_0 + C_1 + C_2 = \frac{q_1}{q_2}\frac{\mathcal{D}_2}{D_1} - 1 \tag{1.13}$$

A ceci s'ajoute la condition [5] $M_{r1}(a) = M_{r2}(a)$ qui s'écrit :

$$C_0 + \frac{1+\nu}{3+\nu}C_1 - \frac{1-\nu}{3+\nu}C_2 = \frac{q_1}{q_2} - 1 \tag{1.14}$$

On obtient :

$$\begin{cases} C_1 = \dfrac{q_1}{q_2}\left[\dfrac{1-\nu}{2}\dfrac{\mathcal{D}_2}{\mathcal{D}_1} + \dfrac{3+\nu}{2}\right] - 2(1+C_0) \\ C_2 = \dfrac{q_1}{q_2}\left[\dfrac{1+\nu}{2}\dfrac{\mathcal{D}_2}{\mathcal{D}_1} - \dfrac{3+\nu}{2}\right] + 1 + C_0 \end{cases} \tag{1.15}$$

De plus, la condition [7] $Q_2(b) = 0$ permet d'écrire :

$$C_0 = -2t^2 \quad avec \quad t = \frac{b}{a} \tag{1.16}$$

Enfin, la dernière condition $M_{r2}(b) = 0$ donne, tous calculs faits :

$$\frac{1+\nu}{1-\nu}\frac{b^2}{a^2}\ln\frac{b^2}{a^2} - \frac{1+3\nu}{2(1-\nu)}\frac{b^2}{a^2} - 1 = \frac{1+\nu}{4}\left(1-\frac{a^2}{b^2}\right)\left(\frac{q_1}{q_2}\frac{\mathcal{D}_2}{\mathcal{D}_1} - 1\right) + \frac{3+\nu}{4}\left(\frac{1+\nu}{1-\nu} + \frac{a^2}{b^2}\right)\left(\frac{q_1}{q_2} - 1\right) \tag{1.17}$$

Ce qui donne une relation entre a et b, connaissant le coefficient de Poisson ν et les rapports $\dfrac{q_1}{q_2}$ et $\dfrac{\mathcal{D}_2}{\mathcal{D}_1}$.

Un cas particulier simple est celui d'une plaque d'épaisseur constante, soumise à une charge uniformément répartie. L'expression (1.17) se simplifie par rapport au cas précédent, avec $q_1 = q_2$, $\mathcal{D}_1 = \mathcal{D}_2$. La relation entre a^2 et b^2 devient :

$$\frac{1+\nu}{1-\nu}\ln\frac{b^2}{a^2} = \frac{a^2}{b^2} + \frac{1+3\nu}{2(1-\nu)} \tag{1.18}$$

Ces calculs analytiques permettent de définir des modèles d'étude simples au travers desquels nous allons introduire les *analyses par éléments finis*, et mettre en évidence les déviations obtenues par rapport au résultat calculé ci-dessus.

1.3.2 Analyses par Éléments Finis

Les analyses par éléments finis (FEA pour *Finite Elements Analysis*) sont une étape importante dans la conception de n'importe quel système mécanique pour une raison simple : c'est une première mise en pratique des modèles conçus. Bien qu'il s'agisse d'une application virtuelle, l'analyse FEA est une première confrontation à la théorie analytique. Que ce soit en statique ou en dynamique, elle donne des analyses qualitatives, en informant sur les comportements des systèmes étudiés, mais aussi des résultats très proches de la réalité, permettant d'effectuer des analyses quantitatives poussées. De plus, cette analyse numérique permet de prendre en compte les détails locaux des pièces mécaniques, faisant ressortir leur influence sur les déformations des systèmes. C'est un point crucial dans le cas de déformations de pièces optiques. La manière d'appliquer les charges, notamment ponctuelles, et de traduire les conditions de continuité doit respecter le *Principe de St Venant* afin d'éviter les défauts locaux.

La méthode des éléments finis est méthode numérique donnant une solution numérique approchée d'un système d'équations différentielles avec conditions aux limites. De nombreux ouvrages sont consacrés à la théorie des éléments finis [Smith & Griffiths 1982, Imbert 1995, Chevalier 2004], où ces équations sont détaillées. Le principe de la modélisation par éléments finis est simple : il s'agit de subdiviser une structure mécanique en sous domaines simples ou éléments, dont les comportements mécaniques sont maîtrisés. A l'intersection des éléments sont positionnés des *nœuds*, au niveau desquels sont collectées les données en déplacement, contraintes, température, ... Le calcul s'effectue de proche en proche à l'aide des conditions de continuité et d'équilibre inter-éléments au niveau de ces nœuds. Il existe différents types d'éléments disponibles : les triangles et quadrangles pour l'analyse 2D, les tétrahèdres et hexahèdres pour l'analyse 3D. Ces éléments seront dit *linéaires* ou *quadratiques* suivant le nombre de nœuds et degrés de libertés associés. Dans le cas de l'élasticité linéaire, on dispose d'un théorème de convergence qui garantit qu'on s'approche de la solution exacte quand on raffine le maillage.

Plutôt qu'une présentation détaillée de cette technique numérique, nous allons l'introduire à travers l'analyse par FEA de l'exemple précédent. Cet exemple simple permet de mettre en évidence l'effet d'une discontinuité de surface moyenne, qui n'est pas pris en compte dans la définition analytique.

Les caractéristiques choisies pour le modèle étudié sont :
Module d'Young : $E = 90600$MPa ,
Coefficient de Poisson : $\nu = 0.2$,
Rayon interne : $a = 100mm$,
Épaisseur interne $t_1 = 5mm$
Rapport $2a/t_1 = 40$

On effectue une analyse linéaire axisymétrique. Le modèle utilisé comporte 140 éléments *quadrangles* linéaires, ce qui correspond à 175 nœuds au total. Deux cas sont simulés : le premier modèle est symétrique par rapport à la fibre moyenne, il correspond à la configuration du calcul analytique ; le deuxième correspond à un miroir en fond de vase. Les résultats de la déformation du modèle sous charge sont récupérés sur les nœuds de la surface moyenne.

La figure 1.8 de droite représente les courbes des déplacements en fonction du rayon pour différents cas faisant intervenir une variation de la géométrie des miroirs en vase. Le premier modèle donne une courbe de flexion en r^4 qui valide bien le modèle analytique. Par contre, le second cas dévie du modèle théorique. L'écart est caractérisé par un terme en r^2, qui correspond en optique à un terme de courbure, ou *défocalisation*. Plusieurs possibilités permettent de retrouver la flexion désirée, en annulant cette courbure, comme illustré sur la figure 1.8 : soit par une modification du rapport des rayons b/a, soit par une modification du rapport des charges t_2/t_1, soit par une modification du rapport des charges q_2/q_1.

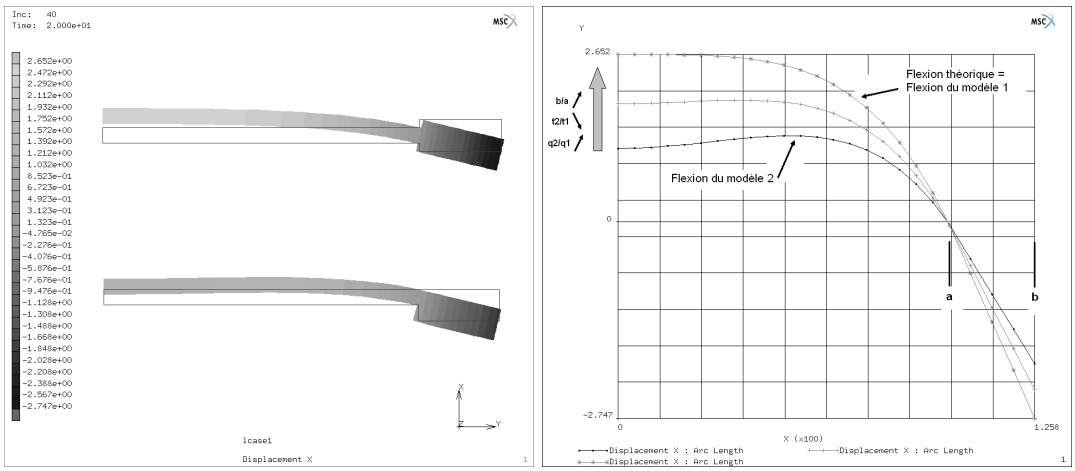


FIG. 1.8 – *Gauche* : Flexion des deux modèles simulés par FEA. *Droite* : Flexion de la surface moyenne. L'évolution entre les trois courbes montre qu'il est possible dans le deuxième cas de retrouver la flexion théorique en modifiant les paramètres du modèle.

Cet effet a été mis en évidence sur l'expérience MINITRUST[13] réalisée au Laboratoire d'Optique de l'Observatoire de Marseille [Lemaitre *et al* 2005] [Hugot 2004], qui consiste à asphériser par dépression d'un substrat en *double vase*, permettant de générer deux surfaces asphériques en une seule opération. Ces deux surfaces constituent les miroirs primaires et tertiaires d'un combinaison à trois miroirs de type *Rumsey*. Ce télescope actif à grand champ (2 degrés) plan anastigmate a été testé sur le ciel en Italie [La Padula *et al* 2003] et est proposé pour une installation au *Dôme C* en Antarctique [Ferrari *et al* 2005].

Les analyses FEA ont permis de mettre en évidence un effet qui n'était pas prédit par la théorie analytique, mais surtout de proposer des solutions pour le corriger. Grâce à l'étude du comportement de la pièce en fonction des variations de ses paramètres géométriques, on pourra optimiser ces paramètres pour atteindre le résultat recherché. La section suivante développe les liens établis entre mécanique et théorie des aberrations, où les FEA jouent un rôle important au niveau du traitement numérique des déformations.

[13] TRUST : Three Reflection Ultraviolet Space Telescope

1.3.3 Décomposition modale des déformations mécaniques

Cette section présente les liens qu'il a été nécessaire d'établir entre les déformations mécaniques des substrats constituant les miroirs, et les aberrations optiques de leurs surfaces. Ces passerelles sont primordiales pour la définition, l'analyse et la caractérisation des systèmes opto-mécaniques simulés. Nous présentons ici la base modale des polynômes de Zernike, couramment utilisée en théorie des aberrations. La récupération de cartes de phase relatives aux déformations mécaniques permet la caractérisation des modes générés sur le miroir. Ces données permettent ensuite d'effectuer une analyse spectrale des déformations mécaniques à partir de la *densité spectrale de puissance* permettant de caractériser les défauts d'une surface en termes de fréquences spatiales.

1.3.3.1 Polynômes de Zernike

La base modale de Zernike est une base de polynômes orthonormés définis sur une pupille circulaire de rayon unité. Les pupilles des instruments optiques étant circulaires dans la plupart des cas, ces polynômes sont couramment utilisés pour décrire la phase d'un front d'onde issu d'un instrument, ou encore pour décrire la surface d'une pièce optique. Leur forme est très proche des aberrations des systèmes optiques décrites par Seidel [Born & Wolf 1980]. Leur propriété d'orthogonalité permet de décomposer cette phase en aberrations découplées décrites analytiquement, dans le but d'un traitement *a posteriori*. Ces polynômes sont aussi très utilisés pour décrire la phase turbulente en optique adaptative [Noll 1976].

Dans un repère de coordonnées radiales (r, θ), les polynômes de Zernike s'écrivent :

$$Z_i(r,\theta) = \sqrt{n+1}\begin{cases} R_n^m(r)\sqrt{2}\cos m\theta & \text{pour } m \neq 0 \text{ et } i \text{ pair,} \\ R_n^m(r)\sqrt{2}\sin m\theta & \text{pour } m \neq 0 \text{ et } i \text{ impair,} \\ R_n^m(r) & \text{pour } m = 0. \end{cases} \tag{1.19}$$

n représente l'ordre radial du polynôme et m l'ordre azimutal, i étant le numéro du mode. Les fonctions $R_n^m(r)$ sont données par :

$$R_n^m(r) = \begin{cases} \sum_{s=0}^{\frac{n-m}{2}} \dfrac{(-1)^s (n-s)!}{(s)!(\frac{n+m}{2}-s)!(\frac{n-m}{2}-s)!} r^{n-2s} & \text{si } (n-m) \text{ est pair,} \\ 0 & \text{si } (n-m) \text{ est impair.} \end{cases} \tag{1.20}$$

Considérons un front d'onde quelconque W d'ouverture circulaire. Dans un repère de coordonnées radiale (r, θ), la décomposition du front d'onde sur la base de Zernike s'écrit :

$$W(r,\theta) = \sum_{i=1}^{\infty} z_i Z_i(r,\theta), \tag{1.21}$$

Il est utile d'introduire la notation suivante :

$$W(r,\theta) = \sum_{i=1}^{\infty} z_i^P Z_i^P(r,\theta) = \sum_{i=1}^{\infty} z_i^{rms} Z_i^{\text{RMS}}(r,\theta), \tag{1.22}$$

$$avec \qquad Z_i^{RMS} = a_i^{rms} Z_i^P \tag{1.23}$$

Où :

les z_i^P représentent les coefficients de Zernike classiques reliés aux polynômes $Z_i^P(r,\theta)$. Ces polynômes sont normalisés pour avoir une déviation positive unitaire, et sont utilisés dans les logiciels optiques de traçage de rayons et de mesures de fronts d'onde par interférométrie.

les z_i^{rms} représentent les coefficients de Zernike RMS reliés aux polynômes $Z_i^{RMS}(r,\theta)$.

les a_i^{rms} sont des constantes dépendantes du numéro du polynôme i, et elles sont reliées aux polynômes z_i^{rms}.

Les polynômes RMS sont normalisés pour avoir une déviation RMS unitaire, et leurs coefficients z_i^{rms} sont plus utiles dans la réduction des données. Ils possèdent la propriété suivante : la racine de la somme de leurs carrés est égale à la déviation RMS du front d'onde w, comme décrit dans la formule 1.24 :

$$w = \sqrt{\sum_{i-1}^{\infty} (z_i^{rms})^2} \tag{1.24}$$

La contribution de chaque aberration à la déviation RMS du front d'onde est égale à :

$$\frac{(z_i^{rms})^2}{w^2}, \tag{1.25}$$

avec la propriété :

$$\sum_{i=1}^{\infty} \frac{(z_i^{rms})^2}{w^2} = 1. \tag{1.26}$$

La table 1.1 récapitule l'expression analytique des 16 premiers polynômes de Zernike et les coefficients a_i^{rms} correspondants, tandis que la figure 1.9 illustre les premiers modes d'aberrations et la forme générale du front d'onde. Cette base représentant les aberrations va être utilisée pour caractériser les déformations des pièces opto-mécaniques obtenues à partir des analyses FEA, suivant deux cas que nous détaillons ci-après.

TAB. 1.1 – Expression analytique des 16 premiers polynômes de Zernike. Les coefficients de proportionnalité a_i^{rms} sont pris en compte dans la normalisation RMS.

i	Description	a_i^{rms}	$Z_i^P(r,\theta)$
1	*Piston* 1	1	1
2	*Tilt* 1 X	2	$r\cos\theta$
3	*Tilt* 1 Y	2	$r\sin\theta$
4	*Defocus* 1	$\sqrt{3}$	$(2r^2-1)$
5	*Astm* 3 X	$\sqrt{6}$	$r^2\cos(2\theta)$
6	*Astm* 3 Y	$\sqrt{6}$	$r^2\sin(2\theta)$
7	*Coma* 3 X	$\sqrt{8}$	$(3r^2-2)r\cos\theta$
8	*Coma* 3 Y	$\sqrt{8}$	$(3r^2-2)r\sin\theta$
9	*Spherical* 3	$\sqrt{5}$	$(6r^4-6r^2+1)$
10	*Trefoil* 5 X	$\sqrt{8}$	$r^3\cos(3\theta)$
11	*Trefoil* 5 Y	$\sqrt{8}$	$r^3\sin(3\theta)$
12	*Astm* 5 X	$\sqrt{10}$	$(4r^2-3)r^2\cos(2\theta)$
13	*Astm* 5 Y	$\sqrt{10}$	$(4r^2-3)r^2\sin(2\theta)$
14	*Coma* 5 X	$\sqrt{12}$	$(10r^4-12r^2+3)r\cos\theta$
15	*Coma* 5 Y	$\sqrt{12}$	$(10r^4-12r^2+3)r\cos\theta$
16	*Spherical* 5	$\sqrt{7}$	$(20r^6-30r^4+12r^2-1)$

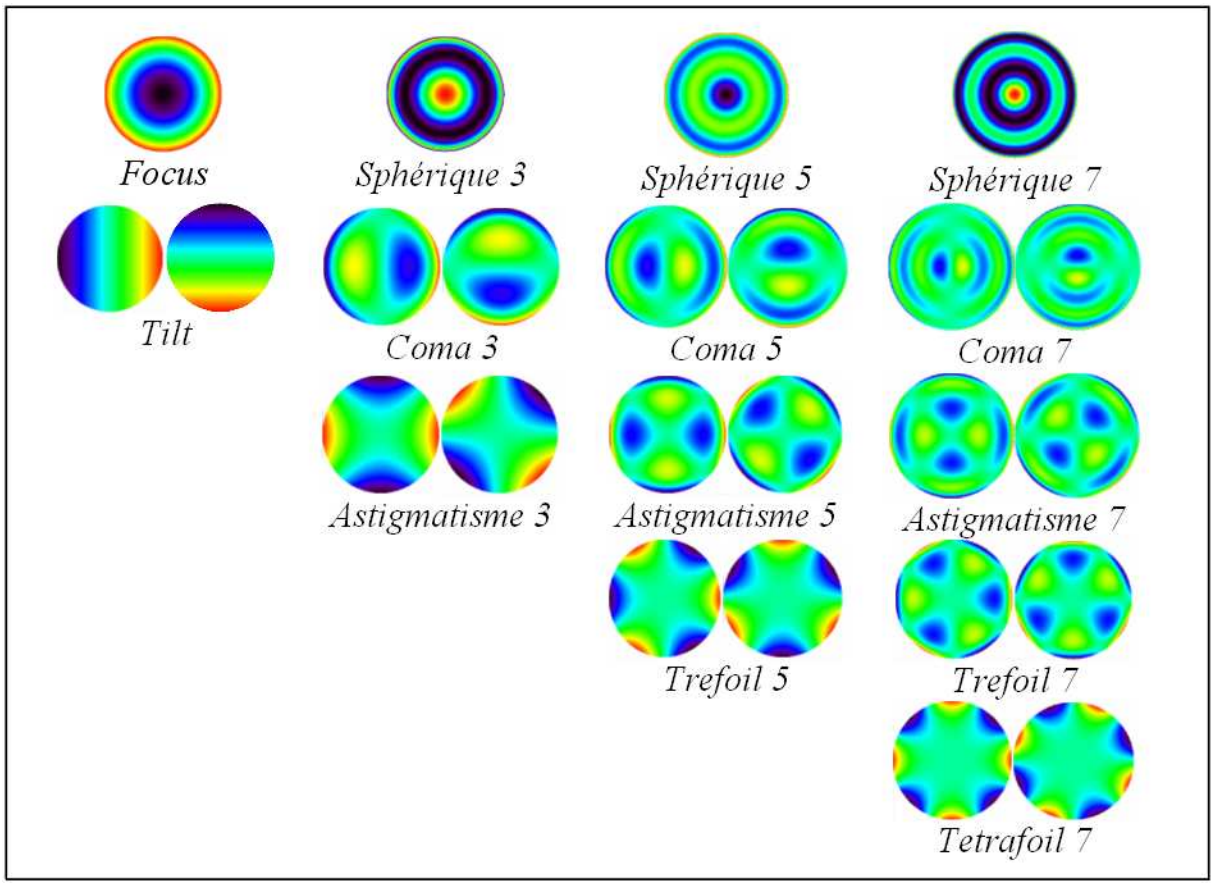
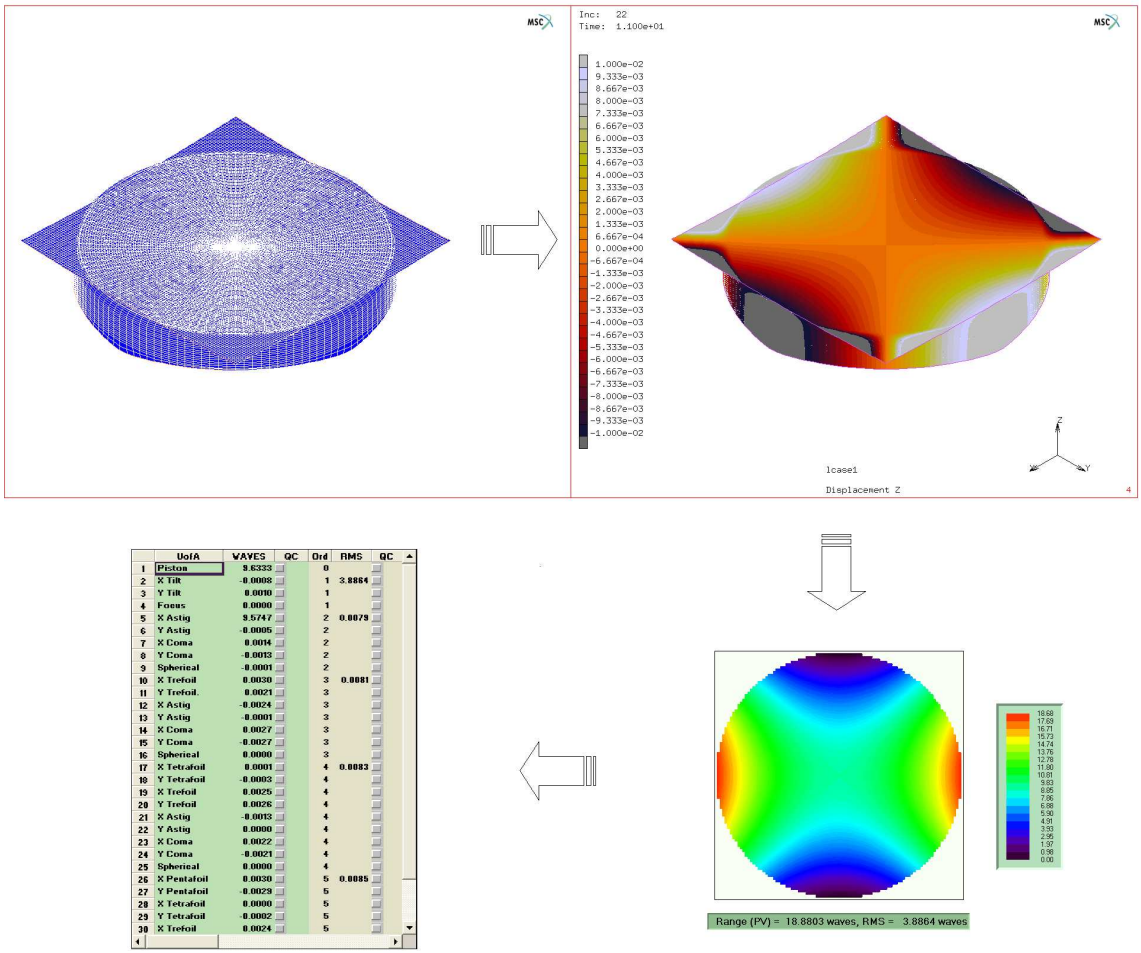


FIG. 1.9 – Matrice triangulaire des 24 premiers polynômes de Zernike.

Problèmes axisymétriques Dans le cas des problèmes axisymétriques, les calculs numériques s'effectuent sur une demi section du substrat, comme il a été fait pour le problème de la figure 1.8. Les déformations des surfaces optiques sont connues sur un rayon du miroir. La démarche la plus simple est de projeter la courbe des déformations de la surface optique sur la base des polynômes de Zernike, en utilisant les polynômes de Zernike radiaux, c'est à dire dont l'ordre azimutal m vaut 0. Cette projection permet de déduire les valeurs des coefficients de Zernike, ainsi que leur contribution RMS à la déviation du front d'onde. Cette méthode sera utilisée dans le chapitre suivant.

Problèmes non-axisymétriques Dans le cas des problèmes non-axisymétriques, les déformations sont récupérées à partir des nœuds de la surface optique dont la répartition aléatoire lors du maillage par éléments finis empêche un post-traitement numérique direct. Une méthode simple pour récupérer une information facilement exploitable consiste à définir, lors de la conception du modèle par éléments finis, une surface de rigidité quasi-nulle collée sur la surface optique. Les nœuds de cette surface sont espacés régulièrement et forment une matrice carrée. Il reste alors à récupérer les données en déplacement de cette surface pour obtenir une matrice de données exploitable par les logiciels d'interférométrie dédiés. Cette méthode, illustrée sur la figure 1.10, est celle utilisée dans les chapitres 2 et 3.



	UofA	WAVES	QC	Ord	RMS	QC
1	Piston	9.6333		0		
2	X Tilt	-0.0008		1	3.8864	
3	Y Tilt	0.0010		1		
4	Focus	0.0000		1		
5	X Astig	9.5747		2	0.0079	
6	Y Astig	-0.0005		2		
7	X Coma	0.0014		2		
8	Y Coma	-0.0013		2		
9	Spherical	-0.0001		2		
10	X Trefoil	0.0030		3	0.0081	
11	Y Trefoil.	0.0021		3		
12	X Astig	-0.0024		3		
13	Y Astig	-0.0001		3		
14	X Coma	0.0027		3		
15	Y Coma	-0.0027		3		
16	Spherical	0.0000		3		
17	X Tetrafoil	0.0001		4	0.0083	
18	Y Tetrafoil	-0.0003		4		
19	X Trefoil	0.0025		4		
20	Y Trefoil	0.0026		4		
21	X Astig	-0.0013		4		
22	Y Astig	0.0000		4		
23	X Coma	0.0022		4		
24	Y Coma	-0.0021		4		
25	Spherical	0.0000		4		
26	X Pentafoil	0.0030		5	0.0085	
27	Y Pentafoil	-0.0029		5		
28	X Tetrafoil	0.0000		5		
29	Y Tetrafoil	-0.0002		5		
30	X Trefoil	0.0024		5		

FIG. 1.10 – Des éléments finis aux aberrations optiques : la figure du haut représente le maillage par éléments finis de miroir en vase, sur lequel vient se coller une matrice carrée de nœuds. Lors de la déformation, les nœuds de cette matrice suivent les déplacements de la surface optique, ce qui permet de récupérer la carte de phase (en bas à droite) correspondant à ces déplacements. Le traitement des données par un logiciel d'interférométrie permet d'obtenir les coefficients de Zernike, ou encore de quantifier les erreurs résiduelles.

1.3.3.2 Réponse impulsionnelle et Densité spectrale de puissance

L'analyse fréquentielle d'une surface optique peut être effectuée à partir de la *densité spectrale de puissance* (PSD [14]) permettant d'exprimer la répartition des erreurs de front d'onde en fonction des fréquences spatiales sur la surface. Nous présentons ici la réponse impulsionnelle d'un instrument optique puis le lien avec la densité spectrale de puissance et la qualité d'une image.

Réponse impulsionnelle La PSF d'un instrument, ou fonction d'étalement de point, est la réponse impulsionnelle de l'instrument. Elle est égale au module carré de la transformée de Fourier FT de l'amplitude complexe du champ électrique E dans le plan (r,θ) de la pupille :

$$\text{PSF} = |\text{FT}(E(r,\theta))|.$$

Le champ E peut s'écrire comme le produit de la fonction pupille $P(r,\theta)$ et d'une fonction dépendant de la phase $\Phi(r,\theta)$ de l'écart aberrant W, λ représentant la longueur d'onde :

$$E(r,\theta) = P(r,\theta)e^{i\Phi(r,\theta)} \qquad , \qquad \Phi(r,\theta) = \frac{2\pi}{\lambda}W(r,\theta).$$

Dans le cas d'erreurs de phase de faible amplitude, on peut écrire l'approximation suivante :

$$E(r,\theta) = P(r,\theta)\left[1 + i\Phi(r,\theta)\right].$$

Notant e = FT (E), p = FT (P) et $\phi = \text{FT}(\Phi)$, on obtient la relation suivante :

$$e = p \otimes (\delta + i\phi) \Longrightarrow e = p + ip \otimes \phi,$$

$\otimes$ représentant le produit de convolution, δ l'impulsion de Dirac. On peut alors décomposer le produit de convolution en partie réelle q^r et imaginaire q^i. Ceci nous permet de réécrire l'expression de la PSF de la manière suivante :

$$\text{PSF} = (p - q^i)^2 + (q^r)^2,$$

soit encore :

$$\text{PSF} = p^2 - 2pq^i + (q^r)^2 + (q^i)^2 = I_{Diff} + I_{pinned} + I_0.$$

Le terme $I_{Diff} = p^2$ représente la tâche de diffraction donnée par un instrument parfait sans aberrations. Le terme croisé $I_{pinned} = 2pq^i$ représente ce qui est appelé des *pinned speckles*, localisés sur les franges de la tache de diffraction [Bloemhof *et al* 2001]. Enfin, le dernier terme $I_0 = (q^r)^2 + (q^i)^2 = |p \otimes \phi|^2$ est directement proportionnel à la Densité Spectrale de Puissance du front d'onde aberrant.

Densité spectrale de puissance L'analyse fréquentielle d'une surface optique peut être effectuée à partir de la PSD, permettant d'accéder à la répartition des erreurs de front d'onde en fonction des fréquences spatiales sur la surface. Considérant un front d'onde aberrant $W(r,\theta)$, défini sur une pupille $P(r,\theta)$ de diamètre D, sa PSD est égale au module carré de la transformée de Fourier FT(PW) :

$$\text{PSD} = |\text{FT}(PW)|^2 \tag{1.27}$$

Le choix de l'unité de fréquences spatiales est essentiel lorsque l'on parle de PSD. L'unité de la PSD est le carré de l'unité de déviation du front d'onde par le carré de la fréquence spatiale. Par exemple dans le cas d'une fréquence spatiale en [m^{-1}], l'unité sera le $[m^2][m^2]$,$[nm^2][m^2]$ ou encore $[nm^4]$.

[14] PSD : Power spectral Density

Nous introduisons ici la *densité spectrale de puissance pupillaire* (PPSD [15]) [Dohlen 2004], en fonction d'une fréquence spatiale f normalisée sur la taille de la pupille. L'unité de cette fréquence est le *cycle par pupille* $[c]$. La PPSD se défini alors par :

$$\text{PPSD} = \frac{\text{PSD}}{D^2}, \tag{1.28}$$

L'unité est le $[nm^2]/[c^2]$. On parle aussi de $[nm^2]$. Cette fonction est indépendante du diamètre physique de la surface considérée. Ceci permet par exemple la sommation des effets dus à des surfaces successives n'ayant pas le même diamètre. Dans ce cas, il faut tenir compte du caractère réflecteur ou transmetteur de la surface.

Zero padding Afin de tenir compte des détails de la carte du front d'onde, il est nécessaire de suréchantillonner cette carte. Pour une carte de N pixels de diamètre, il faut au moins 2Nx2N valeurs. Ceci est possible en élargissant la carte de phase par l'ajout de "zéros" à l'extérieur de la pupille. Cette opération est appelée *Zero padding*. De plus, les bords de la pupille sont vus comme des hautes fréquences, ce qui fausse les résultats obtenus. Cet effet est minimisé en retirant les basses fréquences du front d'onde considéré, par exemple en soustrayant à la carte de phase les 36 premiers polynômes de Zernike. Soustraire ces basses fréquences permet d'"aplanir" les bords, ce qui revient à n'effectuer une analyse fréquentielle uniquement sur les moyennes et hautes fréquences spatiales.

Erreur RMS L'erreur RMS d'un front d'onde, notée σ, est obtenue par intégration de la PPSD entre des bornes de fréquences choisies :

$$\sigma^2 = 2\pi \int_{f_1}^{f_2} \text{PPSD} f df \tag{1.29}$$

Conclusions

$\mathcal{L}$a théorie des plaques minces permet de définir et paramétrer les problèmes mécaniques relatifs aux déformations des pièces optiques. Si les comportements des miroirs sont assez bien représentés, il est cependant indispensable d'utiliser l'outil numérique afin de gagner en précision. Les analyses par éléments finis permettent de prendre en compte les détails mécaniques des structures que les équations ne peuvent paramétrer simplement. De plus, les analyses FEA sont un outil particulièrement puissant permettant d'établir des passerelles entre les déformations des pièces mécaniques et les logiciels de mesures interférométriques. Désormais, les modes de déformation sont décomposés automatiquement en aberrations optiques. De plus, la génération automatique de cartes de phases associées aux surfaces déformées permet une analyse fréquentielle dans l'espace de Fourier. On parlera d'analyse spectrale des déformations mécaniques. Ces outils seront utilisés dans les prochains chapitres.

[15] PPSD : Pupil Power Spectral Density

Conclusions du premier chapitre

Nous avons pu présenter à travers les buts scientifiques de la communauté astrophysique, la place et le rôle important de l'Optique Active qui est présente dans la plupart des systèmes optiques astronomiques actuels, que ce soit les télescopes géants ou bien leurs instruments. De la recherche d'exoplanètes au sondage extragalactique profond, du contrôle actif de miroirs lors des observations au polissage sous contraintes de segments asphériques pour les ELTs, les déformations mécaniques des pièces optiques sont au cœur des avancées technologiques pour l'astrophysique.

Si les déformations de pièces optiques peuvent être paramétrées en fonction de la géométrie des pièces et des caractéristiques des matériaux, l'outil numérique est devenu incontournable pour compléter les théories analytiques. Grâce à ces analyses, les défauts locaux et détails mécaniques peuvent être pris en compte lors de la conception même du modèle, et la précision des surfaces optiques gagne un ordre de grandeur voire plus, pour atteindre les spécifications extrêmes des instruments du futurs.

De plus, les passerelles que nous avons établies entre les modèles numériques et la théorie des aberrations optiques permettent d'analyser nos résultats en traduisant simplement les paramètres mécaniques en paramètres optiques. Les déformations mécaniques des surfaces de miroirs sont étudiées à partir de la théorie des aberrations optiques et des analyses spectrales en termes de fréquences spatiales. Ceci facilite les phases de conception opto-mécaniques en établissant dès le départ des liens clairs avec les spécifications finales.

L'application de ces techniques sera développée tout au long du mémoire au travers de la réalisation de pièces optiques destinées à des projets phares de la communauté internationale : Le développement et la fabrication par polissage sous contraintes d'une lame mince asphérique pour le miroir secondaire déformable du VLT, la fabrication de miroirs toriques pour l'instrument VLT-SPHERE dédié à la recherche et à la caractérisation d'exoplanètes, et le développement d'un miroir actif pour la sélection de cible en astronomie extragalactique, dans le cadre de l'étude de l'instrument multi-objet EAGLE pour l' E-ELT.

Bibliographie

[Assémat *et al* 2006] Assémat F., Gendron E., Hammer F., "The Falcon concept : multi-object adaptive optics and atmospheric tomographyfor integral field spectroscopy. Principles and performances on an 8 meter telescope", *MNRAS*, 2006

[Babcock 1953] Babcock H.W., "The possibility of compensating astronomical seeing", *Pub. Astron. Soc. Pacific*, vol.65, p.229, 1953.

[Bloemhof *et al* 2001] Bloeomhof E.E., Dekany R.G., Troy M., Oppenheimer B.R., *ApJ*, 558, L71, 2001

[Born & Wolf 1980] Born M., Wolf E., "Principles of Optics", *Pergamon Press*, 6th edition, 1980

[Chauvin *et al* 2005] Chauvin *et al*, *Astronomy and Astrophysics*, 2005

[Chevalier 2004] Chevalier L., "Mécanique des systèmes et des milieux déformables", 2004

[Derie *et al* 2002] Derie F., Delplancke F., Glindeman A., Leveque S., Menardi S., Paresce F., Wilhem R., Wienstrand K., "PRIMA technical description and implementation", *Proc. workshop "Hunting for planets"*, 2002

[Dohlen 2004] Dohlen K., "VLT PF concept feasibility study / System analysis and error budgets", SPHERE *internal report*, 2004

[Dicke 1975] Dicke R.H. "Phase contrast detection of telescope seeing and their correction", *Astronomical Journal*, p.605-615, 1975

[Ferrari 1998] Ferrari M., "Development of a variable curvature mirror for the delay lines of the VLT interferometer", *Astronomy & Astrophysics*, Suppl.Ser.128, p.221-227, 1998

[Ferrari *et al* 2005] Ferrari M., Lemaître G.R., Viotti R.F., La Padula C., Comtes G., Blanc M., Boer M., "Three reflection telescope proposal as flat-field anastigmat for wide field observations at Dome C", *Astronomie et Astrophysique au Dôme C*, CESR Toulouse, Cnrs-Insu Proc., 2005

[Fusco *et al* 2006] Fusco T. *et al*, "High-order adaptive optics requirements for direct detection of extra-solar planets : Application to the SPHERE instrument", *Optics Express* Vol.14, No.17, 2006

[Gezari *et al* 2006] Gezari S., Martin D.C., Milliard B., Basa S., Halpern J.P., Forster K., Friedman P.G., Morrissey P., Neff S.G., Schiminovich D., Seibert M., Small T., Wyder T.K., "Ultraviolet Detection of the Tidal Disruption of a Star by a Supermassive Black Hole", *The Astrophysical Journal*, volume 653, part 2 (2006), p.L25-L28

[Gilmozzi & Spyromilio 2007] Gilmozzi R., Spyromilio J., "The European Extremely Large Telescope (E-ELT), *The Messenger*, 127, p.15, 2007

[Hubin *et al* 2005] Hubin N., Arsenault R., Conzelmann R., Delabre B., Le Louarn M., Stroebele S., Stuik R., "Ground Layer Adaptive Optics" , *C.R. Physique*, 6, p.1099, 2005

[Hugot 2004] Hugot E., "Asphérisation de surfaces optiques par les méthodes d'Optique Active, Etude d'élasticité", Mémoire de DEA, 2004

[Imbert 1995] Imbert J.F., "Analyse de structures par Eléments Finis", 1995

[Iye *et al* 2006] , Iye M. *et al*, "A galaxy at a redshift z=6.96", *Nature*, 443, p.186, 2006

[La Padula *et al* 2003] La Padula C.D., Carusi A., Viotti R.F., Vignato A., Lemaitre G.R., "Proposal for a minisatellite with a wide field TRT", *Mem.Soc.Astron.Ital.*, 74, p.63, 2003

[Lemaitre *et al* 2005] Lemaitre G.R., Montiel P., *et al*, "Active Optics and modified-Rumsey wide-field telescopes : MiniTrust demonstrators with vase- and tulip-form mirrors", *Applied Optics*, vol.44, No. 34, 2005

[Lubliner 1980] Lubliner J., Nelson J.E., "Stressed mirror polishing. 1 : A technique for producing non-axisymmetric mirrors", *Applied Optics*, vol.19, n°14, p.2332-2340, 1980

[Marchetti *et al* 2007] Marchetti E. *et al*, "MAD on-sky results in star oriented mode", *OSA topical meetings*, Adaptive Optics : analysis and methods, 2007

[Mayor & Queloz 1995] Mayor M., Queloz D., "A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378, p.355-359, 1995.

[Nelson *et al* 1980] Nelson J., Gabor G., Hunt L.K., Lubliner J., Mast T.S., "Stressed mirror polishing. 2 : Fabrication of an off-axis section of a paraboloid", *Applied Optics*, vol.19, no14, p.2341-2352, 1980

[Noethe *et al* 1988] Noethe L. *et al*, *Journal of Modern Optics*, vol. 35/9, p.1427, 1988

[Noll 1976] Noll R.J., "Zernike polynomials and the atmospheric turbulence", *J.Opt.Soc.Am.*, vol.66, n°3, p.207-211, 1976

[Rousset *et al* 1990] Rousset G. *et al*, "First diffraction limited astronomical images with adaptive optics", *Astronomy & Astrophysics*, 230, p.29-32, 1990

[Rousset *et al* 2000] Rousset G. *et al*, "Status of the VLT Nasmyth Adaptive Optics System NAOS", *Proc. SPIE* Adaptive Optical System Technology, 4007, 2000

[Smith & Griffiths 1982] Smith I.M. et Griffiths D.V., "Programming the Finite Element Method", 1982

[Sporer 2006] Sporer S.F., "TMT - Stresses Mirror Polishing Fixture Study", *Proc. SPIE*, vol.6267, 2006

[Udry *et al* 2007] Udry S., Bonfils X., Delfosse X., Forveille T., Mayor M., Perrier C., Bouchy F., Lovis C., Pepe F., Queloz D., Bertaux J.L., "The HARPS search for southern extra-solar planets", *Astronomy & Astrophysics*, 2007

[Wilson *et al* 1987] Wilson R.N., Franza F., Noethe L., *journal of Modern Optics*, vol.34, 4, p.485, 1987

[Wilson 1991] Wilson R.N., "Active optics and the new technology telescope (NTT) : the key to improved optical quality at lower cost in large astronomical telescopes", *Contemp. Phys.*, vol.32, 3, p.157-172, 1991

[Zavagno *et al* 2005] Zavagno A., Deharveng L., Comeron F., Brand J., Massi F., Caplan J., Russeil D., "Triggered massive-star formation on the borders of Galactic HII regions. II. Evidence for the collect and collapse process around RCW 79", *Astronomy and Astrophysics*, 2005

Chapitre 2

Hyperbolisation active d'une lame mince par élasticité.

TRANSFORMER un UT[1] du VLT en télescope adaptatif présente de nombreux intérêts pour la communauté scientifique (Sec.1). Le composant le plus critique des secondaires adaptatifs est le miroir mince déformable (*Thin Shell*), dont la fabrication doit être réalisée avec les plus grandes précautions, tout en fournissant une excellente qualité de surface.

Les technologies de miroirs secondaires déformables (DSM) existants sont appliquées au VLT (Sec.2). La technique d'Optique Active permet d'obtenir une surface très asphérique par polissage sous contraintes, en bénéficiant de l'excellente qualité de surface d'un polissage sphérique (Sec.3). Le processus de polissage est paramétré à partir des équations d'élasticité (Sec.4). Les analyses par éléments finis et l'analyse modale et spectrale des déformations mécaniques permettent d'optimiser la distribution radiale d'épaisseur du substrat à déformer pendant le polissage (Sec.5).

La fin du chapitre présente la qualité d'usinage et l'intégration de la pièce sur une machine de polissage dédiée à l'asphérisation sous dépression (Sec.6). La pièce est actuellement en cours de polissage.

2.1 Vers un miroir secondaire déformable pour le VLT

$\mathcal{L}$'implémentation d'un miroir secondaire adaptatif réduit considérablement le nombre de surface optiques utilisées pour corriger les aberrations du front d'onde dues à la traversée de l'atmosphère. Avec un seul miroir permettant la correction du front d'onde, l'émission thermique due à l'absorption par les surfaces optiques est diminuée, ce qui augmente la précision des observations dans l'infrarouge. Grâce à ces 1170 actionneurs, le miroir secondaire adaptatif du VLT permettra d'atteindre directement les performances du système actuel d'AO NACO[2] en délivrant une image quasiment limitée par la diffraction sur un petit champ de vue.

De plus, ce miroir secondaire étant conjugué avec la couche turbulente au sol, ceci permet de corriger directement les effets aberrants de cette couche par GLAO, donc sur un large champ. Le champ alors partiellement corrigé sera ensuite redistribué sur les instruments en aval sur les différents foyers utilisables : Coudé, Cassegrain ou Nasmyth 1 & 2. Cet apport permet de relâcher les contraintes technologiques imposées aux systèmes d'AO placés aux foyers, grâce à une amélioration du seeing vu par les instruments par un facteur de ~ 1.4.

[1] UT : Unit Telescope
[2] NACO : NAOS-CONICA

Le développement d'un DSM pour le VLT, basé sur un savoir faire européen, constitue une étape importante vers l'ELT européen, dont le design actuel comporte un miroir déformable de 2.5m de diamètre. La réalisation du VLT-DSM pourra être perçue comme un prototype de ce composant, dont la complexité reposera sur la réalisation d'une lame mince à cette échelle.

2.2 Les miroirs secondaires déformables

2.2.1 Technologie des DSMS

$\mathcal{L}$a technologie utilisée pour les miroirs secondaires existants a été développée en Italie grâce à la collaboration de l'*Osservatorio Astrofisico di Arcetri*, le *Dipartimiento di Ingeneria Aerospaziale-Politecnico di Milano*, *Microgate*, ADS et *Media Lario*. Cette technologie est basée sur un système d'actionneurs magnétiques (*voice coil*) disposés sous un miroir extrêmement mince en comparaison de son diamètre. L'épaisseur du miroir est limitée principalement par la force délivrée par les actionneurs utilisés pour déformer le miroir, typiquement de l'ordre de 1 N. L'épaisseur est aussi limitée par les effets de gravité. En effet, le miroir étant tenu par un jeu d'actionneurs discrets, un miroir trop mince se déformerait sous son propre poids entre ces derniers, produisant un effet de *quilting* (déformation en vaguelettes entre les actionneurs). Ces deux limitations font converger vers une valeur de l'ordre de 2mm, qui est un compromis entre les effets de gravité, la force dont disposent les actionneurs, et les technologies possibles de réalisation de miroirs de type lames minces asphériques.

L'étude de faisabilité menée par Microgate & ADS a permis de définir les caractéristiques techniques précises du DSM [Biasi *et al* 2005]. Chaque actionneur est constitué d'une bobine fixe et d'un aimant mobile collé sur la face arrière de la lame. Chaque bobine est fixée sur un bâtonnet d'aluminium qui complète la structure de l'actionneur, et permet d'évacuer la chaleur dissipée par la bobine.

- Chaque actionneur produit une force passive permettant de plaquer la lame sur une plaque de référence lorsque le système n'est pas en fonctionnement, par opposition à la force dite active, qui permettra de déformer la surface du miroir.
- Les actionneurs sont montés sur un disque d'aluminium (*cold plate*) dans lequel circule un liquide de refroidissement permettant d'évacuer la puissance dissipée au niveau des bobines.
- Une autre plaque en Zerodur, appelée *plaque de référence* est disposée entre la lame et la plaque de refroidissement, et donne une forme de référence stable au système.
- Des senseurs capacitifs sont situés au niveau de chaque actionneur, afin de mesurer l'écart entre le plaque de référence et la lame.
- La plaque de refroidissement est montée sur une structure active via six bras.
- Trois caissons sont montés sur la structure, et permettent de contrôler le système adaptatif. Ils sont aussi refroidis en raison de la dissipation de chaleur des électroniques.
- Enfin, chaque actionneur est auto-asservi en position, ce qui allège la tâche du système adaptatif.

La fabrication des miroirs en lames minces équipant les DSM existants a jusqu'alors été confiée au *Steward Observatory Mirror Lab* (Tucson, Arizona). La grande difficulté de réalisation de ces pièces est l'introduction d'une asphéricité sur la surface du miroir lors du polissage. Le *Mirror Lab* utilise une technique de déformation des outils de polissage pendant la réalisation (*stressed laps*). Du fait de la grande fragilité de ces pièces, trois miroirs sur quatre ont déjà été partiellement brisés lors de la fabrication ou du transport, suite à des erreurs de manutention.

2.2.2 Les DSMS existants

2.2.2.1 Le Multiple Mirror Telescope

Le *Multiple Mirror Telescope* (MMT), de type Cassegrain est constitué de 6 miroirs de 1.8m de diamètre, formant un primaire de 6.5m de diamètre. Il est équipé d'un secondaire adaptatif, dont le miroir

est une lame mince de 640mm de diamètre et de 1.6mm d'épaisseur, taillée dans du Zerodur, et contrôlée activement par 336 actionneurs de type *voice coil*. Le MMT336 est le premier miroir secondaire adaptatif jamais installé sur un télescope [Lloyd-Hart *et al* 2000]. L'unité complète a été installée sur le télescope en 2002. Durant les deux premieres années, sept boucles de deux semaines chacune ont été opérées. Ces temps d'observation ont permis d'évaluer les performances du système et d'identifier des points d'amélioration possibles [Brusa *et al* 2003, Brusa *et al* 2004].

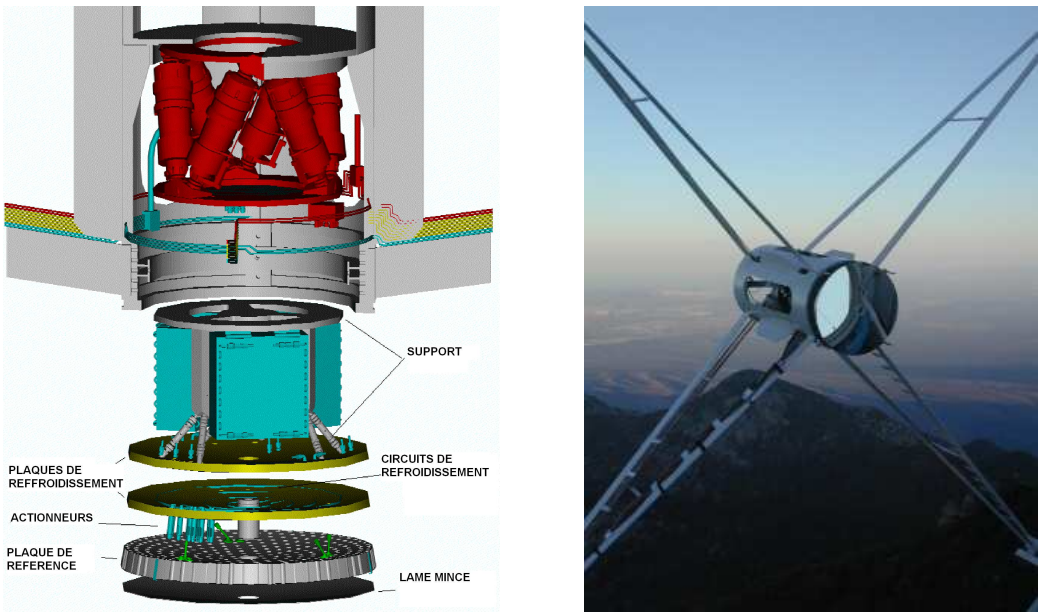


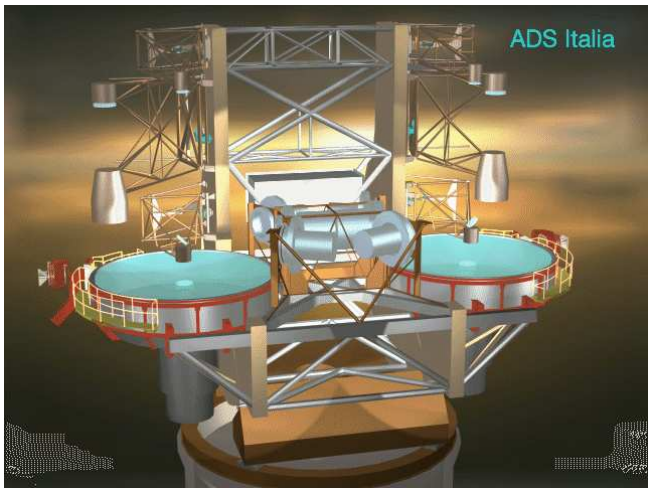
FIG. 2.1 – *Gauche* : Design du miroir secondaire adaptatif du MMT. *Droite* : Le miroir secondaire adaptatif du MMT au coucher du soleil au sommet du Mont Hopkins, Arizona.

2.2.2.2 Le Large Binocular Telescope

Le *Large Binocular Telescope* (LBT), de type Grégorien, est constitué de deux télescopes de 8.4m de diamètre installés sur une même monture mécanique. Les deux miroirs secondaires ont pour vocation de devenir des miroirs déformables, équipés de deux lames minces de 911mm contrôlées activement par 672 actionneurs. Le système bénéficie d'une amélioration du MMT336, en étant plus compact (*cf* figure 2.2) et plus léger que son prédécesseur. Les deux lames minces ont été polies an *Mirror Lab* par *stressed laps* [Martin *et al* 2006]. L'une des deux a malheureusement été rendue inutilisable par un crack sur le bord non détecté qui s'est propagé sur un rayon durant le transport final de la pièce. Quant à la seconde, elle a du être débordée suite à un autre accident de manutention. Bien qu'elle ne puisse pas être utilisée sur le ciel, elle sert actuellement à tester le système d'actionneurs.

2.2.3 Extension de la technologie au VLT

Le même type de technologie est développé pour le miroir secondaire adaptatif qui sera installé au VLT (*cf* figure 2.3). L'étude de faisabilité a été lancée par l'ESO en 2004, dans le cadre de développement de l'*Adaptive Optics Facility* [Stroebele *et al* 2006][Arsenault *et al* 2006-I][Arsenault *et al* 2006-II]. La forme du miroir secondaire déformable du VLT est contrôlée par 1170 actionneurs de type force électromagnétique (*voice-coil*). La disposition des actionneurs est présentée sur la figure 2.4. Nous définissons ci-après les caractéristiques géométriques du miroir ainsi que les spécifications sur la qualité de surface requise, au travers des données analytiques et numériques concernant l'aplanissement des erreurs de fabrication.



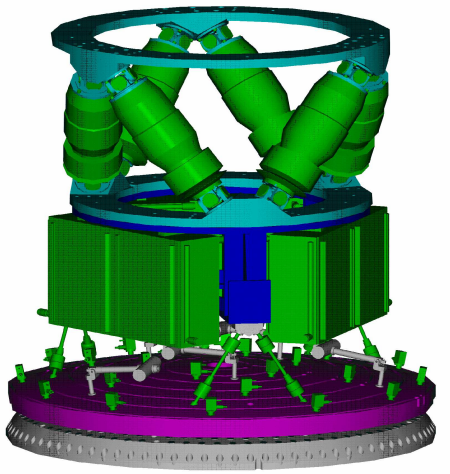


FIG. 2.2 – *Gauche* : Le projet LBT, constitué de deux unités jumelles de 8.4m. *Droite* : Design des deux miroirs secondaires déformables du LBT comportant 672 actionneurs électromagnétiques chacun.

2.2.3.1 La lame mince

Le VLT-DSM étant appelé à remplacer le VLT M2 sans modifier le reste du télescope, la géométrie de la lame mince équipant le système adaptatif doit correspondre à celle du M2 actuel. Cette contrainte fixe la plupart des paramètres physiques de la lame mince. En revanche, le Zerodur[3] remplace le Beryllium qui était le matériau employé. Ceci est du à la prise en compte des dissipations thermiques du système d'actionneur, qui ne doivent pas influencer sur la forme globale du miroir. Les paramètres de la lame mince sont précisés dans la table 2.1.

TAB. 2.1 – Paramètres de la lame mince.

Matériau	Zerodur	
Forme générale	Diamètre externe	$D = 1120$ mm
	Diamètre optique utile	1116.0 ± 0.5mm
	Diamètre interne	96.0 ± 0.1mm
	Épaisseur moyenne	2 mm (+0.0mm -0,1mm piston, tip-tilt et erreur de focus incluse)
Surface optique	Convexe hyperbolique	
	Rayon de courbure	-4553.57mm ±10mm
	Constante conique	-1.66926 ±0.003
Surface arrière	Sphérique	
	Rayon de courbure	4553.57mm (précision de mesure $<$ 2mm)
	Constante conique	0
	Qualité de surface	poli $<$ 20μm PtV

[3] Le Zerodur est un vitro-céram dont le coefficient d'expansion thermique (CTE) est quasi nul à la température d'utilisation

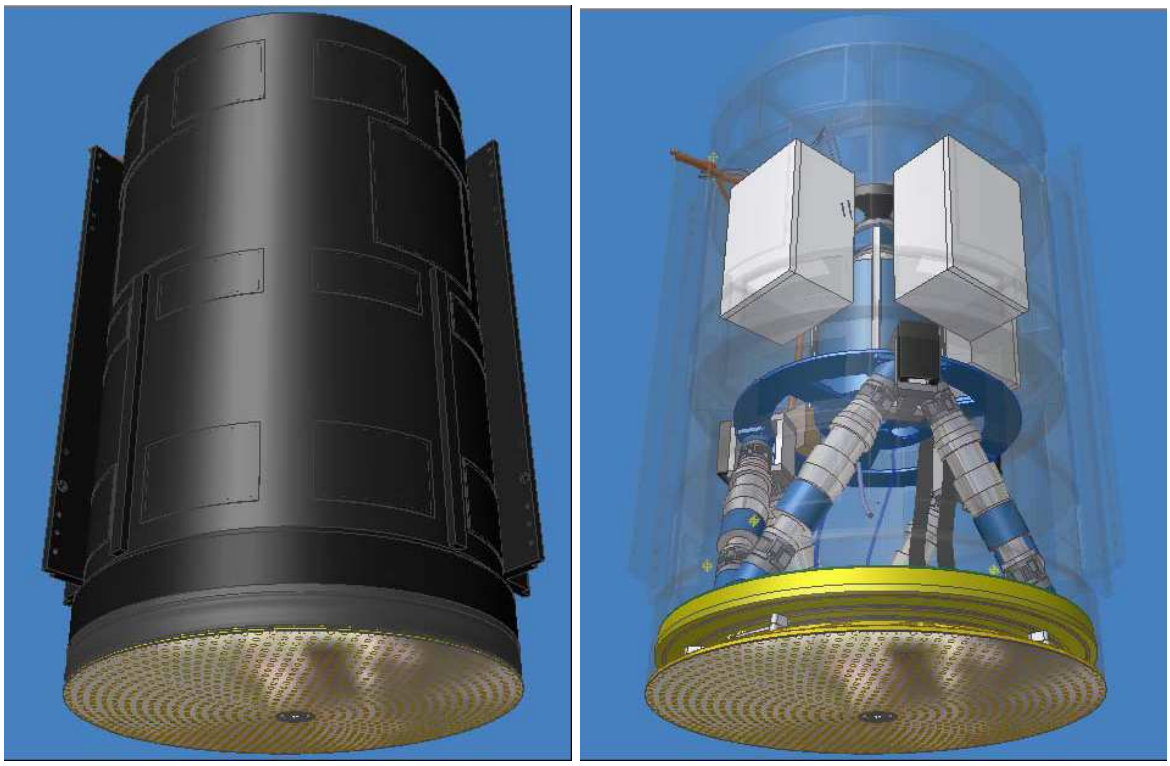


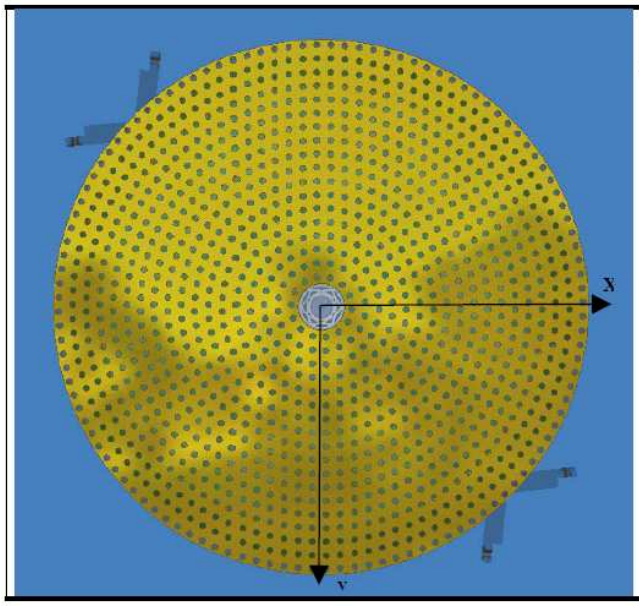
FIG. 2.3 – Vue de l'unité constituant le miroir secondaire déformable. (Crédit : ADS.)

2.2.3.2 Spécifications de qualité de surface - modèle analytique

La figure optique de la lame mince étant partiellement corrigée par le système adaptatif, les spécifications sur la qualité de surface de la lame peuvent être relaxées dans une certaine mesure. Le erreurs de surface de *basse fréquence spatiale*, correspondant aux premières aberrations optiques, sont largement corrigée par le système d'actionneurs. On parle d'*aplanissement* des erreurs de surface. Cette relaxation est limitée par trois facteurs principaux :

1. la force nécessaire à l'aplanissement est limitée à 1/10 de la force des actionneurs, limitant les dissipations d'énergie et ne réduisant pas la course dédiée à la correction de la turbulence.
2. Les erreurs de polissage en basses fréquences, correspondant à des échelles spatiales inférieures à la limite de Nyquist[4] (double de la distance inter-actionneur), ne doivent pas limiter les performances du système d'AO dans les conditions de seeing optimal.
3. La correction des erreurs de surface en hautes fréquences spatiales, correspondant à des échelles supérieures à la limite de Nyquist, introduit des erreurs harmoniques au échelles plus courtes. De même, cet effet, appelé *effet d'empreinte de l'aplanissement*[5], ne doit pas limiter les performances du système d'AO.

[4]HOP errors : High Order Polishing errors
[5]FPT errors : Flattening Print Through errors



Ring	Radius (mm)	# of act.s per ring	Total # of act.s
1	63.26	14	14
2	91.81	20	34
3	120.32	26	60
4	148.83	32	92
5	177.33	38	130
6	205.83	44	174
7	234.32	50	224
8	262.80	56	280
9	291.27	62	342
10	319.73	68	410
11	348.17	74	484
12	376.60	80	564
13	405.02	86	650
14	433.42	92	742
15	461.80	98	840
16	490.17	104	944
17	518.52	110	1054
18	546.84	116	1170

FIG. 2.4 – Disposition des actionneurs selon des anneaux concentriques sous la surface du miroir. (Crédit : ADS.)

Une étude complète des répercussions de la qualité optique de la lame mince sur l'efficacité du système a été réalisée par A.Riccardi [Riccardi 2006]. Les calculs analytiques sont basés sur un modèle simplifié de la lame mince, c'est à dire une lame plane, de dimensions infinies, et d'épaisseur 2mm. Ce modèle simplifié ne prend pas en compte les effets de la courbure de la lame, ainsi que les effets de bord. Il résulte de ce modèle une spécification en termes de densité spectrale de puissance des erreurs de surface acceptables. Cette enveloppe notée PSD_k s'exprime en fonction de la fréquence spatiale $k = 2\pi/d$ en [rad]/[m], où d représente l'échelle considérée sur le miroir. Cette enveloppe s'écrit de la manière suivante :

$$\text{PSD}_k(k) = \begin{cases} \text{PSD}_k(k_L)\left(\dfrac{k_L}{k}\right) \text{ si } k < k_L = \dfrac{2\pi}{L} \\ min\left[0.111\dfrac{f_{max}^2}{\mathcal{D}^2 l^3}\dfrac{1}{k^9}, 0.122\dfrac{(k_0-k)^{13/3}}{k^8}\dfrac{\lambda^2}{(r_0/c)^{5/3}}\right] \text{ si } k \in W_{0,0}, k \geqslant k_L \\ 0.122\dfrac{1}{k^{11/3}}\dfrac{\lambda^2}{(r_0/c)^{5/3}} \text{ si } k \ni W_{0,0} \end{cases} \tag{2.1}$$

Où f_{max} représente la force maximale utilisée pour l'aplanissement, $\mathcal{D}$ la rigidité de la lame, l le pas inter-actionneur, L l'échelle limite considérée sur le miroir, λ la longueur d'onde, r_0 le seeing, c le facteur d'échelle entre le miroir primaire et le miroir secondaire, et $W_{0,0}$ le domaine de Nyquist défini par :

$$W_{0,0} : |k_x| < k_0/2, |k_y| < k_0/2, \qquad k_0 = 2\pi/l$$

On définira :

$k = 2\pi.\nu$ l'unité de fréquence spatiale relative à l'enveloppe PSD_k en [rad][m^{-1}],

ν l'unité de fréquence spatiale de la PSD en [m^{-1}],

$f = \nu.D$ l'unité de fréquence spatiale de la PPSD en [c] = [cycles par pupilles].

On définira aussi :

PSD_k la PSD relative à l'unité de fréquence spatiale k,

PSD_ν la PSD relative à l'unité de fréquence spatiale ν,

PPSD la PSD pupillaire relative à l'unité de fréquence spatiale f.

On peut écrire les relations suivantes :

$\text{PSD}_\nu = \text{PPSD}.D^2$,

$\text{PSD}_k = \text{PSD}_\nu.\nu^2/k^2$, soit encore $\text{PSD}_k = \text{PSD}_\nu/(2\pi)^2$

On obtient finalement :

$\text{PSD}_k = \text{PPSD}.D^2/(2\pi)^2$

Les figures 2.5, 2.6 et 2.7 récapitulent l'enveloppe de la PSD des erreurs de surfaces acceptables sur la surface du VLT-DSM en $[m^2]/([\text{rad}^2]/[m^2])$ en fonction de la fréquence spatiale ν en $[m^{-1}]$, en $[nm^2][m^2])$ en fonction de la fréquence spatiale ν en $[m^{-1}]$, et enfin la PPSD en $[nm^2]$ en fonction de la fréquence spatiale f en $[c]$.

Cette spécification en puissance est traduite en termes d'erreur RMS cumulée σ_e, à des diamètres sur le miroir inférieurs à un seuil donné d, correspondant à des fréquences spatiales sur la surface du miroir. Le lien est donné par la formule suivante :

$$\sigma_e^2(d) = \frac{1}{2\pi}\int_{\frac{2\pi}{d}}^{\infty} \text{PSD}_k(k)2\pi k dk \tag{2.2}$$

Cette enveloppe des erreurs de surface RMS est présentée sur la courbe 2.8 .

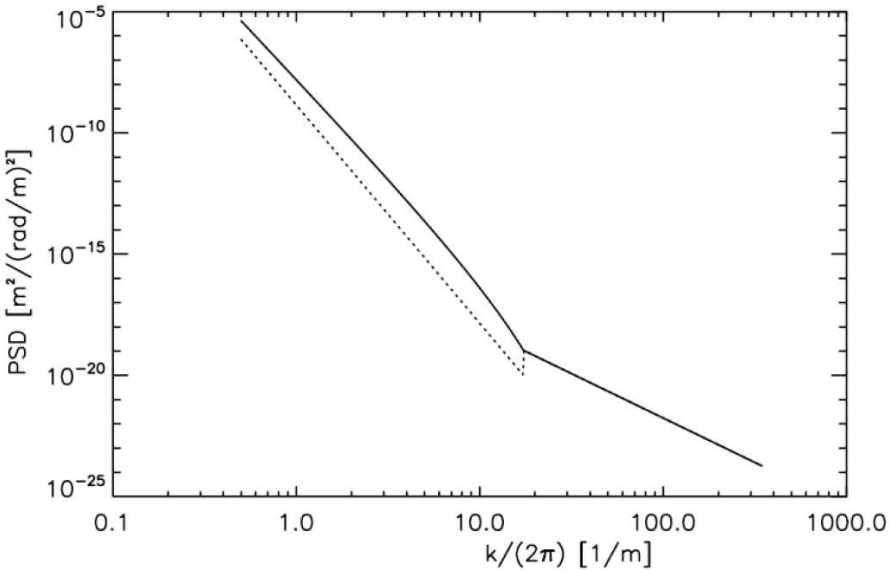


FIG. 2.5 – Enveloppe de la PSD des erreurs de surface acceptables sur le VLT-DSM en $[m^2]/([\text{rad}^2]/[m^2])$, en fonction de la fréquence spatiale ν en $[m^{-1}]$. La courbe en pointillés est l'enveloppe de la PSD tenant compte des limitations de force maximale pouvant être utilisée pour l'aplanissement. (Crédit : INAF)

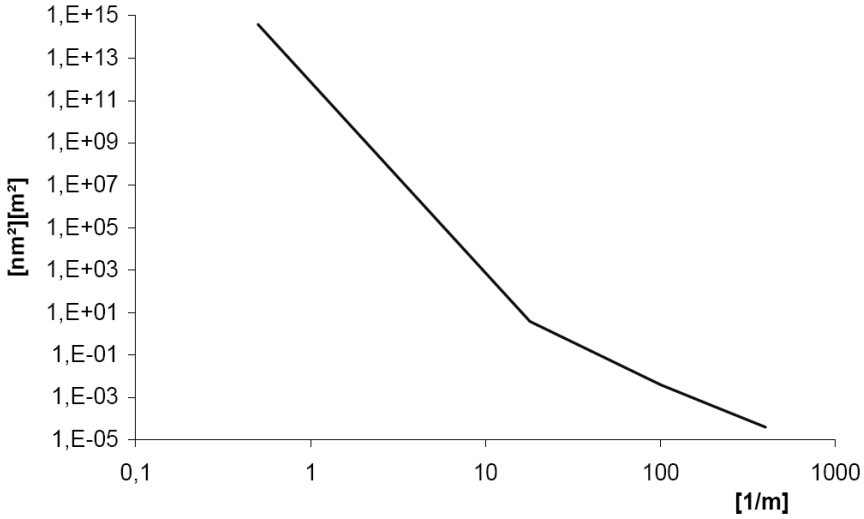


FIG. 2.6 – Enveloppe de la PSD des erreurs de surface acceptables sur le VLT-DSM en $[nm^2][m^2]$, en fonction de la fréquence spatiale ν en $[m^{-1}]$.

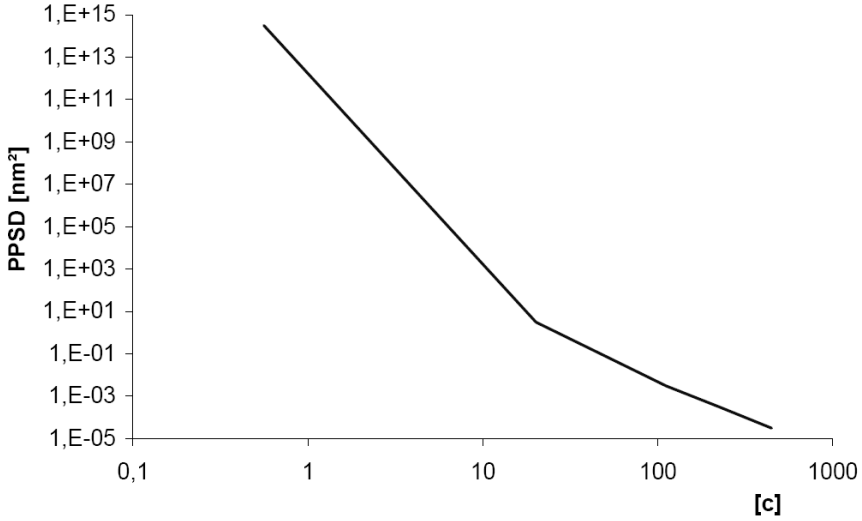


FIG. 2.7 – Enveloppe de la PSD des erreurs de surface acceptables sur le VLT-DSM en $[nm^2]$, en fonction de la fréquence spatiale f en $[c]$.

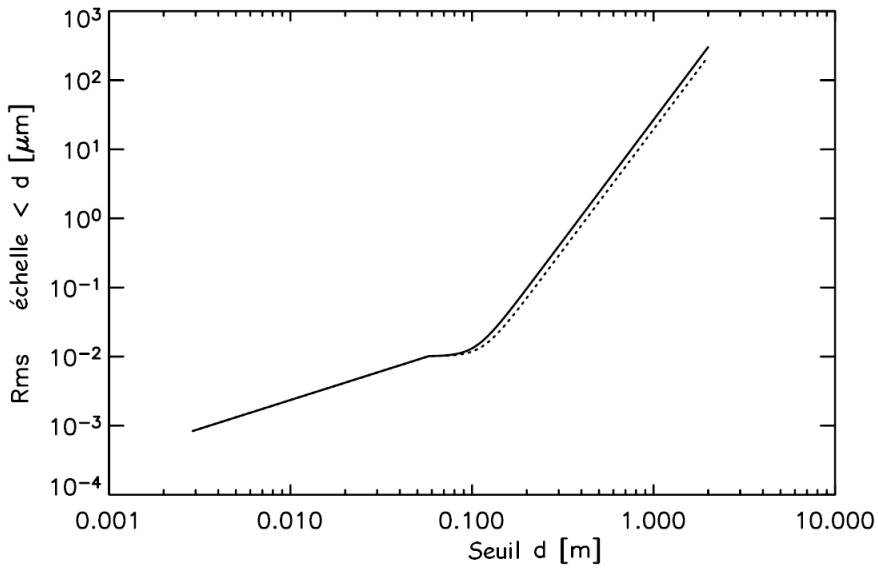


FIG. 2.8 – Enveloppe de $\sigma_e(d)$, l'erreur cumulée RMS de surface acceptable en fonction de l'échelle spatiale d. La courbe pleine est obtenue pour une épaisseur de lame de 1.8mm, la courbe en pointillés pour 2.0mm. (Crédit : INAF)

2.2.3.3 Aplanissement des erreurs de polissage - spécifications FEA

Une étude par éléments finis menée par Riccardi & Xompero [Riccardi *et al* 2005] donne cette même enveloppe des erreurs RMS acceptable, mais cette fois-ci de manière numérique. Le miroir a été modélisé par éléments finis, en incluant les effets du trou central et des interfaces entre le miroir et les aimants collés. Ce modèle est plus réaliste que le modèle analytique de départ. Les effets de bord ainsi que les effets dus à la courbure du miroir sont pris en compte.

Il résulte de la simulation une base de modes propres de déformation du miroir, issus des différentes combinaisons des fonctions d'influence de chaque actuateur. Cette base est appelée la base modale du miroir. Bien qu'il ne soit pas possible d'exprimer cette base analytiquement à l'aide des bases modales classiques comme la base de Zernike, cette simulation numérique a permis de traduire les spécifications des erreurs HOP de la figure 2.8 sur la base des polynômes de Zernike. Ceci nous permettra d'établir un lien analytique entre les spécifications de surface et nos propres outils de simulation présentés dans le chapitre précédent.

Concernant les erreurs d'aplanissement, trois contraintes sont spécifiées sur les basses fréquences, les hautes fréquences, et la force nécessaire à la correction :

1. Les composants basse fréquence sont largement compensés par les actionneurs. Cependant, l'erreur RMS de cette correction doit être inférieure à 9.6nm RMS, valeur qui correspond au résidu de fitting du système d'AO dans des conditions de seeing optimal ($s = 0.21$ arcsec., $r_0 = 0.5m$, $\lambda = 0.5\mu m$),
2. la valeur RMS sur la surface des composants d'ordre élevé non corrigés par les actionneurs doit être elle aussi inférieure à 9.6nm RMS,
3. De plus, la force utilisée pour corriger ces erreurs de surface bas ordre doit être inférieure à 0.1 N, c'est à dire 1/10 de la force totale d'un actionneur.

Les deux dernières conditions donnent l'enveloppe de la valeur absolue des coefficients de Zernike (1176 polynômes en tout) que peut générer le système d'actionneurs pour corriger les défauts de fabrication. Cette enveloppe est reportée sur la figure 2.9. On notera les oscillations du spectre des coefficients, correspondantes aux différents ordres radiaux. Pour chaque ordre radial, il y a un terme minimal correspondant au mode axisymétrique, qui est le mode le plus rigide, et un terme maximal correspondant au mode le plus souple.

On peut définir une échelle de Zernike comme $d = 2D/n$, où n représente l'ordre radial d'un polynôme de Zernike. La courbe 2.10 donne l'erreur de surface RMS cumulée sur des échelles spatiales d inférieures à d_{max}, c'est à dire pour des composants de Zernike dont le degré radial n est supérieur à $n_{min} = 2D/d_{max}$. Cette courbe obtenue à partir des analyses par éléments finis est à comparer à la courbe 2.8. Le résultat est plus affiné en comparaison du modèle analytique.

Conclusions sur les spécifications du DSM

Il apparaît clairement une contrainte sévère sur les hautes fréquences spatiales. En effet au delà de 50 m^{-1} (échelle de 20mm sur le miroir), les erreurs de surface doivent être inférieures à 4nm RMS. Une telle qualité demande la réalisation d'une surface asphérique quasi-continue que les techniques industrielles ne peuvent délivrer. La section suivante détaille le procédé de polissage sous contrainte proposé pour la réalisation de la lame. Les résultats donnés dans ce paragraphe vont permettre de vérifier la qualité théorique de ce procédé par une analyse spectrale de la déformation.

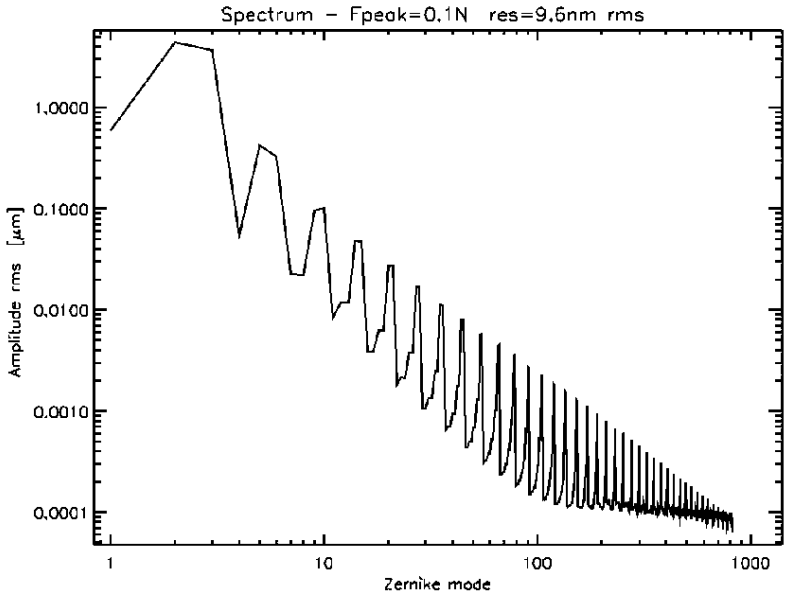


FIG. 2.9 – Enveloppe du spectre des coefficients de Zernike pour les erreurs de fabrication de la lame mince. La limitation en amplitude des coefficients provient principalement de la force maximale permise pour corriger ces erreurs (0.1 N). (Crédit : INAF).

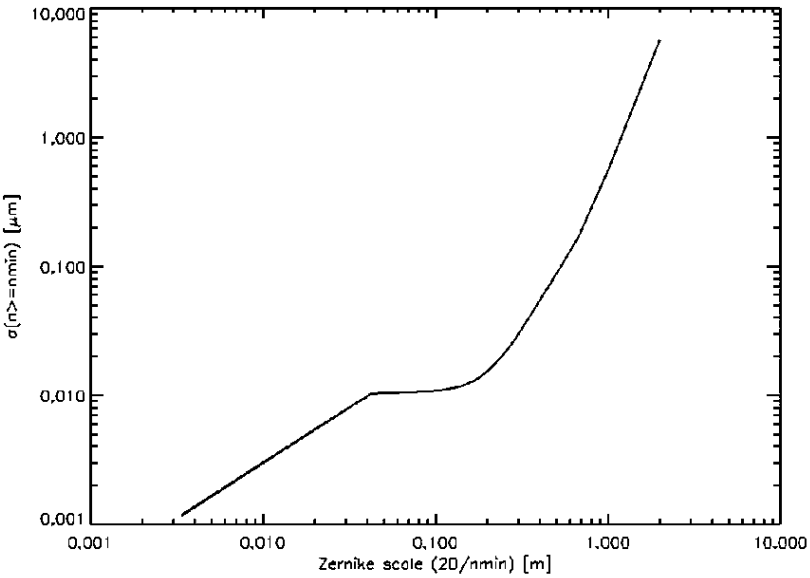


FIG. 2.10 – Spécification sur l'erreur de surface RMS cumulée en fonction de l'ordre radial de Zernike minimal n_{min}. (Crédit : INAF)

2.3 Lame asphérique polie sous contraintes

2.3.1 Méthode de Schmidt

$\mathcal{E}$n 1931, l'astronome allemand B.Schmidt proposa une technique originale pour la réalisation de la lame correctrice d'entrée de son télescope à grand champ [Schmidt 1932]. Le bord de la lame est appuyé sur une cuve à vide et la lame est polie sphérique sous contraintes, puis après relaxation élastique de la charge (vide partiel), on obtient la surface asphérique recherchée. Il n'est pas certain qu'étant donné les difficultés techniques, Schmidt employa effectivement cette méthode. Un interférogramme de variation d'épaisseur de la lame, conservée à l'observatoire de Hambourg, permettrait de le savoir. La résolution analytique du problème a été donnée par Couder [Couder 1940] puis par Everhart [Everhart 1966] qui l'appliqua pour réaliser une lame de 29cm.

2.3.2 Méthode de Lemaître

Une méthode par surfaçage plan a été proposée et développée par G. Lemaître en 1972 [Lemaitre 1972], prenant en compte différents paramètres permettant le contrôle de la forme asphérique finale. La figure 2.11 détaille cette méthode. Le ménisque de départ est en appui sur une couronne rigide, et deux pressions différentes sont appliquées à l'intérieur et à l'extérieur de cet anneau. Un polissage plan ou sphérique est appliqué à l'aide d'outils pleine taille. La forme asphérique finale de la lame est obtenue après relaxation élastique. Cependant, le terme en r^4 de la flexion de la lame dans cette configuration est contrôlé uniquement dans la zone interne à la couronne d'appui. La dépression de la zone externe n'étant utilisée que pour ajuster la position de la zone de puissance nulle [Lemaitre 1975], cette partie n'est pas utilisée lors des observations. Dans la section suivante, nous proposons une extension de cette méthode permettant d'utiliser cette zone externe en tant que surface optique. La déformation de la pièce doit être optimisée dans cette zone en utilisant une distribution d'épaisseur radiale.

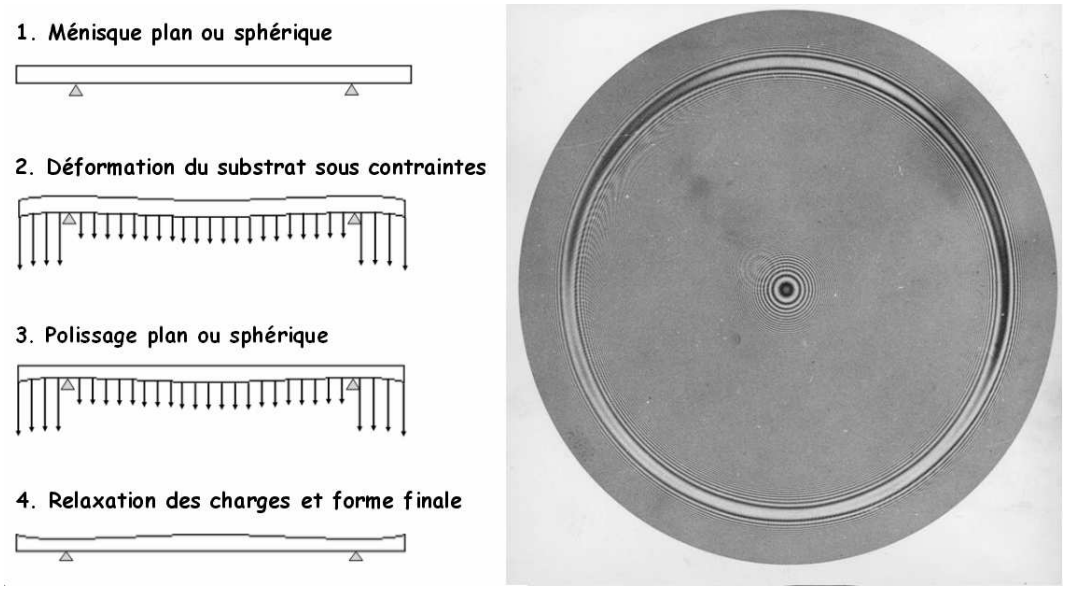


FIG. 2.11 – Principe du polissage sous contrainte d'une lame de Schmidt. L'interférogramme a été obtenu sur la lame de 62cm de l'Observatoire de Haute Provence. On distingue nettement la zone de puissance nulle, dite *zone de Kerber*.

2.3.3 Extension de la méthode de Lemaître

La fabrication d'une lame mince étant une opération extrêmement délicate, on ne peut pas se permettre de polir directement un miroir de 2mm d'épaisseur. La phase de polissage du miroir doit s'effectuer avec une pièce épaisse, afin d'éviter la rupture. Le procédé de fabrication choisi pour la lame mince du VLT s'inspire de la méthode de Lemaître. Cependant, il est nécessaire d'ajouter quelques étapes.

Afin de contrôler la flexion de la pièce sur la totalité de son diamètre, on usine une distribution d'épaisseur radiale. Cette distribution a été calculée à partir des équations d'élasticité et la résolution du problème est donnée dans la section suivante. Cette méthode permet d'étendre la technique vue précédemment en utilisant toute la surface disponible. La figure 2.12 détaille le procédé de fabrication.

On dispose d'une pièce plano-convexe, dont la face arrière va être usinée afin d'obtenir la distribution d'épaisseur souhaitée. La déformation est appliquée à l'aide d'un dépression unique sous le miroir. Cette dépression est ajustée afin d'obtenir les flèches de déformation calculées. En appliquant un surfaçage sphérique par outil pleine taille, on évite l'introduction de hautes fréquences spatiales sur la surface. Après relaxation élastique, le matériau revient dans son état initial. La face polie récupère la forme inverse de la déformation.On obtient donc une face polie asphérique, qui bénéficie de la qualité de surface d'un polissage sphérique par outil pleine taille. Cette méthode est adaptée aux besoins du VLT-DSM, dont les spécifications de qualité de surface sont extrêmement sévères sur des petites échelles correspondant à des fréquences spatiales élevées.

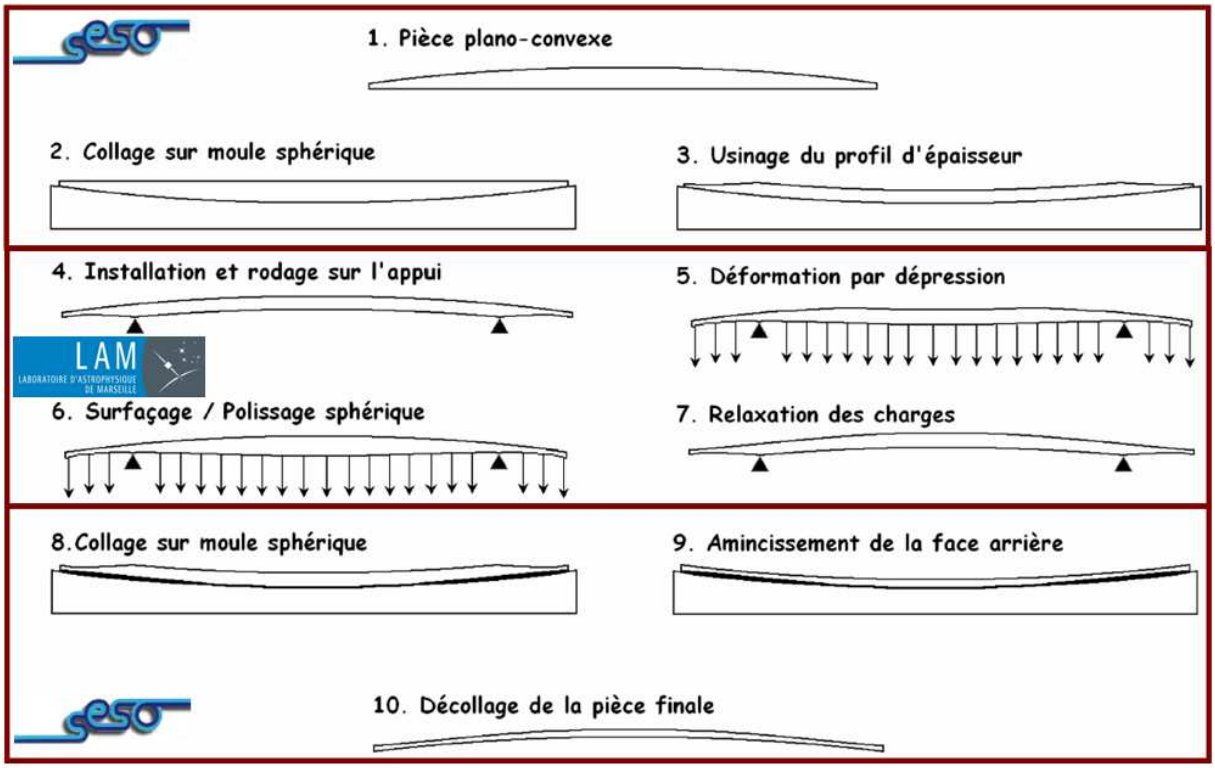


FIG. 2.12 – Description par étapes de la fabrication d'une lame mince. Étapes 1, 2 et 3 : usinage par SESO du profil d'épaisseur radial sur la face arrière de la pièce plano-convexe. Étapes 4 à 7 : détail du procédé de polissage sous contraintes réalisé au LAM. Étapes 8, 9 et10 : amincissement de la pièce jusqu'à l'épaisseur souhaitée puis décollage selon une technique originale développée par SESO.

2.4 Hyperbolisation par élasticité-modèle analytique

Nous abordons ici le polissage sous contraintes d'un miroir hyperbolique convexe, ayant les caractéristiques du miroir secondaire du VLT. La solution proposée pourra bien sûr être appliquée pour d'autre lames asphériques, avec différents paramètres optiques. Après son hyperbolisation par Optique Active, ce miroir devra être aminci pour atteindre un épaisseur de l'ordre de 2mm, dimension nécessaire pour son utilisation en tant que *miroir secondaire déformable*.

Le polissage sous contraintes d'un miroir asphérique requiert une configuration de charges particulière ainsi qu'une distribution radiale d'épaisseur du miroir à déformer. Nous définissons le cas d'une charge uniforme appliquée sur toute la surface arrière du miroir.

2.4.1 Position du problème

On se place dans un repère cylindrique (r, θ, Z). La pièce à déformer est une coque sphérique à faces parallèles dont l'axe optique est orienté selon l'axe Z. Les contraintes appliquées au substrat doivent permettre d'obtenir une déformation de la pièce à tailler correspondant à l'opposé de la forme asphérique finale. La distribution d'épaisseur radiale du miroir sera notée $t(r)$.

Le problème étant axisymétrique, la solution ne dépend pas de la coordonnée angulaire θ.

2.4.2 Équations des surfaces optiques

Plaçons nous dans le cas d'une surface sphérique initiale *convexe*, dont le rayon de courbure est noté R_s. La surface optique s'exprime dans le repère (r, Z) par la formule (2.3), l'origine du repère étant choisie au centre de cette surface[6] :

$$Z_s(r) = -R_s + \sqrt{R_s^2 - r^2}. \tag{2.3}$$

La surface optique après polissage étant convexe asphérique, de rayon R_a et de constante conique K, elle s'exprime dans le repère (r, Z) par la formule (2.4) :

$$Z_a(r) = \frac{1}{1+K}\left(-R_a + \sqrt{R_a^2 - (1+K)r^2}\right) \tag{2.4}$$

La différence de ces deux surfaces correspond à la matière à enlever pendant le polissage actif, donc à la flexion que l'on doit appliquer à la pièce. La relation (2.5) met en jeu l'expression de la flexion notée Z_{flex}.

$$Z_a(r) = Z_s(r) - Z_{flex}(r) \tag{2.5}$$

Le développement limité des expressions Z_a et Z_s permet d'exprimer Z_{flex} en série de termes pairs du rayon comme suit :

$$Z_{flex}(r) = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{R_a} - \frac{1}{R_s}\right) r^2 + \frac{1}{8}\left(\frac{1+K}{R_a^3} - \frac{1}{R_s^3}\right) r^4 + \frac{1}{16}\left(\frac{(1+K)^2}{R_a^5} - \frac{1}{R_s^5}\right) r^6 + \dots \tag{2.6}$$

2.4.3 Équations d'élasticité

Dans un premier temps, les effets de coque dus à la convexité de la pièce sont négligés et le miroir à polir sous contraintes est modélisé par une plaque mince circulaire à faces parallèles, située dans le plan (r, θ), de rayon externe r_e, d'épaisseur t, en appui sur un anneau de rayon r_i ($r_i < r_e$), soumise à une

[6] Il faudra prendre $-Z_s$ dans le cas d'une surface concave

charge q uniformément répartie sur toute sa surface. Elle a un comportement élastique caractérisé par son module d'Young E et son coefficient de Poisson ν. La rigidité $\mathcal{D}$ de la plaque s'exprime par :

$$\mathcal{D} = \frac{Et^3}{12(1-\nu^2)} \tag{2.7}$$

Notant w la flexion radiale de la plaque dans le cas général, la pente de la flexion s'écrit :

$$\varphi = \frac{d}{dr}w \tag{2.8}$$

Le tenseur des moments de flexion s'exprime en fonction de le pente φ :

$$\underline{M} = \mathcal{D}\begin{pmatrix} \frac{d}{dr}\varphi + \frac{\nu}{r}\varphi & 0 \\ 0 & \nu\frac{d}{dr}\varphi + \frac{1}{r}\varphi \end{pmatrix}_{(r,\theta)} \tag{2.9}$$

Soit Q la force de cisaillement par unité de longueur, relative à la charge appliquée q, l'équation d'équilibre d'un secteur élémentaire de la plaque s'écrit :

$$M_{rr}(r) + r\frac{d}{dr}M_{rr}(r) - M_{\theta\theta}(r) + Q(r)r = 0 \tag{2.10}$$

Connaissant l'expression de la flexion Z_{flex}, on peut écrire l'expression du moment de flexion radial M_{rr} en tout point :

$$M_{rr}(r) = \mathcal{D}\left[(1+\nu)\left(\frac{1}{R_a} - \frac{1}{R_s}\right) + \frac{1}{2}(3+\nu)\left(\frac{1+K}{R_a^3} - \frac{1}{R_s^3}\right)r^2 + \frac{3}{8}(5+\nu)\left(\frac{(1+K)^2}{R_a^5} - \frac{1}{R_s^5}\right)r^4\right] \tag{2.11}$$

2.4.3.1 Cas de la zone interne

La plaque est en appui simple au niveau de la circonférence $r = r_i$, et elle est soumise à une charge uniforme notée q. Sa flexion sur la zone $0 < r < r_i$ sera notée w. Dans le cas d'une épaisseur constante, nous allons déterminer q afin d'obtenir, sur cette zone, une flexion w correspondant à Z_{flex}.

La configuration de la zone interne de la plaque peut être traitée comme un cas de plaque simplement supportée en $r = r_i$, soumise premièrement à une charge uniforme q, et deuxièmement à un moment de flexion M_{r_i} appliqué en $r = r_i$, avec $M_{r_i} = -M_{rr}(r_i)$, selon l'expression donnée par l'équation (2.11). On écrit la flexion w comme la superposition des flexions correspondantes à ces deux cas :

$$w(r) = \frac{q}{64\mathcal{D}}\left(\frac{5+\nu}{1+\nu}r_i^2 - r^2\right)(r_i^2 - r^2) - \frac{M_{r_i}}{2\mathcal{D}(1+\nu)}(r_i^2 - r^2) \tag{2.12}$$

L'expression de la flexion sous la forme $w(r) = C_4r^4 + C_2r^2 + C_0$ permet d'ajuster le rapport C_4/C_2 en utilisant le paramètre q, pour obtenir une flexion w correspondante à Z_{flex}. Cependant, cette démarche néglige le terme en r^6 ainsi que les termes d'ordre supérieur de Z_{flex}. L'erreur introduite par cette hypothèse de départ doit être évaluée, et notamment sa variation en fonction du rayon r_i de la couronne.

Calcul de la charge q Hormis le cas $r = 0$, la pente de Z_{flex} s'annule en un rayon que l'on notera r_{tg}. On souhaite obtenir la charge q pour laquelle $\left.\frac{dw}{dr}\right|_{r_{tg}} = 0$. Cette condition nous permet d'exprimer la charge par la formule suivante :

$$q = \frac{16M_{r_i}}{(3+\nu)r_i^2 - 2(1+\nu)r_{tg}^2} \tag{2.13}$$

2.4.3.2 Cas de la zone externe

La flexion d'une zone annulaire d'épaisseur constante est représentée en partie par des termes logarithmiques (*cf* équation (1.9)). Ces termes ne sont pas utilisés pour générer l'asphéricité de la zone externe représentée par (2.6).

On souhaite ici utiliser une charge identique afin de faciliter la mise en oeuvre, tout en contrôlant l'asphéricité de la zone externe. Il faut pour cela définir une distribution d'épaisseur radiale $t(r)$ permettant d'obtenir une déformation correspondant à $Z_{flex}(r)$, lorsque la zone externe est soumise à la charge uniforme q définie par l'équation (2.13).

La rigidité $\mathcal{D}$ étant fonction de la coordonnée r, on peut réécrire l'équation d'équilibre (2.10), après avoir introduit la variable réduite $\rho = r/r_i$. On obtient l'*équation différentielle de la rigidité* :

$$\left[\frac{d}{d\rho}\varphi(\rho) + \frac{\nu}{\rho}\varphi(\rho)\right]\frac{d}{d\rho}\mathcal{D}(\rho) + \frac{d}{d\rho}\left[\frac{d}{d\rho}\varphi(\rho) + \frac{1}{\rho}\varphi(\rho)\right]\mathcal{D}(\rho) = -Q(\rho)r_i^2, \tag{2.14}$$

La solution de cette équation est la somme de la solution générale de l'équation homogène et d'une solution particulière de l'équation avec second membre. Elle s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{D}(\rho) = e^{F(\rho)}\left(k + \int \frac{c(\rho)}{a(\rho)}e^{-F(\rho)}d\rho\right) \quad , \quad k \in \mathbb{R} \quad , \quad F(\rho) = -\int \frac{b(\rho)}{a(\rho)}d\rho. \tag{2.15}$$

où les coefficients a, b, et c s'expriment par :

$$\begin{cases} a(\rho) = \dfrac{d}{d\rho}\varphi(\rho) + \dfrac{\nu}{\rho}\varphi(\rho), \\ b(\rho) = \dfrac{d}{d\rho}\left[\dfrac{d}{d\rho}\varphi(\rho) + \dfrac{1}{\rho}\varphi(\rho)\right], \\ c(\rho) = -Q(\rho)r_i^2. \end{cases} \tag{2.16}$$

Effort tranchant L'expression de $Q(\rho)$ sur la zone externe de la plaque se déduit de l'équation d'équilibre (2.17) :

$$2\pi Q(r)r = \pi r^2 q - \pi r_i^2 q - \pi(r_e^2 - r_i^2)q \tag{2.17}$$

Ce qui mène à l'expression de l'effort tranchant :

$$Q(\rho) = \frac{1}{2}qr_i\left(\rho - \frac{\rho_e^2}{\rho}\right) \quad , \quad \rho_e^2 = \frac{r_e^2}{r_i^2} \tag{2.18}$$

Résolution de l'équation différentielle La résolution de l'intégrale $F(\rho)$ permet d'exprimer la solution générale de l'équation homogène $\mathcal{D}_g$:

$$\mathcal{D}_g(\rho) = \frac{k}{|\rho^2 - X_1|^{\frac{\alpha}{2A_5'}}|\rho^2 - X_2|^{\frac{\gamma}{2A_5'}}} \quad , \quad k \in \mathbb{R} \tag{2.19}$$

avec les constantes :

$$\begin{cases} X_1 = -\dfrac{1}{2A'_5}\left(A'_3 - \sqrt{A'^2_3 - 4A'_5A'_1}\right), \\ X_2 = -\dfrac{1}{2A'_5}\left(A'_3 + \sqrt{A'^2_3 - 4A'_5A'_1}\right), \\ A'_1 = \left(\dfrac{1}{R_a} - \dfrac{1}{R_s}\right)(1+\nu)r_i, \\ A'_3 = \dfrac{1}{2}\left(\dfrac{1+K}{R_a^3} - \dfrac{1}{R_s^3}\right)(3+\nu)r_i^3, \\ A'_5 = \dfrac{3}{8}\left(\dfrac{(1+K)^2}{R_a^5} - \dfrac{1}{R_s^5}\right)(5+\nu)r_i^5, \\ \alpha = 24\dfrac{A'_5}{5+\nu} - \gamma, \\ \gamma = \dfrac{24\dfrac{A'_5}{(5+\nu)}X_2 + 8\dfrac{A'_3}{(3+\nu)}}{X2 - X1}. \end{cases}$$

Tandis que l'expression d'une solution particulière D_p de l'équation différentielle avec second membre s'écrit :

$$\mathcal{D}_p(\rho) = \frac{1}{|\rho^2 - X_1|^{\frac{\alpha}{2A'_5}}|\rho^2 - X_2|^{\frac{\gamma}{2A'_5}}} \int -\frac{1}{2}qr_i^3\left(\rho - \frac{\rho_e^2}{\rho}\right)\frac{|\rho^2 - X_1|^{\frac{\alpha}{2A'_5}}|\rho^2 - X_2|^{\frac{\gamma}{2A'_5}}}{A'_1 + A'_3\rho^2 + A'_5\rho^4}d\rho \tag{2.20}$$

Cette intégrale peut se résoudre numériquement.

Conditions aux limites/conditions de continuité Les conditions aux limites et de continuité vont permettre de déterminer la constante k de l'équation(2.15). Nous avons comme paramètres :

- l'épaisseur au niveau de l'appui $r = r_i$ qui est définie par l'épaisseur t_c au centre de la pièce,
- Le rayon normalisé ρ_2,
- l'épaisseur au bord t_b,

La constante k peut être déterminée en fonction de l'épaisseur au niveau du point d'appui par l'expression suivante :

$$k = \frac{1}{\mathcal{D}_g(\rho = 1)}\left(\frac{Et_c^3}{12(1-\nu^2)} - \mathcal{D}_p(\rho = 1)\right) \tag{2.21}$$

2.4.3.3 Distribution d'épaisseur

En remplaçant t par $t(\rho)$ dans l'équation (2.7), et à l'aide des expressions (2.19), (2.20) et (2.21) on exprime la distribution d'épaisseur en fonction de $\mathcal{D}(\rho)$:

$$t(\rho) = \left[\frac{12(1-\nu^2)}{E}\mathcal{D}(\rho)\right]^{\frac{1}{3}} \quad , \quad \mathcal{D}(\rho) \geq 0 \tag{2.22}$$

Conclusions sur le modèle analytique

Les calculs analytiques basés sur la théorie des plaques minces ont permis de définir les conditions de charges et variations d'épaisseurs nécessaires pour obtenir une flexion du miroir correspondant à l'inverse de sa forme asphérique finale. Cependant, beaucoup de détails mécaniques n'ont pas étés pris en compte. Dans la pratique, on ne considère pas un rayon d'appui mais une surface, afin d'éviter de générer une contrainte infinie. Cette modification locale aura une influence sur la flexion de la pièce. De même, les effets de coque dus à la courbure de la pièce n'ont pas étés considérés et ont une influence qui sera caractérisée par les analyses FEA dans la section suivante.

2.5 Application au cas du miroir secondaire du VLT

$\mathcal{A}$ l'aide des équations précédemment établies et des paramètres du VLT-DSM, nous allons établir une variation d'épaisseur du substrat à polir sous contraintes. Cette distribution d'épaisseur sera optimisée à l'aide des éléments finis et des analyses spectrales développées au chapitre 1. L'analyse d'aplanissement des erreurs de surfaces dues aux déformations est évaluée, permettant de valider la solution proposée.

2.5.1 Définition géométrique du modèle

Le miroir secondaire en Zerodur du VLT possède les caractéristiques suivantes :
- Diamètre externe $b = 1120.00$ mm
- Rayon de courbure de la face convexe $R_a = 4553.57$ mm
- Constante Conique $K = -1.66926$
- Module d'Young $E = 90600$ MPa
- Coefficient de Poisson $\nu = 0.243$

La sphère qui interpole au mieux cette surface a pour rayon de courbure $R_s = 4575.312$ mm.

Un première étape a permis de définir la géométrie du miroir qui permettra d'éviter au mieux les effets de bord lors de la déformation et lors du polissage. Une première estimation des effets de bords nous a menés à fixer un diamètre du miroir supérieur de 30mm au diamètre nominal de la lame finale, soit 1150.00mm. Les premiers calculs d'élasticité définissant le profil d'épaisseur du miroir ont été menés à partir de ce diamètre. Dans un second temps, nous avons du utiliser un miroir au diamètre réduit, et définir un nouveau profil d'épaisseur pour le miroir. Ce nouveau profil donne des performances légèrement moins bonnes que la première solution, avec des défauts localisés sur le bord du miroir.

2.5.1.1 Cas de la zone interne

Dans un premier temps, nous estimons l'erreur introduite sur la flexion, due à l'omission des termes d'ordres supérieurs. La figure 2.13 de gauche présente la variation de cette erreur en fonction du rayon d'appui r_i. On notera une erreur de l'ordre de 50nm pour un rayon d'appui de $r_i = 400$ mm. Ceci correspond à une erreur de basse fréquence spatiale acceptable au regard des spécifications.
Dans un deuxième temps, les paramètres du miroir nous permettent de définir q en fonction de l'épaisseur au centre t pour un rayon r_i donné. La valeur de r_i est fixée par le rayon externe de la pièce. Pour un rayon externe $r_e = 575.00$ mm on obtient un rayon d'appui $r_i = 386.64$ mm. La courbe $q(t)$ est représentée sur la figure 2.13 à droite. Ceci permet de déterminer des bornes pour l'épaisseur de départ et la charge appliquée, autour de 30mm et 0.3 atmosphères. Ces valeurs seront affinées par la suite avec l'analyse numérique en fonction des contraintes générées dans le matériau et de la flexion obtenue.

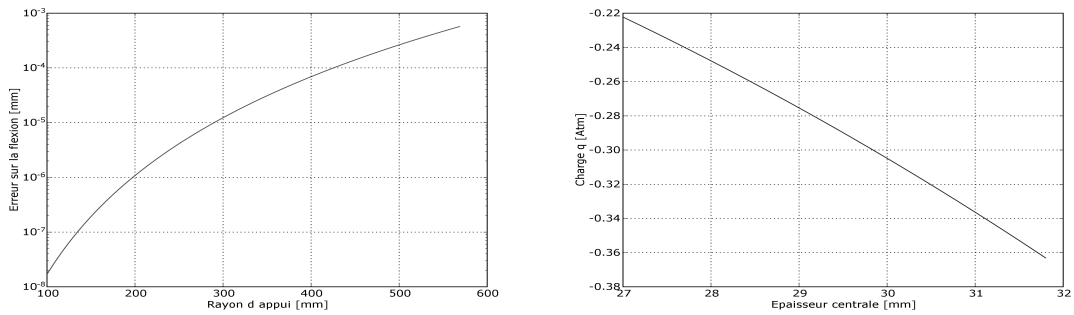


FIG. 2.13 – *Gauche* : variation de l'erreur sur la zone interne en fonction du rayon r_i. *Droite* : variation de la charge q à appliquer sur la zone centrale en fonction de l'épaisseur t au centre, pour un rayon d'appui $r_i = 386.64$ mm.

La figure 2.14 superpose Z_{flex} avec la flexion w obtenue pour une plaque en appui simple en $r = r_i$, soumise à une charge q pour une épaisseur centrale $t_c = 30.00$mm, et soumise à un moment de flexion M_{r_i}. On retrouve cet écart de 50nm PtV. Cet écart sera minimisé à l'aide des simulations FEA.

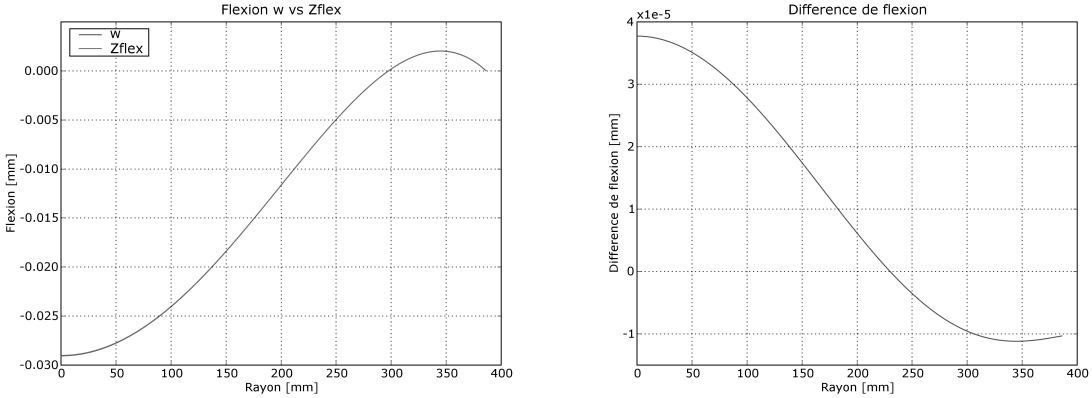


FIG. 2.14 – *Gauche* : Flexion w de la zone interne selon l'équation (2.12) et flexion Z_{flex} désirée. *Droite* : Comparaison des deux flexions. L'erreur est de 50 nm PtV.

2.5.1.2 Cas de la zone externe

Les paramètres définis dans la section précédente permettent de calculer la distribution d'épaisseur de la zone externe, nécessaire afin d'obtenir une flexion correspondante à Z_{flex}. Nous représentons sur la figure 2.15 l'épaisseur du miroir, zone interne et externe comprises, c'est à dire du centre au bord. La zone interne est d'épaisseur constante, la zone externe est d'épaisseur variable le long du rayon du miroir. En bas est représenté le profil associé, prenant en compte la courbure initiale de la pièce.

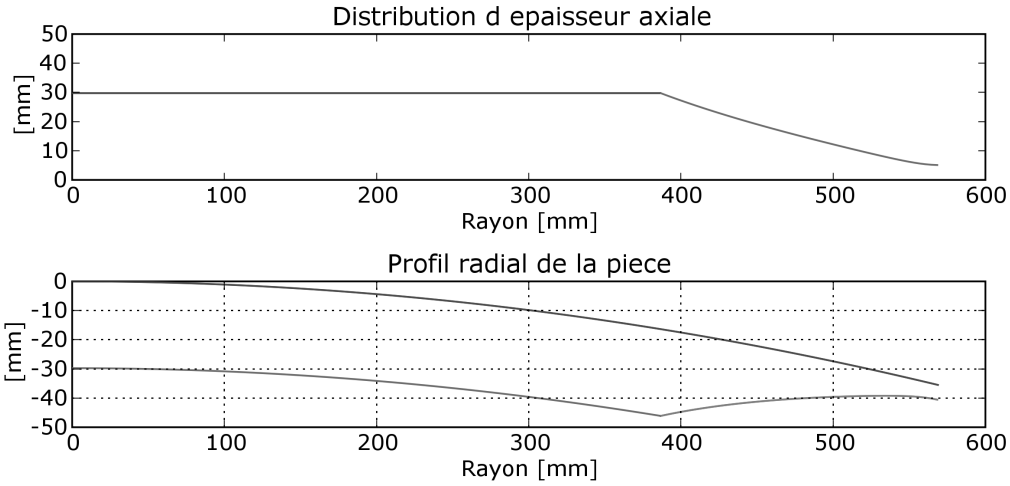


FIG. 2.15 – Distribution d'épaisseur radiale de la pièce. $r_i = 386.64$ mm, $r_e = 575.0$ mm, épaisseur centrale $t_c = 30.00$mm, charge uniforme $q = 0.0305$MPa

2.5.2 Analyses par éléments finis

Le modèle analytique utilise la théorie des plaques minces pour déterminer le profil d'épaisseur. Ce calcul met en jeu des approximations qui ont des répercussions sur le résultat final. En effet, les effets de coque, dus à la courbure de la pièce, ne sont pas pris en compte. De plus, les effets locaux dus par exemple à l'appui sur une couronne ne sont pas maîtrisés par le calcul analytique. Ces effets engendrent des écarts de flexions qui seront trop importants au regard des spécifications de qualité de surface. L'analyse par éléments finis permet d'identifier les zones critiques et d'ajuster le profil d'épaisseur en fonction des résultats. La correction a été effectuée localement par itérations successives. Nous présentons ici les résultats après modification du profil d'épaisseur permettant d'obtenir une flexion de la pièce correspondant à la qualité requise.

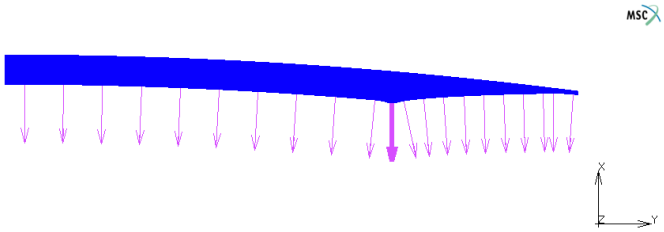
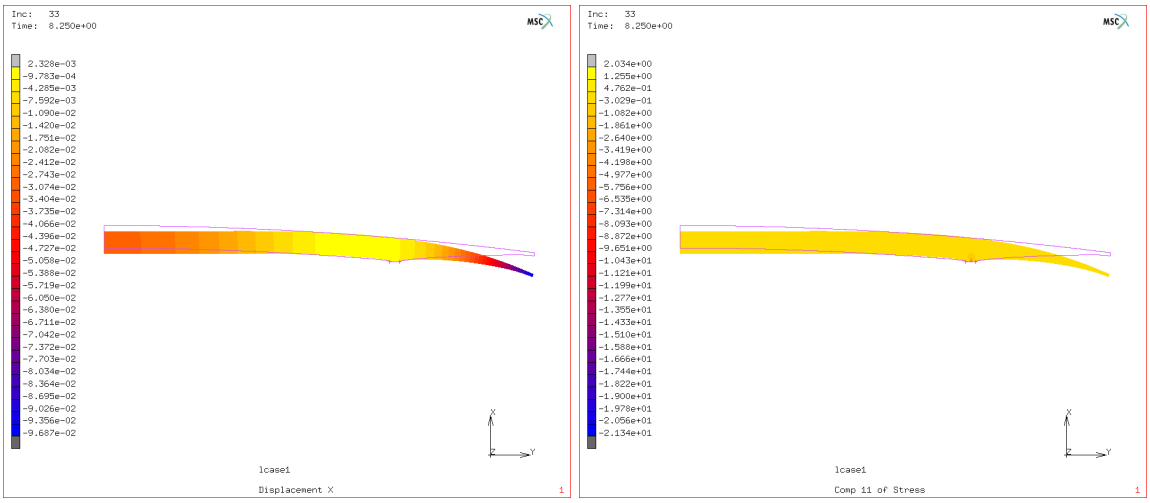


FIG. 2.16 – Vue du modèle axisymétrique. La charge appliquée est de 0.033MPa.

L'analyse axisymétrique non linéaire par élément finis compte 60.067 éléments quadrangles quadratiques, soit 182.582 nœuds au total sur une demi section de la pièce. Le modèle est présenté sur la figure 2.16. La pièce repose sur un corps rigide représentant le plateau de polissage en acier. La charge appliquée q est de 0.033MPa soit environ un tiers d'atmosphère, ce qui correspond aux premières estimations du 2.5.1.1.

2.5.2.1 Répartition des contraintes lors de la déformation

Le substrat déformé étant en Zerodur, il est important de vérifier que le matériau travaille dans un domaine de contraintes inférieur à sa limite de rupture [Schott 2004]. Sur la figure 2.17 sont représentées les répartitions de contraintes dans les directions principales lors de la déformation de la pièce. Les valeurs positives correspondent aux contraintes en tension, les valeurs négatives aux contraintes en compression. La valeur maximale des contraintes en tension de la pièce est en-deçà de 5MPa, ce qui signifie que le matériau travaille sous la limite élastique (8-10MPa) pendant le polissage sous contraintes.



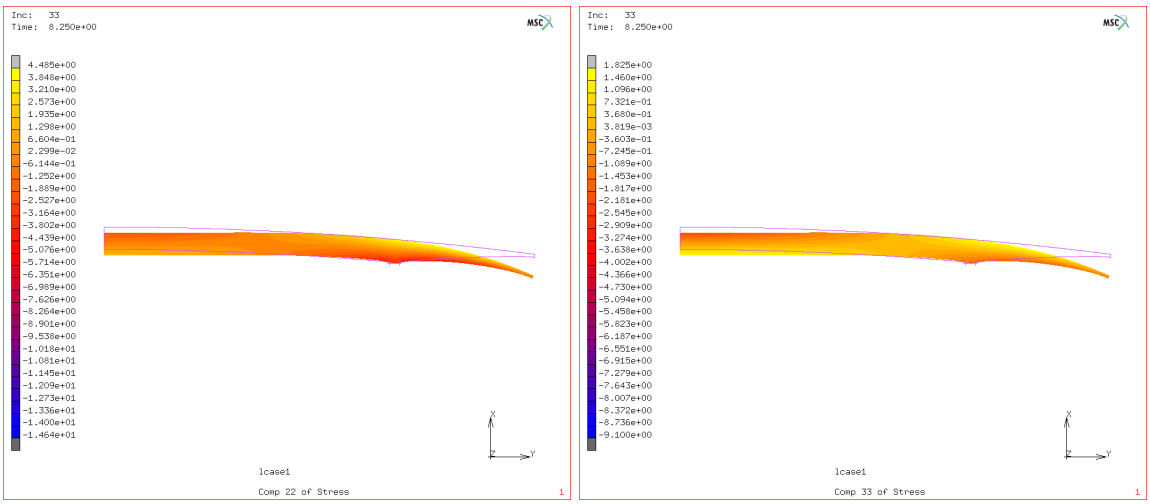


FIG. 2.17 – *Haut Gauche* : Déplacements axiaux en [mm]. *Haut Droite* : Répartition des contraintes selon la première direction principale C_{11} ou C_{xx} ([MPa]). *Bas Gauche* : Répartition des contraintes selon la deuxième direction principale C_{22} ou C_{yy} ([MPa]). *Bas Droite* : Répartition des contraintes selon la troisième direction principale C_{33} ou C_{zz} ([MPa]). La contrainte en tension maximale n'excède pas les 5MPa. Le matériau travaille donc sous sa limite élastique ou limite de rupture.

2.5.2.2 Écarts de flexion - Projection et PSD

La courbe de gauche sur la figure 2.18 présente la flexion de la pièce superposée à la flexion désirée. Le figure de droite montre l'écart entre les deux courbes. L'erreur RMS de la flexion est égale à 300.75nm RMS. Cet écart de flexion doit être analysé en termes d'aberrations optiques. Dans ce but, cette courbe d'erreur est projetée sur la base des polynômes de Zernike radiaux. Sur la figure 2.19 sont affichées la courbe d'erreur et la courbe d'interpolation associée (gauche), ainsi que le résidu d'interpolation (droite) pour $n = 30$. L'erreur résiduelle RMS de l'interpolation vaut 1.47nm RMS. Les résultats de la projection sont donnés dans la table de la figure 2.20.

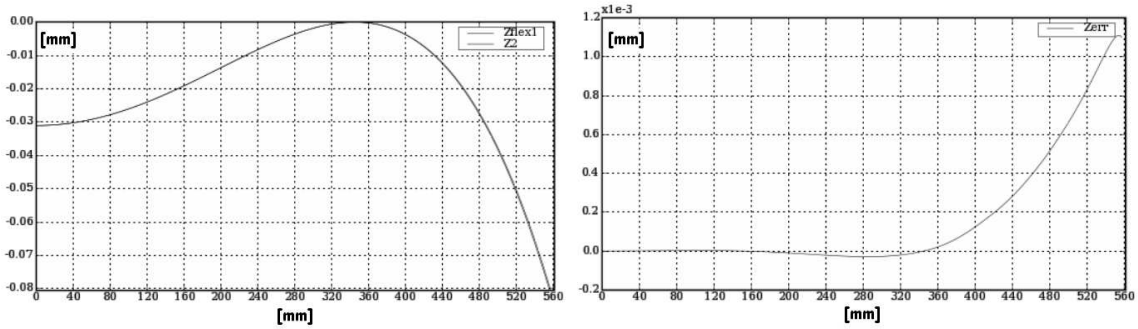


FIG. 2.18 – *Gauche* : Superposition de la flexion donnée par le calcul par éléments finis avec la flexion désirée. Si les deux courbes sont quasiment superposées, il reste néanmoins un écart de flexion *Droite* : Écart de flexion Z_{err}.

Nous pouvons afficher l'erreur cumulée RMS de l'erreur de flexion en fonction de l'échelle spatiale de Zernike d. Les résultats sont affichés sur la figure 2.20. Il apparaît clairement que la fonction de déformation ajoutée à la surface optique n'introduit pas de défauts de surface supérieurs aux erreurs corrigibles par

le système d'AO. De plus, ce résultat démontre clairement que la déformation n'introduit pas de hautes fréquences spatiales, ce qui était l'hypothèse de départ.

Cette analyse est confirmée par l'étude de la PSD des défauts de surface associés aux écarts de flexion. La décomposition de l'erreur de flexion sur la base de Zernike a été effectuée pour l'erreur radiale. Nous pouvons, à partir de cette décomposition, générer la carte de phase de l'erreur de flexion pour la surface de la pièce. Ceci nous permet d'étudier la moyenne azimutale de la PSD des défauts de phase dus aux écarts de flexion lors du polissage. La comparaison avec la courbe des specifications est donnée sur la figure 2.21. Avec une marge de 3 décades, il apparaît clairement que la qualité de surface du miroir ne sera pas limitée par le principe de polissage sous contrainte.

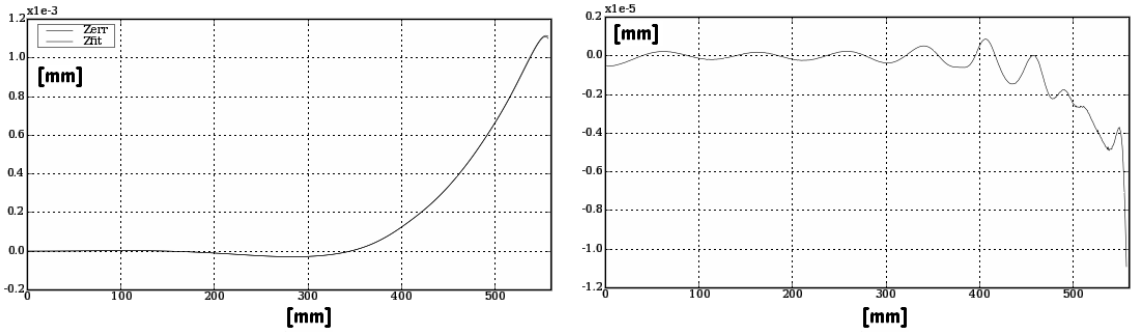


FIG. 2.19 – *Gauche* : Superposition de la courbe d'erreur et de la courbe d'interpolation issue de la projection sur la base de Zernike. *Droite* : Résidu d'interpolation pour un ordre radial n = 30. La valeur RMS du résidu est de 1.47nm RMS.

$z_{0,0}$	286.50nm	$z_{16,0}$	-1.96nm
$z_{2,0}$	331.03nm	$z_{18,0}$	-0.83nm
$z_{4,0}$	151.90nm	$z_{20,0}$	-1.20nm
$z_{6,0}$	1.93nm	$z_{22,0}$	-0.92nm
$z_{8,0}$	-14.18nm	$z_{24,0}$	0.18nm
$z_{10,0}$	0.12nm	$z_{26,0}$	0.43nm
$z_{12,0}$	-3.96nm	$z_{28,0}$	-0.23nm
$z_{14,0}$	-4.11nm	$z_{30,0}$	-0.39nm

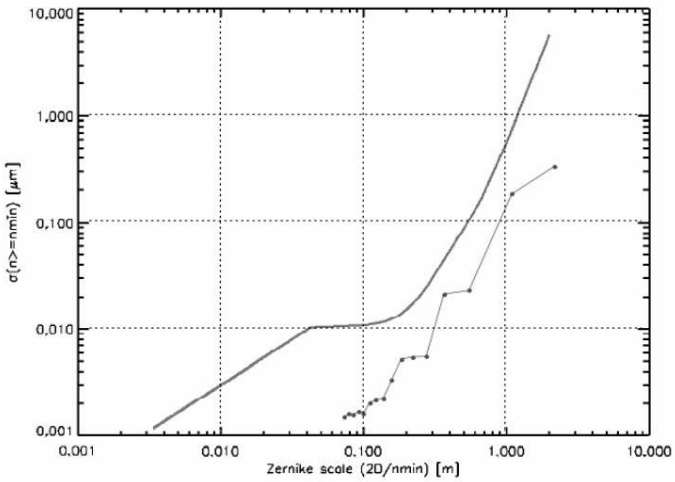


FIG. 2.20 – Erreurs de surface RMS cumulées en fonction de l'ordre radial de Zernike minimal n_{min}. Comparaison avec la courbe de spécifications 2.10. Il apparaît clairement que la fonction de déformation n'introduit pas d'erreurs de surface supérieures aux erreurs maximales corrigibles par le système d'AO. De plus, la déformation n'introduit aucune haute fréquence spatiale sur la surface.

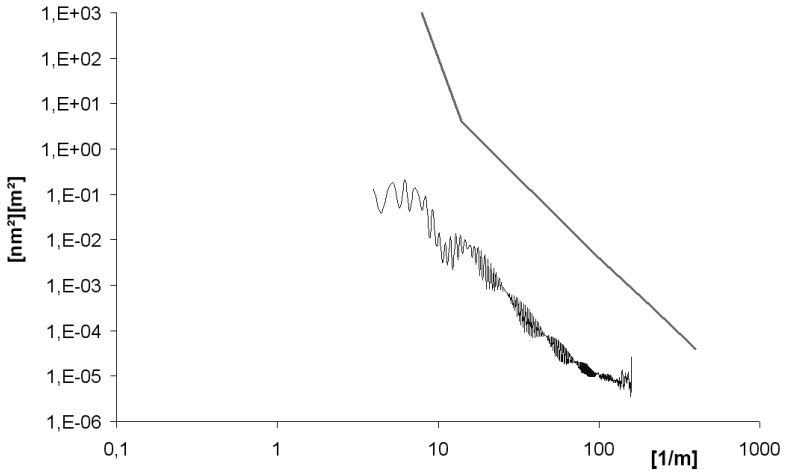


FIG. 2.21 – Comparaison de la PSD des erreurs de surface associés au défauts flexion sur le miroir durant le polissage et de la specification. Avec une marge de 3 décades, il apparaît clairement que la qualité de surface du miroir ne sera pas limitée par le principe de polissage sous contrainte.

2.5.2.3 Analyse d'aplanissement des erreurs de flexions par le système d'AO

La décomposition de l'erreur de flexion sur la base de Zernike a été effectuée pour l'erreur radiale. Nous avons, à partir de cette décomposition, généré la carte de phase de l'erreur de flexion pour la surface de la pièce. Cette carte de phase nous permet d'utiliser le programme d'analyse d'aplanissement qui a été développé par A.Riccardi & M.Xompero, et mis à disposition des fabricants afin de pouvoir contrôler la qualité de la pièce en fabrication. Les résultats sont affichés sur les figures 2.22 et 2.23. On constate que les résidus d'aplanissement sont inférieurs au seuil de 9.6nm RMS, avec une valeur totale de 7.30nm RMS. Le seuil est atteint dès la correction d'un centaine de modes sur les 1176 possibles. De plus, les résidus sont localisés principalement au bord de la pièce. La force totale nécessaire à la correction des erreurs de surface venant des erreurs de flexion est égale à 2.67 E-02N, soit un quart du seuil de 0.1 N acceptable.

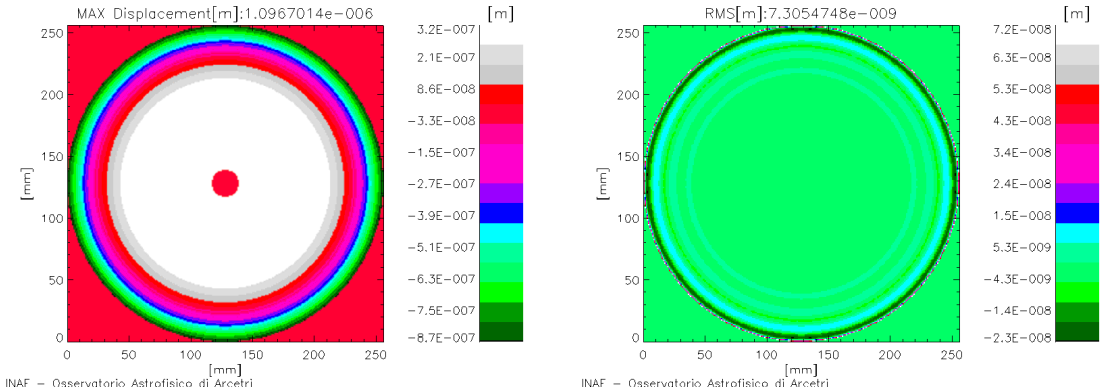


FIG. 2.22 – *Gauche* : Figure d'interpolation de la carte de phase des erreurs de surface correspondant aux erreurs de flexion. *Droite* : Position des erreurs résiduelles après aplanissement des erreurs de surface correspondant aux erreurs de flexion.

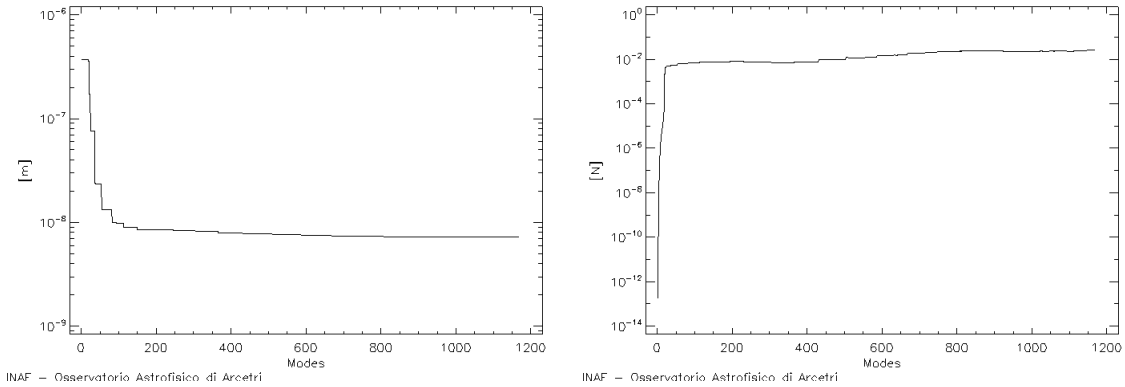


FIG. 2.23 – *Gauche* : Valeurs RMS des erreurs résiduelles de position, en fonction du nombre de modes corrigés. *Droite* : Amplitude de la force nécessaire à la correction des erreurs de surface correspondant aux erreurs de flexion, en fonction du nombre de modes corrigés.

Conclusions sur la technique proposée

Plusieurs résultats ont étés démontrés par les analyses précédentes :

- La technique d'optique active basée sur le polissage sous contraintes est capable de produire une surface asphérique correspondant à la forme du miroir secondaire du VLT actuel,
- Les contraintes appliquées à la pièce épaisse lors du polissage sous déformation sont inférieures à la limite élastique du Zerodur,
- Les erreurs introduites sur la surface optique, dues à des erreurs de la flexion de la pièce, sont en dessous du seuil des erreurs de surface statiques que le système d'AO peut compenser,
- les 1170 actionneurs magnétiques sont capables de corriger ces erreurs statiques. Le résidu de correction est inférieur à 9.6nm RMS, ce qui signifie que ces erreurs ne vont pas compromettre les corrections par optique adaptative dans des conditions de seeing optimal.

La technique proposée est donc valide et peut être utilisée pour le polissage de la surface asphérique du miroir secondaire déformable.

2.6 Réalisation de la lame mince

Cette section présente les phases de réalisation de la lame mince à partir des calculs et caractérisations menés précédemment. La distribution d'épaisseur a été usinée selon le profil défini en table **??** de gauche, donnée en fin de chapitre. Le diamètre total de la pièce ayant dû être réduit, le profil d'épaisseur a été modifié. En sortie d'usinage, le profil mesuré correspond à la table **??** de droite. Le nouveau profil est modélisé et caractérisé à partir de l'analyse fréquentielle des erreurs de flexion, démontrant ainsi deux résultats : 1)le nouveau profil permet d'obtenir une flexion de la pièce valable par rapport aux spécifications analytique, 2)les défauts d'usinage locaux n'ont pas de répercussion sur la flexion locale du miroir et ne génèrent pas de hautes fréquences spatiales. La pièce étant en cours de polissage, les résultats finaux de surfaçage seront publiés à la fin de l'opération.

2.6.1 Usinage de la pièce initiale

En sortie d'usinage, la pièce (*cf* figure 2.24) a un diamètre extérieur de 1137.9mm ± 0.1mm. La qualité d'usinage est fournie dans le PV de contrôle en référence [SESO-PV 83535]. La réduction du diamètre nous a amenés à définir un nouveau profil d'épaisseur. Il en résulte un effet de bord qui se traduit par un défaut fréquentiel localisé, comme illustré sur la figure 2.25.

La performance attendue est toujours valide par rapport aux spécifications analytiques. Cependant, les résultats des simulations numériques sont légèrement dépassés en moyennes fréquences. La correction par AO des erreurs de surface prévues laisse un résidu de 25nm RMS, principalement localisé aux bords du miroir (*cf* figure 2.26).

On notera que les défauts locaux d'usinage de la face arrière de la pièce n'ont pas de répercussion sur la déformation de la face optique. Ceci sous-entend que la difficulté d'asphérisation d'un miroir peut être reportée sur la réalisation mécanique d'un profil d'épaisseur, avec des tolérances totalement différentes de l'ordre de la dizaine de μm, et non plus du nm. Les défauts micrométriques de la face arrière seront invisibles durant la phase de polissage, car les perturbations qu'ils génèrent sont absorbées dans l'épaisseur du matériau.

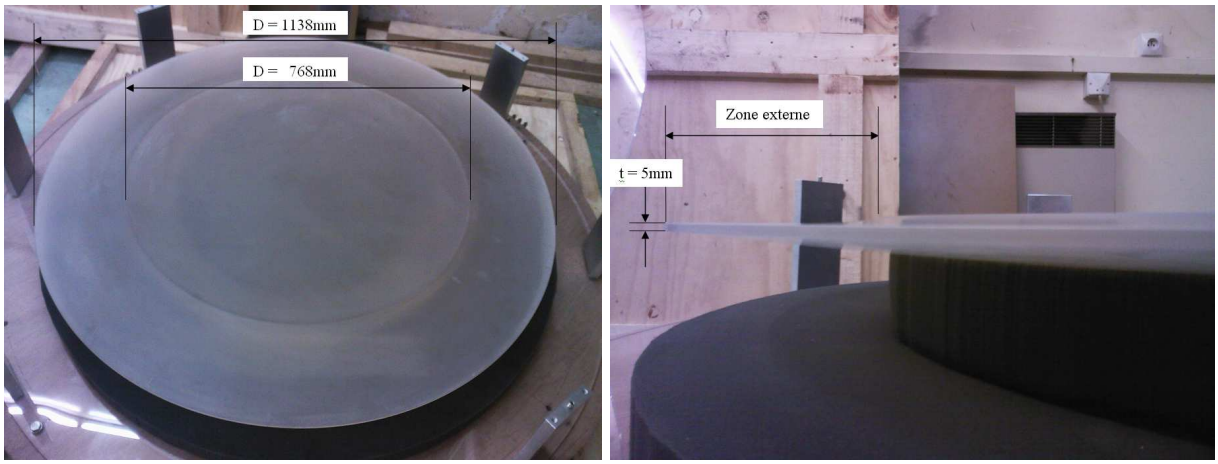


FIG. 2.24 – Photos du substrat en Zerodur après usinage du profil d'épaisseur. Sur la photo de gauche, on distingue la couronne d'appui délimitant les zones interne et externe. Sur la droite on distingue le profil de la zone externe et son bord mince. (Usinage SESO)

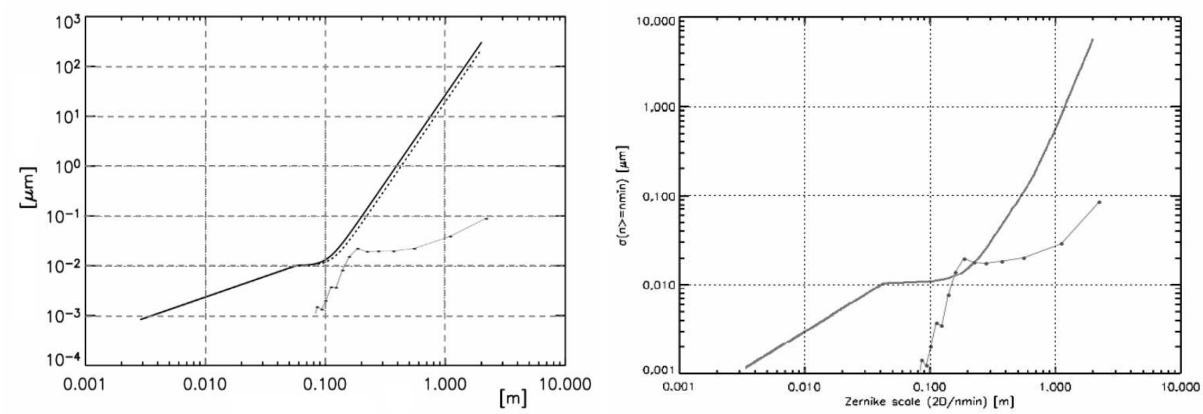


FIG. 2.25 – Comparaison de l'erreur de surface RMS cumulée avec l'enveloppe analytique (*Gauche*) et l'enveloppe numérique (*Droite*). Il apparaît un défaut fréquentiel localisé autour du diamètre 200mm, soit $5m^{-1}$.

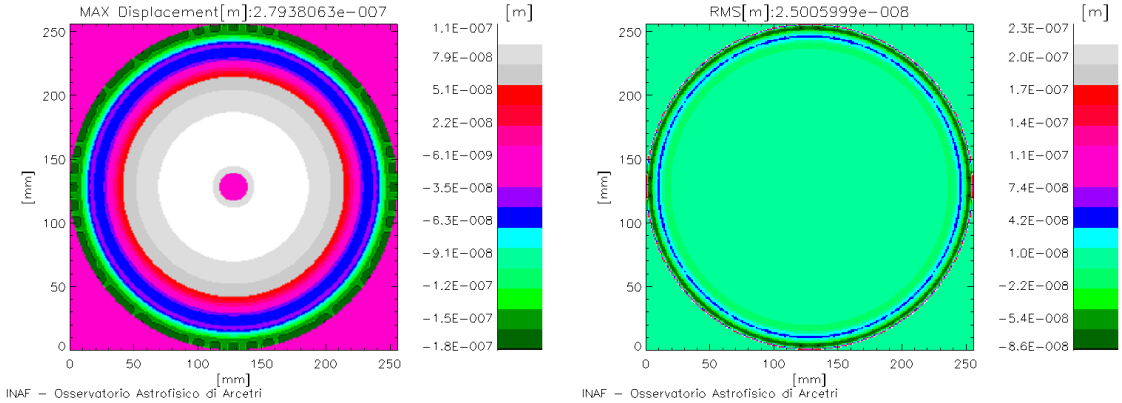


FIG. 2.26 – *Gauche* : Figure d'interpolation de la carte de phase des erreurs de surface correspondant aux erreurs de flexion. *Droite* : Position des erreurs résiduelles après aplanissement des erreurs de surface correspondant aux erreurs de flexion.

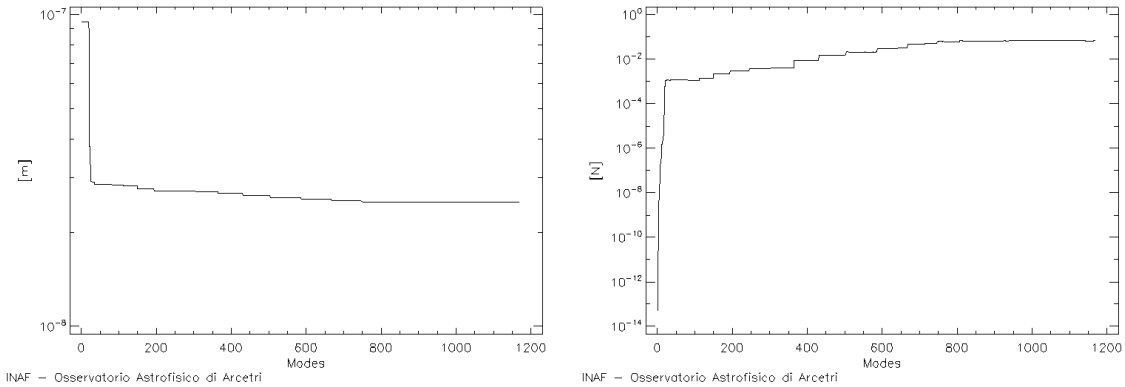


FIG. 2.27 – *Gauche* : Valeurs RMS des erreurs résiduelles de position, en fonction du nombre de modes corrigés. *Droite* : Amplitude de la force nécessaire à la correction des erreurs de surface correspondant aux erreurs de flexion, en fonction du nombre de modes corrigés.

2.6.2 Machine de polissage

Une machine de polissage dédiée à l'Optique Active a été mise au point afin de permettre le polissage sous dépression de pièces optiques allant jusqu'à 1.6m de diamètre. Plusieurs étapes de mise en place sont nécessaires avant de pouvoir entamer l'opération finale de polissage :

- le plateau sur lequel repose la pièce doit être surfacé afin d'obtenir sur la zone de contact une qualité optique. La zone doit être de révolution afin d'éviter les déformations non-axisymétriques durant le polissage.
- le substrat doit être rodé sur le plateau. En effet, l'usinage de la zone d'appui n'est pas parfaitement axisymétrique, ce qui pourrait introduire des défauts de basses fréquences de l'ordre de la dizaine de μm, correspondants à la qualité d'usinage mécanique.
- la lame est prisonnière d'une bague d'étanchéité le long du bord. Cette bague ne doit pas introduire de forces ou moments afin de ne pas perturber la flexion de la pièce. Le joint d'étanchéité est prévu à cet effet.

La photo 2.28 présente la machine de 1.6m durant l'opération de surfaçage du plateau. On utilise un outil annulaire permettant de surfacer la zone de contact, pour avoir une surface de révolution. Cette opération est aussi un rodage de la machine elle-même permettant d'optimiser son fonctionnement avant le polissage du miroir.

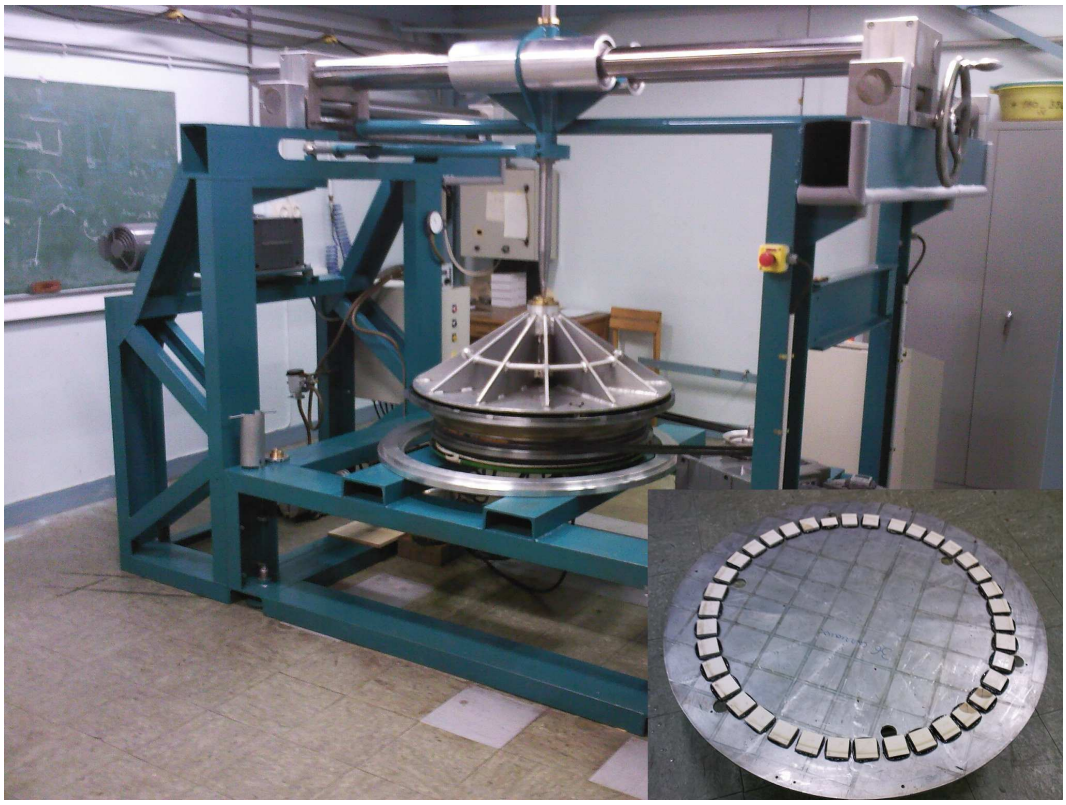


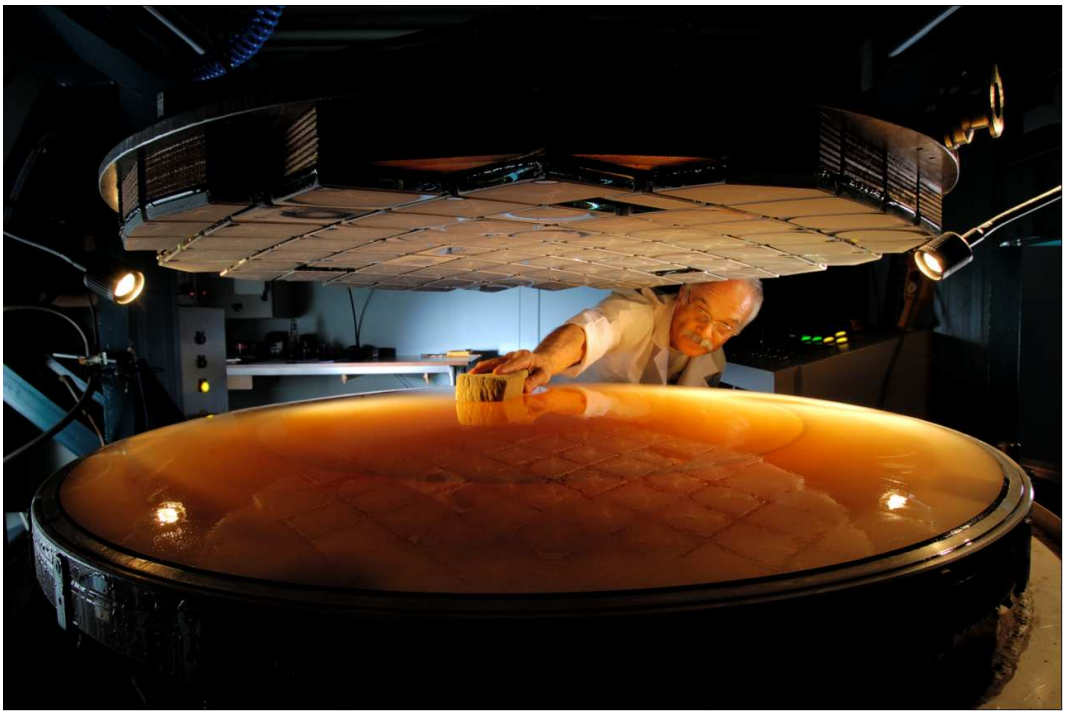
FIG. 2.28 – Machine de polissage de 1.6m durant l'opération de rodage du plateau par un outil annulaire.

Conclusions sur la lame mince

$\mathcal{L}$e procédé de fabrication d'un lame mince asphérique de 1.1m de diamètre pour 2mm d'épaisseur, basé sur le polissage sous contraintes, a été détaillé dans ce chapitre depuis la définition des étapes jusqu'à la phase de réalisation. L'intérêt de cette technique est de produire une surface d'excellente qualité en hautes fréquences spatiales grace à l'emploi d'outils pleine taille sphériques. L'asphérisation de la surface optique est obtenue pendant le polissage de la pièce encore épaisse. La théorie de l'élasticité a permis de définir une variation d'épaisseur radiale permettant d'obtenir son hyperbolisation par dépression en fonction des paramètres du miroir final. Cependant, ces calculs analytiques ne prennent pas en compte les modifications locales de la géométrie de la pièce qui ont une influence sur le résultat recherché.

Dans le cadre de la réalisation d'un lame mince pour le VLT-DSM, le profil d'épaisseur a été optimisé à partir des analyses par élément finis, afin d'atteindre une qualité de déformation meilleure que la qualité optique demandée pour la pièce finale. La projection de la déformation sur la base de Zernike décrivant les aberrations optiques a permis d'effectuer une analyse spectrale de la déformation afin de valider la technique proposée. De plus, l'étude de l'aplanissement des erreurs de polissage a été effectuée permettant de prouver là aussi la validité des calculs analytiques et numériques.

Suite à une réduction du diamètre du substrat en Zerodur, le profil a dû être recalculé. Si des effets de bord sont apparus, perturbant la qualité de la déformation, celle-ci reste néanmoins valide en comparaison des spécifications analytiques. Une machine de polissage de 1.6m de diamètre dédiée au polissage sous dépression a été mise en œuvre pour la réalisation notamment de cette pièce. Le miroir est maintenu dans une bague d'étanchéité le long du bord. La pièce est actuellement en cours de polissage et les tests interférométriques seront obtenus à la fin 2007. L'amincissement jusqu'à l'épaisseur finale de 2mm ainsi que le débordage au diamètre utile sont prévus pour le début 2008, pour une livraison finale de la pièce fin 2008.



Surfaçage de la lame mince

Bibliographie

[Arsenault *et al* 2006-I] Arsenault R., Hubin N., Stroebele S., Fedrigo E., Oberti S., Kissler-Paetig M., *et al*, "The VLT Adaptive Optics Facility Project : Telescope Systems", *The Messenger*, No.123, p.6, 2006

[Arsenault *et al* 2006-II] Arsenault R., Hubin N., Stroebele S., Fedrigo E., Oberti S., Kissler-Paetig M., *et al*, "The VLT Adaptive Optics Facility Project : Adaptive Optics Modules", *The Messenger*, No. 123, p.11, 2006

[Biasi *et al* 2005] Biasi R., Gallieni D., Riccardi A., "VLT-DSM feasibility study executive summary", ESO doc.id VLT-TRE-ADS-11250-3632, issue 1, Juillet 2005.

[Brusa *et al* 2003] Brusa G., Riccardi A., Wildi F.P., Lloyd-Hart M., Martin H.M., Allen R., Fisher D.L., Miller D.L., Biasi R., Gallieni D., Zocchi F., "MMT adaptive secondary : first AO closed-loop results", *Proc. SPIE* Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications, vol. 5169, p. 26-36, 2003

[Brusa *et al* 2004] Brusa G., Miller D.L., Kenworthy M., Fisher D., Riccardi A., "MMT-AO : Two years of operation with the first adaptive secondary.", *Proc. SPIE*, Vol.5490, 2004

[Couder 1940] Couder A., *compt.Rend.Acad.Sci.Paris*, 210, 327, 1940

[Everhart 1966] Everhart E. *Applied Optics*, 5, 713, 1966

[Hubin *et al* 2005] Hubin N., Arsenault R., Conzelmann R., Delabre B., Le Louarn M., Stroebele S., Stuik R., "Ground Layer Adaptive Optics", *C.R. Physique*, 6, p.1099, 2005

[Lemaitre 1972] Lemaitre G.R., " New procedure for making Schmidt corrector plates ", *Applied Optics*, Vol.11, p. 1630, July 1972

[Lemaitre 1975] Lemaitre G.R., "Aspherisation by elasticity of a 50cm plate for the Lyon Observatory Schmidt telescope", *Astronomy & Astrophysics*, 44, 305-313, 1975

[Lloyd-Hart *et al* 2000] Lloyd-Hart M., Wildi F., Martin H., McGuire P., Kenworthy M., Johnson R., Fitz-Patrick B., Angeli G., Miller S., Angel R., "Adaptive Optics for the 6.5m MMT", *Proc. SPIE*, Vol.4007, 2000

[Martin *et al* 2006] Martin H.M., Brusa Zappellini G., Cuerden B., Miller S.M., Riccardi A., Smith B.K., "Deformable secondary mirrors for the LBT adaptive optics system", *Proc. SPIE*, Vol.6272, 2006

[Riccardi 2006] Riccardi A., "Optical figuring specifications for thin shells to be used in adaptive telescope mirrors", *Proc. SPIE*, Vol.6272, 627250, 2006

[Riccardi *et al* 2005] Riccardi A., Xompero M., Busoni L., "Fitting error analysis for the VLT Deformable Secondary Mirror", Arcetri-Adopt Technical Report, id 002.2005, ESO doc.id VLT-TRE-OAA-11250-3642, issue 3, Juillet 2005

[Schmidt 1932] Schmidt B., *Mitt.Hamburg Sternv.*, 1932, 7, 15

[Schott 2004] Schott Technical Information, "TIE-33 : Design strength of optical glass and Zerodur", 2004

[SESO-PV 83535] PV de mesure de la Thin Shell VLT ESO, no 83535, 83734, 83820.

[Stroebele *et al* 2006] Stroebele S., Arsenault R., Bonnaccini-Calia D., Conzelmann R.D., Delabre B., Donaldson R., Duchateau M., Fedrigo E., Hackenberg W.K.P., Hubin N., Le Louarn M., Oberti S., Vernet E., Esposito S., Stuik R., "The ESO Adaptive Optics Facility" , *Proc. SPIE* Astronomical Telescopes and instrumentation, 6272-11, 2006

Chapitre 3

Polissage actif de miroirs toriques pour l'instrument VLT-SPHERE

LA TECHNIQUE D'OPTIQUE ACTIVE employée pour la réalisation des miroirs toriques de SPHERE (Sec.1) est présentée dans ce chapitre. Afin d'atteindre les précisions extrêmes requises (Sec.2), nous avons développé une technique spécifique de polissage sous contrainte.

Après avoir présenté l'état de l'art des déformations toriques d'un miroir (Sec.3), nous nous attacherons à minimiser les déformations d'ordre supérieur par une optimisation analytique et numérique de la géométrie et des distributions d'épaisseur du substrat utilisé (Sec.4).

Ces calculs sont appliqués au miroir torique le plus imposant du train optique, et validés par FEA. De plus, une monture originale a été développée afin de compenser les déformations sous poids propre du miroir sur le banc optique de SPHERE (Sec.5).

3.1 SPHERE et la recherche d'exoplanètes

Le but scientifique de l'instrument de seconde génération VLT-SPHERE [1] [Beuzit *et al* 2005], est l'imagerie par détection directe et la spectroscopie d'exoplanètes de type *Jupiters chauds* autour d'étoiles proches ($\sim$ 100 parsecs), en utilisant une combinaison de technologies optiques et de traitement d'images avancées. Les techniques d'optique adaptative extrême (XAO) de l'instrument SAXO[2] [Fusco *et al* 2006], placées dans le train optique principal, permettent de s'affranchir des effets de la turbulence atmosphérique pour résoudre une planète, tout en stabilisant l'image sur un coronographe à masque de phase [Rouan *et al* 2000] afin d'éteindre le signal de l'étoile hôte. Le faisceau est alors dirigé vers les trois modules qui sont ZIMPOL[3] le polarimètre imageur, IFS[4] le spectrographe à intégrale de champ [Antichi 2006], et le module imageur principal IRDIS[5][Vigan *et al* 2007].

La correction de la turbulence doit permettre d'atteindre un rapport de Strehl supérieur ou égal à 90 % en bande H (entre 1.3 et 2μm), afin que le coronographe puisse éteindre le signal de l'étoile hôte pour atteindre des contrastes de 10^{-6} à 10^{-10}. Une telle performance n'est possible qu'en corrigeant un très grand nombre de modes ($\sim$ 1400), à très haute fréquence (1.2kHz), et en optimisant tous les paramètres qui composent une optique adaptative, depuis le miroir déformable jusqu'au détecteur, en passant par les surfaces optiques qui relaient le faisceau, point que nous détaillons dans la section suivante.

[1] SPHERE : Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch
[2] SAXO : Sphere AO for eXtreme Observation
[3] ZIMPOL : Zurich IMaging POlarimeter
[4] IFS : Integral Field Spectrograph
[5] IRDIS : InfraRed Dual beam Imaging and Spectroscopy

3.2 Les miroirs toriques dans l'instrument VLT-SPHERE

3.2.1 Train optique principal

$\mathcal{L}$e train optique principal de l'instrument comporte trois miroirs toriques dont le rôle est de relayer le faisceau, en compensant les aberrations statiques dues au caractère hors-axe du chemin optique (*cf* figures 3.1 et 3.2). Le premier design optique de SPHERE comportait des paraboles hors axe remplissant cette fonction, mais leur fabrication est beaucoup plus complexe du fait du nombre de modes d'asphéricité qui composent leurs surfaces. Ces paraboles ont été remplacées par des miroirs toriques qui ont l'avantage de pouvoir être fabriqués à partir de quasiment un seul mode de déformation, comme détaillé ci-dessous. De plus, cette simplification se répercutera sur la qualité de surface des miroirs finis.

3.2.2 Équations des surfaces toriques

Dans le cas de surfaces toriques dont l'ouverture est faible, et si les rayons de courbures R_x et R_y, selon les axes x et y de la surface optique, sont proches, une surface torique peut être représentée comme une surface bisphérique :

$$z(x,y) = \frac{C_x x^2 + C_y y^2}{1+\sqrt{1-C_x^2x^2-C_y^2y^2}} \qquad with \begin{cases} C_x = \dfrac{1}{R_x} \\ C_y = \dfrac{1}{R_y} \end{cases} \tag{3.1}$$

Cette surface bisphérique peut aussi être définie par une surface sphérique moyenne à laquelle s'ajoutent des polynômes de Zernike du 3me et 5me ordre (Z_5 et Z_{12}). En coordonnées polaires, la surface est décrite par l'équation (3.2) :

$$z(r,\theta) = \frac{Cr^2}{1+\sqrt{1-C^2r^2}} + Z_5 Z_5^P(r,\theta) + Z_{12}Z_{12}^P(r,\theta) \quad avec : \begin{cases} Z_5^P = r^2\cos(2\theta) \\ Z_{12}^P = (4r^2-3)r^2\cos(2\theta) \\ r = \dfrac{\sqrt{x^2+y^2}}{h} \quad \text{rayon normalisé} \\ h \quad \text{hauteur normalisée sur la surface} \\ C = \dfrac{1}{2}(C_x+C_y) \\ \theta \quad \text{angle polaire} \\ Z_5 = \dfrac{1}{4}(C_x-C_y)h^2 + \dfrac{3}{64}(C_x^3-C_y^3)h^4 \\ Z_{12} = \dfrac{1}{64}(C_x^3-C_y^3)h^4 \end{cases} \tag{3.2}$$

En appliquant les calculs aux spécifications de SPHERE, il apparaît clairement que le challenge majeur pour générer des surfaces toriques à partir d'une sphère de rayon moyen $< R >_m$ est de générer un $Astm\,3$ quasi pur sur la surface optique.

3.2.3 Spécifications des miroirs toriques de SPHERE

Les spécifications de surface des miroirs toriques sont extrêmement critiques, tant au niveau des défauts de basses fréquences que de hautes fréquences spatiales. Dans le domaine des basses et moyennes fréquences, c'est à dire avant la limite de Nyquist reliée au pas inter-actionneurs, les défauts de surface peuvent être corrigées par le miroir déformable, comme il a été vu pour le VLT-DSM au chapitre précédent. Ce budget d'erreur a néanmoins été réduit au minimum au vu de la performance attendue en terme de rapport de Strehl. Par exemple, la précision requise sur les rayons de courbure de ces miroirs est de

l'ordre du millième. Au niveau des erreurs de hautes fréquences, non-corrigibles par le système d'AO, les défauts locaux et discontinuités de surface créent des *speckles* résiduels sur l'image, entraînant une perte de contraste. Là encore, au vu de la performance souhaitée du système, il est primordial de réduire cet effet au minimum. La table 3.1 récapitule les spécifications sur ces miroirs en termes d'encombrement, de qualité de surface, de tolérance de forme, ainsi que les termes de Zernike à générer sur la surface.

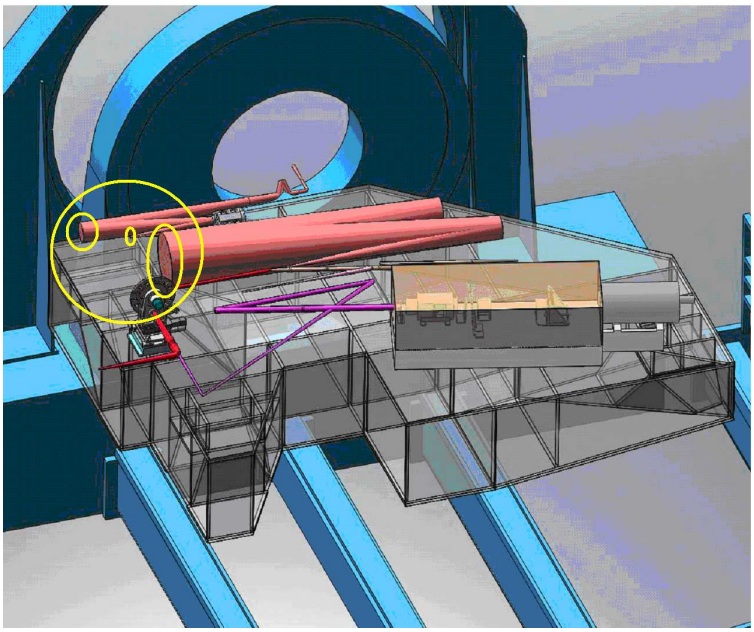


FIG. 3.1 – Schéma du train optique principal de SPHERE.

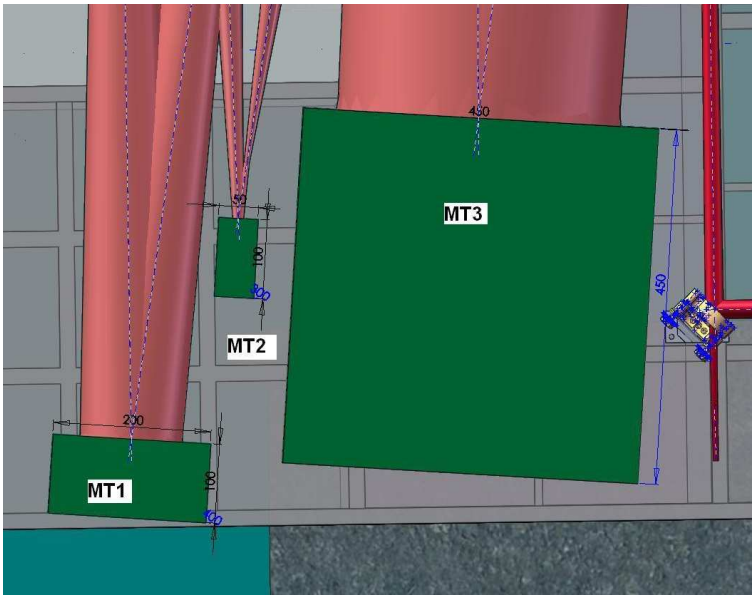


FIG. 3.2 – Positionnement des miroirs sur le banc.

TAB. 3.1 – Spécification de qualité de surface des miroirs toriques à 20°C

	Miroir T_1	Miroir T_2	Miroir T_3
Ouverture du miroir	133.0mm	27.0mm	366.0mm
Hauteur h	66.5mm	13.5mm	183.0mm
Diamètre total du miroir et de sa monture	145mm-200mm	20mm-50mm	400mm-450mm
Diamètre de l'empreinte du faisceau	116.2mm	6.9mm	353.1mm
Champ de vue (FOV)	130.1mm	16.4mm	362.3mm
Incidence sur le miroir	4.3532^o	5.5^o	3.7^o
Rayon de courbure horizontal R_y	1589.66mm	851.77mm	3608.0mm
Rayon de courbure vertical R_x	1580.51mm	843.95mm	3592.98mm
Rayon de courbure moyen $< R >_m$	1585.1mm	847.86mm	3600.5mm
Coefficient d'$Astm\,3$	4030.3nm	495.7nm	9714.5nm
Coefficient d'$Astm\,5$	1.3nm	0.24nm	4.7nm
Coefficient d'$Astm\,3$ RMS	1645.3nm RMS	202.4nm RMS	3965.9nm RMS
Coefficient d'$Astm\,5$ RMS	0.4nm RMS	0.0nm RMS	1.5nm RMS
Tolérance sur les rayons de courbure	± 0.1%, ± 1.6mm	± 0.1%, ± 0.9mm	± 0.1%, ± 3.6mm
Large scale slope	—	1.16" (5.6μrad)	—
Large scale surface errors	—	17nm RMS	—
Tolérance Basses Fréquences (LF)	17nm RMS	3nm RMS	17nm RMS
Tolérance Moyennes Fréquences (MF)	5nm RMS	3nm RMS	5nm RMS
Tolérance Hautes Fréquences (HF)	3nm RMS	—	3nm RMS
R_q	1.5nm RMS	2nm RMS	1.5nm RMS
Tolérance WFE réfléchi du miroir monté sur son support (LF)	50nm RMS	50nm RMS	50nm RMS

3.3 Compensation d'astigmatisme et théorie des plaques minces

$\mathcal{D}$ès 1974, G.Lemaitre démontrait, à partir de la théorie des plaques minces, la possibilité d'obtenir de l'astigmatisme primaire en déformant une plaque circulaire à l'aide d'une distribution de charge associée. La structure du miroir est en "fond de vase", sur laquelle s'appliquent deux paires de forces égales et opposées. Chaque force transmet simultanément l'effort tranchant et le moment de flexion nécessaire pour obtenir la déformation voulue. Nous présentons ici une comparaison des résultats expérimentaux et numériques, puis une brève étude sur la position des forces appliquées et les paramètres disponibles.

3.3.1 Solution issue du modèle analytique

3.3.1.1 Rapport de rigidité

La géométrie considérée pour le miroir (*cf* figure 3.3) est constituée de deux zones :

1. une zone interne : c'est une plaque circulaire d'épaisseur constante t_1 et de rayon $r = a$, correspondant à l'ouverture du miroir.
2. une zone externe, liée à la zone interne, avec une épaisseur différente t_2. Cet anneau a un rayon interne $r = a$ et un rayon externe $r = b > a$.

La rigidité $\mathcal{D}$ de la plaque varie avec la cube de l'épaisseur t^3, et dépend du module d'Young E et du coefficient de Poisson ν du matériau utilisé. Dans le cas d'une forme vase, la différence de rigidité entre zone interne et externe amène à définir un *rapport de rigidité* γ, défini par l' équation (3.3).

$$\gamma = \frac{\mathcal{D}_1}{\mathcal{D}_2} = \frac{t_1^3}{t_2^3} < 1 \tag{3.3}$$

3.3.1.2 Configuration dégénérée

La théorie des plaques minces a permis de démontrer la possibilité de générer de l'astigmatisme primaire à l'aide de seulement deux paires de forces [Lemaître 2005]. Du fait du nombre minimal de forces permettant de générer à la fois 4 efforts tranchants et 4 moments de flexion, cette solution élégante a été nommée *configuration dégénérée*. La position de ces forces doit être donnée précisément afin de transmettre les bons moments de flexion à la zone interne. Notant $(r;\theta)$ cette position en coordonnées cylindriques, on a $r = c$ et $\theta = (0°, 90°, 180°, 270°)$. La formule donnant $c = f(a, b, \gamma, \nu)$ est :

$$\frac{c}{b} = 1 - \frac{1 + (1-\gamma)(1-\nu)\left[\frac{1}{4} - \frac{1}{1-\nu}\frac{b^2}{a^2} - \frac{a^4}{4b^4}\right]}{2 + (1-\gamma)(1-\nu)\left[\frac{1}{2} - \frac{3-\nu}{1-\nu}\frac{b^2}{a^2} + \frac{a^4}{2b^4}\right]} \tag{3.4}$$

Le modèle de la figure 3.3 représente le prototype qui a été fabriqué et testé. Il a été défini pour un rapport $\gamma = 1/27$. Les paramètres géométriques et matériau de la pièce sont listés ci-dessous. On remarque que l'on obtient une position c située *sous* le miroir :

- module d'Young $E = 215.0\,GPa$
- coefficient de Poisson $\nu = 0.305$
- rayon interne $a = 50.00\,mm$
- rayon externe $b = 58.75\,mm$
- épaisseur interne $t_1 = 5.00\,mm$
- épaisseur externe $t_2 = 15.00\,mm$
- position des forces $c = 45.56\,mm$

Un système de bras de retour est employé afin de pouvoir transmettre les efforts et moments au niveau du bord en $r = b$. La modulation angulaire en $cos(2\theta)$ a été effectuée en utilisant des ponts périphériques encastrés au bord à l'aide de deux zones de faible épaisseur. Une analyse parallèle a été effectuée, permettant de valider le modèle de trois manières : calculs analytiques, calculs numériques et expérience.

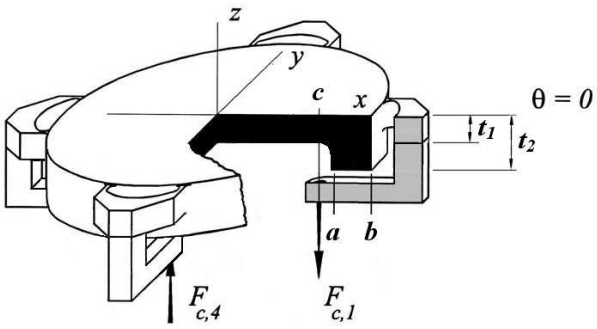


FIG. 3.3 – Configuration d'un miroir en "fond de vase" avec quatre bras de retour, permettant de générer un $Astm\,3$ sur la surface optique de diamètre $2a$. La modulation en $cos(2\theta)$ est améliorée par l'utilisation de ponts périphériques.

3.3.2 Résultats expérimentaux et numériques

3.3.2.1 Résultats des mesures expérimentales

La figure 3.4 présente le prototype en acier qui a été défini et usiné à partir des calculs analytiques, et l'interférogramme He-Ne obtenu après déformation de la surface. Cet interférogramme montre clairement que l'aberration principale générée sur la surface optique est de l'astigmatisme. La pureté de cet astigmatisme a été évaluée à partir des polynômes de Zernike (*cf* table 3.2). L'aberration résiduelle principale, une fois l'astigmatisme du 3me ordre soustrait, s'avère être de l'astigmatisme du 5me ordre. C'est typiquement ce terme de basse fréquence qui devra être contrôlé pour l'application aux miroirs toriques de SPHERE.

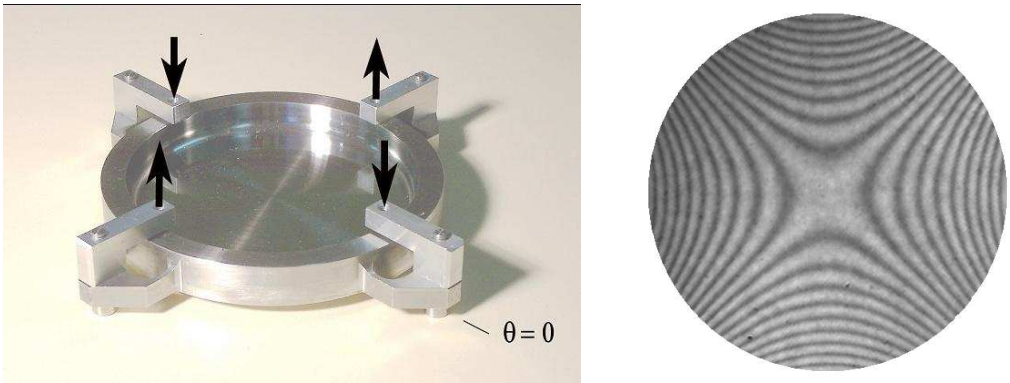


FIG. 3.4 – Vue arrière de miroir. Substrat : FeCr13, $E = 205.0GPa$, $\nu = 0.305$. L'interférogramme He-Ne de la structure déformée montre clairement l'astigmatisme créé.

3.3.2.2 Résultats des simulations numériques par éléments finis

Les analyses par éléments finis ont permis de prendre en compte tous les détails mécaniques du prototype final, qui n'ont pas pu être définis dans le modèle analytique. Le modèle utilisé pour simuler le comportement élastique du miroir comporte 45.592 éléments hexahèdres, soit 56.198 nœuds. Afin

d'analyser les résultats, il est indispensable de pouvoir traiter les données mécaniques de déplacements en termes d'aberrations optiques. Pour cela, une passerelle a été créée entre le logiciel de simulation et le logiciel d'interférométrie utilisé pour la mesure du prototype réel. La carte des déplacements de la surface optique est transformée en carte des différences de chemin optique(*cf* figure 3.5). Les résultats des simulations numériques permettent de faire le même constat sur la qualité optique de la déformation : il subsiste un terme d'*Astm* 5 d'un dizaine de nm RMS (*cf* table 3.2). De plus, les simulations ont permis de montrer que ce résidu peut être contrôlé, voire annulé, par une modification du point d'application de forces. La variation de Z_{12}/Z_5 en fonction de la position normalisée c/b est présentée sur la figure 3.6, prouvant qu'un ajustement fin de ce terme est possible.

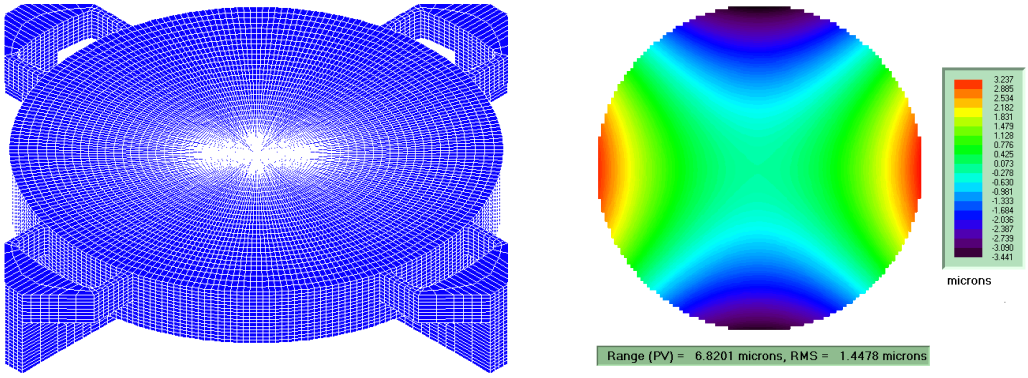


FIG. 3.5 – *Gauche* : Perspective du maillage utilisé pour les calculs par éléments finis . *Droite* : La carte de différence de marche de la surface optique a été obtenue à partir des données en déplacement. Déformation PtV : 6.82 μm

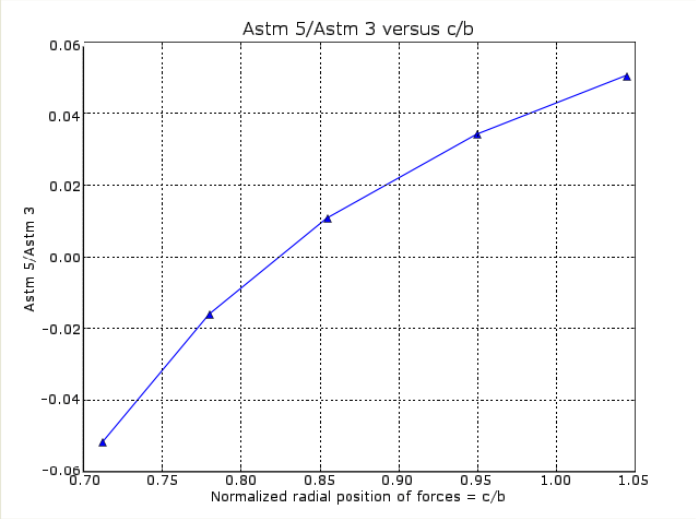


FIG. 3.6 – Courbe d'évolution $Z_{12}/Z_5 = f(c/b)$ obtenue par FEA. Pour $c/b = 0.825$, le mode d'*Astm* 5 est annulé.

TAB. 3.2 – Comparaison de mesures interférométriques et des résultats de simulation. La déformation est projetée sur la base de Zernike. Piston, X-Y Tilt et Focus sont soustraits. le mode d'*Astm* 3 représente la contribution majeure à la déviation du front d'onde.

Description	z_i^{RMS}[nm]	$z_{i,simu}^{RMS}$[nm]	Description	z_i^{RMS}[nm]	$z_{i,simu}^{RMS}$[nm]
Astm 3 X	-47.17	0	*Tetrafoil* 7 X	6.71	0.00
Astm 3 Y	-1452,18	-1498.48	*Tetrafoil* 7 Y	-2.53	0.00
Coma 3 X	1.76	0.00	*Trefoil* 7 X	-1.45	0.00
Coma 3 Y	1.36	0.00	*Trefoil* 7 Y	4.38	0.00
Spherical 3	3.38	0.00	*Astm* 7 X	-4.36	0.00
Trefoil 5 X	2.85	0.00	*Astm* 7 Y	1.66	1.55
Trefoil 5 Y	-2.05	0.00	*Coma* 7 X	-1.02	0.00
Astm 5 X	-0.55	0.00	*Coma* 7 Y	1.42	0.00
Astm 5 Y	12.77	12.15	*Spherical* 7	-3.62	0.00
Coma 5 X	1.04	0.00	–	–	–
Coma 5 Y	0.76	0,00	–	–	–
Spherical 5	-4.44	0.00	–	–	–

3.3.2.3 Liens entre les trois méthodes

L'analyse FEA du modèle existant est une étape indispensable dans le recherche d'une solution originale et efficace pour la réalisations des miroirs toriques de SPHERE, dont les spécifications sont très serrées. Le lien entre théorie, simulation et expérience a été clairement établi :

- Les calculs analytiques ont permis une définition de la géométrie du modèle, à l'aide d'une démonstration robuste.
- Les mesures expérimentales ont validé la structure. On observe un erreur d'environ 0.05% sur la surface.
- Les analyses par éléments finis ont permis une meilleure compréhension du comportement de la structure et sont complémentaires des deux précédentes analyses. Il a été prouvé que la fonction de déformation de la surface optique est parasitée par quelques détails mécaniques qui n'ont pas été pris en compte lors du design analytique.
- Les analyses par éléments finis ont mis en évidence qu'un ajustement de la déformation est possible par de légères modifications du modèle.

En revanche, des analyses plus poussées seront menées dans la section suivante pour définir l'apport des ponts périphériques placés aux bords du miroir. De plus, l'exploitation de la formule (3.4) va permettre de définir un modèle de miroir plus compact que le précédent.

3.3.3 Variations géométriques du modèle / Position des forces

L'étude de la variation de c avec le rapport des épaisseurs t_2/t_1 permet de faire apparaître des cas pratiques intéressants. La figure 3.7 présente $c/b = f(t_2/t_1)$ pour des rapports $b/a = 1.30$ (cas du miroir de la figure 3.3) et $b/a = 1.10$. On notera les cas particuliers $t_2/t_1 = 3$ (cas du miroir de la figure 3.3), $c/b = 0$ (forces au centre) et $c \in [a; b]$ (forces au bord).

3.3.3.1 Cas des forces au bord - $c \in [a; b]$

Le cas $c \in [a; b]$ signifie que les forces peuvent être appliquées sous le miroir au niveau de l'anneau externe. C'est un cas intéressant en terme de stabilité et de simplicité de mise en œuvre.

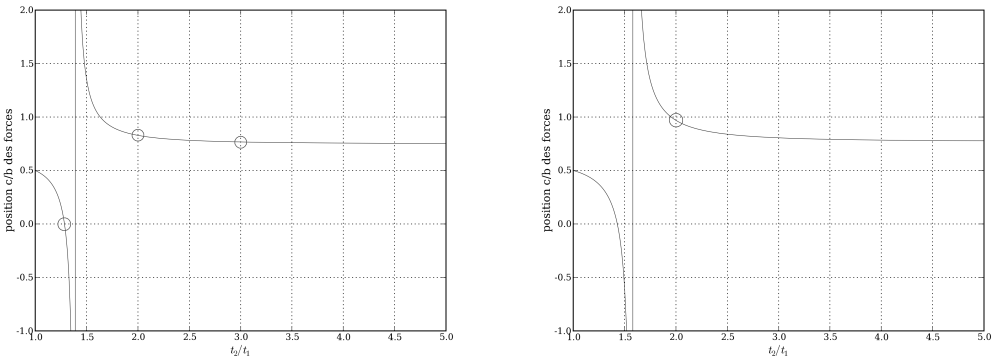


FIG. 3.7 – *Gauche* : $c/b = f(t_2/t_1)$ pour $b/a = 1.30$. *Droite* : $c/b = f(t_2/t_1)$ pour $b/a = 1.10$.

La condition $c \leqslant b$ amène aux conditions suivantes :

$$\begin{cases} \gamma \leqslant 1 + \dfrac{1}{(1-\nu)\left[\dfrac{1}{4} - \dfrac{1}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} - \dfrac{a^4}{4b^4}\right]} \quad \text{et} \quad \gamma \leqslant 1 + \dfrac{2}{(1-\nu)\left[\dfrac{1}{2} - \dfrac{3-\nu}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} + \dfrac{a^4}{2b^4}\right]} \\ \text{ou bien} \\ \gamma \geqslant 1 + \dfrac{1}{(1-\nu)\left[\dfrac{1}{4} - \dfrac{1}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} - \dfrac{a^4}{4b^4}\right]} \quad \text{et} \quad \gamma \geqslant 1 + \dfrac{2}{(1-\nu)\left[\dfrac{1}{2} - \dfrac{3-\nu}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} + \dfrac{a^4}{2b^4}\right]} \end{cases} \tag{3.5}$$

La condition $c \geqslant a$ amène à la condition suivante :

$$\gamma \geqslant 1 - (1 - \frac{2a}{b}) \frac{1}{(1-\nu)\left[-\dfrac{1}{4} + \dfrac{a}{2b} - \dfrac{3-\nu}{1-\nu}\dfrac{b}{a} + \dfrac{2-\nu}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} - \dfrac{3}{4}\dfrac{a^4}{b^4} + \dfrac{a^5}{2b^5}\right]} \tag{3.6}$$

Ces deux conditions permettent de définir deux intervalles pour l'épaisseur t_2 de l'anneau rigide externe. Nous aurons l'occasion d'utiliser ces formules dans la définition du modèle de la section 3.5.

3.3.3.2 Cas des forces au centre - $c/b = 0$

Le cas $c/b = 0$ signifie que les forces sont toutes situées au même point central, sous le miroir. On pourra envisager des applications telles que des miroirs actifs à astigmatisme variable, n'utilisant qu'un seul actionneur pour générer la déformation souhaitée. La condition $c/b = 0$ fixe le rapport de rigidité γ pour un rapport b/a donné. On trouve, tous calculs faits :

$$\gamma = 1 + \frac{1}{(1-\nu)\left[\dfrac{1}{4} - \dfrac{2-\nu}{1-\nu}\dfrac{b^2}{a^2} + \dfrac{3}{4}\dfrac{a^4}{b^4}\right]} \tag{3.7}$$

Conclusions sur la compensation d'astigmatisme

Le lien entre méthodes analytique, numérique et expérimentale a été clairement établi dans cette section. Les analyses FEA ont fait apparaître la possibilité de contrôler certains paramètres d'ordre supérieur par modification du point d'application des forces. De plus, Nous avons démontré la possibilité de situer ces forces soit sous la couronne externe soit en un seul point au niveau de l'axe optique. Ce dernier cas est important car il permettra de réduire la complexité du système de déformation.

3.4 Distribution d'épaisseur angulaire sur l'anneau externe

Nous présentons l'intérêt de contrôler les déformations angulaires et notamment la possibilité d'implémenter une distribution d'épaisseur angulaire sur l'anneau externe d'un miroir en *fond de vase* afin d'annuler la génération de termes d'ordre supérieur, et d'augmenter la pureté du mode d'aberration généré. Une correction de la théorie élémentaire est brièvement introduite en fin de section.

3.4.1 Extension de la théorie aux ordres supérieurs

Afin de contrôler la génération d'ordres supérieurs lors de la déformation, il est nécessaire de comprendre leur origine. La démonstration suivante permet de mettre en évidence l'intérêt de l'utilisation des ponts optiques vus précédemment, et de définir précisément leur géométrie. En effet, nous allons voir qu'un modèle simple utilisant 2 paires de forces génère des aberrations d'ordre supérieur sur la surface optique.

On considère une plaque circulaire de rayon a, en appui simple sur deux points aux extrémités d'un de ses diamètres, soumise à une charge symétrique P. La flexion de la plaque sous cette charge, notée ω est donnée par l'expression suivante [Timoshenko 1959] :

$$\omega(\rho,\theta) = \omega_0 + \frac{Pa^2}{2\pi(3+\nu)\mathcal{D}}\Bigg[2\log 2 - 1 + \frac{1+\nu}{1-\nu}(2\log 2 - \frac{\pi^2}{12}) - \sum_{m=2,4,6,\ldots}^{\infty}\left(\frac{1}{m(m-1)} + \frac{2(1+\nu)}{(1-\nu)(m-1)m^2} - \frac{\rho^2}{m(m+1)}\right)\rho^m cosm\theta\Bigg] \quad (3.8)$$

où $\begin{cases} \omega_0 \text{ est la flexion générale de la plaque en appui simple au bord, soumise à la charge } P \\ \rho = \dfrac{r}{a} \text{ est le rayon normalisé} \\ \mathcal{D} \text{ représente la rigidité de la plaque} \end{cases}$

Outre les termes constants, on notera les harmoniques angulaires en $cos(m\theta)$ apparaissant dans la formule.

Une application directe découle de ce résultat. Considérons une plaque mince circulaire soumise à deux paires de forces égales et opposées, situées aux extrémités de deux diamètres orthogonaux (*cf* figure 3.8).

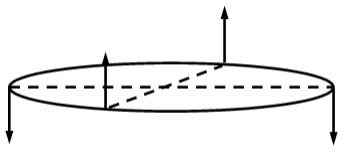


FIG. 3.8 – Modèle à deux paires de forces. Les forces appliquées sur la plaque sont opposées deux à deux.

Ce problème se résout par superposition de la configuration initiale avec la configuration opposée pivotée d'un angle de $\pi/2$. Les harmoniques s'annulent deux à deux pour m = 4, 8, 12,... et la flexion s'écrit finalement :

$$\omega(\rho,\theta) \propto \sum_{m=2,6,10,\ldots}^{\infty}\left(\frac{1}{m(m-1)} + \frac{2(1+\nu)}{(1-\nu)(m-1)m^2} - \frac{\rho^2}{m(m+1)}\right)\rho^m \cos m\theta \quad (3.9)$$

L'expression sous la somme dans l'équation (3.9) nous renseigne sur la nature des aberrations générées. Les modulations restantes, en $cos2\theta$, $cos6\theta$, $cos10\theta$ se traduisent par l'apparition sur la surface optique de termes aberrants tels que Astigmatisme, Hexafoil, Decafoil, etc...
Le terme d'astigmatisme étant le seul qui nous intéresse à l'heure actuelle, on s'attachera dans la suite à éviter la génération des termes d'ordre supérieur lors de la déformation.

Si la composante d'$Astm\,5$ peut être éliminée par une modification du point d'application des forces, les termes correspondants aux harmoniques d'ordres supérieurs peuvent être éliminés de différentes manières. On peut étendre le raisonnement analytique pour définir une solution permettant de s'affranchir de la modulation en $\cos 6\theta$ de l'équation 3.9. En effet, la superposition de la configuration de la figure 3.8 avec la même configuration pivotée d'un angle de $\pi/6$ annule le terme en $m = 6$. Mais cela nécessite quatre forces supplémentaires, et il reste encore à s'affranchir des termes en $m = 10, 14, \ldots$

Un autre technique permet d'éliminer les termes parasites qui apparaissent dans l'équation (3.9), en contrôlant la variation d'épaisseur angulaire de l'anneau externe. Ce contrôle nous permet dans l'idéal de nous affranchir de tous les modes parasites pour ne conserver que la modulation en $\cos 2\theta$. De plus, on conserve un nombre minimal de forces appliquées, et un mise en œuvre plus simple qu'un système de déformation à 8 forces ou plus. La simplification du système de déformation permet en outre de gagner en précision lors du montage de la pièce avant polissage. C'est cette solution que nous détaillons ici.

3.4.2 Solution issue de la théorie des poutres

La flexion de l'anneau externe (cas tridimensionnel) peut être étudiée via la flexion d'une poutre (cas bidimensionnel) soumise aux mêmes conditions de charges. On considère que la portion d'anneau entre $\theta = 0$ et $\theta = \pi$ se comporte comme une poutre encastrée à ses extrémités et soumise à une force centrale P.

Considérons une poutre d'axe x, de longueur L, de section $h \times k$, h étant son épaisseur selon l'axe z, et k son épaisseur selon l'axe y. Plaçons nous dans le cas d'une telle poutre encastrée aux extrémités, et soumise à une force centrale P en $x = L/2$.

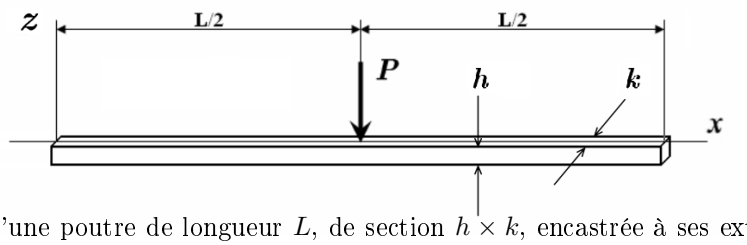


FIG. 3.9 – Flexion d'une poutre de longueur L, de section $h \times k$, encastrée à ses extrémités, soumise à une force centrale P.

3.4.2.1 Hypothèses de la théorie des poutres

Les calculs de résistance des matériaux en théorie des poutres ne sont valables que dans un domaine de validité défini par des hypothèses :

1. Géométrie des poutres : la longueur de la ligne moyenne est grande devant les dimensions des sections droites (longueur supérieure à 20 fois la plus grande dimension transversale)
2. Hypothèse de Barré de Saint-Venant : les résultats ne s'appliquent valablement qu'à une distance suffisamment éloignée de la région d'application des efforts intenses (deux à trois fois la largeur de la section normale)
3. Hypothèse de Bernoulli : les sections planes, normales aux fibres avant déformation demeurent normales aux fibres après déformation.
4. Les matériaux utilisés sont homogènes, isotropes et suivent une loi de comportement linéaire.

3.4.2.2 Flexion d'une poutre encastrée soumise à une force centrale

Le problème de la poutre encastrée est un problème statiquement indéterminé. En effet, il existe 6 inconnues au problème pour seulement 3 équations d'équilibre de la statique. Les 6 inconnues sont les réactions verticales et horizontales ainsi que les moments de flexion aux niveau des 2 appuis. Dans l'hypothèse des faibles déformations, on considérera qu'il n'y a pas de réactions horizontales sur le support. On a donc quatre réactions indéterminées notées R_A, R_B, M_A, M_B. Du fait de la symétrie du problème, $R_A = R_B$ et $M_A = M_B$. De plus, l'équilibre des forces donne $R_A = R_B = P/2$.
L'équation différentielle du quatrième degré de la flexion ω s'écrit sous la forme suivante :

$$EI\omega''''(x) = -q = 0, \tag{3.10}$$

où q représente la charge, nulle sur la portion $0 \leq x \leq \frac{L}{2}$, E représente le module d'élasticité du matériau, et I le moment d'inertie. On considère ce moment d'inertie par rapport à la surface moyenne de la poutre, ce qui nous donne, en notant k l'épaisseur radiale de la plaque et h son épaisseur axiale :

$$I = \frac{kh^3}{12} \tag{3.11}$$

Les intégrations successives de l'équation (3.10) mènent aux formules suivantes :

$$\begin{cases} EI\omega'''(x) & = & C_1, \\ EI\omega''(x) & = & C_1 x + C_2, \\ EI\omega'(x) & = & C_1 \frac{x^2}{2} + C_2 x + C_3, \\ EI\omega(x) & = & C_1 \frac{x^3}{6} + C_2 \frac{x^2}{2} + C_3 x + C_4, \end{cases} \tag{3.12}$$

Ces équations comportent quatre constantes d'intégration inconnues, plus le moment M_A, soit 5 inconnues. La détermination de ces constantes nécessite cinq conditions aux limites ou de continuité, qui s'écrivent comme suit :

$$\begin{cases} V & = & \frac{P}{2} = R_A & \text{sur } 0 \leq x \leq \frac{L}{2}, & \text{(Effort tranchant)} \\ M_A & = & EI\omega'' & \text{en } x = 0, & \text{(Moment de flexion)} \\ \omega' & = & 0 & \text{en } x = 0, & \text{(pente)} \\ \omega' & = & 0 & \text{en } x = \frac{L}{2}, & \text{(pente)} \\ \omega & = & 0 & \text{en } x = 0, & \text{(flexion)} \end{cases} \tag{3.13}$$

Ces conditions se traduisent par $C_1 = P/2$, $C_2 = -M_A$, $C_3 = 0$, $M_A = M_B = PL/8$ et enfin $C_4 = 0$.
En introduisant la variable réduite $\rho = 2x/L$, la flexion sur $0 \leq \rho \leq 1$ s'écrit :

$$\omega(\rho) = -\frac{PL^3}{192EI}(3\rho^2 - 2\rho^3) \tag{3.14}$$

Bien que cette fonction soit proche d'une fonction sinusoïdale, il est nécessaire de se rapprocher au maximum de la modulation désirée pour l'application aux miroirs toriques. Pour cela nous considérons dans la suite le cas d'une poutre d'épaisseur variable. Le calcul de cette distribution d'épaisseur permet d'obtenir une flexion sinusoïdale quasi-pure sur toute la longueur de la poutre.

3.4.2.3 Distribution d'épaisseur d'une poutre encastrée

L'exercice proposé consiste à donner l'expression de la distribution d'épaisseur $h(x)$ de cette poutre, permettant d'obtenir une flexion ω selon z en $cos(\frac{2\pi x}{L})$ que l'on décrit comme :

$$\omega(x) = \frac{\omega_0}{2}\left[cos(\frac{2\pi x}{L}) - 1\right] \quad , \quad w_0 \in \mathbb{R} \tag{3.15}$$

Le moment de flexion sur la portion $0 \leq x \leq L/2$ s'exprime par :

$$M = \frac{P}{2}x - \frac{PL}{8} \tag{3.16}$$

Partant de l'égalité $EI\omega''(x) = M$ et de l'équation (3.15), on pose :

$$-EI\frac{\omega_0}{2}\frac{4\pi^2}{L^2}cos\frac{2\pi x}{L} = \frac{P}{2}x - \frac{PL}{8} \tag{3.17}$$

On introduit la variable réduite $\rho = \frac{2x}{L}$:

$$-EI\frac{\omega_0}{2}\frac{4\pi^2}{L^2}cos(\pi\rho) = \frac{PL}{4}\left(\rho - \frac{1}{2}\right) \tag{3.18}$$

Enfin, en utilisant l'expression (3.11) du moment d'inertie, on déduit directement l'expression de la distribution d'épaisseur relative sur la portion $0 \leq \rho \leq 1$:

$$\frac{h}{L} = \left[\frac{3}{2}\frac{P}{Ek\omega_0\pi^2}\right]^{\frac{1}{3}}\left[-\frac{\rho - \frac{1}{2}}{cos(\pi\rho)}\right]^{\frac{1}{3}} \tag{3.19}$$

Cette formule est illustrée sur la figure 3.10. On peut directement traduire cette équation dans le cas d'un anneau en utilisant la coordonnée angulaire θ :

$$t(\theta) = t_0'\left[-\frac{2\theta/\pi - 0.5}{\cos(2\theta)}\right]^{\frac{1}{3}} \tag{3.20}$$

où t_0' est une constante.

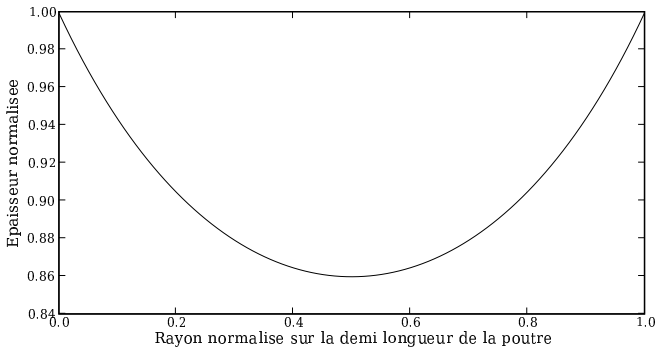


FIG. 3.10 – Distribution d'épaisseur normalisée en fonction du rayon normalisé sur une demi longueur de poutre.

3.4.3 Correction de la théorie élémentaire

3.4.3.1 Calcul numérique en 2D

Ce calcul étant valable dans l'hypothèse de la théorie des poutres, il convient pour confirmer le résultat de modéliser une poutre dont le rapport de la longueur sur l'épaisseur soit supérieur à 20. La figure 3.11 illustre le gain apporté par la distribution d'épaisseur dans ce cas là. On passe d'une erreur de 2% à une erreur de 0.06%.

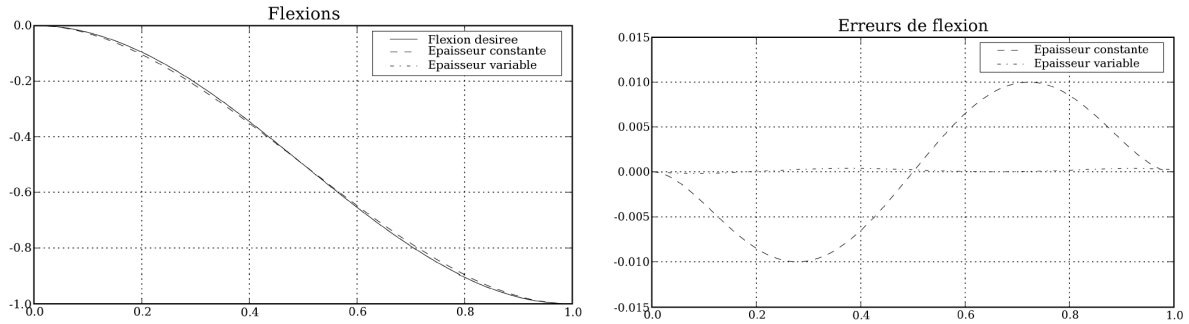


FIG. 3.11 – *Gauche* : Comparaison des flexions entre une poutre encastrée soumise à une force centrale d'épaisseur constante, et une poutre dont la variation d'épaisseur est définie par l'équation (3.19). *Droite* : Comparaison des erreurs sur la flexions dans les deux cas. Le gain en précision est clairement apparent. On passe d'une erreur de 2% à une erreur de 0.06%.

3.4.3.2 Correction pour les formes en vase

Dans le cas de miroirs, la longueur de la poutre équivalente à l'anneau rigide externe est directement liée au diamètre du miroir. La première hypothèse de départ est respectée en considérant des miroirs minces en comparaison de leur diamètre. Pour un miroir de 400mm de diamètre, on devra considérer une épaisseur de l'anneau externe d'environ 60mm. C'est le cas du miroir que nous définissons dans la section suivante. Malgré cela, l'implémentation de la distribution d'épaisseur dans les analyses par éléments finis laisse apparaître des résidus dans le cas de formes vases. L'explication la plus probable est la présence du ménisque interne dont l'épaisseur est constante. Dans le cas du miroir étudié pour SPHERE, on trouve une correction du profil d'épaisseur permettant de retrouver les performances angulaires. L'interpolation de la distribution d'épaisseur finale, obtenue par FEA, fait apparaître des termes d'ordres supérieurs. L'expression de la distribution d'épaisseur relative sur la portion $0 \leq \rho \leq 1$ devient :

$$\frac{h(\rho)}{L} = \left[\frac{3}{2}\frac{P}{Ek\omega_0\pi^2}\right]^{\frac{1}{3}} \left[-\frac{(\rho-\frac{1}{2})+(\rho-\frac{1}{2})^3+(\rho-\frac{1}{2})^5}{cos(\pi\rho)}\right]^{\frac{1}{3}} \tag{3.21}$$

Conclusions sur la distribution angulaire

Les calculs analytiques basés sur la théorie de l'élasticité ont permis de définir une distribution d'épaisseur angulaire de l'anneau externe d'un miroir en *fond de vase*, permettant de s'affranchir des déformations d'ordres supérieurs. Les FEA en 2D ont validé le résultat obtenu. En anticipant sur les calculs numériques en 3D, il est apparu nécessaire d'effectuer une correction de cette variation d'épaisseur. L'implémentation de cette variation d'épaisseur dans le modèle final du miroir le plus imposant de SPHERE est présentée dans la section suivante.

3.5 Modèle final - Application au cas des miroirs toriques pour VLT-SPHERE

$\mathcal{L}$a géométrie du miroir torique le plus imposant du train optique de l'instrument SPHERE est définie à partir des équations précédemment établies, et la qualité de la déformation obtenue avec un tel miroir est évaluée par FEA. On démontre que le procédé de polissage sous contraintes n'introduit pas de déformations parasites au delà des spécifications de la section 3.2. Les effets de contraintes résiduelles dans le *coating* sont évalués. Une monture originale est proposée afin de garantir la qualité de la surface optique sous gravité et contraintes thermiques.

3.5.1 Définition du modèle mécanique

Deux raisons principales nous ont contraint à éviter d'utiliser un modèle avec des bras de retour. Premièrement, l'encombrement du miroir doit être minimal. Deuxièmement, le miroir devant être en Zerodur, il n'est pas possible de transmettre forces et moments à l'aide de fines zones de transfert en verre, sous peine de rupture.

Le modèle mécanique choisi présente l'avantage d'une mise en œuvre facile. On utilise deux paires de forces appliquées sous la couronne rigide, comme vu au 3.3.3.1. L'épaisseur de cette couronne varie angulairement, selon la courbe définie par l'équation (3.21). Les études analytiques présentées précédemment permettent de définir un modèle de départ, qui sera validé par le calcul numérique. La définition des paramètres se déroule comme suit :

- les paramètres fixes sont : $a = 183.0mm$ et $b = 198.0mm$,
- on fixe $a < c < b$, ce qui nous donne un intervalle pour le rapport d'épaisseur t_2/t_1 à partir des formules (3.5) et (3.6). On trouve $2.108 \leqslant t_2/t_1 \leqslant 2.299$ [6]
- une fois les épaisseurs fixées, on peut définir la variation d'épaisseur de la couronne rigide à partir de l'équation (3.21)

Par ailleurs, le profil est ajusté au niveau des points d'applications. Quatre portées planes permettent de créer une zone d'application des charges, afin de répartir les contraintes locales pour éviter tout risque de rupture.

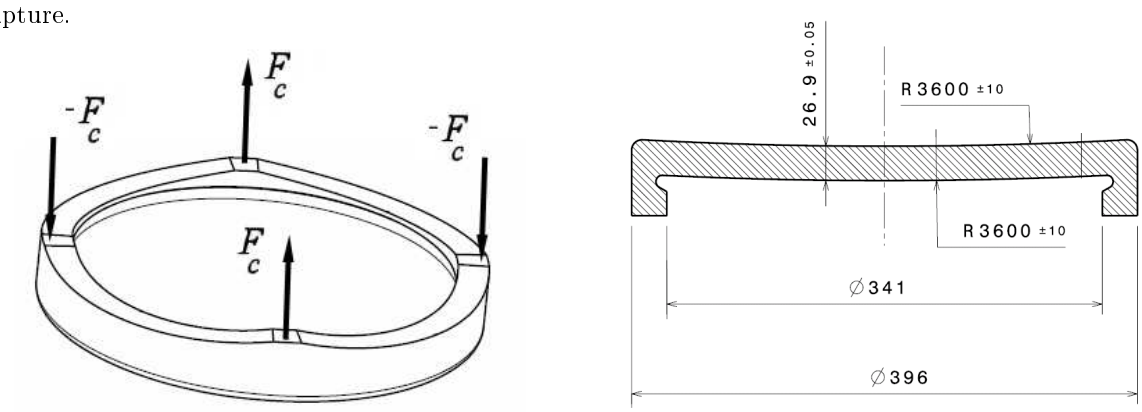


FIG. 3.12 – Rayon de courbure $R = 3600.5mm$. Épaisseur centrale $t_1 = 26.9mm$. Épaisseur externe $t_2 = 60mm$. Rayon interne $r = a = 183.0mm$. Rayon externe $r = b = 198mm$. Position des forces $r = c = 184.2mm$.

[6] Pour le cas de l'épaisseur finale de 26.9mm, on trouve les bornes $56.707mm \leqslant t_2 \leqslant 61.839mm$.

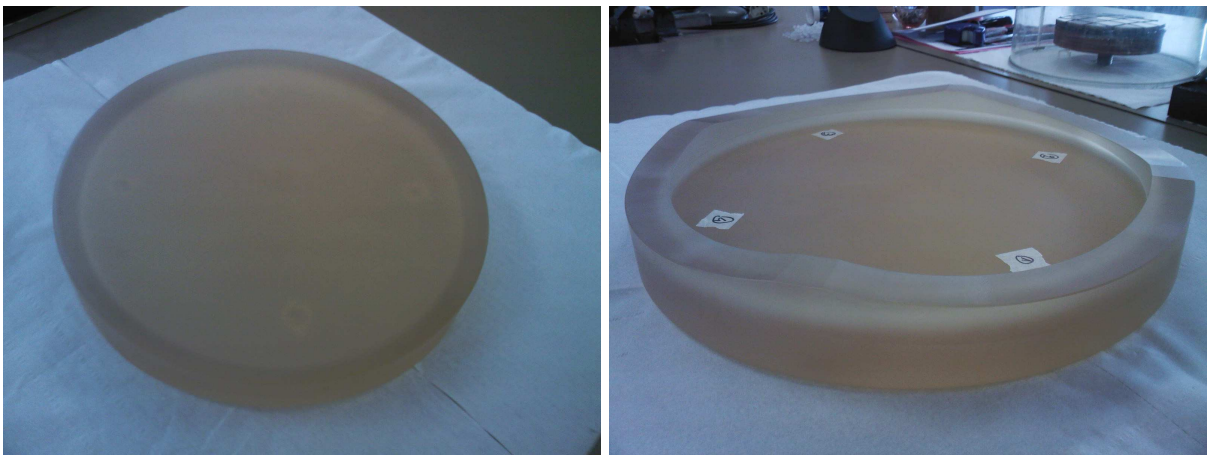


FIG. 3.13 – Vue avant et arrière du substrat de Zerodur usiné selon le modèle optimisé. On distingue la distribution d'épaisseur angulaire et les quatre portées planes. (Usinage SESO)

3.5.2 Qualité optique de la surface déformée

La structure calculée à partir des équations analytiques est simulée numériquement par éléments finis. Le maillage utilisé comporte 94.784 éléments hexahèdres linéaires pour 104.154 nœuds. On peut voir sur la figure 3.14 le maillage vu de face et de dessous. La figure 3.15 présente le maillage déformé et la répartition des contraintes de Von Mises.

La déformation requise sur la surface optique de diamètre 366mm est obtenue en appliquant une pression de 1.635N/mm^2 sur une surface de 256.8 mm^2, ce qui correspond à une force de 420.06N. Le calcul de la répartition des contraintes à l'intérieur de la structure permet de s'assurer que le matériau ne travaille pas au dessus de sa limite de rupture lors de la déformation. La contrainte maximale, située au niveau des surfaces d'application des forces, est de 1.8 MPa.

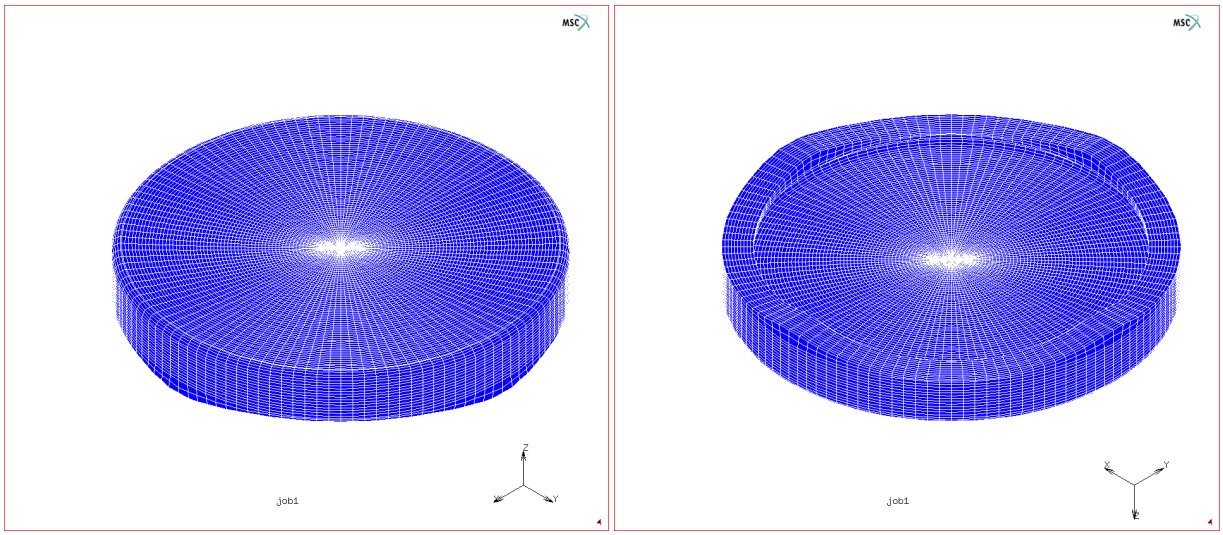


FIG. 3.14 – Vue en perspective des faces avant et arrière du maillage du miroir. Le maillage est constitué de 94.784 éléments linéaires.

L'analyse de la déformation par logiciel de mesures optiques nous permet d'évaluer la pureté de la surface torique générée. Le réglage de la force a permis d'ajuster la déformée pour obtenir un coefficient de Zernike $Z_5 = 9701.5$nm. On obtient un coefficient Z_{12}= 4.3nm au lieu de 4.7nm, plus 3.8nm de Z_{32} ($Astm\,7$), soit une erreur de 1.2nm RMS en basses fréquences ($\simeq \lambda/500$). Une fois la surface torique théorique soustraite de la déformation, le terme prépondérant est l'Hexafoil, avec une valeur RMS de 3.3nm ($\sim \lambda/200$ RMS), largement dans les spécifications de la table 3.1. Hexafoil soustrait, les résidus en hautes fréquences sont de l'ordre de 2 nmRMS.

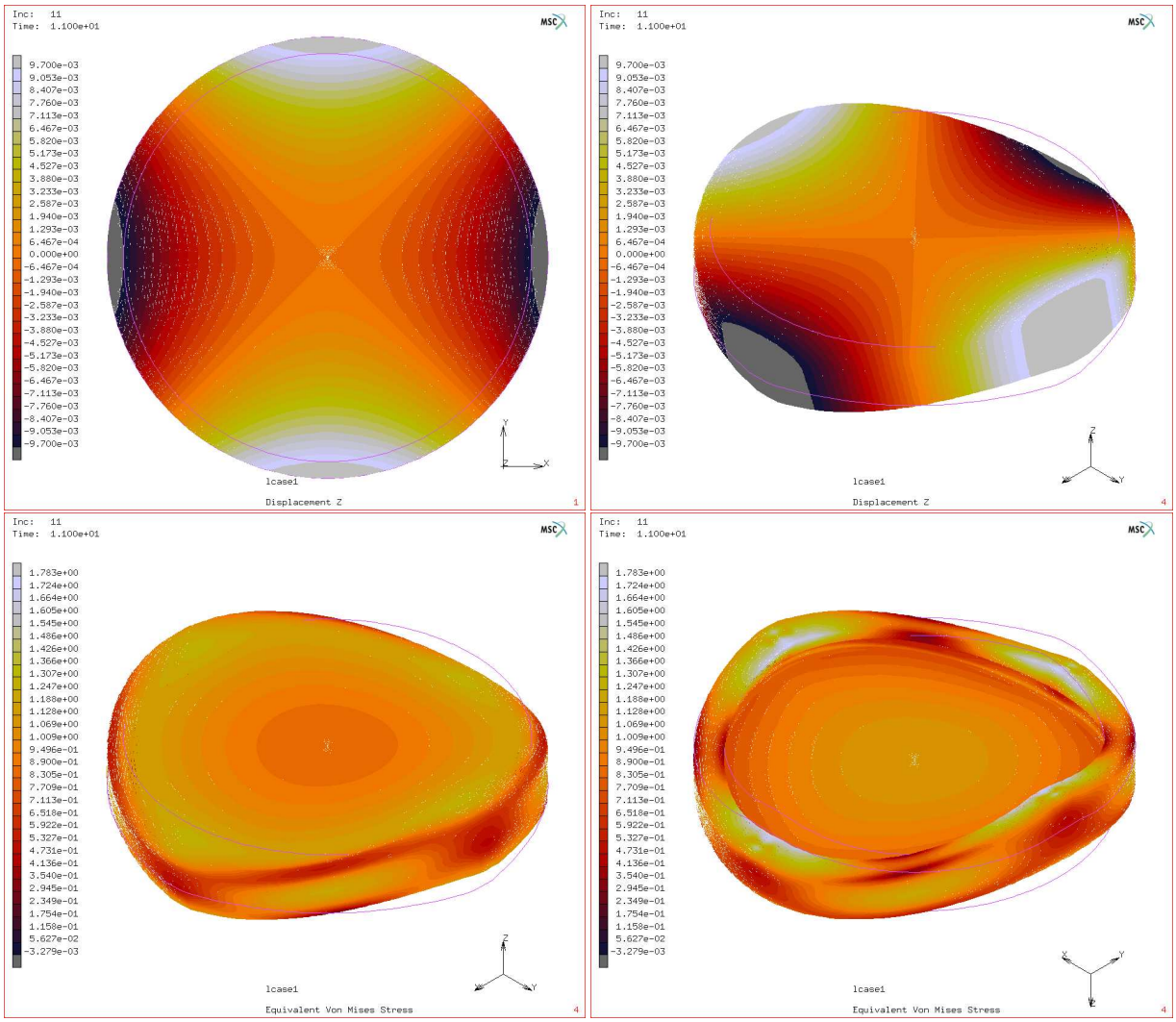
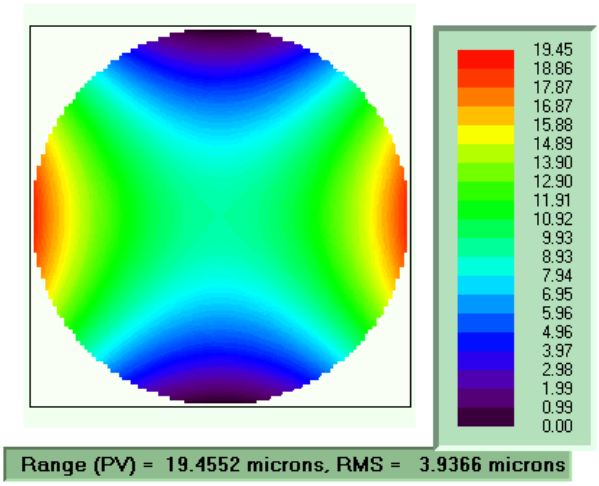


FIG. 3.15 – *Haut Gauche* : Vue de face du miroir déformé. La déformation est ajustée à ±9701.5nm au niveau de l'ouverture du miroir (diamètre 366mm < diamètre externe 396mm). *Haut Droite* : Vue en perspective du miroir déformé. *Bas Gauche* et *Droite* : Répartition des contraintes de Von Mises pendant de la déformation. La contrainte maximale ne dépasse pas les 2MPa.



	UofA	MICRONS	QC	Ord	RMS	QC
1	Piston	9.7272		0		
2	X Tilt	0.0000		1	3.9366	
3	Y Tilt	-0.0001		1		
4	Focus	0.0000		1		
5	X Astig	9.7015		2	0.0037	
6	Y Astig	0.0000		2		
7	X Coma	0.0000		2		
8	Y Coma	0.0000		2		
9	Spherical	0.0000		2		
10	X Trefoil	0.0000		3	0.0035	
11	Y Trefoil.	0.0000		3		
12	X Astig	0.0043		3		
13	Y Astig	0.0000		3		
14	X Coma	0.0000		3		
15	Y Coma	0.0000		3		
16	Spherical	0.0000		3		
17	X Tetrafoil	0.0000		4	0.0033	
18	Y Tetrafoil	0.0000		4		
19	X Trefoil	0.0000		4		
20	Y Trefoil	0.0000		4		
21	X Astig	0.0038		4		
22	Y Astig	0.0000		4		
23	X Coma	0.0000		4		
24	Y Coma	0.0000		4		
25	Spherical	0.0000		4		
26	X Pentafoil	0.0000		5	0.0033	
27	Y Pentafoil	0.0000		5		
28	X Tetrafoil	0.0000		5		
29	Y Tetrafoil	0.0000		5		
30	X Trefoil	0.0000		5		

FIG. 3.16 – Carte de phase de la déformation et décomposition en polynômes de Zernike. Pour une valeur de $Z_5 = 9701.5$nm, on obtient $Z_{12} = 4.3$nm. Une fois ces termes soustraits, le résidu de déformation est de 3.7nm RMS, avec principalement 3.3nm RMS d'Hexafoil.

3.5.3 Contraintes résiduelles dans le *coating*

L'opération de dépôt d'aluminure sur la surface optique (appelé *coating*) permet d'augmenter le facteur de réflexion du miroir afin de transmettre le maximum d'information. Du fait de l'épaisseur réduite du miroir, il convient d'analyser l'effet d'une contrainte résiduelle dans cette couche sur la courbure de la pièce. La formule de Stoney [Stoney 1909] donne l'expression (3.22) de cette variation de courbure en fonction des épaisseurs du miroir t_m et de la couche de dépôt t_c, des paramètres matériaux E et ν du miroir, et de la contrainte dans le dépôt S.

$$R = \frac{E}{1-\nu}\frac{t_m^2}{6t_c}\frac{1}{S} \tag{3.22}$$

On considère un dépôt d'aluminure protégée constitué d'un empilement à quatre couches minces similaire à ceux utilisés sur les miroirs de télescopes :

- 65Å de NiCrNx
- 1100Å de Ag
- 6Å de NiCrNx
- 85Å de SiNx

Les contraintes résiduelles dans un dépôt de couches minces sont généralement bien inférieures à 0.5MPa. Dans le cas du miroir étudié, avec une épaisseur de 27mm, sans tenir compte de la rigidité de l'anneau externe, le calcul donne une variation de rayon de courbure de 258km environ, soit 70.000 fois le rayon nominal du miroir. L'effet des contraintes résiduelles est donc considéré comme largement négligeable.

3.5.4 Monture du miroir

3.5.4.1 Contraintes sur la monture

Une fois le miroir installé sur le banc optique, sa surface doit être maintenue avec précision malgré les contraintes générées sous l'action de deux charges principales :

1. la gravité orientée perpendiculairement à l'axe optique,
2. les écarts de température de +5 à +25 degC, correspondant aux conditions du site de Paranal.

Classiquement, un miroir est maintenu par trois lames disposées à 120 degrés sur le bord, formant un système isostatique. Dans le cas d'un miroir dont l'épaisseur est faible, ce type de monture n'est plus valable car le miroir se déforme sous son propre poids, le premier mode obtenu étant du Trefoil dont la forme correspond à la position des lames. Dans le cas qui nous intéresse, on obtient une déformation de quelques 50nm PtV sur la surface, soit le double sur le front d'onde, ce qui n'est pas acceptable et sort des spécifications (<25nm).

A ceci s'ajoute une deuxième contrainte due au fait que les montures du banc optique de SPHERE doivent être en aluminium, portant les axes optique à une hauteur de 250mm au dessus du banc. Les dilatations thermiques de cette monture ne doivent pas influer sur la surface du miroir.

Enfin, la troisième contrainte est due à l'encombrement. En effet, dans le train optique, le faisceau passe près du miroir, et la monture ne doit pas se trouver sur son trajet. La spécification de départ impose un diamètre inférieur à 410m.

3.5.4.2 Monture proposée

Une monture originale a été développée (*cf* figure 3.17) afin de s'assurer de la bonne tenue de la surface optique dans ces conditions. Le miroir est collé à l'intérieur d'un anneau en Invar, par l'intermédiaire d'une vingtaine de plots de colle disposés sur la tranche. Le rôle de la colle est d'encaisser non seulement les effets de la gravité (statique) mais aussi les dilatations thermiques (variables). Une colle de type silicone à faible module d'Young (typiquement < 1MPa) peut remplir ces fonctions tout en assurant l'adhérence suffisante. L'isolation de l'anneau en Invar et du support en aluminium est réalisée par une série de lames symétriquement disposées autour de l'axe optique.

Les analyses par FEA ont permis de s'assurer de l'efficacité de ce système de tenue. Les caractéristiques mécaniques des matériaux utilisé sont récapitulées dans la table 3.3. La déformation obtenue sous charges isolées et combinées est inférieure à 5nm PtV sur la surface (10nm sur l'onde), soit 0.7nm RMS (1.4nm RMS sur l'onde). Il est clair que ce type de montage assure un large facteur de sécurité par rapport aux spécifications de départ (50nm RMS sur l'onde).

TAB. 3.3 – Caractéristiques des matériaux utilisés

Matériau	ρ(kg/m^3)	E (GPa)	ν	α (K^{-1}.10^{-6})
Aluminium	2700	70	0.34	23
Titanium	4420	110	0.36	8
Zerodur	2530	90.6	0.243	0.05
Invar	8000	145	0.3	1.5
Silicone	1200	0.5	0.4	150

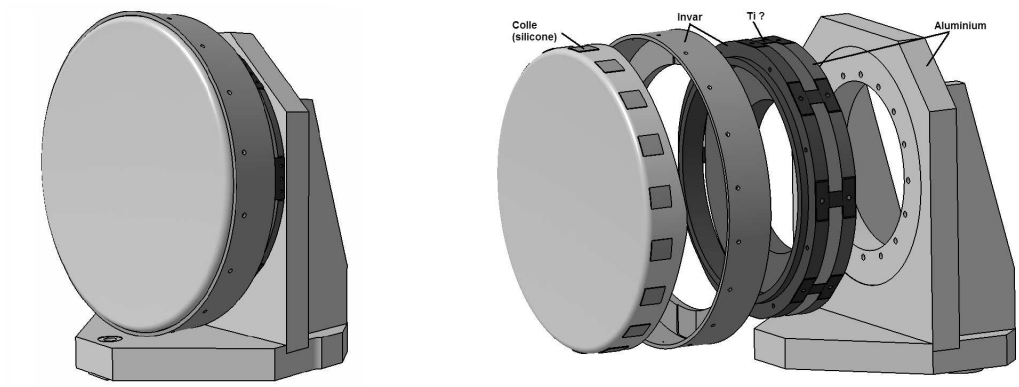


FIG. 3.17 – Concept de la monture du miroir torique. On distingue le miroir, les plots de colle et l'anneau en Invar qui est fixé à une structure en Aluminium. Cette structure permet de compenser les effets de la gravité sur le miroir, et d'absorber les dilatations thermiques. (Crédit : P.Vola).

3.5.4.3 Polymérisation et surface d'onde

Une des sources d'erreur identifiée sur ce type de monture est le possible retreint de la colle lors de la polymérisation, facteur qui dépend du type de colle choisie. Les colles silicones sont connues pour avoir un taux de retrait quasi-nul voire nul. Cependant, dans le cas où il existe, cet effet doit être évalué. Deux types de polymérisation des colles silicones sont trouvés dans la littérature [Colas 2005] :

- la polymérisation par addition : le composé polymère réagit avec un agent de réticulation sous l'action d'un catalyseur. Dans le processus d'addition, il n'y a pas de composé volatile qui se dégage. De ce fait, il n'y a pas d'effet de retreint. Dans certains cas, le retreint existe mais est inférieur à 0.1% en linéaire. Ce processus doit être déclenché par chauffage afin d'activer le catalyseur et augmenter l'adhesion.
- la polymerisation par condensation : là aussi, le composé polymère réagit avec un agent de réticulation sous l'action d'un catalyseur. La réaction peut se faire à température ambiante, mais il y a un dégagement de composé volatile, produisant un retreint. Les valeurs de ce retreint sont comprises entre 0.5 et 2% en linéaire.

Une analyse FEA tenant compte d'un retreint de 0.1% a permis dévaluer l'effet de la polymérisation sur la surface d'onde dans le cas d'une polymérisation par addition. Le retreint de la colle est simulé par une dilatation thermique. La déformation sur la surface optique est de l'ordre de 4nm PtV (8nm PtV sur l'onde). Si cette valeur est complètement dans les specifications, elle nous informe sur les valeurs de retreint à ne pas dépasser. Pour 2%, on obtiendrait 80nm PtV, hors des spécifications. Il est donc primordial de choisir une colle silicone au propriétés optimales.

Conclusions

Les analyses FEA ont permis d'optimiser la géométrie du miroir à polir sous contraintes afin que les écarts de déformation ne soient pas un facteur limitant. Avec une précision de 1.2nm RMS en basses fréquences, 3.3nm RMS en moyennes fréquences et 2nm RMS en hautes fréquences, les spécifications sur ce miroir sont respectées. Par ailleurs, l'effet des contraintes résiduelles dans le *coating* a été évalué et est considéré comme largement négligeable. Une monture originale a été développée afin de maintenir la qualité de surface optique sous gravité et sous contraintes thermiques. Les calculs FEA montrent que les déformations ne dépassent pas le nm RMS.

Conclusion sur les miroirs toriques

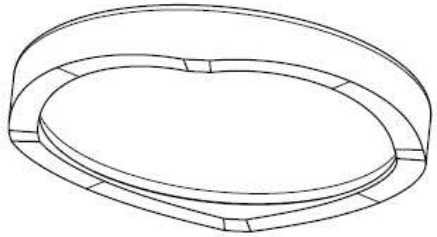
$\mathcal{F}$ace aux spécifications extrêmes imposées par le challenge scientifique de l'instrument SPHERE, nous avons optimisé une technique d'Optique Active basée sur le polissage sous contraintes afin d'obtenir des surfaces toriques dont la qualité optique équivaut à une surface sphérique. Le substrat mince utilisé est constitué de deux zones d'épaisseur différentes afin de contrôler la flexion radiale, et d'une distribution d'épaisseur angulaire sur la couronne externe afin de contrôler la flexion angulaire. Les paramètres géométriques ont été optimisés à l'aide des analyses par éléments finis et des outils de post-traitement numériques que nous avons mis au point dans le premier chapitre.

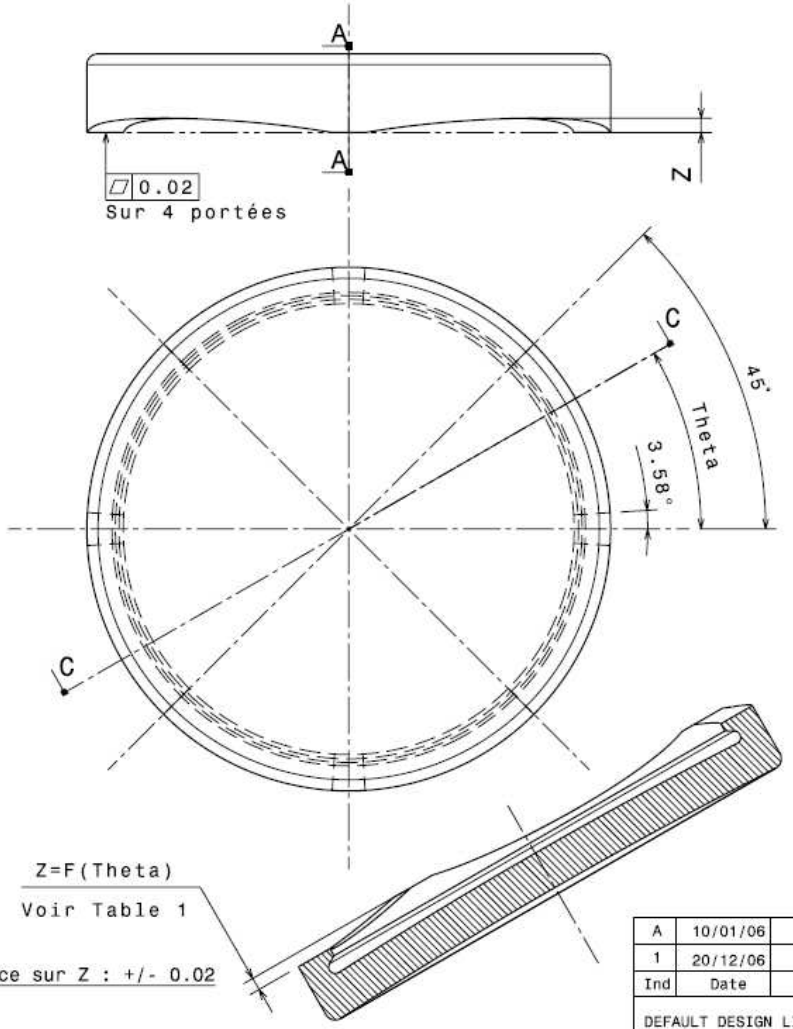
Les résultats de simulation prévoient un résidu de l'ordre de 1nm RMS en basse fréquences, 3nm RMS en moyennes fréquences et 2nm RMS en hautes fréquences. L'implémentation d'un système de déformation adapté sera primordiale pour tenir cette qualité de déformation durant le polissage. Cependant, les écarts qui seraient introduits se répercuteraient sur les basses fréquences uniquement. Un processus itératif permettra de faire converger la surface vers la qualité attendue.

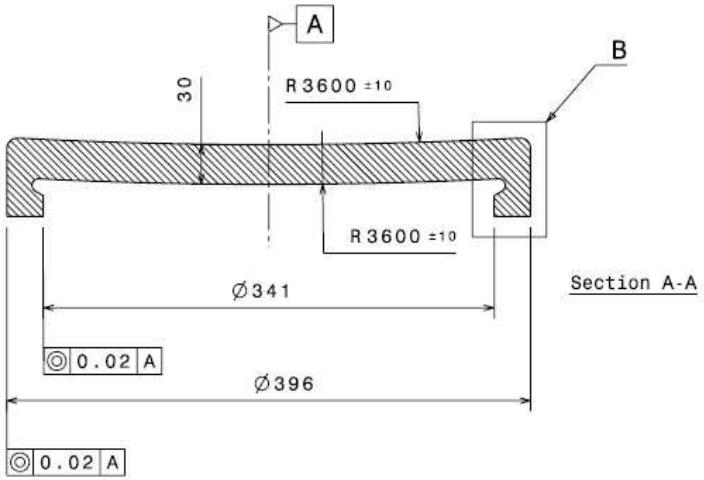
Non seulement le miroir doit avoir une excellente qualité de surface en termes de fréquences spatiales, mais il est nécessaire de minimiser les possibles déformations sous l'effet de la gravité et des dilatations thermiques. Le miroir ne pouvant se supporter lui même du fait de son épaisseur réduite, une monture adaptée a été développée afin de compenser les deux effets simultanément. De même, l'effet des stress résiduels dus au dépôt d'aluminure a été évalué analytiquement, pour être considéré comme négligeable. Le substrat en Zerodur a été usiné et le polissage de la pièce est en cours.

Surfaçage du miroir torique

(Page suivante : plan de fabrication du miroir torique)







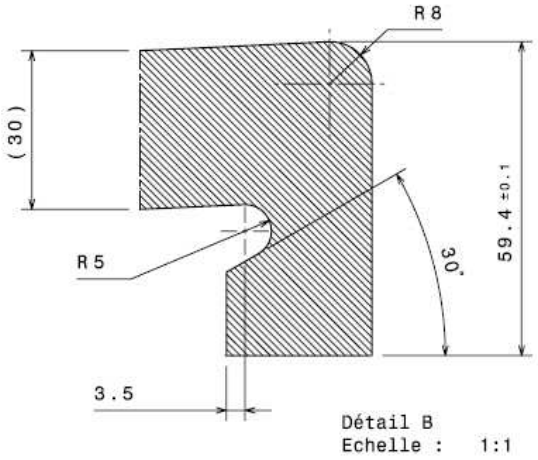


TABLE 1

Theta (°)	Z
0	0
3,58	0,00
5,38	1,06
7,17	2,04
8,97	2,96
10,76	3,80
12,56	4,58
14,36	5,32
16,15	6,00
17,95	6,63
19,75	7,20
21,55	7,73
23,35	8,21
25,15	8,65
26,95	9,05
28,75	9,40
30,55	9,71
32,35	10,00
34,15	10,23
35,95	10,44
37,75	10,60
39,55	10,73
41,35	10,81
43,14	10,87
45	10,87

Ind	Date	Drawn	Checked	PA	Authorized	Modifications	Nbre
A	10/01/06	P. Vola	E. Hugot	.....	M. Ferrari	Changement de cotation	1
1	20/12/06	P. Vola	E. Hugot	.....	M. Ferrari	ORIGINAL ISSUE	1

DEFAULT DESIGN LIMITS:
Mechanical part: ISO 2768-1&2-mK-E / ISO 2768-1&2
Surfacing: Ra3.2 / NFE 05-016

Format: A3 | Scale: 1:4 | Mass: 10.9 kg | Material: Zerodur | Treatment: .....

VLT-SPHERE
Toric Mirror

LAM LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE DE MARSEILLE
Laboratoire d'Astrophysique de Marseille
Traverse du Siphon BP8 - 13376 MARSEILLE CEDEX 12
Tél. +33 4 91 05 59 00 - Fax. +33 4 91 05 69 69 - www.oamp.fr

Ce plan est notre propriete. Il ne peut etre copie, reproduit ou transmis a des tiers sans autorisation ecrite.

TMI-0001-DD-A

Bibliographie

[Antichi 2006] Antichi J., "Search for extrosolar planets through high contrast diffraction limited integral field spectroscopy", Thèse de Doctorat 2006

[Beuzit *et al* 2005] Beuzit J.L. *et al*, "A planet finder instrument for the VLT ", in *Proc. of* IAU *colloquium 200*, (Cambridge university pres), p.317-323, 2005

[Colas 2005] Colas A., "Silicones : preparation, properties and performance", *Dow Corning* report 01-3077, 2005

[Fusco *et al* 2006] Fusco T. *et al*, "High-order adaptive optics requirements for direct detection of extra-solar planets : Application to the SPHERE instrument", *Optics Express* Vol.14, No 17, 2006

[Rouan *et al* 2000] Rouan D., Riaud P., Boccaletti A., Clénet Y., Labeyrie A., "The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph. I. Principle". *Pub. Astron. Soc. Pacific*, 112, p.1479-1486, 2000

[Lemaître 2005] Lemaître G.R., "Active Optics : vase or meniscus multimode mirrors and degenerated configurations", *Meccanica* Vol.40, No 3, p.233-249, 2005

[Stoney 1909] Stoney G.G., "The tension of metallic films deposited by electrolysis", *Proc. Royal Soc. London*, Vol.A82, p.172, 1909

[Timoshenko 1959] Timoshenko S.P., Woinovsky-Krieger S., "Theory of plates and shells", McGraw-Hill Co., 2nd edition, p.294, 1959

[Vigan *et al* 2007] Vigan A., Langlois M., Moutou C., Dohlen, K., Boccaletti A., Carbillet M., "Characterizing Extra-solar planets with long slit spectroscopy, *Proc. In the spirit of Bernard Lyot*, University of California, Berkeley, Ed. paul Kalas, 2007

Chapitre 4

Miroirs actifs pour la sélection de cible en astronomie

Un des domaines privilégiés de l'Optique Active est l'opération *in situ* lors des observations, permettant de stabiliser une pupille ou une image et d'en améliorer la qualité. Si les systèmes actifs actuels permettent de maintenir une forme fixe dans les télescopes tels que le NTT ou le VLT, il existe des composants actifs dont la surface varie avec une grande dynamique. Les composants actifs présentés dans ce chapitre ont étés développés dans le cadre de la phase A de l'instrument EAGLE, proposé comme spectrographe grand champ multi objet pour l'E-ELT (Sec.1).

Après avoir abordé les perspectives scientifiques et présenté les fonctions de l'instrument (Sec.2), nous étudions et présentons les possibilités de réalisation un *Beam Steering Mirror* à toricité variable par déformation mécanique, potentiellement à focale variable et/ou à toricité variable et orientable. Ce type de miroirs actifs permettrait de remplacer une combinaison de plusieurs miroirs en remplissant plusieurs fonctions simultanément (Sec.3).

Les études mécaniques sont menées à partir des équations analytiques puis validées par FEA (Sec.4). On obtient des déformations astigmates et paraboliques de plusieurs dizaines de microns pour une qualité optique de $\lambda/10$. Un prototype de BSM à quatre forces est en cours de polissage, tandis que son système de déformation est en cours d'intégration et de test. En fin de chapitre, un concept de *Smart Beam Steering Mirror* utilisant un nombre minimal d'actionneurs est développé et validé sur un prototype (Sec.5).

4.1 Perspectives cosmologiques à l'ère des ELTs

Les enjeux cosmologiques des futurs ELTs, l'Univers à haut redshift et l'assemblage de la masse des galaxies, sont fondamentaux pour comprendre les origines de l'univers et les processus qui ont donné naissance aux étoiles et planètes. Certaines théories présument que la formation des premiers objets qui ont peuplé l'univers à la sortie des Âges Sombres, environ 300 millions d'années après le Big Bang, aurait permis sa ré-ionisation, le rendant transparent. La nature et l'évolution des objets primordiaux restent encore des domaines contenant peu de données observationnelles, du fait des difficultés posées par les limites technologiques actuelles.

Les récentes observations du fond diffus cosmologique permettent de situer l'époque de ré-ionisation entre z = 7 et z = 13 [Page *et al* 2006], correspondant au premier milliard d'années de l'univers. Cependant beaucoup de questions restent ouvertes. Comment s'est déroulé ce processus, quels sont les objets qui y ont contribué ? Certains scénarios prédisent que les premières étoiles étaient très massives et très chaudes

du fait de la faible teneur en éléments lourds dans l'univers. Le fort rayonnement UV de ces premiers objets aurait entamé la ré-ionisation du milieu intergalactique. Dépasser la barrière de z = 7 pour observer et caractériser les galaxies primordiales demande d'une part une grande surface collectrice du fait de leur faible magnitude, d'autre part une grande résolution spatiale du fait de leur éloignement. Enfin, une grande résolution spectrale est nécessaire pur la caractérisation des objets.

Si le télescope spatial JWST permettra d'imager des galaxies jusqu'à $z = 20$, ses performances spectroscopiques n'iront pas au delà de z =10 et devront être secondées par l'instrumentation au sol. Les observations au sol à haut redshift nécessitent des résolutions angulaires de quelques 50-100 milli-arcsecondes, avec un échantillonnage spatial de 10x10 pixels sur l'image. De plus il faut atteindre une résolution spectrale de 4000 à 8000 afin de pouvoir supprimer les raies OH de l'atmosphère. Plusieurs études d'instruments spectroscopiques sont en cours sur les trois projets ELTs actuels : NIRMOS[1] au GMT, IRMOS[2] sur le TMT et maintenant EAGLE[3] pour l'E-ELT [Moretto *et al* 2007], qui découle des études menées dans le cadre de OWL[4] avec MOMFIS[5] [Cuby *et al* 2005] et pour l'ELT Design Study avec WFSPEC[6] [Moretto *et al* 2006].

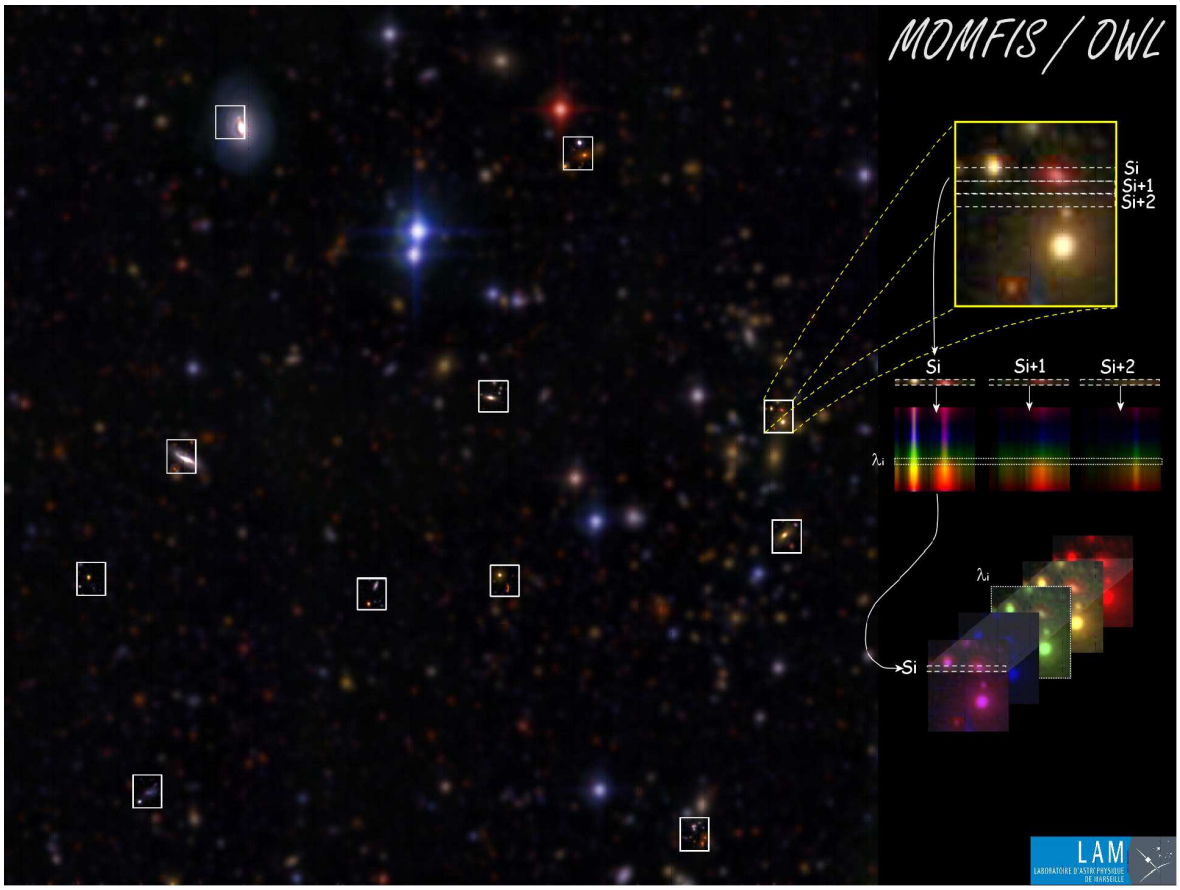


FIG. 4.1 – Principe de fonctionnement d'un spectrographe Multi objets.

[1] NIRMOS : Near Infra Red Multi Object Spectrograph
[2] IRMOS : Infra Red Multi Object Spectrograph
[3] EAGLE : ELT Adaptive optics for GaLaxy Evolution
[4] OWL telescope : Over Whelmingly Large telescope, ex-E-ELT
[5] MOMFIS : Multi Object Multi Field Imaging Spectrograph
[6] WFSPEC : Wide Field SPECtrographs

4.2 Le Beam Steering Mirror dans EAGLE

$\mathcal{U}$n instrument tel qu'un spectrographe grand champ pour l'analyse multi objet est consitué de divers sous-systèmes correspondants à des fonctions précises. Pour chaque sous-système, plusieurs technologies peuvent être envisagées pour remplir les objectifs fixés par la science. L'utilisation de miroirs actifs est non seulement une solution élégante mais elle présente en outre de nombreux avantages à la fois technologiques et scientifiques en remplissant plusieurs fonctions en une seule surface. Les spécifications sur le miroir actifs sont étroitement reliées aux autres sous-systèmes avec lesquels il interagit directement ou indirectement.

4.2.1 Principe de Multi-IFU

L'instrument EAGLE est basé sur le principe de Multi-IFU[7] qui peut être divisé en trois sous-systèmes principaux : un Système de Sélection de Cible (TAS[8]), un module d'Optique Adaptative, et un module Spectrographe à Intégrale de Champ (IFU). Plusieurs canaux identiques et indépendants sont disposés autour du plan focal de l'ELT, permettant d'étudier simultanément le spectre d'objets sélectionnés dans un champ élargi ($>$ 5 arcminutes). Ce principe est illustré sur la figure 4.1. A ce stade de la réflexion sont principalement ressorties, pour chaque sous système, les fonctions à remplir et les points critiques à surmonter. Plusieurs propositions et prototypes sont en cours.

Target Acquisition System La porte d'entrée du TAS est un miroir de sélection (POM [9]) de faible dimension qui doit être placé à la position des objets scientifiques sur le plan focal du télescope afin de rediriger le faisceau vers le train optique. Différentes technologies sont proposées pour les POM, suivant qu'ils soient fixes ou mobiles dans le plan focal, et orientables ou non. Le système de sélection de cible a fait l'objet de plusieurs développements basés sur différents concepts : le *fixed path compensation* ou concept à bras (solution choisie sur VLT KMOS [Sharples *et al* 2002, Ramsay Howat *et al* 2002]), et le *variable path compensation* basé sur les miroirs de direction (BSM [10]) (proposé sur TMT TIPI [Ellis R. *et al* 2005]).

Adaptive Optics L'implémentation de l'AO dans l'instrument dépendra des capacités de correction grand champ que peuvent atteindre les différents principes d'AO. La MOAO permettrait une très bonne correction localisée sur des objets sélectionnés dans un très grand champ, impliquant un fonctionnement en boucle ouverte. La reconstruction tomographique est un point clé dans la faisabilité de ce concept et a fait l'objet de récentes études [Neichel *et al* 2007]. D'autres concepts sont apparus depuis le succès de la MCAO, basés sur la correction de boucle fermée de plusieurs sous-champs divisant le champ total. On parle de multi-MCAO.

Integral Field Unit Plusieurs possibilités sont encore à l'étude autour du spectrographe à intégrale de champ, basé sur la technologie de découpage de champ ou *slicers* [Prieto *et al* 2000]. On citera notamment la possibilité d'utiliser des optiques très asphériques générées à partir de Miroirs Déformables MultiModes (MMDM) [Lemaître & Duban 2001] permettant de réduire le nombre de surfaces optiques. Cette solution pourrait améliorer l'efficacité des IFU d'environ 20% ainsi que leur compacité [Cuby *et al* 2006].

4.2.2 Le BSM comme composant clé

Une solution élégante proposée pour le TAS utilise des BSM actifs permettant de corriger les variations toriques d'un train optique variable : la figure 4.2 présente le principe d'un canal, et l'intégration dans un instrument complet. Un système de positionnement place des POM au niveau des objets scientifiques d'intérêt sur un plan focal d'environ 1m de diamètre, correspondant au champ de 5 arcmin de l'E-ELT.

[7] IFU : Integral Field Unit
[8] TAS : Target Acquisition System
[9] POM : Pick Off Mirror
[10] BSM : Beam Steering Mirror

Chaque POM renvoie le faisceau de l'objet sur un BSM actif. Le BSM se déforme selon une surface torique, afin de corriger des aberrations hors axe et ré-image la pupille sur un miroir déformable qui corrige de la perturbation atmosphérique locale. L'image sélectionnée et corrigée est ensuite renvoyée à l'entrée de l'IFU.

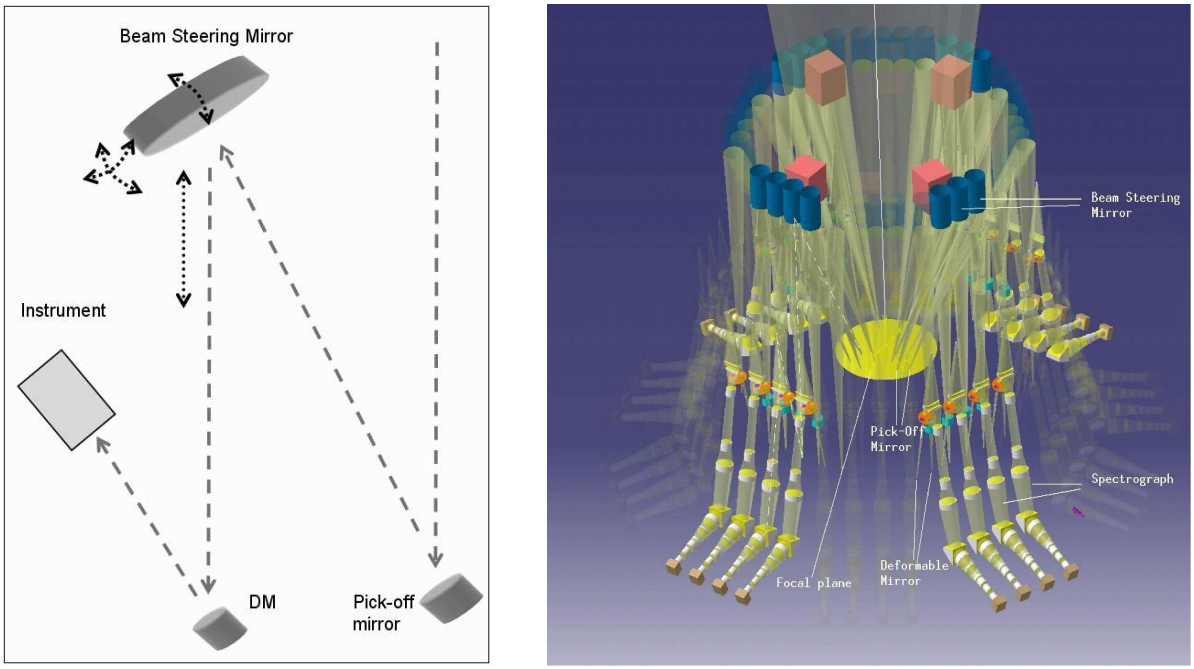


FIG. 4.2 – *Gauche* : principe du cheminement optique dans un des canaux. *Droite* : design complet d'un instrument comportant 30 canaux identiques disposés autour du plan focal.

Dans le concept de sélection de cible tel qu'il est présenté, le BSM actif est un composant clé car il permet à l'aide d'une seule surface optique de remplir plusieurs fonctions :

1. re-diriger le faisceau incident provenant du POM sur le miroir déformable,
2. compenser les aberrations optiques dues au caractère variable du chemin optique *hors axe* en fonction du positionnement du POM,
3. corriger la variation de chemin optique due au positionnement du POM sur le plan focal si nécessaire.

La première fonction est remplie par une platine Tip/Tilt, qui permet d'orienter le miroir (actif ou non) selon un angle de +/- 7.5 degrés. La deuxième fonction est remplie par l'utilisation d'un miroir déformable actif, dont la déformation astigmate permet de compenser les défauts d'une réflexion hors axe sur une sphère. La troisième fonction peut être remplie par ce même miroir déformable, en générant une déformation paraboloïdale sur la surface, ce qui permet de recaler le foyer du système.

Corriger le caractère hors axe variable à l'aide d'une seule surface optique variable présente de nombreux avantages à la fois optiques et technologiques tels que le gain en flux, la minimisation des erreurs de front d'onde, la réduction du temps d'intégration, la facilité de calibration et de maintenance. On notera également que l'on a ainsi un système fixe, dépourvu de toute translation, ce qui présente un fort avantage du point de vue mécanique, et donc augmente la précision et la stabilité du système.

4.2.3 Spécifications du BSM

Dans la suite du chapitre, nous étudierons différentes configurations de miroirs actifs déformables permettant de remplir soit la deuxième fonction, soit les deuxième et troisième fonctions simultanément. Plusieurs configurations seront possibles pour le deuxième choix.
Des spécifications de départ sur l'amplitude des déformations et la qualité optique (*cf* table 4.1) ont permis de poser les concepts préliminaires du BSM déformable. Ces spécifications sont étroitement reliées aux autres sous-systèmes avec lesquels le miroir actif interagit.

Amplitude des déformations Les déformations à générer dépendent de plusieurs facteurs comme la gamme de positionnement du POM, la taille du BSM, et les angles induits vis à vis de la position du BSM. Les premières estimations posent des spécifications larges sur l'amplitude des déformations : on souhaite générer entre 30μm maximum et 150μm maximum de déformation PtV en astigmatisme à la surface d'un miroir de diamètre 100mm ou 200mm. Dans le cas de la compensation de chemin optique, on souhaite pouvoir générer entre 5 et 75μm maximum de Focus sur cette même surface.

Qualité optique La qualité optique de la surface des miroirs actifs est directement reliée aux spécifications sur la qualité du front d'onde qui doit être délivré à l'entrée du module d'IFU, ainsi qu'aux aberrations que le miroir adaptatif du module d'AO peut corriger. La qualité optique doit être au minimum de $\lambda/4$ RMS en basses fréquences (goal $\lambda/10$ RMS), et de $\lambda/10$ RMS en hautes fréquences. Nous verrons par la suite que c'est principalement par rapport à ce critère que seront définis les domaines de déformation possibles sur les miroirs actifs proposés et donc leurs domaines de fonctionnement.

TAB. 4.1 – Spécifications du BSM en amplitude et en qualité optique

	Mode $Astm\,3$	Mode Focus
Amplitude	$\pm 30\mu m$ (goal $\pm 150\mu m$)	$5\mu m$ (goal $\pm 75\mu m$)
Qualité optique	$\lambda/4$ (goal $\lambda/10$)	$\lambda/4$ (goal $\lambda/10$)

Développement du travail

La compensation de puissance et d'astigmatisme par des miroirs actifs a été développée à partir de la théorie des plaques minces, qui est détaillée dans la section suivante. La suite du chapitre présente les différentes possibilités de miroirs actifs remplissant soit l'une soit l'autre, soit les deux fonctions. Les analyses par éléments finis sont utilisées pour optimiser et valider les concepts proposés, et notamment pour définir les domaines de validité des modèles. Ces domaines sont définis à partir de la qualité optique des déformations obtenue numériquement.

4.3 Compensation de puissance et d'astigmatisme - théorie des plaques minces

4.3.1 Compensation de puissance

$\mathcal{L}$a compensation de puissance par déformation d'une plaque a été étudiée par G.Lemaître [Lemaître 1976]. Trois configurations de charge différentes permettent d'obtenir une déformation parabolique, et chaque configuration nécessite une distribution d'épaisseur particulière (*cf* figure 4.3).

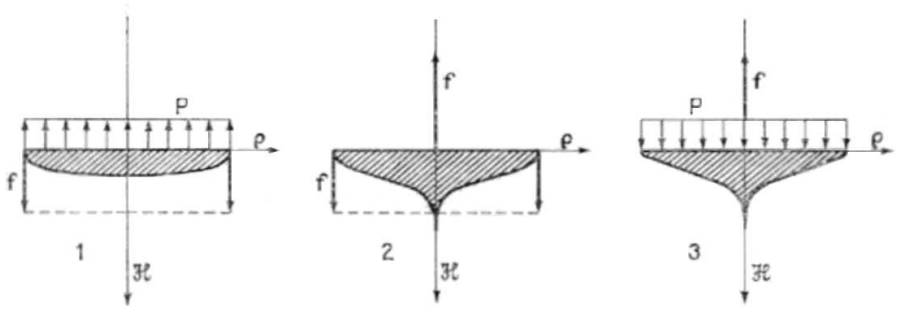


FIG. 4.3 – Profils d'épaisseur H en fonction du rayon ρ selon les trois configurations de charges extérieures.

4.3.1.1 Profil cycloïde

Si la charge appliquée est une charge uniformément répartie sur toute la surface d'une plaque circulaire en appui le long du bord, alors la distribution d'épaisseur associée est un profil de type *cycloïde*, défini par l'équation suivante :

$$H(\rho) = H_0(1-\rho^2)^{\frac{1}{3}} \tag{4.1}$$

4.3.1.2 Profil Tulipe

Si la charge est une force centrale, appliquée au centre d'une plaque circulaire en appui le long du bord, la distribution d'épaisseur est un profil de type *tulipe*, dont l'expression mathématique est :

$$H(\rho) = H_0(-ln\rho^2)^{\frac{1}{3}} \tag{4.2}$$

4.3.1.3 Profil mixte

Pour le cas des charges combinées, le profil résultant est défini par :

$$H(\rho) = H_0(\rho^2 - ln\rho^2 - 1)^{\frac{1}{3}} \tag{4.3}$$

4.3.2 Compensation d'astigmatisme

Obtenir un miroir à toricité variable nécessite une configuration de charges particulière appliquée sur un miroir spécifique. Deux configurations géométriques permettent d'atteindre cet objectif, soit suivant le modèle étudié dans le chapitre précédent, soit suivant un modèle de plaque mince dont l'épaisseur varie avec le rayon. Ce deuxième cas de figure a été utilisé pour la réalisation des réseaux toriques pour la mission SOHO, obtenus par réplique d'un miroir torique déformable [Huber *et al* 1981].

Dans l'application souhaitée, on doit pouvoir superposer les modes Focus et $Astm\,3$, ce qui nous oriente vers la deuxième solution comportant une distribution d'épaisseur. Ce choix est de plus motivé par la possibilité d'utiliser un miroir métallique qui permettra d'atteindre les amplitudes de déformation souhaitées.

La condition d'appui simple et d'épaisseur nulle au bord ne sera possible qu'avec une pièce métallique pour ne pas risquer la rupture.

La variation d'épaisseur radiale permet lors de la déformation d'annuler la composante quadratique pour ne conserver que la composante bas ordre. Il est cependant nécessaire, au vu de l'amplitude des déformations, de considérer une distribution d'épaisseur angulaire qui permettra d'annuler les ordres supérieurs tels l'Hexafoil, comme il a été démontré pour les miroirs toriques en Zerodur. On étudie alors une pièce comportant deux distributions d'épaisseur, l'une variant radialement, l'autre angulairement.

4.3.2.1 Variation d'épaisseur radiale

Les équations d'élasticité donnent, comme solution au problème de la déformation en astigmatisme, un modèle de plaque circulaire soumise à une charge modulée répartie le long du bord du miroir, et dont le profil d'épaisseur est de type cycloïde :

$$H(\rho) = H_0(1-\rho^2)^{\frac{1}{3}} \tag{4.4}$$

On pourra obtenir de l'astigmatisme avec une telle plaque soumise uniquement à deux paires de forces égales et opposées appliquées au bord du miroir. On notera que la formule donne une épaisseur nulle au bord du miroir. Ce profil est représenté sur la figure 4.4 de gauche. L'application des forces doit se faire sur un anneau externe rigide, relié au miroir par l'intermédiaire d'une fine collerette, dont le rôle sera de transmettre les forces appliquées tout en absorbant les moments d'encastrement. Ce type de collerette a déjà été utilisé avec succès pour les miroirs à focale variable (VCM) du VLTI, alors que les déformations engendrées (et donc les contraintes locales) étaient bien supérieures [Ferrari 1998].

4.3.2.2 Variation d'épaisseur angulaire

La distribution d'épaisseur angulaire se situe au niveau de l'application des forces, sur la couronne externe rigide. Moduler angulairement l'épaisseur de cette couronne permet de moduler la transmission des contraintes et de se ramener au cas d'une distribution de charge variable répartie le long du bord. Les équations d'élasticité donnent comme au chapitre précédent la distribution suivante :

$$H(\theta) = H_0\left[-\frac{(2\theta/\pi - 0.5)}{cos(2\theta)}\right]^{\frac{1}{3}} \quad , \quad \theta \in [0, \frac{\pi}{4}] \tag{4.5}$$

θ étant la coordonnée angulaire sur le miroir, et H_0 une constante dépendant des paramètres matériaux E et ν, de la flexion maximale et de la force maximale. Ce profil d'épaisseur est représenté sur la figure 4.4 de droite.

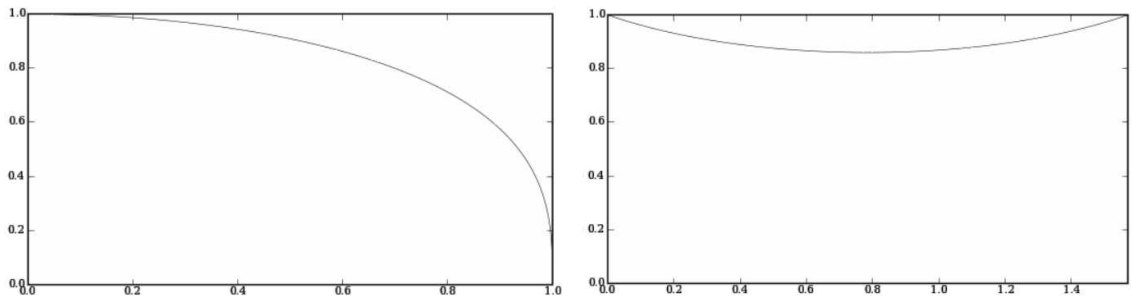


FIG. 4.4 – *Gauche* : profil d'épaisseur radial normalisé en fonction du rayon normalisé. *Droite* : profil d'épaisseur angulaire normalisé en fonction de l'angle en radians.

4.3.3 Combinaisons actives des deux modes de déformation

La propriété d'orthogonalité des polynômes de Zernike permet d'envisager les combinaisons linéaires des modes de déformation mécaniques correspondants à ces polynômes. Les profils donnés par les équations (4.1) et (4.4) étant identiques, on imaginera facilement la possibilité de générer les deux modes de déformation à l'aide de deux paires de forces et d'une pression uniformément répartie sur la surface arrière du miroir. Cependant, la mise en œuvre d'un tel système est assez complexe.

Il existe une solution n'utilisant que des forces ponctuelles, permettant de combiner les modes de déformation. Il est alors nécessaire d'effectuer un balancement adéquat des profils cycloïde et tulipe. Le modèle se compose d'une fixation centrale et quatre actionneurs sur l'anneau. Le système peut soit générer de l'astigmatisme si les actionneurs travaillent en opposition deux à deux, soit générer de la puissance si les actionneurs travaillent dans le même sens. La combinaison des profils doit être ajustée afin de pouvoir générer chacun des deux modes en conservant une qualité optique acceptable en relation avec les spécifications du système.

Considérant le profil d'épaisseur en tulipe défini par l'équation (4.2), le développement limité de lnx au voisinage de $x = 1$ permet de réécrire ce profil sous la forme :

$$H = \left[-ln\rho^2\right]^{\frac{1}{3}} = \left[1 - \rho^2 + \frac{1}{2}(1-\rho^2)^2 + \frac{1}{3}(1-\rho^2)^3 + \dots\right]^{\frac{1}{3}} \tag{4.6}$$

On remarque que le rapport des profils (4.2) et (4.4) tend vers 1 quand ρ tend vers 1 :

$$\lim_{\rho \to 1} \left[\frac{-ln\rho^2}{1-\rho^2}\right]^{\frac{1}{3}} \longrightarrow 1$$

Ce qui signifie que les deux profils tendent à être identiques au bord ($\rho \to 1$). Ce résultat n'est pas valable pour le profil défini par l'équation (4.3) dans le cas d'une charge q en réaction avec une force centrale.

La figure 4.5 présente une combinaison qui minimise l'écart de matière entre les deux profils d'épaisseur. Dans ce cas, on pourra s'attendre à des comportements similaires pour les deux modes de déformation. En fonction de la taille du miroir et de l'encombrement, les simulations par FEA permettraient de définir un domaine de travail pour une miroir utilisant ce profil. La qualité optique sera limitée dans un mode par de l'$Astm\,5$, dans l'autre mode par de l'aberration sphérique.

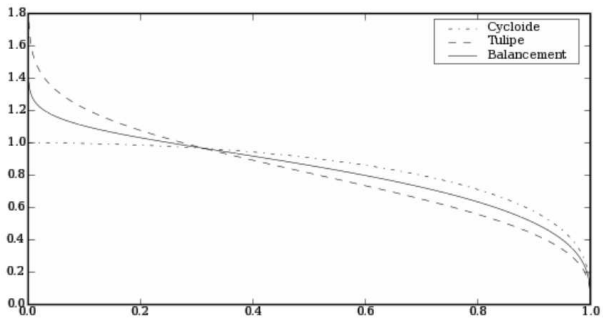


FIG. 4.5 – Combinaison minimisant l'écart de matière entre les profils d'épaisseur cycloïde et tulipe.

4.4 Application au BSM de EAGLE

$\mathcal{L}$es analyses menées précédemment conduisent à la définition géométrique d'un miroir à toricité et courbure variable, ou BSM à 4 forces. L'implémentation mécanique du support et des actionneurs nécessite l'emploi de liaisons rotules. Les simulations numériques permettent de caractériser les résultats attendus en termes de qualité optique. Le miroir a été réalisé et douci, et le prototype de ce système est en cours de caractérisation. L'utilisation de 8 forces (BSM 8) disposées à 45 degrés sous la couronne permet en outre d'orienter la figure d'astigmatisme autour de l'axe optique.

4.4.1 Modèle cycloïde modifié - BSM à 4 forces

$\mathcal{L}$e modèle choisi est présenté sur la figure 4.6. Il est constitué d'un anneau rigide de support, relié au miroir par l'intermédiaire d'une collerette de $400\mu m$ d'épaisseur. Dans un premier temps nous souhaitons générer de grandes déformations astigmates et une faible correction en puissance. Pour cela, le profil radial est de type cycloïde uniquement (équation (4.4)), auquel on a rajouté un plot central permettant une fixation rigide. Le profil angulaire de la couronne externe est défini par l'équation (4.5). Le diamètre du miroir est de 200mm, l'épaisseur du ménisque est de 7mm dans la zone centrale, l'épaisseur maximale de la couronne est de 9.5mm. Le ménisque a un rayon de courbure de départ de 1800mm.

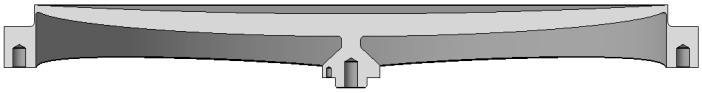


FIG. 4.6 – Profil en cycloïde modifié au centre et supporté sur une couronne rigide modulée angulairement. On distingue les deux profils d'épaisseur ainsi que la fine collerette permettant de lier les deux parties de la pièce.

4.4.1.1 Implémentation mécanique

La figure 4.7 représente l'implémentation mécanique du miroir, de son support, et des actionneurs permettant sa déformation.

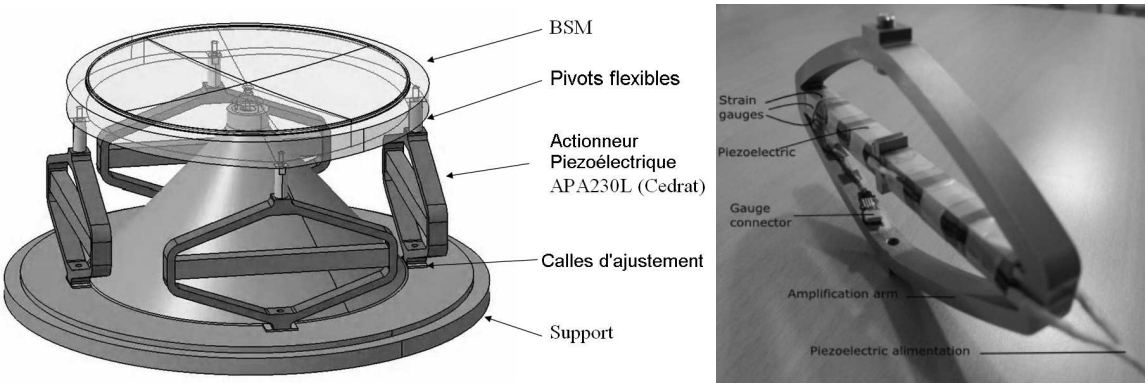


FIG. 4.7 – *Gauche* : Implémentation mécanique du BSM, de ses actionneurs et de son support. La liaison entre les actionneurs et le miroir est effectuée par l'intermédiaire de pivots flexibles, absorbant les moments de flexion. *Droite* : Photo d'un actionneur piézo-électrique monté dans son système démultiplicateur (CEDRAT).

Actionneurs Le choix de départ s'est porté sur des actionneurs piézo-électriques à amplification. Ce type de système permet une course de plus de 180μm et délivre une force de plus de 500N. La figure 4.7 de droite présente le design de ces actionneurs, dont la forme a été optimisée pour obtenir une course maximale en fonction de la force appliquée. Les spécifications relatives à ces actionneurs auront des répercussions sur le design du miroir final.

Pivots flexibles Du fait de l'amplitude de la déformation, il est nécessaire d'utiliser des pivots flexibles aux deux extrémités des actionneurs pour encaisser les efforts transverses et éviter la génération de moments de flexion trop importants sur la couronne, qui ne pourraient pas être absorbés par la collerette.

Support Le support mécanique a été conçu pour maintenir le miroir au niveau du plot central. Il doit être assez rigide pour se déformer au minimum, afin de conserver la dynamique des actionneurs et les performances du système global.

4.4.1.2 Simulations numériques

Le modèle de BSM 4 est simulé à l'aide de 36.960 éléments hexahédraux quadratiques, correspondant à 179.893 nœuds. Les constantes matériau sont celles de l'INOX420 : $E = 215GPa$ et $\nu = 0.305$. L'analyse de la qualité optique montre que ce miroir fonctionne très bien en astigmatisme sur une large gamme de déformation (150 μm PtV). Le mode Focus fonctionne sur une gamme réduite (5μm PtV).
Pour une déformation de 150 μm PtV en astigmatisme, on obtient une qualité de surface de $\lambda/10$ au total, le résidu dominant étant de l'*Astm* 5. Cette même qualité de surface ($\lambda/10$) est obtenue en Focus pour une déformation de 5μm PtV. Au delà, le terme d'aberration sphérique et le terme en $\cos(4\theta)$ deviennent trop importants pour que la surface conserve une qualité acceptable. Le premier terme est du au profil d'épaisseur qui n'est pas adapté exactement au mode Focus, et le deuxième terme à l'application d'uniquement 4 forces au lieu d'une répartition sur toute la couronne. Celui-ci sera annulé par l'utilisation du BSM 8.

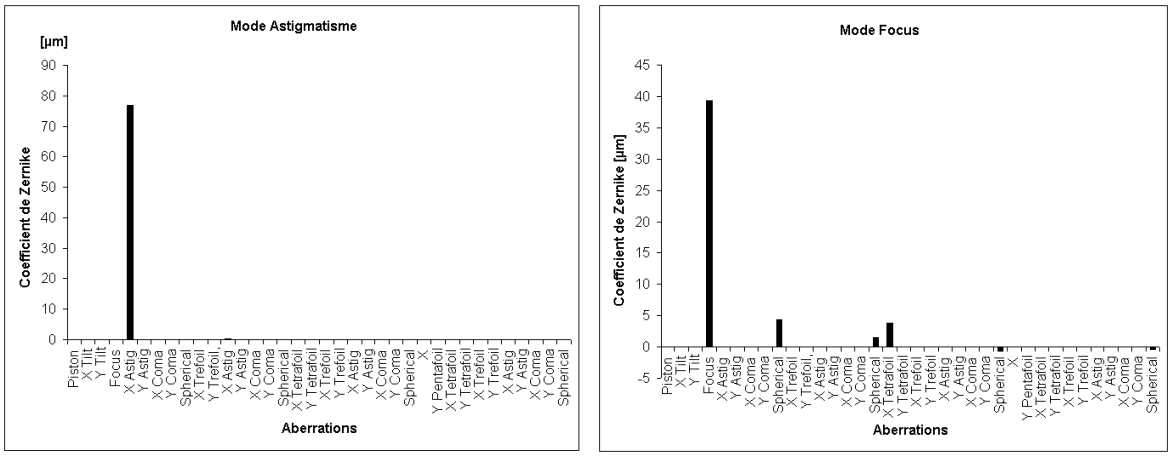


FIG. 4.8 – Histogramme des coefficients de Zernike générés sur la surface optique. *Gauche* : Mode Astigmatisme, PtV de 150 μm. Une fois l'*Astm* 3 soustrait, il reste 59nm RMS d'*Astm* 5 ($\sim \lambda/10$). *Astm* 3 et *Astm* 5 soustrait. Il reste 6.4nm RMS de résidu ($\sim \lambda/100$) . *Droite* : Mode Focus, PtV 85μm. La qualité de surface est dégradée par les termes d'aberration sphérique et de Tetrafoil. .

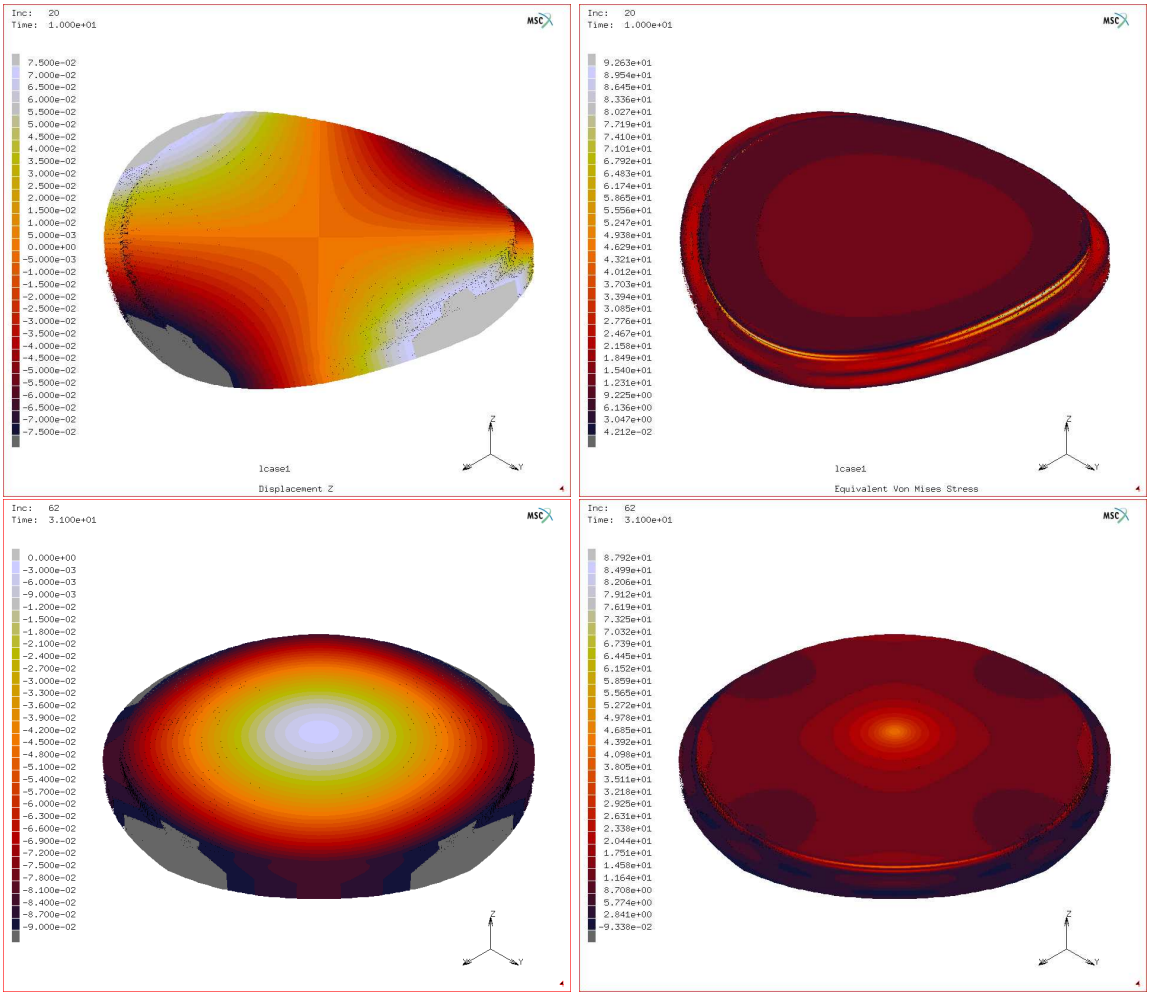


FIG. 4.9 – *Haut Gauche* : Déformation astigmate du BSM, PtV 150μm sur la surface optique. *Haut Droite* : Répartition des contraintes de Von Mises. La contrainte maximale est de 92 MPa, largement en dessous de la limite élastique de l'acier Inox. *Bas Gauche* : Déformation en puissance du BSM, PtV 90 μm. *Bas Droite* : La contrainte maximale est inférieure à 90MPa.

4.4.1.3 Prototype - BSM 4

Un prototype de BSM actif à quatre forces a été réalisé au tour à commande numérique et sa surface a été doucie. La photo 4.10 montre la face doucie du miroir pendant l'opération de surfaçage. La qualité de surface obtenue au douci permet de pouvoir caractériser les déformations devant un interféromètre. Par ailleurs, la caractérisation du système de déformation est en cours à l'aide d'un *Dummy* BSM 4. La photo 4.11 montre le *Dummy* BSM 4 monté sur le support de déformation et muni des 4 actionneurs piézo-électriques. Ce montage permet d'évaluer les performances purement mécaniques du montage avant l'utilisation du miroir final. Cette opération permet de notamment de découpler les effets parasites dus au montage de ceux du miroir, afin de pouvoir optimiser l'ensemble du système étape par étape.

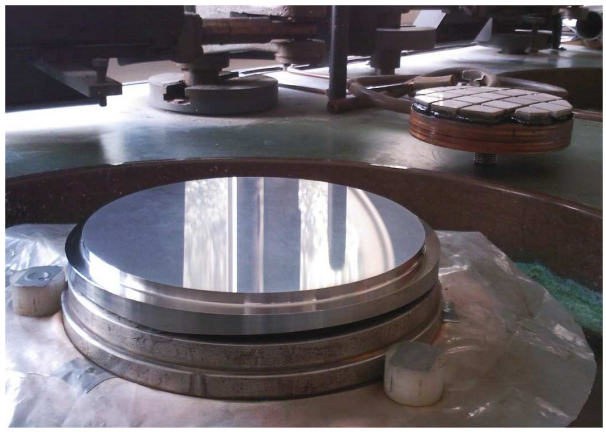


FIG. 4.10 – Vue de la face doucie du prototype de BSM réalisé.

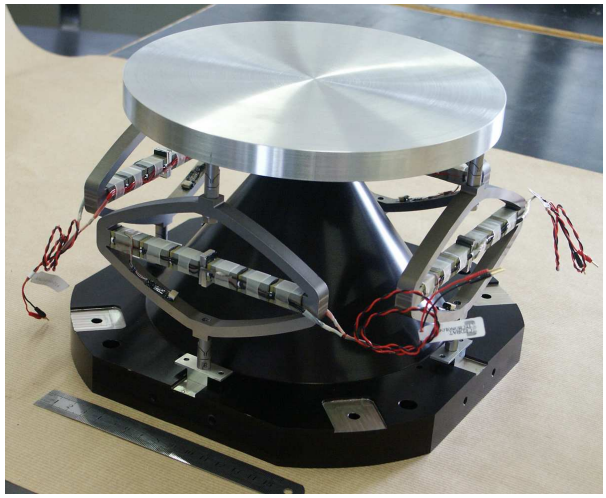


FIG. 4.11 – *Dummy* BSM 4 monté sur son support, muni des quatre actionneurs piézo-électriques. L'utilisation de ce montage permet d'optimiser les performances mécaniques du support avant l'utilisation sur le miroir final.

4.4.2 BSM à 8 forces

Pour des raisons de concept optique dans EAGLE liées à l'encombrement et la rotation de a figure d'astigmatisme, un BSM à 8 forces (BSM 8) a été simulé, avec une ouverture réduite à 100mm. Quelques modifications sur la couronne rigide ont permis d'intégrer 8 points d'application des forces. Ceci présente plusieurs avantages : on peut générer deux modes astigmates orthogonaux et les combiner afin de faire pivoter la figure d'astigmatisme autour de l'axe optique, et on peut générer un mode Focus de meilleure qualité, car l'utilisation de 8 forces permet d'éliminer la composante angulaire en $\cos(4\theta)$. Il reste un résidu en $\cos(8\theta)$ dont l'amplitude est bien inférieure.

La figure 4.12 illustre le profil de couronne modifié afin d'obtenir 8 plots d'attache. Cette modification est justifiée par la remarque suivante : Pour un mode de déformation en $r^2 \cos 2\theta$, la composante angulaire de la déformation est quasiment linéaire pour $\theta \in [\pi/8, 3\pi/8]$. Modifier la distribution d'épaisseur du miroir dans cette zone n'influe quasiment pas sur la composante angulaire de la déformation. La distribution d'épaisseur sur $[-\pi/8, \pi/8]$ est reportée sur $[\pi/8, 3\pi/8]$ et ainsi de suite.

Les effets de cette modification sont caractérisés par simulation FEA (37.078 hexahèdres quadratiques, 180.261 nœuds). On obtient une qualité optique légèrement inférieure avec $\lambda/7$ RMS pour une amplitude de déformation de 150μm PtV en mode astigmatisme. Au delà des termes d'*Astm* 5, la qualité optique est de $\lambda/20$ RMS. Pour des déformations de l'ordre de 100μm, le design de ce miroir est parfaitement adapté. En mode Focus, si le terme de *Tetrafoil* est bien annulé, l'aberration sphérique résiduelle est encore trop importante. On obtient une qualité de $\lambda/4$ RMS pour 7μm PtV de déformation. A ce niveau, seule une modification du profil d'épaisseur permettra d'équilibrer les qualités optiques sur les deux modes.

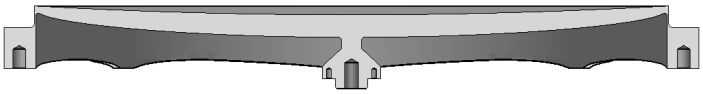


FIG. 4.12 – Modification de la variation d'épaisseur de la couronne d'appui, permettant d'appliquer 8 forces tous les 45 degrés.

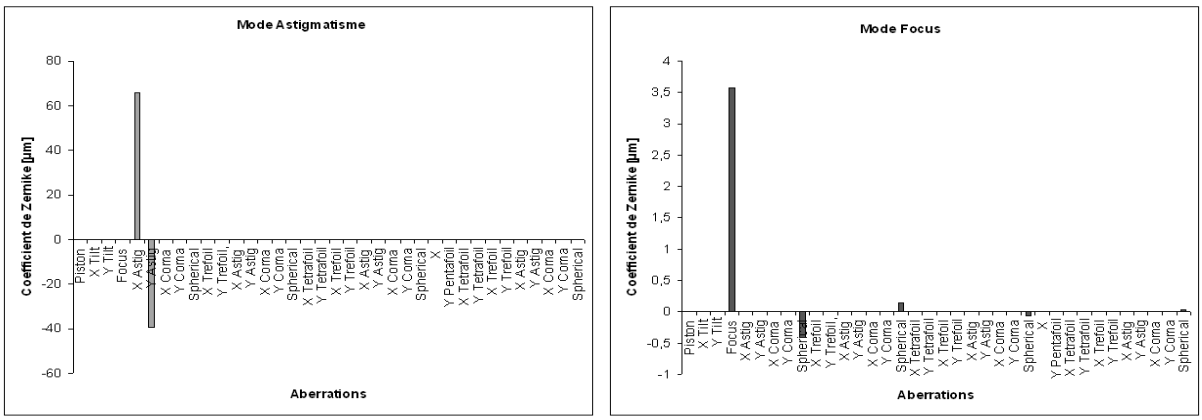


FIG. 4.13 – Histogramme des coefficients de Zernike générés sur la surface optique. *Gauche* : Combinaison aléatoire des 2 modes Astigmatisme, PtV de 150μm. Qualité optique *Astm* 3 soustrait = $\lambda/7$. Qualité optique *Astm* 3 et *Astm* 5 soustraits = $\lambda/20$. *Droite* : Mode Focus, PtV de 7μm, qualité $\lambda/4$. On constate l'annulation du terme de Tetrafoil grâce aux huit forces.

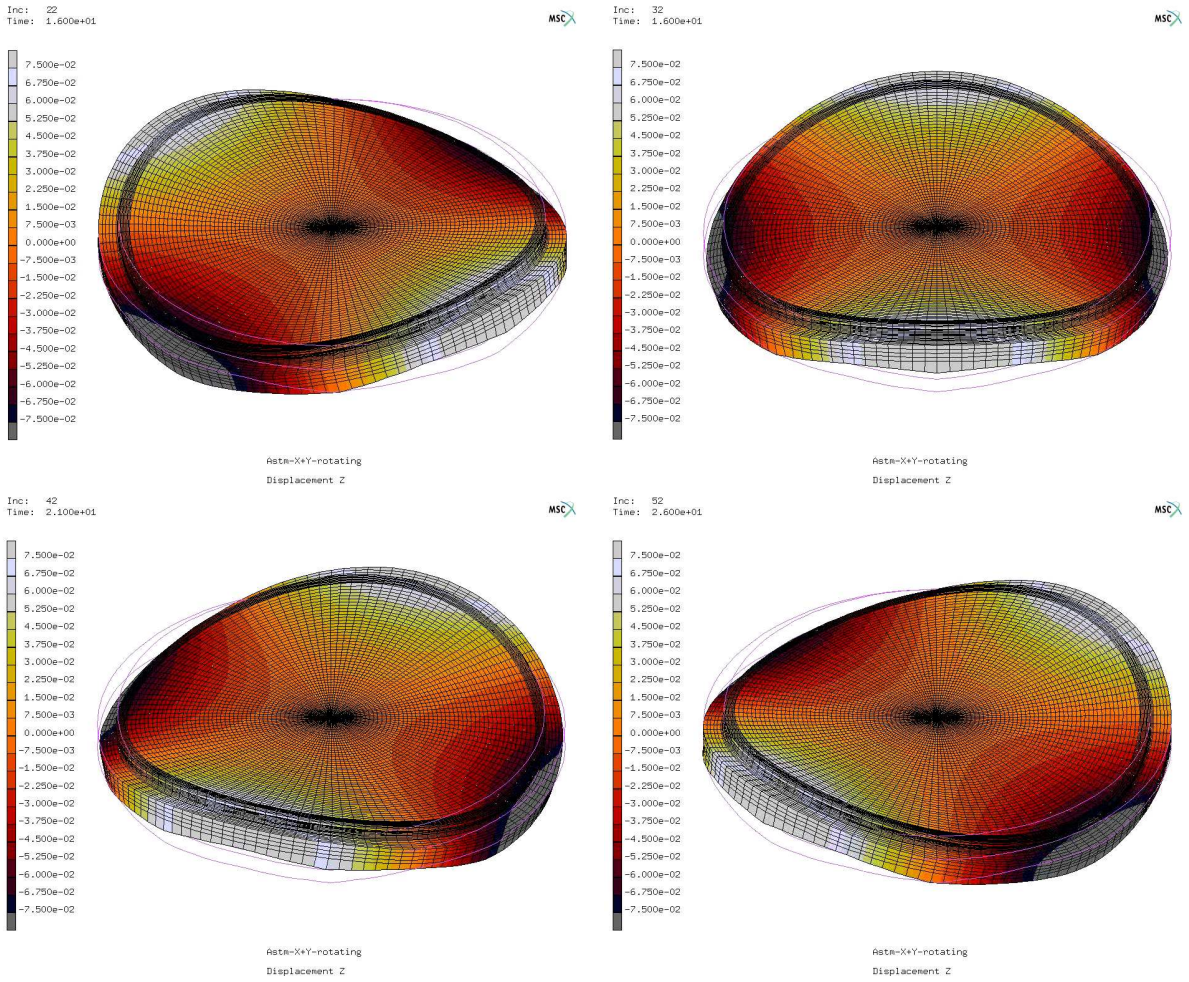


FIG. 4.14 – Rotation de la figure d'astigmatisme générée sur la surface du BSM 8. La combinaison linéaire des deux modes orthogonaux permet de conserver l'amplitude de la déformation lors de la rotation autour de l'axe optique.

Conclusions sur les BSM

Le BSM à 4 forces a été réalisé, douci et est en cours de caractérisation. Les simulations numériques montrent que la déformation obtenue devrait être précise à $\lambda/10$ pour 150μm d'astigmatisme et pour 5μm de Focus. Le design du BSM 8, ayant quasiment les mêmes amplitudes de déformation mais cette fois sur un diamètre 2 fois plus petit, a été finalisé. L'utilisation de 8 forces permettra d'équilibrer les qualités optiques sur les deux modes, notamment en améliorant la qualité du mode Focus. La qualité du mode astigmatisme est légèrement inférieure mais encore largement acceptable pour des déformations de l'ordre de la centaine de μm.

4.5 Smart Beam Steering Mirror

Il est possible à partir de ce type de miroir en cycloïde de générer un Astigmatisme à l'aide d'un système mécanique simple réunissant les forces nécessaires à la déformation en un seul point situé sous le miroir, sur l'axe optique. C'est le concept de *Smart Beam Steering Mirror*. Ce principe est généralisé sur les miroirs monomodes.

4.5.1 Principe de l'actionneur unique

Le système proposé est constitué de deux barres croisées sous le miroir, fixées au niveau des points d'application des forces (*cf* figure 4.15). Lorsque l'on écarte les barres au niveau de la zone de croisement, on génère automatiquement deux paires de forces égales et opposées. Les avantages de ce système sont clairs :

Réduction de la complexité de l'intégration mécanique,
Simplification du système de contrôle/commande,
Allègement du système global,
Minimisation du temps de calibration dans l'instrument,
Amélioration de la tenue thermique,
Pas de Tip/Tilt ou Coma résiduels dus à un différentiel de forces,
Meilleure fiabilité du système,
Diminution du coût par système actif

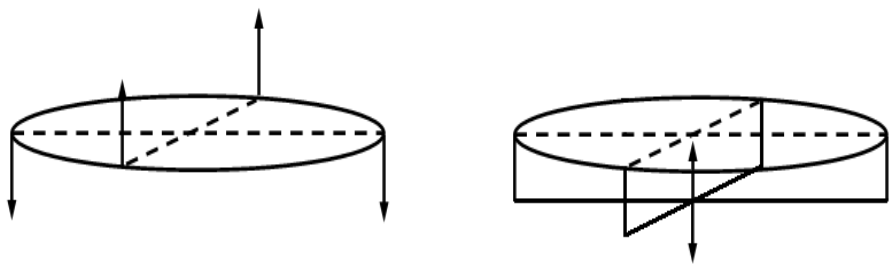


Fig. 4.15 – Principe de l'actionneur unique.

On imaginera combiner deux de ces systèmes de déformation, orientés à 45 degrés, afin de générer deux figures d'astigmatisme orthogonales sur la surface optique. On obtient ainsi toutes les combinaisons linéaires de ces deux modes. Le principe de superposition nous permet d'orienter la figure d'aberration à volonté autour de l'axe optique, en utilisant uniquement deux actionneurs, comme illustré sur la figure 4.16. Le substrat utilisé correspond au miroir à 8 forces, sur lequel viennent se fixer les deux systèmes de déformation. Suivant la disposition et le type d'actionneurs choisis, on pourra intégrer un troisième actionneur afin de générer le mode Focus.

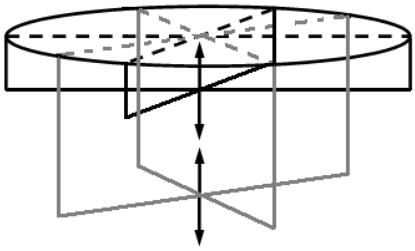


FIG. 4.16 – En rajoutant le même système pivoté d'un angle de 45 degrés, on peut générer toutes les combinaisons linéaires des deux figures d'astigmatisme orthogonales.

4.5.2 Points identifiés

Si les avantages de ce système sont importants, il est nécessaire d'étudier les sources d'erreur qui pourraient nuire à ses performances. Trois principaux points pouvant introduire des déformations parasites ont été identifiés, sur lesquels il faudra fournir un effort particulier afin de minimiser leur influence.

Flexion des barres Le premier effet est du à la flexion propre des barres de transmission. Cette flexion agit sur la longueur relative des barres par rapport au miroir sur lequel elles sont fixées. Il en résulte quatre efforts latéraux identiques au niveau des fixations, dont l'effet principal est la génération d'un terme de Tetrafoil ($\cos(4\theta)$). Deux possibilités permettraient de le minimiser voire de s'en affranchir : réaliser la transmission des efforts par l'intermédiaire de plusieurs rotules afin d'absorber la réduction en longueur des barres, et augmenter leur rigidité pour minimiser leur flexion.

Poids des barres Le deuxième effet est du au poids propre du système de déformation. Le BSM est maintenu en son centre, et il est placé face optique vers le sol dans sa configuration de travail. Si tout le poids du système mécanique est supporté par le miroir seul, tout se passe comme si on appliquait quatre forces égales au niveau des quatre points de transmission. Il en résulte un déformation en Focus + Tetrafoil pour un BSM à quatre forces, ou Focus + Octafoil pour un BSM à 8 forces. Si la déformation en Focus peut être réglée par un simple déplacement du système, il est important de minimiser les autres termes. Là encore deux possibilités permettraient de rendre le système quasi-insensible à la gravité : minimiser le poids du système de déformation en utilisant des barres allégées, ou maintenir le système afin de compenser son poids propre.

Symétrie du système Enfin le troisième point est relatif à la symétrie globale du système, particulièrement dans le cas du double actionneur. Dans cette configuration où les systèmes de déformation s'empilent derrière le miroir, il faut veiller à ne pas transmettre de moments de flexion, qui seraient différemment transmis selon le système, afin d'éviter les déformations parasites. Cette fonction est partiellement remplie par l'intermédiaire de la collerette située entre le miroir et la couronne. A ceci s'ajoute le rôle des rotules au niveau des points de fixation.

Ces considérations ont permis de réaliser un prototype préliminaire afin de valider le concept d'actionneur unique.

4.5.3 Premier prototype de BSM à 1 force

Un premier prototype de ce système a été testé (*cf* figure 4.17), utilisant le miroir à profil cycloïde utilisé pour la fabrication des réseaux de SOHO. La surface optique du miroir est reliée par une fine collerette jouant le rôle d'appui simple au bord. Les barres utilisées pour le système de déformation sont de section carrée et creuses afin de minimiser le poids, tout en conservant la rigidité. Elles sont encastrées au niveau des points de fixation. Les résultats obtenus à l'aide d'un tel système sont très prometteurs : pour une déformation de 10λ soit 6.328μm, la précision atteinte pour la déformation pure est de $\lambda/160$ RMS (*cf* figure 4.18). On retrouve ici les mêmes valeurs relatives précision/déformation, avec des précisions $\lambda/10$ pour des déformations de l'ordre de la centaine de μm.

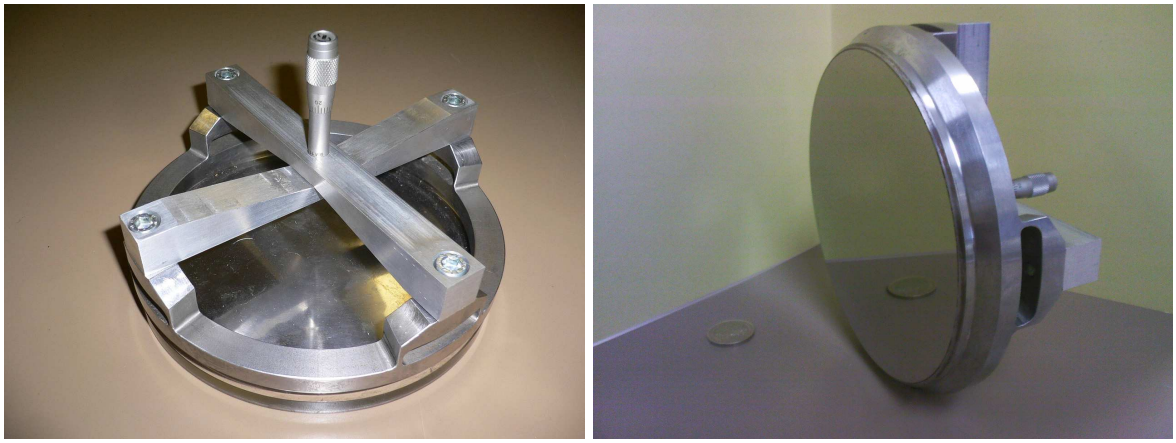


FIG. 4.17 – Vue du prototype simplifié du système de déformation permettant la génération automatique d'un astigmatisme sur la surface optique du miroir. Les deux barres croisées sous le miroir sont reliées à celui-ci par l'intermédiaire de ponts périphériques permettant de s'affranchir de la composante en $cos(6\theta)$ de la déformation.

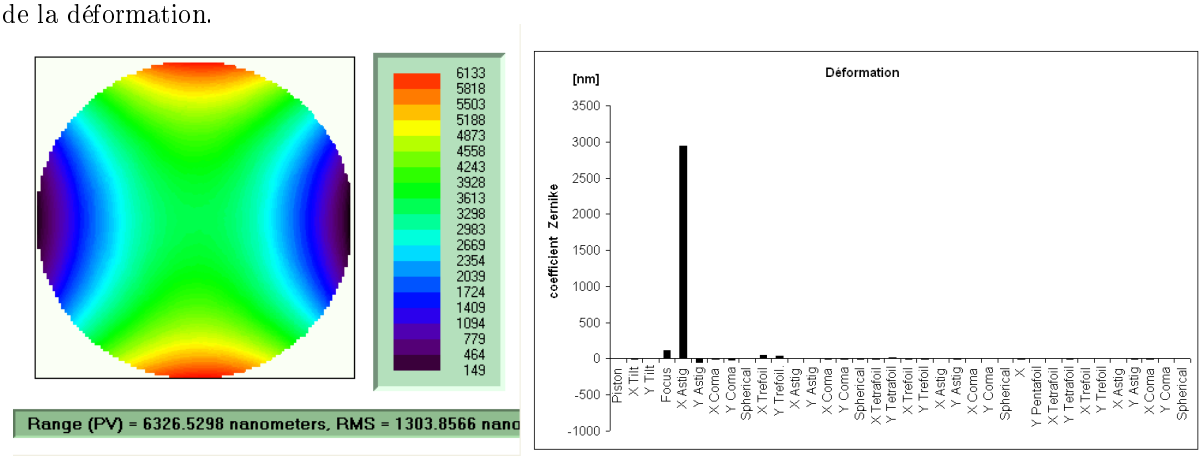


FIG. 4.18 – *Gauche* Carte de phase de la surface optique du miroir déformé. *Droite* Valeurs des coefficients de Zernike composants la déformation de la surface optique du miroir. La déformation est précise à 4nm RMS ($\lambda/160$) pour une amplitude de 6.326 μm (10λ).

4.5.4 Corollaire - Miroirs Monomodes à 1 actionneur

Il est possible de généraliser le concept de *Smart* BSM à tous les modes de déformation définis par une flexion radiale et une modulation angulaire que l'on décrit comme $w_{n,m}(r,\theta) = r^n \cos m\theta, m > 0$.

Premièrement, la géométrie du miroir doit être calculée en fonction de l'ordre radial à générer, c'est à dire le terme r^n. On pourra considérer soit une forme vase comme vu au chapitre 3 soit un ménisque d'épaisseur variable relié à une couronne rigide. Les paramètres disponibles sont soit la distribution d'épaisseur, soit le rapport d'épaisseurs t_2/t_1, le rapport des rayons b/a et la position des forces c.

Deuxièmement, la modulation angulaire dépend du nombre de forces appliquées aux niveau de la couronne rigide. Les équations détaillées donnant le nombre et la position des forces sont données en référence [Lemaître 2005].

Pour chaque mode, on peut définir un système de déformation basé sur le principe précédent, à l'aide de deux pièces mécaniques identiques. Prenons l'exemple du mode *Trefoil* défini par $r^3 \cos 3\theta$. La première pièce est une étoile à 3 branches, formant entre elles un angle de $2\pi/3$. Les extrémités des branches sont reliées à l'anneau rigide du miroir. Le centre de l'étoile correspond à l'axe optique du miroir, qui sera la position de l'actionneur. On dispose un système identique pivoté de $\pi/3$ autour de cet axe. L'actionneur placé entre les 2 pièces peut générer automatiquement 2 triplets de forces égales et opposées, permettant de moduler la déformation angulairement en $\cos 3\theta$.

La généralisation au cas $\cos m\theta$ est immédiate : la première pièce est une étoile à m branches, formant entre elles un angle de $2\pi/m$. Les extrémités des branches sont reliées à l'anneau rigide du miroir. Le centre de l'étoile correspond à l'axe optique du miroir, qui sera la position de l'actionneur. On dispose une pièce identique pivotée de π/m autour de cet axe. L'actionneur placé entre les 2 pièces peut générer automatiquement 2 m-uplets de forces égales et opposées, permettant de moduler la déformation angulairement en $\cos m\theta$.

La relation *1 actionneur = 1 mode* réduirait considérablement la commande et le contrôle des modes de déformation variables. Ce concept doit encore être optimisé afin de réduire les implémentations et encombrements des systèmes placés sous le miroir. Mais ce type de minimisation pourrait être la première étape vers l'Optique Active Spatiale dont un des enjeux majeur est la minimisation du nombre d'actionneurs embarqués, pour corriger un nombre réduit de modes bien identifiés [Hugot 2007, Hugot 2007] sur des miroirs allégés [Kendrew 2005].

Conclusions sur les *Smart* BSM

Le principe de *Smart* BSM basé sur une minimisation du système d'actionneurs a été prouvé. Cette démonstration est la première étape vers le concept *1 actionneur = 1 mode*, qui permettrait la superposition de modes choisis à partir de systèmes de déformations combinés. Ce type de miroirs peut avoir de multiples applications, à condition de continuer à optimiser les systèmes de déformation pour éviter d'avoir un "empilement" à l'arrière du miroir, en minimisant l'encombrement et le poids, afin d'améliorer les performances.

Conclusions sur les BSM actifs

Nous avons présenté dans ce chapitre le concept de miroir à astigmatisme variable ou variable et orientable, de grande dynamique (>100μm), basé sur les déformation d'un substrat métallique possédant deux distribution d'épaisseurs, l'une radiale sur le ménisque optique, et l'autre angulaire sur l'anneau rigide externe. Suivant la configuration d'utilisation, ce miroir permet aussi de compenser des défauts de défocalisation.

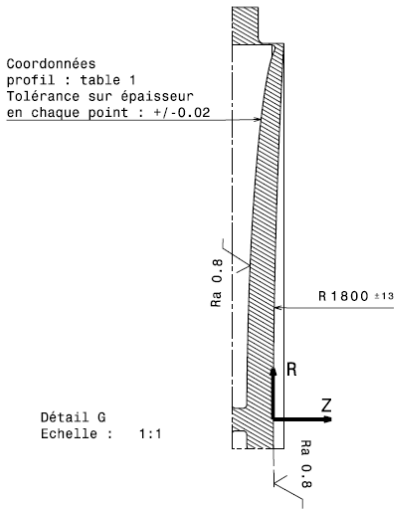
Après une définition analytique et une validation des profils d'épaisseur par FEA, c'est l'implémentation du miroir dans un système de déformation optimisé qui a été validée numériquement afin de dimensionner le système. La qualité optique attendue est de $\lambda/10$ RMS pour une déformation de 150μm PtV d'*Astm* 3 et de 5μm PtV de focus. Un prototype de ce système de BSM à 4 forces est en cours de qualification.

L'amélioration du système de déformation a permis de mettre au point le concept de *Smart Beam Steering Mirror*, permettant de générer une figure astigmate à l'aide d'un actionneur unique, ou bien d'orienter cette figure à l'aide de 2 actionneurs. Un premier prototype a permis de valider le concept, en produisant une déformation de 6μm avec une précision de 4nm RMS. Un nouveau prototype de Smart BSM à deux forces est en cours de réalisation. Ce type de composant minimisant le nombre d'actionneur est une première étape vers l'Optique Active spatiale dont l'un des challenge majeur sera de minimiser au maximum la complexité et les poids des systèmes correctifs embarqués.

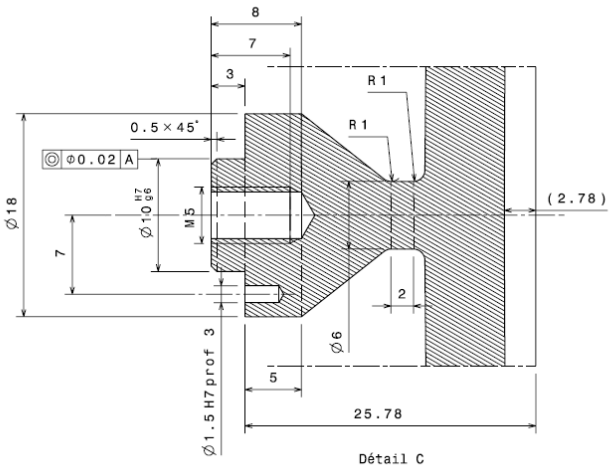
Tests du BSM *actif*

(Page suivante : plan de fabrication du BSM 4*)*

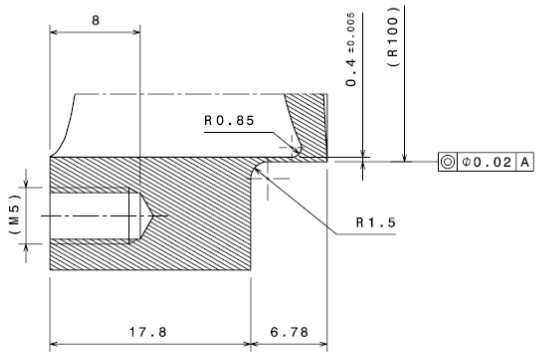
	Table 1		
R	Z profil interne	Z sphère	Epaisseur
0	-	0	-
4,00	-7,05	0,00	-7,05
6,27	-7,03	0,01	-7,04
10,53	-6,99	0,03	-7,02
14,81	-6,94	0,06	-7,00
19,09	-6,86	0,10	-6,96
23,38	-6,77	0,15	-6,92
27,67	-6,66	0,21	-6,87
31,96	-6,52	0,28	-6,80
36,25	-6,37	0,37	-6,74
40,54	-6,19	0,46	-6,65
44,82	-5,99	0,56	-6,55
49,11	-5,76	0,67	-6,43
53,40	-5,52	0,79	-6,31
57,69	-5,25	0,92	-6,17
61,97	-4,94	1,07	-6,01
66,26	-4,60	1,22	-5,82
70,54	-4,23	1,38	-5,61
74,82	-3,82	1,56	-5,38
79,10	-3,36	1,74	-5,10
83,37	-2,83	1,93	-4,76
87,64	-2,22	2,13	-4,35
91,89	-1,47	2,35	-3,82
96,08	-0,46	2,57	-3,03
98,32	0,38	2,69	-2,31
100,0	-	2,78	-



Détail G
Echelle : 1:1

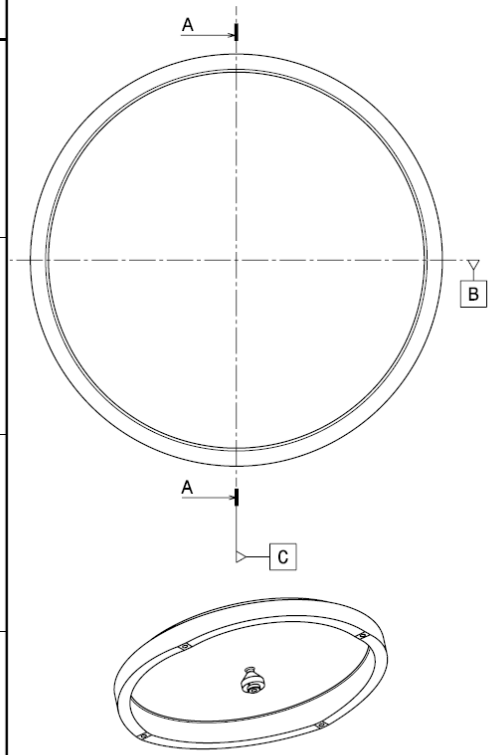


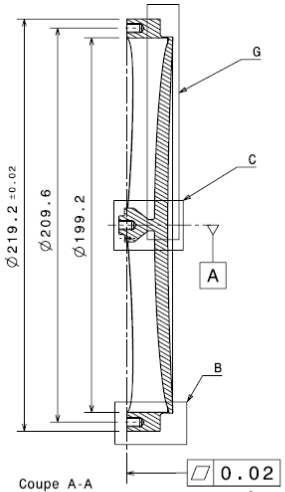
Détail C
Echelle : 3:1



Détail B
Echelle : 3:1

Table 2	
Theta (°)	e (mm)
0	17,80
2,13	17,80
3,58	17,55
5,38	17,26
7,17	16,98
8,97	16,73
10,48	16,50
12,56	16,28
14,36	16,08
16,15	15,89
17,95	15,71
19,75	15,55
21,55	15,41
23,35	15,28
25,15	15,15
26,95	15,04
28,75	14,94
30,55	14,86
32,35	14,78
34,15	14,71
35,95	14,66
37,75	14,61
39,55	14,58
41,35	14,55
43,14	14,54
45,00	14,54

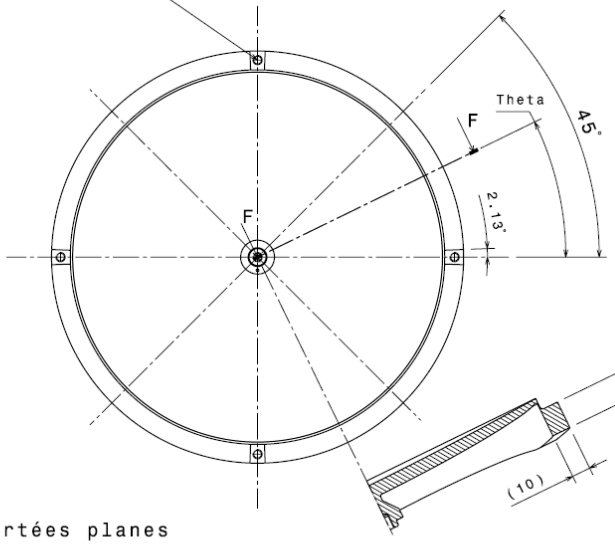




Coupe A-A

sur 4 portées planes

4 M5 prof 7 à 90° sur dia 209.6
Sur avant trou
Φ0.02 B-C



e=f(Theta) : table 2

Tolérance sur épaisseur (e)
en chaque point : +/- 0.02

Coupe F-F à l'angle Theta

Ind	Date	Drawn	Verified	PA	Authorized	Modifications	Nbre
A	20/10/06	P. Vola	L. Castinel	-	E. Prieto	Pour exécution	1
2	16/10/06	P. Vola	.....	.....	E. Prieto	Profil interne modifié	1
1	../../..	P. Vola	.....	.....	.....	ORIGINAL ISSUE	1

DEFAULT DESIGN LIMITS:
Mechanical part: ISO 2768-1&2-mK-E / ISO 2768-1&2
Surfacing: Ra3.2 / NFE 05-016

Format : A2 | Scale: 1:2 | Mass: 2.1 kg | Material: AISI 420 | Treatment: .....

Beam Steering Mirror

LAM LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE DE MARSEILLE
Laboratoire d'Astrophysique de Marseille
Traverse du Siphon BP8 - 13376 MARSEILLE CEDEX 12
Tél. +33 4 91 05 59 00 - Fax. +33 4 91 05 69 69 - www.oamp.fr

Ce plan est notre propriete. Il ne peut etre copie, reproduit ou transmis a des tiers sans autorisation ecrite.

BSM-0001-DD-A

Bibliographie

[Cuby *et al* 2005] Cuby J.G., Kneib J.P., Prieto E., *et al*, "MOMFIS, the Multi Object IR Spectrograph for OWL", *Proc. of Ringberg workshop on Instrumentation for ELTs*, 2005

[Cuby *et al* 2006] Cuby J.G., Prieto E., Ferrari M., Hugot E., Bland-Hawthorn J., Blais-Ouelette S., "On the performance of ELT instrumentation", *Proc. SPIE in Astronomical Telescopes and Instrumentation*, Paper Number 6269-68, 2006

[Ellis R. *et al* 2005] Ellis R., Britton M., Dekany R., Taylor K., Prieto E., "TiPi : a wide field partailly AO-compensated, multi object, near IR spectrograph for TMT", *Feasibility Study Proposal for IRMOS*, http ://www.astro.caltech.edu/oir/irmos/Project/TiPi, 2005

[Ferrari 1998] Ferrari M., "Development of a variable curvature mirror for the delay lines of the VLT interferometer", *Astronomy & Astrophysics*, Suppl.Ser.128, p.221-227, 1998

[Huber *et al* 1981] Huber M.C., Jannitti E., Lemaitre G., Tondello G., 'Toroidal grating obtained on an elastic substrate', *Applied Optics*, vol. 20, 2139, 1981

[Hugot 2007] Hugot E., Langlois M., Ferrari M., "Etude de R&T CNES : Evaluation des miroirs actifs pour les grands telescopes", Confidential study

[Hugot 2007] Hugot E., Ferrari M., Liotard A. "Etude de R&D Thales Alenia Space", Confidential study

[Kendrew 2005] Kendrew S. "Lightweight deformable mirrors for ground- and space-based imaging systems", Thesis, 2005

[Lemaître 1976] Lemaître G.R., "Elasticité et miroirs à focale variable", *C.R.Acad.Sc.Paris* t.282, Série B - 87, 1976

[Lemaître 2005] Lemaître G.R., "Active Optics : vase or meniscus multimode mirrors and degenerated configurations", *Meccanica*, vol. 40, no3, p.233-249, 2005

[Lemaître & Duban 2001] Lemaître G. & Duban M., "Universal method for holographic grating recording : multimode deformable mirrors generating Clebsh-Zernike polynomials", *Applied Optics*, vol. 40, n°4, 461, 2001

[Madec *et al* 2006] Madec F., Hugot E., Vola P., Ferrari M., Prieto E., Cuby J.G., "New beam steering mirror concept and metrology system for multi-IFU ", *Proc. SPIE in Astronomical Telescopes and Instrumentation*, Paper Number 6273-71, 2006

[Moretto *et al* 2007] Moretto G., Cuby J.G., Hammer F., Rousset G., Fusco T., Devriendt J., "EAGLE : A Multi-Object AO Instrument for the European Extremely Large Telescope", *Opt. Soc. Am. Proc.*, 2007

[Moretto *et al* 2006] Moretto G., Cuby J.G., Hammer F., Amram P., *et al*, "Wide Field Spectrograph Concepts for the European Extremely Large Telescope", *Proc. SPIE*, vol. 6269, 2006

[Neichel *et al* 2007] Neichel B., Fusco T., Conan J.M., Rousset G., Gendron E., Puech M., Cuby J.G., Hubin N., "MOAO concept for 3D spectroscopy on ELT ", *Optical Society of America* 2007

[Page *et al* 2006] Page *et al*, 2006

[Prieto *et al* 2000] Prieto E., Lefevre O., Saisse M., Voet C., Bonneville C., *Proc. SPIE*, 4008, 510, 2000

[Ramsay Howat *et al* 2002] Ramsay Howat S., Sharples R., Wright G.S., Hastings P.R., Wells M., Cunningham C.R., Schmoll J., Content R., Robertson D., "Multiple integral field spectroscopy using image slicers", *Proc. SPIE* vol. 4841, 145, 2002

[Sharples *et al* 2002] Sharples R.M. *et al*, " KMOS : An infrared multi-integral field spectrograph for the VLT", *Proc. SPIE* vol. 4841, 145, 2002

Conclusions et perspectives

L'Optique Active est une technique de contrôle des surfaces optiques qui est utilisée sur les plus grands observatoires mondiaux. Elle joue un rôle majeur dans le contrôle de la qualité du front d'onde délivré aux instruments et donc des images astronomiques obtenues. Elle permet en outre de relaxer les contraintes technologiques sur la réalisation des instruments. Face aux enjeux scientifiques du futur, l'Optique Active sera incontournable pour atteindre les spécifications extrêmes des grands projets instrumentaux en cours et à venir. Aujourd'hui principalement utilisée pour le contrôle des miroirs primaires des télescopes de la classe de 8m, elle le sera pour les futurs ELTs composés de centaines de segments minces, ainsi que pour la réalisation de surfaces très asphériques d'excellente qualité pour les instruments de seconde génération sur les plus grands télescopes. Ces nouveaux développements en Optique Active seront un atout majeur pour la réussite des programmes ambitieux de la communauté astronomique.

L'Optique Active est basée sur la théorie de l'élasticité permettant de paramétrer les déformations mécaniques des pièces optiques. Dans ce cadre, les analyses par éléments finis sont un outil puissant permettant un gain en terme de qualité du contrôle des surfaces optiques. De nombreux liens ont étés établis dans ce travail afin de mettre en place des passerelles numériques entre déformations mécaniques et analyses interférométriques des surfaces optiques. Les cartes de déplacements mécaniques sont traduites en cartes de phase pour l'analyse de front d'onde. La qualité optique des déformations est évaluée à partir des décompositions modales des déformations sur les bases d'aberrations optiques et des analyses spectrales de ces déformations dans l'espace de Fourier.

Ces outils ont étés utilisés afin de définir et d'optimiser trois techniques d'Optique Active, basées sur le polissage sous contraintes et les déformations mécaniques *in situ* des pièces optiques, dans le cadre de la réalisation de miroirs actifs pour trois projets d'envergure de la communauté astrophysique européenne :

La *lame mince* pour le VLT DSM,

Les *miroirs toriques* pour l'instrument SPHERE du VLT,

Les *miroirs de sélection actifs* dans le cadre de l'instrument EAGLE pour l'E-ELT.

Bilan

Lame mince

La réalisation d'une lame mince asphérique est une opération extrêmement délicate du fait de la fragilité du miroir. Un des challenges majeur étant d'éviter les erreurs en hautes fréquences spatiales, le polissage par outil pleine taille s'est avéré être une solution élégante. La réalisation d'un miroir de 2mm d'épaisseur pour 1.1m de diamètre pour le VLT-DSM est effectué en plusieurs étapes. La pièce est asphérisée lorsqu'elle est encore épaisse par dépression durant le polissage. Une variation d'épaisseur radiale sur le substrat permet d'obtenir une déformation correspondant à l'inverse de la forme asphérique finale. La qualité de cette déformation ne devant pas être un facteur limitant au niveau de la qualité optique, cette distribution d'épaisseur a été optimisée par éléments finis et validée grace à l'analyse spectrale de la déformation mécanique obtenue. La lame est ensuite amincie jusqu'à son épaisseur nominale et débordée au diamètre utile. Le miroir est actuellement en cours de polissage.

Miroirs toriques

Les ambitieux enjeux de l'instrument de seconde génération VLT-SPHERE, la détection directe et la caractérisation d'exoplanètes, amènent à des spécifications extrêmes sur les qualités des optiques utilisées. La réalisation de miroirs toriques pour le train optique principal est sévèrement contrainte tant en basses qu'en hautes fréquences. La technique du polissage sous contrainte est là aussi une solution efficace, permettant d'obtenir une surface bénéficiant de la qualité du polissage sphérique par outils pleine taille, tant au niveau de la précision du rayon de courbure qu'au niveau des défauts hautes fréquences. La géométrie du substrat à polir a été optimisée à partir des équations analytiques et des éléments finis, afin d'atteindre les spécifications requises. Le substrat est composé de deux zones d'épaisseur différentes et muni d'une variation angulaire d'épaisseur sur la zone externe. La distribution angulaire a été obtenue à partir de la théorie des poutres et adaptée aux miroirs en *fond de vase*. Les analyses numériques ont prouvé que la qualité de la déformation n'est pas un facteur limitant en basses, moyennes et hautes fréquences. De plus, une monture originale a été développée afin de garantir la qualité optique de la surface sous les effets de gravité et de dilatation thermique. Le premier miroir, le plus imposant, est actuellement en cours de polissage.

Miroirs de sélection actifs

Dans le cadre du projet EAGLE, spectrographe grand champ multi-objet dédié au futur E-ELT, ont été développés différents concepts de miroirs actifs à toricité et/ou courbure variable et/ou orientable. Ces miroirs ont pour vocation d'être des miroirs de sélection actifs, où BSM actifs. Leur particularité est leur grande dynamique, permettant de couvrir plus d'une centaine de microns de déformation avec une qualité optique d'au minimum $\lambda/10$. Pour atteindre simultanément cette dynamique et cette qualité, les substrats des miroirs sont en acier, munis de deux distributions d'épaisseur, l'une radiale et l'autre angulaire. Là encore, les analyses par éléments finis ont permis une optimisation de la géométrie des substrats. Ces études ont amené à la définition du concept de *Smart* BSM permettant de générer un astigmatisme à l'aide d'un unique actionneur par une optimisation du système de déformation. La généralisation du concept s'applique à divers miroirs monomodes sur la base *1 actionneur = 1 mode*. Utiliser un nombre minimal d'actionneurs réduit non seulement le coût, mais aussi la complexité des systèmes de commande, de contrôle, ainsi que les erreurs résiduelles associées. Cette optimisation est une étape importante vers la minimisation des systèmes d'actionnement en Optique Active, que ce soit pour l'astronomie au sol où dans le cadre de projets spatiaux.

Perspectives

Les outils numériques développés dans ce travail, l'optimisation des procédés de fabrication, ainsi que celle des systèmes d'actionnement, ont permis d'atteindre une grande qualité de surface des miroirs actifs, tant sur les basses fréquences que sur les hauts ordres d'aberrations optiques. Il est désormais possible d'obtenir des optiques très asphériques avec une grande précision. De tels miroirs peuvent remplacer des combinaisons optiques plus complexes, permettant ainsi, par une réduction du nombre des surfaces, un gain en flux transmis, en temps de réalisation, en simplicité d'alignement et bien sûr en coût. Beaucoup de difficultés ont été surmontées afin de prouver la capacité et le potentiel de l'Optique Active. Aujourd'hui, cette technique a encore gagné en maturité. Désormais, à partir de concepts opto-mécaniques simples, on peut réaliser des optiques complexes et facilement ajustables. Certaines pistes de développements de l'Optique Active peuvent être envisagées à plus ou moins court terme :

L'utilisation de surfaces optiques très asphériques et très déformées permettrait de remplacer, dans les instruments, des combinaisons complexes composées d'une dizaine de lentilles et miroirs. Des études amont sont en cours afin d'évaluer la faisabilité de tels concepts optiques. Une première idée d'un "instrument idéal", spectrographe muni de seulement deux surfaces optiques a été avancée.

De nouvelles méthodes sont proposées afin de s'affranchir des problèmes de défauts de bords et défauts locaux inhérents à la technique de polissage actif de miroirs paraboliques hors-axe pour les télescopes segmentés. C'est un aspect important dans la perspective des ELTs

Dans le domaine spatial, des études sont en cours pour le développement de surfaces actives simples et robustes dans la perspective des futurs grands observatoires spatiaux. Les miroirs de plus en plus grands et de plus en plus allégés devront être corrigés des défauts créés par l'absence de gravité par rapport à leur phase d'intégration au sol, ou encore par les contraintes thermiques variables qu'ils subissent en orbite.

Cette liste n'est pas exhaustive, et ce ne sont ici que quelques-uns des domaines potentiels d'application de l'Optique Active. Ces points correspondent néanmoins à des sujets de recherches actuels, auxquels le travail développé ici est fortement relié.

Conclusions and perspectives

Active Optics technique allows controlling the shape of optical surfaces and is used today on the largest observatories in the world. It plays a major role in controlling the wavefront quality delivered to the instruments and, in this way, improves the quality of astronomical images. It also allows relaxing the technological constraints for the realisation of instrumentation. Considering the future scientific objectives, Active Optics will be essential to reach the extreme specifications of current and future instrumental projects. Applied today for the shape control of 8m-class telescope primary mirrors, it will be used in the future ELTs made of hundred of thin segments, and for the realisation of highly aspheric optics with an excellent surface quality in the second generation of instruments on the largest telescopes. The new developments in Active Optics will be major assets for the success of ambitious astronomical programmes.

Active Optics is based on elasticity theory, allowing the parameterisation of mechanical deformations of optical components. In this frame, finite element analysis are a powerful tool allowing a gain in terms of optical quality of optical surfaces. Many links have been developed in this work in order to establish numerical connexions between mechanical deformations and interferometric analysis. The displacement maps are translated into optical path difference maps for the wavefront analysis. The optical quality of deformations is evaluated with modal decompositions on the optical aberration basis, and spectral analysis in the Fourier domain.

These tools have been used in order to define and optimise three Active Optics techniques, based on stress polishing and *in situ* deformation, for the realisation of optical components in the frame of three major projects for the astronomical community :

The *thin shell* for the VLT-DSM,

The *toric mirrors* for the SPHERE instrument for VLT,

The *active beam steering mirrors* in the frame of the EAGLE instrument for the future E-ELT.

Bilan

Thin shell

The realisation of an aspheric thin shell is a delicate operation because of the fragility of the piece. One of the major challenges is to avoid high spatial frequency errors. In this way, the full-size tools polishing is an elegant solution. The realisation of a 2mm thickness - 1.1m diameter mirror for the VLT-DSM includes different steps. The mirror is aspherised when it is thick, by spherical polishing under pressure. A radial thickness distribution on the substrate allows obtaining a deformation under pressure corresponding to the inverse final aspherical form. As the quality of this deformation must not be a limiting factor for the optical quality, this thickness distribution has been optimised by FEA and validated via the spectral analysis of the mechanical deformation. At this time, the mirror is under polishing. Then, the shell will be thinned down to its final thickness, edged and tested.

Toric mirrors

The ambitious stakes of the second generation instrument VLT-SPHERE, the direct detection and caracterisation of exoplanets, lead to extreme specifications on the optical quality of optics. The realisation of toric mirrors for the common path is severely constrained either on low or high frequency errors. The stress polishing technique is once again an efficient solution that allows obtaining an optical surface which benefits from the optical quality of a spherical polishing with full-size tools, in terms of radius of curvature precision and high spatial frequency defaults. The geometry of the substrate has been optimised from analytical equations and finite elements analysis in order to reach the required specifications. The substrate is made of two zones of different thicknesses, and the external zone has an angular variable thickness distribution. The angular distribution has been obtained from the elactic beam theory and adapted to *vase form* mirrors. The numerical analysis proves that the optical quality of deformations is not a limiting factor in terms of low, middle and high frequency errors. Furthermore, an original mount has been developed to maintain the optical quality of the surface under gravity effects and thermal expansion. The first SPHERE toric mirror, the largest, is under polishing at this time.

Active beam sterring mirrors

In the frame of the EAGLE project, a wide-field multi-object spectrograph for the E-ELT, several concepts of active beam steering mirrors with variable and/or orientable toricity and/or curvature, have been developped. The particularity of these mirrors is their high dynamic, allowing to produce hundred microns of deformation with an optical quality of at least $\lambda/10$. In order to reach simultaneously this dynamic and this quality, the substrates are made of steel, with two variable thickness distributions, radially and angularly. FEA have been essential to optimise the substrates geometry. These studies led to the concept of *Smart* BSM, generating astigmatism with only one actuator by an optimisation of the deformation system. The generalisation of the concept *1 actuator = 1 mode* is applied to monomode mirrors. Using a minimal number of actuators not only reduces the cost, but also the complexity of command/control systems and the residual errors. This optimisation is an major step towards the minimisation of actuator systems in Active Optics, either for ground-based astronomy or in the frame of space projects.

Perspectives

The numerical tools developed during this work, the optimisation of manufacturing processes and of actuators systems, allowed reaching a high surface quality of active mirrors, either on low frequencies or high order optical aberrations. It is now possible to obtain highly aspherical optics with a high precision. Such mirrors could replace complex optical combinations, allowing in this way, by a reduction of the number of optical surfaces, a gain in terms of isntrumental through-put, manufacturing time, alignement simplicity and fabrication cost. A lot of difficulties have been overcome in order to prove the capacity and potential of Active Optics. Today, this technique has still gained in maturity. Now, from simple opto-mechanical concepts, we could realise complex optics easily tunable. Further development in Active Optics can be considered for the next years.

The use of highly aspherical or highly deformed optical surfaces could replace in instruments complex combinations of tenth of lenses and mirrors. Preliminary studies are going on to evaluate the feasibility of such optical concepts. A first idea of an "ideal instrument", a spectrograph made of only two optical surfaces, has been proposed.

New methods are proposed in order to avoid local defaults and edge mis-figures, inherent to the stress polishing technique of off-axis parabolic hexagonal mirrors for segmented telescopes. This is of particular interest in the perspective of future ELTs

Studies are going on for the development of simple and robust active surfaces in the perspective of future large space observatories. As space mirrors will become larger and also lightweighted, they will have to be corrected for defaults created by the absence of gravity, compared to their ground-based integration phase, or by the variable thermal conditions in orbit.

This list is not exhaustive, and there are only few potential application domains of Active Optics. Nevertheless, these points correspond to current research to which the presented work is strongly connected.

Table des figures

1.1 European ELT- Design "5 miroirs" - M1 42m - 10 arcmin FOV. (Crédit : ESO) 26
1.2 European ELT- Vue d'artiste. (Crédit : ESO) 27
1.3 Principe de la correction par optique adaptative 28
1.4 Réponse impulsionnelle d'un système d'AO 29
1.5 Une schématisation des différents principes d'optiques adaptatives. (Crédit ESO). 31
1.6 Miroir plan en *fond de vase* 35
1.7 Géométrie, charges appliquées, conditions au limites du modèle utilisé 36
1.8 Déformation pure du quatrième degré 39
1.9 Matrice triangulaire des 24 premiers polynômes de Zernike. 42
1.10 Des éléments finis aux aberrations optiques 43

2.1 Multiple Mirror Telescope 51
2.2 Large Binocular Telescope 52
2.3 Vue de l'unité complète du VLT-DSM 53
2.4 Disposition des actionneurs du VLT-DSM 54
2.5 Enveloppe de la PSD des erreurs de surface acceptables 55
2.6 Enveloppe de la PSD des erreurs de surface acceptables 56
2.7 Enveloppe de la PSD des erreurs de surface acceptables 56
2.8 Spécifications de qualité de surface - Courbe des résultats analytiques 57
2.9 Spécifications de qualité de surface - Spectre des Zernike 59
2.10 Spécifications de qualité de surface - courbe des résultats numériques 59
2.11 Polissage actif d'une Lame de Schmidt 60
2.12 Polissage actif d'un lame mince convexe hyperbolique 61
2.13 Erreur PtV sur la zone interne / variation de la charge avec l'épaisseur - modèle analytique 66
2.14 Flexion et erreur de flexion de la zone interne - modèle analytique 67
2.15 Distribution d'épaisseur et profil radial du miroir - modèle analytique 67
2.16 Profil radial modifié - modèle numérique 68
2.17 Résultats des simulations numériques par éléments finis 69
2.18 Flexion et écart de flexion - modèle numérique 69
2.19 Projection de l'erreur de flexion sur la base de Zernike 70
2.20 Erreurs de surface RMS cumulées - comparaison avec les spécifications - modèle numérique 70
2.21 PSD des erreurs de flexion - modèle numérique 71
2.22 Interpolation de la carte de phase / Position des erreurs résiduelles 71
2.23 Valeurs des erreurs résiduelles / Amplitude des forces 72
2.24 Photos du substrat en Zerodur après usinage du profil d'épaisseur 73
2.25 Erreur de surface RMS cumulée - comparaison avec les specifications analytiques et numériques 74
2.26 Interpolation de la carte de phase / Position des erreurs résiduelles 74
2.27 Valeurs des erreurs résiduelles / Amplitude des forces 74
2.28 Rodage du plateau 75

3.1 Train optique de l'instrument SPHERE 81
3.2 Train optique de l'instrument SPHERE 81
3.3 Miroir en vase avec bras de retour - modèle analytique 84
3.4 Vue arrière du miroir / Interférogramme de la déformation - modèle réel 84
3.5 Maillage par éléments finis / Carte de phase de la déformation - modèle numérique 85
3.6 Ajustement de termes d'ordre supérieur - modèle numérique 85
3.7 Position des forces en fonction du rapport des rigidités 87
3.8 Modèle à deux paires de forces égales et opposées 88
3.9 Poutre encastrée soumise à une force centrale - modèle analytique 89
3.10 Distribution d'épaisseur d'une poutre encastrée 91
3.11 Flexion d'une poutre d'épaisseur variable 92
3.12 Miroir torique de 366mm de diamètre pour VLT-SPHERE- modèle analytique 93
3.13 Vue avant et arrière du substrat de Zerodur 94
3.14 Miroir torique au repos - modèle numérique 94
3.15 Miroir torique déformé - déplacements et contraintes - modèle numérique 95
3.16 Carte de phase de la déformation et décomposition en polynômes de Zernike 96
3.17 Concept de la monture du miroir torique 98

4.1 Principe de fonctionnement d'un spectrographe Multi objets 104
4.2 Design d'un instrument pour la multi IFU 106
4.3 Profils d'épaisseur radiaux 108
4.4 Distributions d'épaisseur radiale et angulaire 109
4.5 Combinaison des profils d'épaisseur 110
4.6 Profil en cycloïde modifié 111
4.7 Implémentation mécanique du BSM et de ses actionneurs 111
4.8 Histogramme des coefficients de Zernike générés sur le BSM 4. 112
4.9 Déformation en puissance du BSM- modèle numérique 113
4.10 Face arrière du prototype de VTM 114
4.11 *Dummy* BSM 4 monté sur son support muni des quatre actionneurs 114
4.12 Profil en cycloïde modifié 115
4.13 Histogramme des coefficients de Zernike générés sur le BSM 8. 115
4.14 Rotation de la figure d'astigmatisme - modèle numérique 116
4.15 Principe de l'actionneur unique 117
4.16 Principe du double actionneur 118
4.17 Premier prototype de VTM 119
4.18 Qualité optique de la déformation du prototype 119

Liste des tableaux

1.1 Expression analytique des 16 premiers polynômes de Zernike 41

2.1 Paramètres de la lame mince 52

3.1 Spécification de qualité de surface des miroirs toriques à 20^oC 82
3.2 Comparaison de mesures interférométriques et des résultats de simulation 86
3.3 Caractéristiques des matériaux utilisés 97

4.1 Spécifications du BSM 107

Merci à

Gérard Lemaître qui m'a accepté au Laboratoire d'Optique de l'Observatoire de Marseille et qui a encadré cette thèse. Son expertise en Optique Active et sa connaissance des équations d'élasticité ont été la base de ce travail. Sa bonne humeur et sa sympathie ont été très agréables

Marc Ferrari pour m'avoir fait confiance tout au long de ces trois années. Toujours disponible, il n'a pas hésité à me transmettre ce qu'il sait au niveau théorique, ce qui a donné de nombreux échanges fructueux. Au delà, il a tenu le rôle de guide au niveau de l'organisation du travail et ce qui tourne autour des métiers de la recherche, me donnant une vision à plus long terme. Un grand merci, des encadrants comme ça on n'en trouve pas sous toutes les pierres !

Alain Abbinanti & Lucien Camilli pour nous avoir sauvé la baraque en travaillant d'arrache pied pendant 1 an sur la machine de polissage d'1.5m. L'un des deux a même donné de son corps pour la science. On leur doit une fière chandelle

Kacem El Hadi qui a pris en main le polissage du BSM et du miroir Torique, pour nous fournir des superbes qualités de poli en temps et en heure. Son nom sera gravé à jamais sur les miroirs de SPHERE au VLT...

Pierre Montiel pour son expertise en polissage et pour la réalisation de la lame mince, certainement une des pièces les plus délicates de sa carrière de polisseur

Kjetil Dohlen pour son expertise *ès*-PSD. La légende raconte que cet homme serait capable de mesurer la PSD d'une surface au toucher uniquement. Je l'ai moi même vu évaluer cette puissance d'un simple regard...

Silvio Mazzanti pour les multiples petits moyens et grands coups de main, dépannages et autres installations allant des ordinateurs aux systèmes d'hydraulique et de dépression de la lame mince

Patrice Joulié pour la conception et les plans de la machine 1.5m

l'équipe du LOOM en général. Les gens qui la composent forment une équipe dynamique et en évolution, dont le travail s'inscrit sur des projets passionnant. C'est une chance d'en faire partie

Pascal Vola qui nous a impressionnés par sa rapidité et sa compétence non seulement dans l'exécution des plans de fabrication, mais aussi et surtout pour son expertise et ses idées sur pas mal de problèmes mécaniques que nous avons rencontrés, sur le BSM et sur la monture du Torique

Fabrice Madec pour l'étroite collaboration sur la réalisation du BSM. Le temps passé à chercher la petite finesse et les solutions a permis d'obtenir un système de déformation quasi-parfait et surtout un banc de métrologie indispensable pour la validation du design du BSM

Eric Prieto qui n'a pas hésité à intégrer des miroirs actifs dans ses designs optiques variables et par là même m'a fourni le travail et fait naître les idées qui composent le dernier chapitre

Jean Gabriel Cuby pour croire en L'Optique Active. Certaines de ses remarques ont été le moteur de ma motivation

Jean Jacques Fermé, Denis Fappani, Jean François Carré et Christian du Jeu pour l'étroite collaboration sur tous les projets,

Sébastien Duchêne qui en l'espace de 2 jours m'a éclairé sur la programmation en éléments finis. Son apport a été une étape extrêmement importante

Luzma, Arnaud et Léo, avec qui j'ai fait mes premiers pas à l'Observatoire de Marseille

Arnaud (bis) pour ses idées pas si mal puisqu'elles ont abouti...

Mélanie qui a réussi à pousser mes limites

Arthur qui est chaud cacao il faut bien le dire. Sa bonne humeur, ses blagues pas traques et sa présence sont vitales (si si) pour pouvoir décompresser quand il le faut

mon Mamadou des bois, "la leyenda" comme ils l'appellent au Mexique. Sur son passage les hommes se prosternent et les femmes se crèpent le chignon. Son nom traversera les siècles...

Elodie pour sa rapidité et son expertise *ès*-adhésion, ainsi que pour les conseils et coups de patte lors de l'utilisation des epoxy.

Céline qui va nous développer les lunettes bioniques de l'espace

Thomas et Valérie qui ont toujours été disponibles et de bonne humeur, malgré l'énorme pression qu'ils subissent

Jacques pour sa prise en charge du cluster

Christine, parce que des gens comme ça il en faudrait partout. Pas de prise de tête et de la bonne humeur, voila le secret de la sagesse!!!whow!!!

Frédérique Lépine avec qui il est très agréable de travailler et de passer du temps à discuter.

l'Observatoire de Marseille et son personnel en général

Shere Khan et Touille, dont le soutient quotidien a su guider mes pas, et les miaulements auront étés la plus douce des musiques...meow ?

ma bande de drôles, jamais les derniers, toujours présents, toujours bon esprit. Un des éléments du bonheur !

ma famille dont le soutien permanent m'a donné des repères solides dans les bons et les moins bons moments que j'ai pu traverser pendant ces trois ans et depuis toujours. J'espère que je vous le rend un peu... du moins j'essaie !

Enfin, ce travail a été financé par la région PACA et la société SESO.

Résumé

$\mathcal{L}$'Optique Active est une discipline en plein essor qui a obtenu ses lettres de noblesse sur les plus grands télescopes du monde. Les grands projets instrumentaux en cours ou à venir intègrent désormais l'Optique Active à tous les niveaux de leur conception. Les miroirs actifs présentent l'avantage d'une grande qualité de surface combinée à une versatilité et une flexibilité qui en font des pièces indispensables pour réaliser des télescopes et instruments de plus en plus performants afin d'atteindre les objectifs scientifiques du futur.

Trois techniques d'Optique Active, basées sur le polissage sous contrainte et la déformation *in situ*, sont au cœur du travail présenté. Ces techniques sont développées dans le cadre de trois projets majeurs de la communauté astronomique : 1) le miroir secondaire déformable du VLT, 2) l'instrument de recherche d'exoplanètes SPHERE sur le VLT et 3) le projet de spectrographe grand champ multi-objet EAGLE pour l'European-ELT.

A partir de la théorie des plaques minces en flexion, les modèles analytiques permettent de définir les configurations de charges et distributions d'épaisseur des substrats de miroirs à déformer. Les analyses par éléments finis sont un atout majeur pour l'optimisation et la validation des techniques proposées. De nombreuses passerelles sont utilisées ou créées entre élasticité, théorie des aberrations et analyse spectrale afin d'évaluer la qualité optique des déformations de surfaces des miroirs. Trois procédés de fabrication sont ainsi développés de bout en bout afin de produire une lame mince convexe hyperbolique, des miroirs toriques de grande précision et des miroirs à toricité variable de grande dynamique, le point commun de ces procédés étant l'excellente qualité de surface des miroirs.

Abstract

$\mathcal{A}$ctive Optics is a rising discipline which won renown on the largest telescopes in the world. The current and next instrumentation projects already use Active Optics at each level of their conception. Active mirrors are combining an excellent optical quality with a versatility and a flexibility what make them essential for the realisation of more and more performant telescopes and instruments, in order to reach the future scientific objectives.

Three Active Optics techniques, based on stress polishing and *in situ* stressing of mirrors, are the core of this work. These techniques are developed in the frame of three major projects for the astronomical community : 1) the deformable secondary mirror for VLT, 2) the exoplanet research instrument SPHERE for VLT and 3) the project of wide-field multi-object spectrograph EAGLE for the future European-ELT.

Based on thin plates elasticity theory, analytical models allow defining loadcases and thickness distributions for the mirrors substrates to be deformed. Finite element analysis are a major tool to optimise and validate the proposed techniques. Several links are used and created between elasticity, aberration theory and spectral analysis, in order to evaluate the optical quality of the mirrors surfaces deformations. Three manufacturing process are developed from end to end in order to produce a large convex hyperbolic thin shell, toric mirrors of excellent optical quality and variable toric mirrors of high dynamic, the common factor being the excellent optical quality of the surface.