

ÉCOLE DOCTORALE "PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIÈRE"
UNIVERSITÉ AIX-MARSEILLE

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de
docteur de l'Université Aix-Marseille
Spécialité : *Optique, Photonique et traitement d'image*

par

Amélie PARISOT

CALIBRATIONS ET STRATEGIES DE COMMANDE TOMOGRAPHIQUE POUR LES OPTIQUES ADAPTATIVES GRAND CHAMP : VALIDATIONS EXPERIMENTALES SUR LE BANC HOMER

Dirigée par

Thierry FUSCO

Co-financée par l'Onera et le Laboratoire d'Astrophysique de Marseille

Soutenue publiquement le 24 octobre 2012
devant le jury composé de

M. Marc Ferrari	Président du jury
M. Thierry Fusco	Directeur de thèse
M. Norbert Hubin	Examineur
M. Miska Le Louarn	Rapporteur
M. Richard Myers	Examineur
M. Benoit Neichel	Examineur
M. Cyril Petit	Examineur
M. Gérard Rousset	Rapporteur



REMERCIEMENTS

Après trois années passées en compagnie de mon comparse HOMER, il est temps de lui faire une dernière bisette d'adieu. Le manuscrit que vous vous apprêtez à lire est le fruit d'une relation intense et tumultueuse entre lui et moi et c'est avec une pointe de tristesse que je le laisse à l'Onera, alors que je suis persuadée que le grand air Suisse lui aurait fait le plus grand bien ! Mais il ne faut pas croire, notre relation n'aura pas été que fusionnelle et a laissé un peu de place à plusieurs personnes, car une thèse, en particulier expérimentale, ne se fait pas seule...

Pour commencer un tout petit bond de quelques semaines en arrière pour remercier mon jury de thèse pour avoir accepté ce rôle et pour vos questions vraiment intéressantes. Merci d'avoir pris le temps de vous plonger dans mes travaux ! Je souhaite remercier en particulier mes rapporteurs. Miska par tes remarques et questions tu m'as permis de voir des parties de mon travail sous un angle différent et d'améliorer ce manuscrit. Gérard, un merci particulier à toi car tu as été l'un des meilleurs enseignants que j'ai eu à Supop et c'est toi (avec Marc bien-sûr) qui m'a donné de solides bases d'optique adaptative.

J'en profite donc pour remercier Marc qui en plus de m'avoir initiée à la magie des systèmes d'OA m'a donné le courage de relancer Thierry qui ne répondait pas à ma candidature pour le stage proposé sur HOMER. Sans toi, l'aventure aurait donc été toute autre. Pas de suspens dans cette histoire, si cette thèse est là c'est bien que Thierry a répondu à cette relance ! Merci à toi Thierry pour m'avoir fait confiance et surtout pour ta capacité à régler les problèmes rapidement ! Il n'y a pas meilleure qualité pour un directeur de thèse ! Tu as su me remettre dans les rails quand quelques fois j'ai failli dérailler et débloquer mes travaux en quelques minutes !

Cyril, merci pour tout. Je pourrais seulement laisser cette phrase car je ne peux pas développer tous les points, je dépasserais allègrement les quelques pages habituellement consacrées aux remerciements. Tu as été un encadrant formidable, tu n'as pas à en douter, tant pour tes explications très didactiques, que ta patience à mon égard, tes compétences en OA, ton écoute ou nos discussions personnelles (et même tes blagues parfois un peu vaseuses, je suis bon public !). Jusqu'à la dernière minute tu m'as soutenue et tu t'es efforcé de me donner confiance en mon travail. J'ai vraiment été heureuse de travailler avec toi et cela va me manquer. Je te souhaite plein de bonheur dans ta vie professionnelle comme personnelle.

Un immense merci à Joseph, dont l'efficacité est aussi redoutable que sa gentillesse est grande. Malgré mes nombreux appels tu n'as jamais montré un signe d'impatience et avait toujours un mot gentil. Sans toi cette thèse n'aurait même pas été au tiers de son avancée, et mon moral aurait sombré dans les méandres ténébreux de l'électronique. Bien évidemment merci aussi aux acolytes Bruno et Francis, tout aussi prompts à répondre à mes questions ! Jeff, tu as été un compagnon de bureau génial et tu m'as bien manqué les derniers mois, surtout dans les moments rudes de la rédaction. Merci à Clélia et Marie-Thérèse le gang des lèves-tôt du couloir, nos discussions matinales étaient bien sympathiques ! Plus généralement un grand merci à l'équipe HRA, Vincent

pour m'avoir accueillie dans son équipe, Laurent pour ses réponses toujours précises, Jean-Marc pour m'avoir conseillée et aidée dans le monde hostile de l'automatique, Serge pour ses conseils et nos discussions, Nicolas pour son énergie communicante, Aurélie pour m'avoir accompagnée dans les courbatures des lendemains de gym, Fred pour les petits secrets de Latex qu'il a bien voulu partager, et tout le reste de l'équipe, Ruy, Béatrice, Valérie G. (merci pour le raccourci évitant la N118!)...

Et parce qu'une thèse est aussi une sacrée aventure humaine, Sarah et Marie, nos soirées filles m'ont fait un bien fou pour décompresser et je vous souhaite plein de bonnes choses dans vos nouvelles vies respectives. Bruno et Rudolph, nos discussions (parfois très animées, n'est-ce pas Ru?) et fous rires me manquent, merci d'avoir été là et d'être devenus des amis, votre soutien a été indispensable. Merci aussi aux thésards passés, en particulier à Anne qui a su avec une grande pédagogie et patience m'initier aux petits secrets de HOMER, et à Enguerran pour nos discussions autour d'un thé et pour m'avoir initiée quant à lui à la gym de l'Onera le midi! Bon courage pour les futures soutenances, Léo, Gaet' (on continue à s'écrire des mails de commère, hein!), Juliette, Bertrand et tous les autres! Je n'oublie pas non plus les mercredis midis joyeux et animés grâce à la team EChO, longue route à vous!

Merci aussi aux coupains Supop pour toutes les soirées et sorties. Quel bonheur de passer des soirées à discuter et rigoler sans penser aux soucis de manip! Copine Raph, bon courage pour ta fin de thèse et thanks pour les remontages de moral! Il n'y a pas de Paradis Du Fruit à Zurich, mais on ira à Paris. Merci à mes amies d'enfance Mathilde, Alice (présente par la pensée à ma soutenance, j'en suis sûre!) et Déborah, plus de vingt ans qu'on se connaît et que vous m'encouragez pour mes spectacles, la soutenance en faisait partie donc merci pour votre soutien indicible!

Un grand merci à ma famille pour m'avoir encouragée et motivée, sans eux j'aurais sûrement baissé les bras à plusieurs moments dans mon parcours et avec le recul cela aurait été bien dommage. Merci aussi pour votre investissement pour ce manuscrit et la soutenance!

Enfin, si j'ai pu arriver à la fin de cette aventure c'est en particulier grâce à Peter. Tu m'as maintenu la tête hors de l'eau dans les moments difficiles, tu a géré tout le quotidien lors des coups de boost et de la rédaction. Tu as été le lien avec le monde réel alors qu'à la fin j'étais quant à moi déconnectée et voguant alternativement dans le monde de ma thèse et de notre mariage, tu as été patient alors que j'étais sur les nerfs... Je vous souhaite encore plein de belles et intenses aventures dans notre vie.

RÉSUMÉ

L'optique adaptative (OA) permet de corriger en temps réel les déformations du front d'onde induites par la turbulence atmosphérique. Cependant, cette technique aujourd'hui mature connaît une limitation fondamentale : l'anisoplanétisme. Pour pallier cette limitation, différents concepts d'OA grand champ ont été développés. La turbulence est alors mesurée dans plusieurs directions afin de reconstruire tomographiquement le volume de la perturbation. Ces systèmes soulèvent des problématiques spécifiques, telles que leur processus d'étalonnage et leur contrôle temps réel au moyen de lois de commande tomographiques, ces deux aspects étant intimement liés.

Mes travaux de recherche ont consisté à modifier et optimiser le banc OA grand champ de l'Onera pour ensuite y implanter et comparer les lois de commande envisagées pour les futurs instruments des Very et Extremely Large Telescopes (respectivement de diamètres typiques 10 mètres et 40 mètres). Il s'agit là de la première analyse comparative expérimentale de lois de commande, en laboratoire, dans un cadre d'OA tomographique multi-étoiles. Pour cela, une caractérisation et une implantation de nouveaux composants ont été réalisées sur le banc. J'ai alors développé et validé tant numériquement qu'expérimentalement une procédure d'identification des paramètres système. Son objectif est double : l'alignement fin du banc et l'optimisation des modèles intervenant dans les lois de commande. Quatre lois de commande, explorant la diversité des solutions actuellement envisagées dans le domaine, ont ensuite été étudiées, allant du simple reconstruteur moindre carré, associé à un intégrateur, à la commande optimale linéaire quadratique gaussienne. Deux autres approches basées sur un reconstruteur à variance minimale statique ont aussi été considérées. Pour chacune, la performance en fonction du champ est établie, et ce pour divers rapports signal à bruit. Une optimisation systématique des paramètres de réglage des lois de commande est effectuée. Un facteur de réglage commun à toutes les solutions de commande tomographiques est mis en évidence, et des tendances quant à son optimisation sont dégagées. Les résultats expérimentaux sont mis en regard avec les résultats obtenus par simulation numérique, et les lois de commande sont comparées ensuite en terme de performance, robustesse et simplicité de mise en oeuvre.

TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	i
Résumé	iii
Introduction	xvii
1 Correction de la turbulence atmosphérique par Optique Adaptative	1
1.1 La turbulence atmosphérique	2
1.1.1 Description et propriétés de la turbulence atmosphérique	2
1.1.2 Les effets optiques de la turbulence	3
1.1.2.1 Le paramètre de Fried r_0	4
1.1.2.2 Le seeing	4
1.1.3 Décomposition modale de la phase turbulente	4
1.1.3.1 Définition des polynômes de Zernike	5
1.1.3.2 Propriétés intéressantes de la décomposition de la phase sur la base des Zernike	5
1.2 Effets de la turbulence sur la formation d'images	9
1.2.1 Rappels sur la formation d'image	9
1.2.2 Formation d'image en présence de turbulence	10
1.2.3 Critères de qualité	11
1.3 Le principe de l'Optique Adaptative	12
1.3.1 Principe d'un système d'optique adaptative	12
1.3.2 L'analyse du front d'onde	14
1.3.3 La correction du front d'onde	16
1.3.4 L'asservissement de la boucle d'OA	20
1.3.4.1 Chronogramme d'une boucle d'optique adaptative	20
1.3.4.2 Architecture de boucle de contrôle	21
1.4 Les limitations de la correction par OA classique	22
1.4.1 Erreurs dues à la turbulence $\sigma_{scint}^2 + \sigma_{aniso}^2 + \sigma_{chrom}^2$	22
1.4.2 Erreurs intrinsèques du système d'OA $\sigma_{alias}^2 + \sigma_{bruit}^2 + \sigma_{fit}^2 + \sigma_t^2$	24
1.4.3 Erreurs de calibrations du système $\sigma_{calib}^2 + \sigma_{aberr}^2$	25
1.4.4 Erreurs exogènes σ_{exo}^2	25

2	Concepts d'OA grand champ	27
2.1	Principe des Etoiles Guides	28
2.2	L'OA Multi-Conjuguée	31
2.3	L'OA couche au sol	32
2.4	L'OA Tomographique Laser	33
2.5	L'OA Multi-Objet	34
2.6	Implantation expérimentale d'OA grand champ	34
2.6.1	Etudes en laboratoire	34
2.6.2	Démonstrateurs et bancs d'OA grand champ en fonctionnement	35
2.7	Les projets d'OA grand champ en cours d'étude	38
3	Lois de commande en OA grand champ	41
3.1	Modélisation et critère de commande	42
3.1.1	Système d'OA classique	42
3.1.1.1	Modélisation d'un système d'OA classique	42
3.1.1.2	Critère d'optimalité en OA classique	43
3.1.2	Système d'OA grand champ	44
3.1.2.1	Modélisation d'un système d'OA grand champ	44
3.1.2.2	Critère d'optimalité en OA grand champ	47
3.2	Travaux antérieurs sur la commande en OA grand champ	48
3.3	Commande intégrateur et reconstituteur moindres carrés	50
3.4	L'estimation optimale statique	51
3.5	L'approche MD virtuel	52
3.5.1	La commande MD virtuel	53
3.5.2	Expression du MD virtuel pour implantation sur HOMER	55
3.6	L'approche Pseudo Open Loop	55
3.6.1	La commande Pseudo Open Loop	56
3.6.2	Expression de l'approche POLC pour implantation sur HOMER	57
3.7	La commande optimale LQG	57
3.7.1	Formalisme d'état appliqué à l'OA grand champ	58
3.7.1.1	Généralités sur le formalisme d'état	58
3.7.1.2	Modèles du système d'OA grand champ	59
3.7.1.3	Formalisme d'état dans le cas de l'OA grand champ	61
3.7.2	Commande optimale	62
3.7.2.1	Commande optimale en information complète	62
3.7.2.2	Estimation de l'état - Filtre de Kalman	62
3.7.3	Expression du LQG pour implantation sur HOMER	65
3.8	Conclusion	66
4	Le banc d'OA grand champ HOMER	69
4.1	Description de HOMER	70
4.1.1	Caractéristiques générales du banc	70
4.1.2	Le module source	71
4.1.3	L'espace turbulent	72
4.1.4	L'espace de correction	73
4.1.5	L'analyseur de surface d'onde	74
4.1.6	La voie imagerie	76

4.1.7	Le calculateur temps réel	76
4.2	Spécifications de la matrice de microlentilles	78
4.3	Étalonnage des miroirs déformables	78
4.3.1	Étalonnage du miroir déformable dans la pupille	80
4.3.2	Étalonnage du miroir déformable en altitude	85
4.4	Étalonnage du simulateur de turbulence	88
4.4.1	Caractérisation spatiale de la turbulence	89
4.4.2	Caractérisation temporelle de la turbulence	91
4.4.2.1	Méthode de l'estimation spectrale de polynômes de Zernike . . .	91
4.4.2.2	Méthode des inter-corrélations temporelles	92
4.5	Étalonnage de la caméra imagerie	94
4.6	Simulation numérique de HOMER et modélisation des composants	96
4.6.1	Simulateur de turbulence	96
4.6.2	Simulateur et modèle de l'analyseur de surface d'onde	96
4.6.3	Simulateurs et modèles des miroirs déformables	98
4.6.4	Simulateur du contrôleur	99
5	Optimisation du banc HOMER	101
5.1	Les limitations de la performance sur la voie imagerie	102
5.1.1	Les aberrations non communes	102
5.1.2	La caméra imagerie	104
5.1.3	L'outil d'étalonnage : la diversité de phase	104
5.1.4	Choix des paramètres de la procédure de calibration pour HOMER	105
5.1.4.1	Taille de l'image	105
5.1.4.2	Influence du nombre de polynômes de Zernike estimés	106
5.2	Étalonnage du calcul du rapport de Strehl	106
5.3	Correction des aberrations non communes	108
5.3.1	Compensation des aberrations propres de la voie imagerie	108
5.3.1.1	Nombre de modes corrigés	109
5.3.2	Correction des aberrations non communes sur HOMER sur axe	110
5.4	Aberrations de champ	112
5.4.1	Mesure des pentes de référence et positionnements des ASO	112
5.4.2	Étude des aberrations différentielles de champ	112
5.5	Enjeux de l'identification des paramètres système	114
5.5.1	Paramètres système dans les lois de commande	115
5.5.2	Influence sur les performances d'une erreur d'étalonnage	116
5.6	Identification des paramètres système - Validation numérique	119
5.6.1	Description de l'algorithme d'identification	119
5.6.2	Validation numérique de l'identification du désalignement relatif ASO/MD	120
5.6.3	Validation numérique de l'identification pour l'OA tomographique	122
5.7	Résultats expérimentaux	125
5.7.1	Définition du RSB	126
5.7.2	Identification expérimentale du désalignement relatif ASO/MD	128
5.7.3	Identification expérimentale en configuration OAMC	130
5.8	Identification du désalignement relatif MD/ASO sur SAXO	130
5.9	Conclusions sur l'optimisation de HOMER	133

6	Implantation et étude de lois de commandes tomographiques sur HOMER	135
7	Conclusion et perspectives	177
	Annexe	185
	Liste de publications	201

TABLE DES FIGURES

1.1	Divers profils de $C_n^2(h)$ sur le site de l'Observatoire de Haute-Provence	3
1.2	Premiers modes de Zernike	6
1.3	Covariance des modes de Zernike	7
1.4	Relations entre plan-pupille, FEP et FTO	10
1.5	Comparaison d'une tache d'Airy et d'une FEP turbulente	11
1.6	Schéma de principe d'un système d'optique adaptative	13
1.7	Principe du Shack-Hartmann	14
1.8	Principe d'un MD de type SAM	17
1.9	Principe d'un MD bimorphe	17
1.10	Principe d'un MD magnétique	18
1.11	Photographies de différents types de miroirs déformables	18
1.12	Photographie du secondaire adaptatif du LBT	19
1.13	Chronogramme d'un asservissement d'OA	20
1.14	Architecture boucle ouverte d'une OA	21
1.15	Architecture boucle fermée d'une OA	22
1.16	Schéma de principe de l'anisoplanétisme	23
2.1	Schéma de principe d'une étoile laser	28
2.2	Elongation du spot ASO sur étoile guide laser	30
2.3	Effet fratricide des LGS sur Gemini South	30
2.4	Schéma de principe de la MCAO	31
2.5	Schéma de principe du GLAO	32
2.6	Schéma de principe de la LTAO	33
2.7	Images obtenues sur MAD	36
2.8	Resultats obtenus sur GeMS	37
2.9	Vues d'artiste des trois projets d'ELT	39
3.1	Chronogramme d'un asservissement d'OA	43
3.2	Schéma de principe d'une OA grand champ	45
3.3	Schéma de principe du VDM	54
3.4	Modèles AR1 et AR2	61
3.5	Récapitulatif des lois de commande	67
4.1	Schéma optique de HOMER	71
4.2	Photographies du banc HOMER et de ses différents éléments	72

4.3	Module source de HOMER.	73
4.4	Schéma optique du système de constante enveloppe	74
4.5	Photographie de l'ASO de HOMER	75
4.6	Image vue par l'ASO de HOMER	76
4.7	Caméra ORCA ² : caméra d'imagerie grand champ de HOMER.	77
4.8	Matrice de microlentilles 9*9 fabriquée par la société KLOE.	79
4.9	Effet dentelle sur l'ancien MD dans la pupille	81
4.10	Photo du MD dans la pupille	82
4.11	Coupes axiales de fonctions d'influence en microns optiques du MD ^{sol} pour 1 A appliqué.	82
4.12	Linéarité de la réponse du MD ^{sol}	83
4.13	Linéarité spatiale du MD ^{sol}	83
4.14	Valeurs propres du MD ^{sol}	84
4.15	Front d'onde généré par le MD ^{sol} sous différentes intensités.	85
4.16	Evolution du RMS de la phase MD sous intensités de remise à plat	86
4.17	Photographie du miroir en altitude de HOMER	86
4.18	Valeurs propres de MD ^{alt}	87
4.19	[Front d'onde généré par le MD ^{alt} au repos, et sous intensités de remise à plat.]Front d'onde généré par le MD ^{alt} au repos, et sous intensités de remise à plat. Les échelles de phase sont différentes dans les deux cas.	87
4.20	Module turbulent	88
4.21	Schéma de l'écran turbulent et du protocole de sa caractérisation spatiale	89
4.22	Caractérisation spatiale d'un écran	90
4.23	Densité spectrale de puissance temporelle pour différents modes de Zernike	92
4.24	Cartes d'inter-corrélations des pentes lors de l'estimation de la vitesse de vent	93
4.25	Déplacement du pic de corrélation lors de l'estimation de la vitesse de vent	94
4.26	FEP obtenue avec une source au foyer de la voie imagerie	95
4.27	FEP obtenues sur tensions d'offset	95
4.28	Pentes ASO - source dans l'espace source	98
4.29	Pentes ASO - source au foyer de la voie ASO	99
4.30	Matrice de covariance du bruit de mesures des pentes	100
4.31	Evolution temporelle des pentes en y	100
5.1	Les aberrations non vues dans une boucle d'OA	103
5.2	Principe de la diversité de phase	105
5.3	Estimation des Zernike suivant le nombre de modes estimés	107
5.4	Images utilisées pour la diversité de phase.	107
5.5	FEP avec élongation	108
5.6	Objet reconstruit par diversité de phase	108
5.7	Performance en fonction du nombre de modes corrigés	110
5.8	FEP sur axe avant et après correction des NCPA	111
5.9	Evolution des NCPA sur axe suivant le nombre d'itérations de la pseudo-boucle fermée	111
5.10	Aberrations différentielles de champ dans 4 directions sur HOMER	113
5.11	Positions des sources de HOMER	113
5.12	Effet de la correction des NCPA sur axe sur les FEP dans le champ	115
5.13	Impact d'une translation relative ASO/MD en OA intégrateur	117

5.14	Impact d'une erreur de modèle en LTAO	118
5.15	Erreur commise sur les directions d'analyse	119
5.16	Cartes de pondération pour l'identification de paramètres système	121
5.17	Critère à minimiser lors de l'identification	122
5.18	Validation numérique de l'identification du désalignement relatif entre ASO/MD	123
5.19	Validation numérique du désalignement relatif entre ASO/MD : cas pondéré	124
5.20	Projection du MD sur la métapupille	124
5.21	Validation numérique de l'identification du désalignement relatif entre ASO/MD	125
5.22	Définition du RSB de la matrice d'interaction	126
5.23	Coupe de la matrice d'interaction et choix du seuil du bruit	126
5.24	Trois matrices d'interaction correspondant à une translation relative ASO/MD de 0.05 sous-pupille, enregistrées dans des conditions de flux différentes.	127
5.25	Choix du seuillage dans la procédure d'identification de la position relative ASO/MD sur HOMER	128
5.26	Résultats de l'identification sur HOMER	129
5.27	Représentation de SPHERE et de SAXO	131
5.28	Matrice d'interaction de SAXO	132
5.29	Identification de la translation sur SAXO	132

LISTE DES TABLEAUX

1	Sigles et acronymes d'institutions et de projets.	xiv
2	Acronymes techniques français utilisés.	xiv
3	Acronymes techniques anglais utilisés.	xv
4.1	Caractéristiques des matrices de microlentilles de HOMER.	79
4.2	Caractéristiques des deux miroirs déformables de HOMER.	80
4.3	Qualité de la remise à plat obtenue et énergie totale de i_{plat}^{sol} en fonction du nombre de modes filtrés lors de l'inversion généralisée de N^{sol}	84
4.4	Qualité de la remise à plat obtenue en fonction du nombre de modes filtrés lors de l'inversion généralisée de N^{alt}	88
4.5	Caractéristiques spatiales des écrans de phase sur HOMER, à $\lambda=633$ nm et $D=4$ mm.	91
4.6	Caractéristiques temporelles de la turbulence sur HOMER	94
5.1	Erreur de reconstruction des Zernike en fonction de la taille de l'image	106
5.2	Rapports de Strehl des FEP dans le champ	114

TABLE 1 – **Sigles et acronymes d’institutions et de projets.**

DOTA	Département Optique Théorique et Appliquée
E-ELT	European Extremely Large Telescope
ESO	European Southern Observatory
GIS	Groupement d’Intérêt Scientifique
GMT	Giant Magellan Telescope
GPI	Gemini Planet Finder
GEPI	Galaxie — Étoile — Physique — Instrumentation
HOMER	Hartmann Oriented Multi-conjugated Experimental Ressource
HRA	unité Haute Résolution Angulaire
LBT	Large Binocular Telescope
NAOS	Nasmyth Adaptive Optics System
PHASE	Partenariat Haute-résolution Angulaire Sol-Espace
SAXO	SPHERE Adaptive optics for eXoplanet Observation
SPHERE	Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch
TMT	Thirty Meter Telescope
VLT	Very Large Telescope

TABLE 2 – **Acronymes techniques français utilisés.**

ARn	Auto-Régresif d’ordre n
ASO	Analyseur de Surface d’Onde
BF	Boucle Fermée
BO	Boucle Ouverte
CDG	Centre De Gravité
DSP	Densité Spectrale de Puissance
EG	Etoile Guide
FEP	Fonction d’Etalement de Point
FTM	Fonction de Transfert de Modulation
FTO	Fonction de Transfert Optique
KL	Karhunen-Loève
LQG	Linéaire Quadratique Gaussienne
MD	Miroir Déformable
OA	Optique Adaptative
OAMC	Optique Adaptative Multi-Conjuguée
PV	Pic-Vallée
RS	Rapport de Strehl
RSB	Rapport Signal sur Bruit
TF	Transformée de Fourier

TABLE 3 – **Acronymes techniques anglais utilisés.**

ADU	Analog to Digital Unit
CCD	Charge-Coupled Device
EMCCD	Electron-Multiplying CCD
FWHM	Full Width at Half Maximum
GLAO	Ground Layer Adaptive Optics
LTAO	Laser Tomographic Adaptive Optics
MMSE	Minimum Mean Square Error
POLC	Pseudo Open Loop Control
TSVD	Truncated Singular Value Decomposition
VDM	Virtual Deformable Mirror
XAO	eXtreme Adaptive Optics

INTRODUCTION

Lorsqu'en 1672 Isaac Newton présente à la Royal Society de Londres son télescope à miroirs de 37 mm de diamètre, il met fin à la course au gigantisme concernant les lunettes astronomiques, dont certaines mesuraient à l'époque plus de quarante mètres de longueur. Un nouveau défi apparaît alors : construire des télescopes de diamètre de plus en plus imposant. En effet, cela permet d'une part de collecter plus de photons et ainsi avoir accès à des objets de magnitude plus importante, et d'autre part d'améliorer la résolution spatiale théorique qui augmente proportionnellement au diamètre. Mais dans les faits, celle-ci est limitée, pour une observation depuis le sol dans le visible, à la résolution fournie par un télescope équivalent d'une dizaine de centimètres de diamètre seulement. Cette limite est due à la turbulence atmosphérique, qui engendre une déformation du front d'onde et donc conduit à un étalement de la tache image obtenue au foyer du télescope.

Dans le but de dépasser cette limitation, c'est-à-dire d'augmenter la résolution spatiale des télescopes jusqu'à atteindre leur limite théorique imposée par la théorie de la diffraction, H.W. Babcock propose en 1953 le principe de base de l'Optique Adaptative (OA) [Babcock(1953)]. Le front d'onde perturbé est analysé en temps réel grâce à un Analyseur de Surface d'Onde (ASO), puis la déformée opposée lui est appliquée afin d'annuler la perturbation, grâce à un miroir déformable (MD). Il faut cependant attendre les années 80 et la maturité de la technologie pour qu'un premier système d'OA soit monté au foyer d'un télescope : c'est le système COME-ON [Kern *et al.*(1989), Rousset *et al.*(1990)], installé sur le télescope de 3.6m de l'observatoire de l'ESO (European South Observatory), au Chili, qui sera suivi de nombreux autres projets.

Aujourd'hui le concept d'optique adaptative est mature et a prouvé ses très bonnes capacités en terme de gain de performance, et la plupart des grands télescopes sont maintenant équipés de système d'optique adaptative. Néanmoins, l'optique adaptative classique connaît une principale limitation : le faible angle au sein duquel la correction est efficace (appelé angle isoplanétique). En effet, à cause de la répartition en altitude de la turbulence, le front d'onde issu d'un objet d'intérêt éloigné de la direction de correction ne voit pas la même turbulence que celle qui est corrigée, la correction s'en trouve alors dégradée. L'angle isoplanétique n'est que de quelques secondes d'arc dans le visible, ce qui limite fortement la taille des zones (et donc des objets) observables. De plus le ciel présente un nombre limité d'étoiles de magnitude suffisamment faible (typiquement inférieure à 15) pour permettre la mesure de front d'onde, ce qui, couplé au faible angle isoplanétique, réduit la zone du ciel accessible (couverture de ciel) à seulement quelques pourcents de l'ensemble de la voûte céleste.

J. Beckers a proposé en 1988 une solution de type Optique Adaptative Multi-Conjuguée (OAMC) [Beckers(1988)] consistant à reconstruire le volume turbulent grâce à une analyse multi-directionnelle, et à corriger la turbulence à l'aide de plusieurs miroirs déformables, conjugués à différentes altitudes afin d'avoir à disposition plus de degrés de liberté dans la correction et de corriger alors dans un champ plus grand (entre une et deux minutes d'arc). D'autres concepts s'appuyant aussi sur une analyse de la turbulence dans plusieurs directions ont ensuite

été proposés afin de répondre à des besoins astronomiques différents, se regroupant sous l'appellation optique adaptative grand champ. Cette nouvelle famille soulève des problématiques spécifiques, comme l'estimation tomographique du volume de turbulence et son contrôle dans une boucle d'asservissement, ou l'identification de paramètres système spécifiques. La problématique du contrôle en OA tomographique a été étudiée et validée de façon numérique. Plusieurs solutions sont proposées par différentes équipes, qui nécessitent maintenant une mise en oeuvre expérimentale. Mais pour l'heure, seuls quelques bancs dédiés à l'étude de ces concepts et aux problématiques spécifiques à l'OA grand champ existent dans le monde, donc peu de démonstrateurs sont disponibles pour une étude expérimentale de lois de commande. Il est alors ardu de comparer expérimentalement les performances et la robustesse d'implantation de ces lois, celles-ci fonctionnant dans des conditions différentes. Dans ce contexte, un banc d'optique adaptative grand champ, appelé HOMER (Hartmann Oriented Multi Conjugate Experimental Resource) a récemment été développé à l'Onera [Costille(2009)]. Ce banc de laboratoire est destiné à la mise en oeuvre des différents concepts d'OA grand champ et aux études des lois de commande associées, en particulier dans le cadre des études d'instruments de deuxième génération pour le VLT (Very Large Telescope, télescopes de 8 m implantés au Chili) et des études préparatoires pour les futurs Extremely Large Telescopes, télescopes géants de diamètre entre une trentaine et une quarantaine de mètres. Des premiers résultats de tests de lois de commande réalisés sur ce banc dans un cadre simplifié ont montré l'intérêt d'une reconstruction tomographique en OA grand champ et de l'application de la commande optimale dite Linéaire Quadratique Gaussienne [Costille et al.(2010)]. Le banc a depuis été enrichi et développé pour permettre l'approfondissement des études sur l'ensemble des problématiques liées à l'OA grand champ, et ce dans des conditions de turbulence réalistes.

Mon étude consiste à modifier et optimiser le banc HOMER puis à y implanter, tester et comparer différentes lois de commande tomographiques proposées par plusieurs équipes au cours des dix dernières années. La démarche a consisté dans un premier temps à compléter la caractérisation, la validation et l'intégration des nouveaux éléments du banc, ce qui a permis d'obtenir un banc dont les éléments étaient étalonnés et fonctionnant dans des conditions de turbulence réalistes. Une fois les éléments intégrés, une phase d'optimisation des performances optiques du banc a été conduite. Des procédures d'identification de paramètres système ont alors été développées dans le but d'améliorer la performance des lois de commande d'OA grand champ nécessitant des modèles des composants qui peuvent alors être mis à jour grâce aux paramètres système identifiés. Le banc calibré et optimisé est ensuite un outil fiable pour tester et comparer différents concepts et lois de commande d'optique adaptative grand champ dans un environnement maîtrisé et reproductible. Ceci permet une contribution majeure : la validation expérimentale de différentes lois de commande tomographiques mise en regard avec les simulations numériques, et leur comparaison en terme de performance, de complexité liée à la mise en oeuvre expérimentale, de robustesse expérimentale au bruit et de facilité de réglage.

Ce mémoire s'organise comme suit. Dans le chapitre 1 je rappelle les caractéristiques principales du phénomène de turbulence atmosphérique et son impact sur la formation d'image. Je présente le fonctionnement d'une optique adaptative classique et ses principales limitations sont mises en relief, en particulier l'anisoplanétisme. Les principaux concepts d'optique adaptative grand champ développés pour pallier celles-ci sont décrits au chapitre 2 ainsi que l'état de l'art quant à leur mise en oeuvre expérimentale en laboratoire ou sur ciel. Le chapitre 3 est consacré à la description des lois de commande d'optique adaptative grand champ qui font l'objet d'une implantation expérimentale sur le banc HOMER. Le fonctionnement de ce dernier est détaillé au chapitre 4 et les étalonnages des nouveaux composants y sont présentés. Ceci permet d'une

part de s'assurer de leur bonne qualité, mais surtout de construire des modèles réalistes de ces derniers, sur lesquels reposent les lois de commande tomographiques qui sont implantées. Outre les modèles de composants, leur alignement relatif doit aussi être pris en compte dans les modèles. La procédure d'identification de ce dernier est présentée au chapitre 5, consacré à l'optimisation des performances du banc. Cette procédure a été validée numériquement et expérimentalement, elle a aussi été testée sur SAXO, le banc d'optique adaptative extrême de SPHERE futur instrument devant être installé sur le VLT courant 2013. Ce chapitre s'intéresse en outre à la calibration et la correction des aberrations non communes, afin d'optimiser la performance sur la caméra imagerie. Pour cela un algorithme de diversité de phase a été utilisé sur axe pour pré-compenser ces aberrations et une analyse des aberrations de champ a été conduite.

Le banc calibré et optimisé est alors un outil fiable pour tester et comparer différents concepts et lois de commande d'OA grand champ. Au chapitre 6 je présente l'implantation et la validation de différentes lois de commande en optique adaptative grand champ sur le banc HOMER optimisé. Quatre lois de commande sont étudiées, du simple reconstruteur moindre carré à la commande optimale linéaire quadratique gaussienne, en passant par des approches de type *pseudo open loop* ou *virtual deformable mirror*. Ces lois de commande représentent des grandes familles de solution de contrôle, et sont considérées pour divers systèmes présents ou futurs. Pour chacune des lois de commande, une optimisation des facteurs de réglage est effectuée, et une performance en fonction du champ est établie, et ce pour plusieurs valeurs de rapport signal à bruit. Les résultats expérimentaux sont mis en regard avec les résultats obtenus par simulation, et les lois de commande sont alors comparées en terme de performance, de robustesse et de simplicité de mise en oeuvre. Enfin, le chapitre 7 reprend les principales conclusions des travaux expérimentaux effectués et présente les futures études qui pourront être conduites afin de les enrichir et d'explorer de nouvelles solutions.

CHAPITRE 1

CORRECTION DE LA TURBULENCE ATMOSPHERIQUE PAR OPTIQUE ADAPTATIVE

Sommaire

1.1	La turbulence atmosphérique	2
1.1.1	Description et propriétés de la turbulence atmosphérique	2
1.1.2	Les effets optiques de la turbulence	3
1.1.3	Décomposition modale de la phase turbulente	4
1.2	Effets de la turbulence sur la formation d'images	9
1.2.1	Rappels sur la formation d'image	9
1.2.2	Formation d'image en présence de turbulence	10
1.2.3	Critères de qualité	11
1.3	Le principe de l'Optique Adaptative	12
1.3.1	Principe d'un système d'optique adaptative	12
1.3.2	L'analyse du front d'onde	14
1.3.3	La correction du front d'onde	16
1.3.4	L'asservissement de la boucle d'OA	20
1.4	Les limitations de la correction par OA classique	22
1.4.1	Erreurs dues à la turbulence $\sigma_{scint}^2 + \sigma_{aniso}^2 + \sigma_{chrom}^2$	22
1.4.2	Erreurs intrinsèques du système d'OA $\sigma_{alias}^2 + \sigma_{bruit}^2 + \sigma_{fit}^2 + \sigma_t^2$	24
1.4.3	Erreurs de calibrations du système $\sigma_{calib}^2 + \sigma_{aberr}^2$	25
1.4.4	Erreurs exogènes σ_{exo}^2	25

Dès lors que l'on souhaite observer le ciel depuis la Terre, on se heurte au problème de la turbulence atmosphérique. L'onde plane se propageant dans l'espace va voir son front d'onde se déformer à la traversée de l'atmosphère terrestre sous l'effet de la turbulence, ce qui va dégrader dynamiquement et de façon significative la qualité des images obtenues au foyer des grands télescopes. L'optique adaptative (OA) a pour but de corriger en temps réel les dégradations de phase que le front d'onde a subi lors de la traversée atmosphérique.

Afin d'obtenir une correction adaptée, il est nécessaire de connaître la physique de la turbulence. La première partie de ce chapitre, section 1.1, est donc consacrée à des rappels sur le phénomène physique mis en jeu, en particulier les effets induits sur la phase au travers des propriétés statistiques spatiales et temporelles caractéristiques. On introduira aussi une base de décomposition de la phase turbulente qui sera utilisée tout au long de ce manuscrit, notamment dans les modèles de turbulence nécessaires dans la plupart des lois de commande étudiées au cours de mes travaux. A la section 1.2 nous nous intéressons à l'impact de la turbulence sur la formation d'image. En effet, le but de l'optique adaptative utilisée en astronomie est de corriger le front d'onde pour permettre d'améliorer la qualité de l'image (d'autres utilisations de l'optique adaptative telles que la mise en forme de faisceaux dans le domaine des télécoms se sont développées mais ne seront pas traitées ici). On présentera donc des critères pour évaluer cette qualité en particulier celui que j'utiliserai par la suite pour évaluer les performances du système.

Après la présentation du phénomène à corriger, la section 1.3 présente le système de correction dans son ensemble, ses principaux composants ainsi que le formalisme et les équations sur lesquels la présentation et l'implantation des lois de commande s'appuieront. Il s'agit donc aussi d'introduire les modèles de ces composants, modèles qui seront discutés pour le cas spécifique du banc HOMER plus tard, au chapitre 4. Enfin, ce chapitre s'intéresse aux limitations de l'optique adaptative. En effet, un certain nombre de sources d'erreur en réduisent les performances et le champ d'application. Elles seront présentées de façon non-exhaustive à la section 1.4, ce qui mettra en exergue le besoin des nouveaux concepts d'optique adaptative auxquels le chapitre 2 est consacré.

1.1 La turbulence atmosphérique

1.1.1 Description et propriétés de la turbulence atmosphérique

La turbulence atmosphérique est due au mélange et au mouvement continu des masses d'air de températures différentes, qui ont pour conséquence des gradients d'indice de réfraction, et donc une déviation des rayons lumineux et une déformation du front d'onde. Pour corriger ce dernier (dans l'objectif, rappelons-le, d'obtenir des images à la limite de résolution théorique de l'instrument), il est alors nécessaire de connaître la statistique spatiale des phénomènes turbulents. Kolmogorov [Kolmogorov(1941)] a développé un modèle de la turbulence atmosphérique en particulier en s'intéressant à la théorie des cascades d'énergie. L'énergie cinétique produite par ces mouvements crée un phénomène de turbulence formant des cellules de convections larges de quelques dizaines voire quelques centaines de mètres, définissant une échelle caractéristique L_0 appelée grande échelle. L'énergie est transférée vers des structures de plus en plus petites jusqu'à l'échelle l_0 dite interne où elle va se dissiper intégralement par viscosité.

Le domaine compris entre les deux échelles caractéristiques est appelé domaine inertiel, la turbulence y est pleinement développée. Le modèle construit par Kolmogorov [Kolmogorov(1941)] est valable dans ce domaine et permet de décrire statistiquement les comportements turbulents. Von Karman a proposé un modèle généralisant celui de Kolmogorov, prenant en compte les effets d'échelle [Karman(1948)].

La constante de structure $C_n^2(h)$ est un paramètre significatif de la qualité d'un site astronomique. Elle varie d'une part dans le temps, elle est par exemple plus faible aux heures où l'équilibre thermique entre le sol et les couches d'air est atteint, et d'autre part en altitude, ainsi que le montre la figure 1.1 qui représente quelques profils de $C_n^2(h)$ lors de différentes observations sur le site de l'Observatoire de Haute Provence.

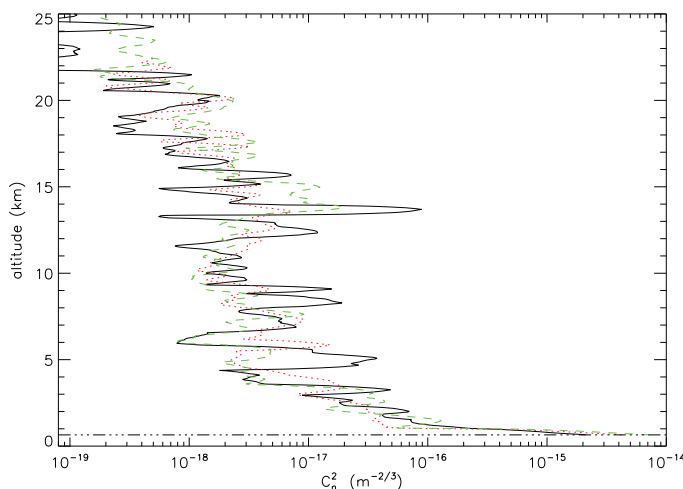


FIGURE 1.1 – Profils de $C_n^2(h)$ lors de différentes observations sur le site de l’Observatoire de Haute-Provence

Ces profils font apparaître une localisation de la turbulence dans certaines couches. Outre une très forte concentration au niveau du sol qui se retrouve dans la plupart des cas, on peut distinguer sur ces profils des couches très turbulentes autour d’une altitude de l’ordre de la quinzaine de kilomètres dues au jet stream. Ces profils ne sont que des exemples et ne sont pas une généralité pour tous les sites astronomiques et pour toutes les nuits. Ils permettent cependant de comprendre qu’on peut alors considérer la distribution des $C_n^2(h)$ comme une distribution discrète de couches d’épaisseur négligeable. La problématique induite est alors le choix du nombre de couches, de leur altitude et de leur force respective dans le modèle de la turbulence pour l’utilisation de lois de commande reconstruisant le volume turbulent. Ce point a été étudié dans le cadre des Extremely Large Telescopes [Costille et Fusco(2011)] et a conclu à une estimation nécessaire d’au moins une dizaine de couches. Dans le cas de HOMER, ce dernier étant un banc de laboratoire, la turbulence est injectée sous forme de couches discrètes, le profil de $C_n^2(h)$ est donc connu.

La Densité Spectrale de Puissance (DSP) spatiale des fluctuations d’indice notées Δn à l’altitude h , notée $W_{\Delta n}(f, h)$, est reliée directement à la fonction de structure par transformée de Fourier de cette dernière :

$$W_{\Delta n}(f, h) = 0,033(2\pi)^{-\frac{2}{3}}C_n^2(h)f^{-\frac{11}{3}}. \quad (1.1)$$

Cette expression n’est valable que dans le domaine inertiel, suivant la théorie de Kolmogorov. Dans le cadre du modèle de Von Karman, la DSP devient $W_{\Delta n}^{vonKarman}(f, h)$ tenant compte des échelles internes et externes [Consortini et al.(1973), Chassat(1992)] :

$$W_{\Delta n}^{vonKarman}(f, h) = 0,033(2\pi)^{-\frac{2}{3}}C_n^2(h)\left(\left(\frac{1}{L_0}\right)^2 + f^2\right)^{-\frac{11}{6}}e^{-(fl_0)^2}. \quad (1.2)$$

1.1.2 Les effets optiques de la turbulence

Nous nous intéressons maintenant aux effets de la turbulence sur la phase. Dans le cas d’un instrument de diamètre D observant à la longueur d’onde λ sa résolution angulaire théorique est

$R = \frac{\lambda}{D}$. En présence de turbulence, cette résolution est fortement dégradée. On introduit alors le paramètre de Fried r_0 , qui serait le diamètre du télescope parfait permettant d'obtenir hors atmosphère la résolution effective du télescope considéré en présence de turbulence.

1.1.2.1 Le paramètre de Fried r_0

Suivant les applications, il n'est pas toujours primordial d'avoir accès à tout le profil turbulent caractérisé par C_n^2 , l'intégrale de C_n^2 le long du chemin optique suivi par le front d'onde peut être suffisant. Le paramètre de Fried r_0 rend compte de la force de la turbulence intégrée sur tout le trajet effectué par la lumière incidente. Il est défini par :

$$r_0 = \left[0.42 \times \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{\cos \gamma} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right]^{-3/5}, \quad (1.3)$$

γ est l'angle zénithal λ la longueur d'onde d'observation en mètres. Notons que ce paramètre est très chromatique, puisqu'il évolue en $\lambda^{\frac{6}{5}}$.

Ceci permet d'exprimer simplement la Densité Spectrale de Puissance spatiale de la phase turbulente $W_\phi(f)$ qui peut s'écrire en fonction de r_0 :

$$W_\phi(f) = 0.023 \frac{f^{-11/3}}{r_0^{5/3}}. \quad (1.4)$$

On peut alors exprimer la variance spatiale de la phase turbulente σ_ϕ^2 en fonction du diamètre du télescope D et de r_0 :

$$\langle \sigma_\phi^2 \rangle = 1.03 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (1.5)$$

1.1.2.2 Le seeing

Un autre paramètre fréquemment utilisé pour caractériser la force de la turbulence est le seeing. Il représente la résolution angulaire que l'on peut atteindre lors de la formation de l'image d'une source ponctuelle située à l'infini en présence de la turbulence considérée. Le seeing s est donné par :

$$s \approx \frac{\lambda}{r_0}. \quad (1.6)$$

A l'inverse du paramètre de Fried, le seeing s est quasi-achromatique, car évoluant en $\lambda^{-\frac{1}{5}}$.

Par exemple, sur le site de Paranal au Chili où est implanté le Very Large Telescope les valeurs moyennes du paramètre de Fried et du seeing sont respectivement d'environ 12 cm et 0.85 arcsecondes à une longueur d'onde $\lambda=0.5 \mu\text{m}$.

1.1.3 Décomposition modale de la phase turbulente

Dans le but de simplifier la manipulation de la phase, on exprime couramment celle-ci sur une base discrète de modes. Plusieurs bases peuvent être utilisées. On peut citer la base des modes de Karhunen-Loève qui, par définition, forme une base de modes statistiquement indépendants et géométriquement orthogonaux [Gendron(1995)] avec la "meilleure" répartition des valeurs propres en énergie sur ces modes. La matrice de covariance de ces modes est diagonale. L'inconvénient principal est la non-existence d'une expression analytique pour les représenter, dans le cas de la turbulence atmosphérique. La base utilisée principalement dans ce manuscrit sera la

base des polynômes de Zernike (on peut cependant noter l'exception de la commande Virtual Deformable Mirror, présentée à la section 3.5 travaillant sur la base des Karhunen-Loève). Elle a été l'objet de nombreuses études théoriques permettant de décrire les propriétés statistiques de la phase turbulente [Noll(1976), Rigaut et Gendron(1992), Chassat(1992), Roddier(1999)]. Je rappelle dans les paragraphes suivants les propriétés notables mises en évidence dans ces articles. D'autres bases peuvent être utilisés comme la base des modes du miroir déformable par exemple.

1.1.3.1 Définition des polynômes de Zernike

Cette base présente plusieurs intérêts :

- elle est orthonormée et définie sur un support circulaire plein, donc bien adaptée à la gestion des pupilles circulaires pleines ;
- les premiers modes correspondent aux aberrations optiques les plus courantes (basculements tip/tilt, défocalisation, astigmatisme, coma, aberration sphérique) comme on peut le voir sur la figure 1.2 qui représente les premiers modes de Zernike ;
- l'énergie de la phase turbulente exprimée sur cette base présente une répartition caractéristique ;
- les polynômes possèdent une expression analytique simple ;

Les polynômes de Zernike Z_k s'écrivent comme le produit d'une fonction radiale $R_n^m(r)$ et d'une fonction azimutale $\Theta_n^m(\theta)$, toutes deux paramétrées suivant leur degré radial n , correspondant au nombre d'annulations du polynôme sur le diamètre du support et leur degré azimutal m correspondant au nombre d'annulations sur le périmètre extérieur du support. On écrit donc :

$$Z_k(\mathbf{r}) = R_n^m(r)\Theta_n^m(\theta) \quad (1.7)$$

où la partie radiale s'écrit :

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{\frac{(n-m)}{2}} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left[\frac{(n+m)}{2} - s\right]! \left[\frac{(n-m)}{2} - s\right]!} r^{n-2s}, \quad (1.8)$$

et la partie azimutale :

$$\Theta_n^m(\theta) = \sqrt{n+1} \begin{cases} \sqrt{2(n+1)} \cos(m\theta) & \text{pour } m \neq 0 \text{ et } k \text{ pair,} \\ \sqrt{2(n+1)} \sin(m\theta) & \text{pour } m \neq 0 \text{ et } k \text{ impair,} \\ \sqrt{n+1} & \text{pour } m = 0, \end{cases} \quad (1.9)$$

Le degré radial présente un lien fort avec la fréquence spatiale du mode dans la pupille. D'après l'équation (1.4), on peut conclure que les modes d'ordres radiaux élevés, qui correspondent aux modes de hautes fréquences spatiales de la turbulence atmosphérique sont donc de basses énergies.

1.1.3.2 Propriétés intéressantes de la décomposition de la phase sur la base des Zernike

En appelant $\varphi(r)$ la phase turbulente considérée sur un support S , sa décomposition modale sur la base des polynômes de Zernike s'écrit :

$$\varphi(r) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i Z_i(r) \quad (1.10)$$

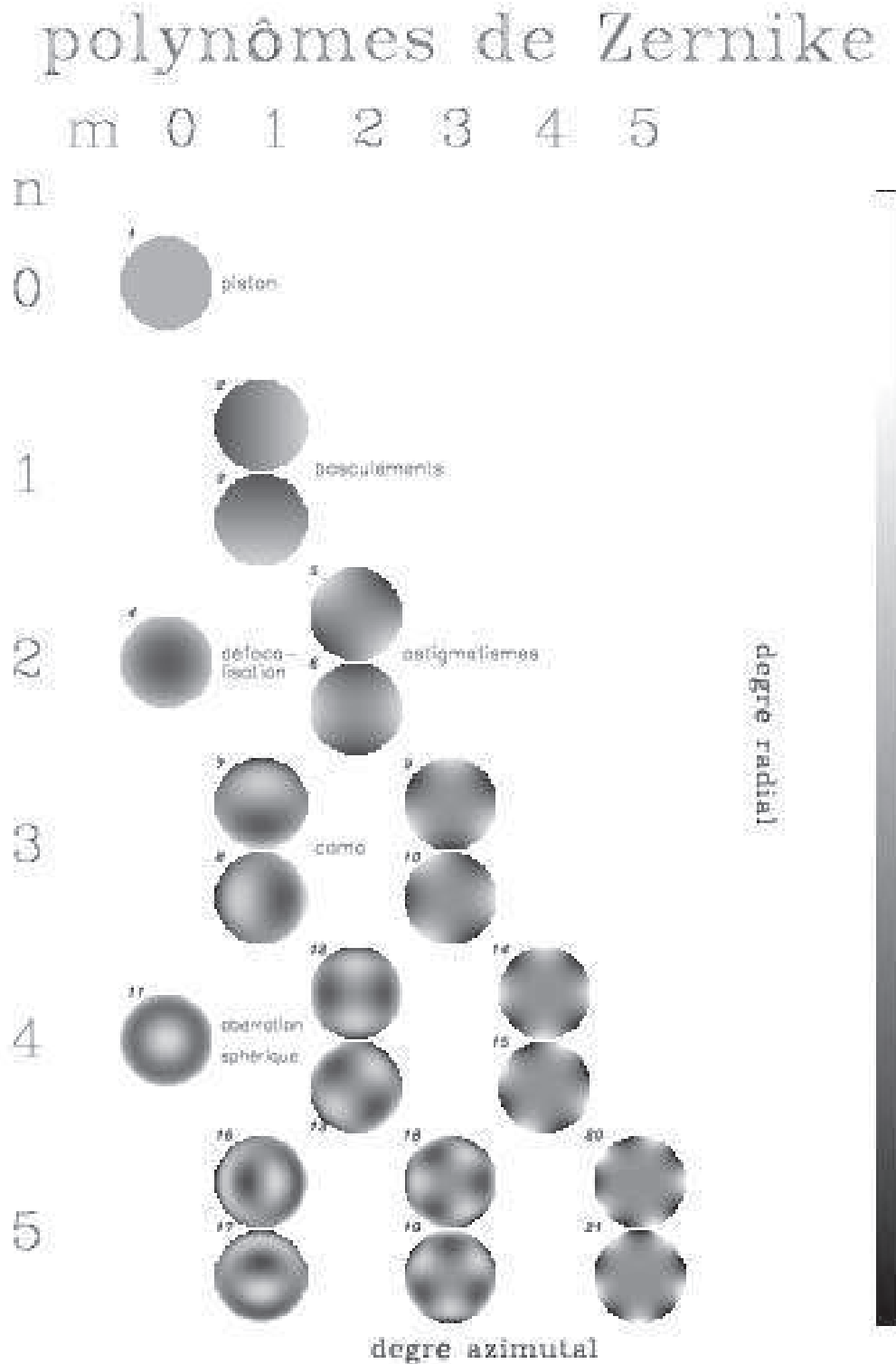


FIGURE 1.2 – Représentation des premiers modes de Zernike Z_k pour k de 1 à 21

où les a_i sont les coefficients de la décomposition dits coefficients de Zernike.

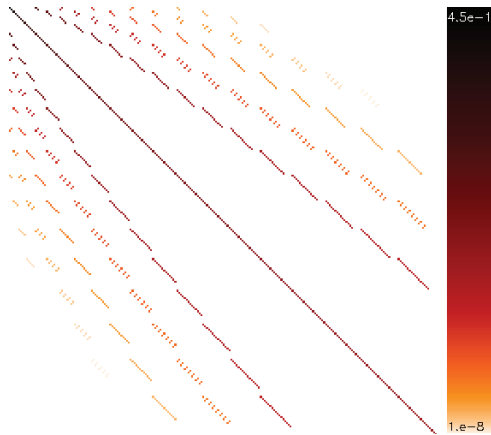
La base étant orthonormée, les coefficients a_i s'écrivent :

$$a_i = \frac{1}{S} \int_S \varphi(r) Z(r) dr. \quad (1.11)$$

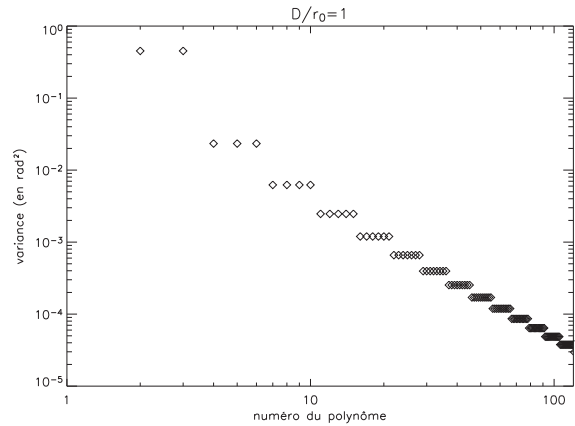
Propriétés spatiales On peut montrer [Noll(1976)] que dans le cadre d'une statistique de Kolmogorov, la matrice de covariance des coefficients de la décomposition de la phase turbulente $\langle a_i a_j \rangle$, s'écrit, comme l'a montré R.J. Noll [Noll(1976)] :

$$\begin{aligned} \langle a_i a_j \rangle = & 3,90 [(n_i + 1)(n_j + 1)]^{\frac{1}{2}} (-1)^{(n_i + n_j - 2m_i)/2} \delta_{m_i m_j} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{3/5} \\ & \times \frac{2^{-\frac{14}{3}} \Gamma[\frac{14}{3}] \Gamma[(n_i + n_j - \frac{5}{3})/2]}{\Gamma[(-n_i + n_j + \frac{17}{3})/2] \Gamma[(n_i - n_j + \frac{17}{3})/2] \Gamma[(n_i + n_j + \frac{23}{3})/2]}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

où D est le diamètre de la pupille du télescope ne comprenant pas d'obstruction centrale, support des polynômes, $\Gamma[x]$ désigne la fonction gamma et n_i , n_j , m_i et m_j désignent respectivement les ordres radiaux et azimutaux des polynômes Z_i et Z_j . La figure 1.3(a) présente la matrice de covariance Σ_{kol} des modes turbulents. Cette matrice n'est pas diagonale mais elle est toutefois fortement creuse. Il existe donc un couplage statistique entre les modes, qui est faible par rapport à la variance des modes. On peut noter dès maintenant l'intérêt de la projection sur la base des Zernike de par la possibilité de calculer numériquement cette matrice en particulier dans le cadre des lois de commande tomographiques. Celles-ci nécessitent en effet des *a-priori* sur la turbulence notamment la matrice de covariance de la turbulence.



(A) Matrice de covariance Σ_{kol} en échelle logarithmique



(B) Variance de chacun de ces modes correspondant à la diagonale de la matrice de covariance.

FIGURE 1.3 – Covariance des 200 premiers modes de Zernike, en supposant une statistique de Kolmogorov.

La base des modes de Zernike étant orthonormée, il est possible de déduire de l'expression (1.10) l'expression de la variance totale de la phase turbulente :

$$\sigma_\phi^2 = \frac{1}{S} \int_S \langle \phi^2(\mathbf{r}) \rangle dr = \sum_{i=1}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle. \quad (1.13)$$

En utilisant l'expression 1.12 on montre que la variance d'un coefficient a_i , d'ordre radial n_i dépend du rapport $\frac{D}{r_0}$ selon :

$$\sigma_n^2 \propto (n_i + 1)^{(-11/3)} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3}. \quad (1.14)$$

La figure 1.3(b) présente la variance des modes, c'est à dire la diagonale de la matrice de covariance des modes de la figure 1.3(a). On observe une décroissance de la variance des coefficients turbulents en $(n_i + 1)^{-11/3} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3}$ où n_i correspond à l'ordre radial du polynôme i .

R.J. Noll [Noll(1976)] a donné une loi empirique fixant la valeur de la variance résiduelle après correction parfaite d'un nombre j_{max} de polynômes de Zernike :

$$\sigma_{j_{max}, Noll}^2 = 0,2944(j_{max})^{-\frac{\sqrt{3}}{2}} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{\frac{5}{3}}. \quad (1.15)$$

Cette expression peut aussi s'écrire sous la forme [Conan(1994)] :

$$\sigma_{n_{max}}^2 = 0,458(n_{max} + 1)^{-5/3} \left(\frac{D}{r_0}\right)^{5/3}, \quad (1.16)$$

où n_{max} , supposé grand, correspond à l'ordre radial maximal parfaitement corrigé lié à j_{max} par la relation suivante :

$$j_{max} = \frac{(n_{max} + 1)(n_{max} + 2)}{2}. \quad (1.17)$$

La grande échelle L_0 modifie la variance des bas ordres de la turbulence (essentiellement les modes tip-tilt, défocalisation et astigmatisme), d'autant plus que L_0 est petite par rapport au diamètre D du télescope. F. Chassat [Chassat(1992)] a calculé cette influence, elle se traduit par l'atténuation de la variance par un coefficient η dont un développement limité en D/L_0 est le suivant :

$$\begin{cases} \eta \approx 1 - 0.77\left(\frac{2\pi D}{L_0}\right)^{1/3} + 0.09\left(\frac{2\pi D}{L_0}\right)^2 - 0.054\left(\frac{2\pi D}{L_0}\right)^{7/3} & \text{si } n = 1, \\ \eta \approx 1 - 0.39\left(\frac{2\pi D}{L_0}\right)^2 + 0.27\left(\frac{2\pi D}{L_0}\right)^{7/3} & \text{si } n = 2, \\ \eta \approx 1 - \frac{0.38}{(n-11/6)(n+23/6)}\left(\frac{2\pi D}{L_0}\right)^2 & \text{si } n \geq 3, \end{cases} \quad (1.18)$$

où n est l'ordre radial. Ces expressions permettront de caractériser la grande échelle et le paramètre de Fried de la turbulence injectée sur le banc HOMER (cette caractérisation est effectuée au paragraphe 4.4.1).

Ainsi, en projetant plusieurs occurrences de phase turbulente sur la base de Zernike, ces propriétés spatiales permettent de caractériser la turbulence de façon rapide en remontant aux valeurs L_0 et r_0 .

Propriétés temporelles Au niveau temporel, J.-M. Conan [Conan et al.(1995)] a mis en évidence le comportement asymptotique de la densité spectrale de puissance de la turbulence intégrée sur l'ensemble des couches de l'atmosphère :

$$DSP_{ai}(\nu) \propto \begin{cases} \nu^{-2/3} & \text{si } \nu < \nu_c \text{ et } i = 2, 3 \\ \nu^0 & \text{si } \nu < \nu_c \text{ et } i > 3 \\ \nu^{-17/3} & \text{si } \nu > \nu_c \end{cases} \quad (1.19)$$

où ν est la fréquence en Hertz et ν_c la fréquence de coupure donnée par :

$$\nu_c(n) \approx 0.3(n+1) \frac{\bar{V}}{D} \quad (1.20)$$

où \bar{V} représente la moyenne pondérée des vitesses du vent sur toutes les couches turbulentes considérées. L'hypothèse considérée est une vitesse de vent uniforme sur chacune des couches, qui se déplacent en translation. Il est intéressant de noter que pour une seule couche le comportement spectral est le même après la fréquence de coupure (cette dernière est dans ce cas calculée avec la vitesse du vent de la couche). En revanche, pour des fréquences inférieures à ν_c , le comportement asymptotique dépend notablement de la direction du vent, qui introduit des disparités selon les ordres radiaux et azimutaux. On pourra par exemple utiliser ces propriétés pour essayer d'estimer la vitesse de vent d'une des couches turbulentes du banc HOMER en identifiant la fréquence de coupure (cf paragraphe 4.4.2).

De par les propriétés remarquables tant temporelles que spatiales, la base des polynômes de Zernike est bien adaptée à la description de la phase turbulente. C'est la base de décomposition qui est principalement retenue dans ce manuscrit, sauf mention explicite du contraire.

1.2 Effets de la turbulence sur la formation d'images

Après s'être intéressé aux effets de la turbulence sur le front d'onde traversant l'atmosphère, cette partie a pour but de présenter ses effets sur la formation d'image. On commencera par un premier paragraphe de rappels sur la formation d'image en général puis on s'intéressera à la dégradation entraînée par la turbulence sur l'image. Enfin, puisque le but d'une optique adaptative est, dans l'application considérée, d'améliorer la qualité de l'image obtenue sur la voie d'imagerie, nous présenterons les critères permettant d'évaluer celle-ci.

1.2.1 Rappels sur la formation d'image

En appelant i l'image donnée par un télescope d'un objet o , on peut caractériser ce télescope, dont la réponse est supposée linéaire et invariante par translation, par sa fonction d'étalement de point (FEP), ou *Point Spread Function* (PSF) en anglais, définie par :

$$i = FEP * o \quad (1.21)$$

où $*$ représente une convolution. La fonction d'étalement de point correspond à l'image fournie par le système considéré d'un point source à l'infini. On peut aussi définir la Fonction de Transfert Optique, ou FTO, du système égal à la transformée de Fourier de la fonction d'étalement de point :

$$FTO = TF(FEP). \quad (1.22)$$

En utilisant le théorème de Wiener-Khinchine, la FTO est calculable par l'auto-corrélation de la fonction pupille $\mathcal{P}(\rho)$ du système optique. Pour une pupille circulaire de rayon $\frac{D}{2}$ et de surface S , cette dernière est définie par :

$$\mathcal{P}(\rho) = \begin{cases} 1 & \text{si } \frac{d}{2} \leq |\rho| \leq \frac{D}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.23)$$

Cette définition inclut une obstruction centrale de diamètre d . La FTO peut s'interpréter comme un filtre fréquentiel passe-bas, dont la fréquence de coupure sera D/λ .

La théorie de la diffraction de Fraunhofer permet d'exprimer la FEP sous la forme :

$$FEP(\rho) = |TF(\psi(\rho)\mathcal{P}(\rho))|^2 \quad (1.24)$$

où $\psi(\rho)$ est l'amplitude complexe de l'onde incidente sur la pupille du système optique. En l'absence de turbulence, ou lorsqu'elle est parfaitement corrigée, la FEP du système se limite au carré de la transformée de Fourier de la fonction pupille. Dans ce cas et en l'absence d'obstruction centrale, la FEP est la tache d'Airy, de largeur à mi-hauteur égale à λ/D où λ est la longueur d'onde d'observation, et dont la première annulation se trouve à $1.22\lambda/D$.

La largeur à mi-hauteur de la tache d'Airy caractérise la résolution spatiale du télescope. Elle augmente donc avec son diamètre D .

La figure 1.4 récapitule les relations liant ces grandeurs introduites.

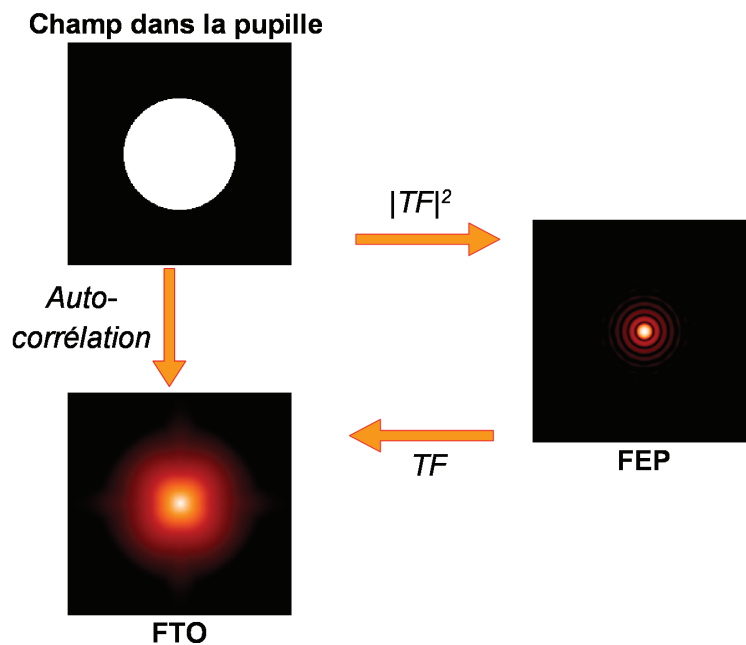


FIGURE 1.4 – Relations entre plan-puïlle, FEP et FTO. Les figures représentées sont en l'absence de turbulence (la phase dans la pupille est égale à 1), la fonction d'étalement de point est donc une tache d'Airy.

1.2.2 Formation d'image en présence de turbulence

La turbulence dégrade la qualité de l'image obtenue au foyer d'un instrument. La déformation subie par la fonction d'étalement de point dépend de la nature du plus petit élément diffractant : s'il s'agit de la pupille, la fonction d'étalement de point de l'instrument conservera une forme de tache d'Airy, légèrement déformée, dont la largeur à mi-hauteur sera toujours λ/D . Si c'est la turbulence qui est l'élément limitant la résolution, alors la fonction d'étalement de point présentent des tavelures (ou *speckles* en anglais) de taille caractéristique λ/D . Ce sont des réseaux

de franges constructives et destructives aléatoirement superposés, induits par les fluctuations de phase turbulente dans la pupille. Elles sont réparties dans un domaine de diamètre λ/r_0 .

En intégrant un grand nombre d'images, on obtient une image appelée longue pose où les tavelures sont moyennées. La fonction d'étalement de point a alors la forme d'une gaussienne de largeur à mi-hauteur λ/r_0 . On retrouve la notion de résolution attachée à r_0 qui représente le diamètre d'un télescope équivalent hors-atmosphère permettant d'obtenir la même résolution que celle fournie par le télescope de diamètre $D > r_0$ en présence de turbulence. La figure 1.5 représente les FEP obtenues dans un cas sans turbulence, avec turbulence, et avec turbulence en moyennant un grand nombre d'images. Ceci illustre la perte de résolution entraînée par la turbulence atmosphérique et donc l'importance de corriger les effets engendrés par cette dernière.

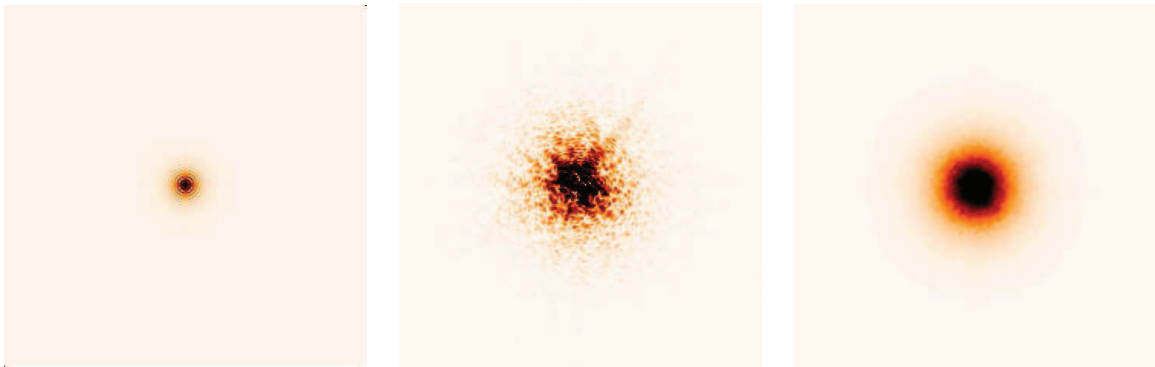


FIGURE 1.5 – FEP obtenues par simulation d'un cas représentatif de HOMER. A gauche : Tache d'Airy obtenue en l'absence de turbulence. Au milieu : FEP courte pose obtenue en présence de turbulence, on distingue les tavelures de taille comparable à celle du pic central de la tache d'Airy. A droite : FEP longue pose en présence de turbulence, les tavelures sont moyennées.

1.2.3 Critères de qualité

Afin d'évaluer les effets de la turbulence atmosphérique sur une image formée au foyer d'un instrument optique, ou la qualité de la correction apportée par un système d'optique adaptative, il est nécessaire de quantifier la qualité d'une image. Nous introduisons dans ce paragraphe les deux critères principalement utilisés.

Rapport de Strehl Le rapport de Strehl (noté RS) est largement utilisé en optique adaptative. Il est défini par le rapport entre l'intensité de la FEP réelle, obtenue en présence de turbulence, et l'intensité de la FEP obtenue dans un cas idéal limité par diffraction (donc de la tache d'Airy) :

$$RS = \frac{\text{FEP}(\alpha = 0)}{\text{Airy}(\alpha = 0)} \quad (1.25)$$

où α est l'écart angulaire à l'axe optique, la PSF et la tache d'Airy étant supposées centrées sur cet axe. Ainsi par définition, le rapport de Strehl est égal à 1 en l'absence de toute aberration et inférieur à 1 sinon. Il peut aussi s'exprimer comme le rapport des intégrales des fonctions de transfert optiques avec turbulence (notée FTO tout simplement) et sans turbulence (notée $\text{FTO}_{\text{telescope}}$) :

$$RS = \frac{\int \text{FTO}(f)df}{\int \text{FTO}_{\text{telescope}}(f)df}. \quad (1.26)$$

Ce critère peut directement être calculé à partir des images acquises et renseigne sur la concentration de l'énergie dans le pic central de la tache image, mais non dans la dispersion de l'énergie, en particulier sur les hautes fréquences. Néanmoins, au vu de son accessibilité à partir des images expérimentales, c'est le critère d'intérêt retenu dans ce manuscrit.

L'énergie cohérente L'énergie cohérente quant à elle caractérise l'énergie contenue dans le pic cohérent. Elle est définie par [Rousset *et al.*(1991)] :

$$E_c = \exp(-\sigma_{res}^2) \quad (1.27)$$

où σ_{res} désigne la variance de la phase résiduelle obtenue après correction par une OA. Dans le cas de faibles perturbations, il est possible d'assimiler le rapport de Strehl à l'énergie cohérente et d'effectuer un développement limité par rapport à $\sigma_{res}^2 \ll 1$ (approximation de Maréchal) :

$$SR \simeq E_c = \exp(-\sigma_{res}^2) \simeq 1 - \sigma_{res}^2. \quad (1.28)$$

La variance de la phase résiduelle n'étant cependant pas facilement accessible à partir des données expérimentales, ce critère n'est pas approprié pour caractériser directement les performances expérimentales obtenues. En revanche, il permet de relier rapport de Strehl et variance de phase résiduelle, qui est la quantité que l'optique adaptative va minimiser. On peut aussi citer son application en traitement d'image et notamment en déconvolution.

D'autres critères permettant d'évaluer la qualité des images obtenues peuvent être utilisés suivant le domaine d'application. Par exemple, si l'on souhaite améliorer la concentration de l'énergie lumineuse, alors l'énergie encadrée ou encadrée, définie comme l'estimation de l'énergie lumineuse intégrée sur une petite surface, sera plus pertinente. Nous nous sommes concentrés sur les critères le plus fréquemment utilisés dans le domaine de l'optique adaptative pour l'astronomie.

1.3 Le principe de l'Optique Adaptative

Cette partie présente une description générale d'une optique adaptative, en particulier son principe de fonctionnement et la nature de ses composants. Le formalisme et les équations utilisés dans la suite du manuscrit sont introduits. On s'intéresse ensuite aux limitations principales de l'OA classique, en particulier au phénomène d'anisoplanétisme, que le concept d'optique adaptative grand champ permet en partie de surmonter.

1.3.1 Principe d'un système d'optique adaptative

L'optique adaptative apporte une solution qui a maintenant fait ses preuves aux problèmes d'imagerie à travers la turbulence. Un système d'OA est un asservissement opto-mécanique fonctionnant en boucle fermée et permettant de corriger en temps réel les déformations subies par le front d'onde lors de la traversée de l'atmosphère. Le schéma de principe est illustré par la figure 1.6. Un tel système est constitué de trois éléments principaux, chacun effectuant une étape-clé de la boucle.

- *Un Analyseur de Surface d'Onde (ASO)* effectue la mesure de la déformation du front d'onde incident. Le plus utilisé et celui avec lequel j'ai travaillé étant le Shack-Hartmann, ce dernier sera présenté plus en détails au paragraphe 1.3.2.
- *Un système informatique temps réel (RTC pour Real Time Computer)* calcule la commande adéquate à partir des données fournies par l'ASO et l'envoie au système de compensation. Cette partie sera abordée au paragraphe 1.3.4 et les lois de commandes utilisées lors de mes travaux seront détaillées chapitre 3.
- *Un système de compensation* piloté par le RTC se charge de corriger les déformations détectées par l'analyseur de surface d'onde. En pratique, dans mes travaux, cet élément est un Miroir Déformable (MD) qui va imprimer au front d'onde incident la déformation opposée de celle mesurée par l'analyseur de surface d'onde. Cet élément du système sera présenté au paragraphe 1.3.3.

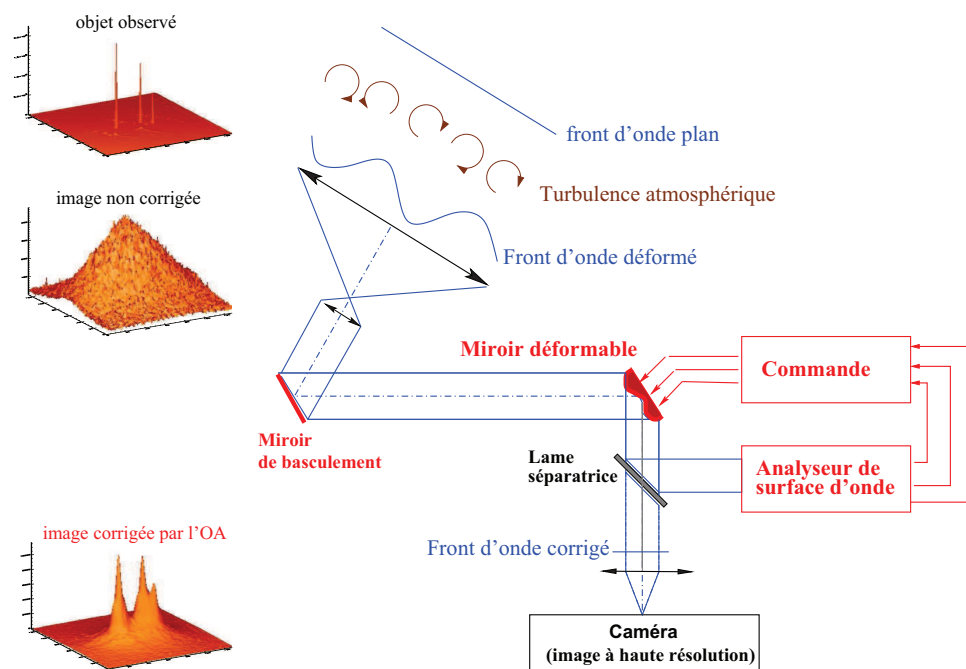


FIGURE 1.6 – Schéma de principe d'un système d'optique adaptative fonctionnant en boucle fermée. A gauche, simulations numériques de l'objet observé, de l'image non corrigée et de l'image corrigée par OA.

Le système d'optique adaptative est placé au foyer d'un télescope. Le front d'onde rencontre tout d'abord le miroir déformable (dans une configuration boucle fermée) qui va le corriger au mieux, le faisceau est ensuite séparé sur deux voies par l'intermédiaire d'une lame séparatrice. L'une est appelée voie d'imagerie et comporte une caméra permettant d'imager en haute résolution l'objet d'intérêt (le front d'onde est quasi plan car corrigé par le miroir déformable), c'est la voie dite scientifique, utile aux astronomes. L'autre voie est la voie d'analyse, dite voie ASO où le front d'onde est analysé. L'analyseur de surface d'onde ne voit pas directement l'effet de la turbulence, mais le résidu de phase non corrigé (toujours en configuration boucle fermée). Le RTC va ensuite traiter l'information envoyée par l'analyseur et calculer la nouvelle commande à envoyer au miroir. On souhaite corriger en temps réel l'effet de la turbulence, dont l'évolution

est très rapide, il faut donc que la boucle d'asservissement fonctionne aussi à une cadence assez élevée (quelques centaines voire milliers de Hertz).

On peut aussi vouloir fonctionner en boucle ouverte, dans ce cas l'analyseur de surface d'onde est placé *en amont* du miroir déformable. Il voit alors la pleine turbulence et n'a pas de retour sur la correction effectivement appliquée. Dans la section 2.5 je présenterai un type d'OA fonctionnant en boucle ouverte.

1.3.2 L'analyse du front d'onde

Plusieurs types d'analyseurs de surface d'onde ont été proposés afin de satisfaire les différentes applications se traduisant par différentes contraintes notamment liées au bruit, à la dynamique de mesure, à la bande spectrale d'intérêt ou à la cadence de fonctionnement. On peut les regrouper en deux grandes familles :

- les *ASO plan-focaux* utilisant directement les propriétés de l'image obtenue au plan focal et basés sur des méthodes non-linéaires. La technique la plus connue est la diversité de phase [Gonsalves(1982)] utilisant deux images formées à partir des même aberrations et séparées d'une aberration connue. J'ai utilisé cette technique pour une application particulière, elle est présentée à la section 5.1. Ce type de méthode est en revanche limité à une faible bande spectrale puisque la fonction d'étalement de point est fonction de la longueur d'onde.
- les *ASO plan-pupille* se basant sur l'interférométrie ou les principes d'optique géométrique (les rayons lumineux sont orthogonaux au front d'onde). On peut citer dans cette famille l'analyseur à pyramide [Ragazzoni(1996)] généralisant le principe du couteau de Foucault, l'analyseur de courbure [Roddi(1988)] reposant sur la comparaison de l'intensité lumineuse incidente dans deux plans parallèles localisés de part et d'autre de la pupille ou le Shack-Hartmann [Shack et Platt(1971)] pour les plus répandus.

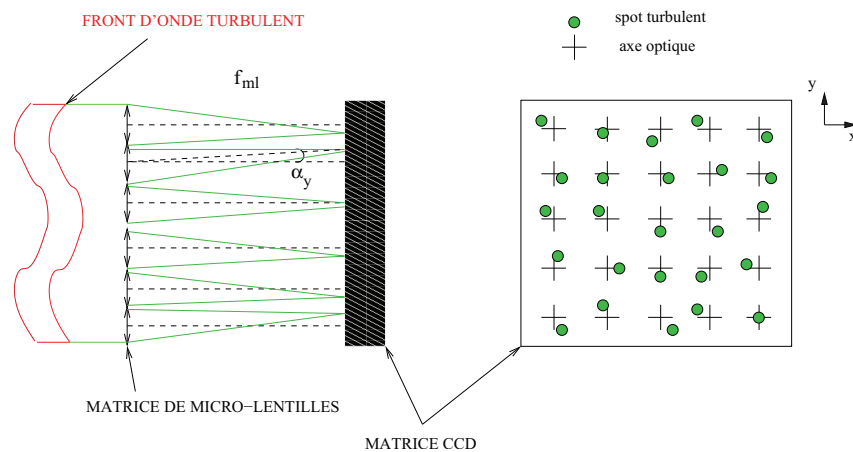


FIGURE 1.7 – Schéma de principe du Shack-Hartmann.

Le lecteur souhaitant trouver une description des différents analyseurs de surface d'onde peut se référer à [Rousset(1999)]. Je me concentre ici uniquement sur l'analyseur de type Shack-Hartmann, qui est celui utilisé pour mes travaux sur le banc HOMER (présenté au chapitre 4). Ce type d'analyseur possède l'avantage d'être achromatique, et de présenter une bande spectrale très large et une grande sensibilité. Il échantillonne spatialement le plan pupille à l'aide d'une

matrice de microlentilles (donc optiquement conjuguée de la pupille), chacune de ses microlentilles formant sur un détecteur placé dans leur plan focal une tache image dont la position est enregistrée. Le principe est schématisé sur la figure 1.7. Si le front d'onde mesuré est plan, alors la tache image formée est située sur l'axe optique de la microlentille et sa position définit une position de référence. Si en revanche le front d'onde est turbulent, alors la tache image se déplace par rapport à cette dernière, son déplacement noté (c_x, c_y) étant directement lié à la pente moyenne de la partie du front d'onde échantillonné par la sous-pupille, on remonte à l'angle d'arrivée (α_x, α_y) sur la sous-pupille (en négligeant les scintillations) grâce aux équations suivantes :

$$\begin{aligned}\alpha_x = \frac{c_x}{f_{\mu l}} &= \frac{\lambda}{2\pi S} \int \int_{sspup} \frac{\partial \phi}{\partial x} dx dy \\ \alpha_y = \frac{c_y}{f_{\mu l}} &= \frac{\lambda}{2\pi S} \int \int_{sspup} \frac{\partial \phi}{\partial y} dx dy\end{aligned}\quad (1.29)$$

S désignant la surface de la sous-pupille et $f_{\mu l}$ sa focale. Le choix de cette dernière permet d'ajuster la dynamique et la sensibilité de l'analyseur. En regroupant l'information obtenue par toutes les sous-pupilles on peut alors remonter à la forme du front d'onde.

La mesure de la position de la tache image est un aspect primordial. Elle peut s'effectuer par calcul de Centre De Gravité (CDG) de la tache image et les images peuvent être au préalable pré-traitées par exemple par seuillage (soustraction d'une valeur uniforme et mise à zéro des valeurs négatives) et/ou fenêtrage de la zone d'analyse (réduction de la zone de calcul du CDG). Le CDG est alors estimé à l'aide de méthodes plus ou moins complexes comme un calcul de CDG pondéré [Nicolle *et al.*(2004)] utilisant une fonction de pondération de chaque pixel. Le déplacement de la tache image peut aussi s'effectuer par une méthode de corrélation (particulièrement bien adaptée aux objets étendus) utilisant le produit de corrélation de l'image avec elle-même ou avec une image de référence [Michau *et al.*(1992), Noël(1997), Poyneer *et al.*(2003)].

Dans le cadre de faibles perturbations, c'est à dire pour des petits déplacements centrés (petits par rapport à la taille du champ vu par une sous-pupille), le comportement d'un tel analyseur de surface d'onde peut être considéré comme linéaire, et la matrice le caractérisant est la matrice \mathbf{D} qui relie de façon linéaire la phase exprimée sur une base de modes ϕ et les pentes locales du front d'onde \mathbf{p} calculées par l'analyseur :

$$\mathbf{p} = \mathbf{D}\phi + \mathbf{w} \quad (1.30)$$

\mathbf{w} étant un bruit additif. Cette représentation sera reprise dans toute la suite de ce manuscrit.

L'incertitude de mesure Le bruit de mesure possède deux origines principales décrites en particulier par G. Rousset [Rousset(1999)] :

- *le bruit de photons* engendré par le nombre fini de photons reçus sur le détecteur est un processus de type poissonnien. La variance de la différence de phase mesurée bord à bord sur une sous-pupille engendrée par ce bruit est :

$$\sigma_{ph}^2 = \frac{\Pi^2}{2n_{ph}} \left(\frac{X_T}{X_D} \right)^2 \quad (\text{radians}^2) \quad (1.31)$$

où n_{ph} représente le nombre de photons reçus par sous-pupille et par trame, X_T la largeur à mi-hauteur de la tache image turbulente en nombre de pixels et X_d la largeur à mi-hauteur de la diffraction en nombre de pixels ;

- le bruit de détecteur, lié au détecteur lui-même, est un processus gaussien uniforme. Dans le cas d'un spot gaussien et d'une mesure de centre de gravité, l'impact de ce bruit sur la variance de la différence de phase mesurée bord à bord sur une sous-pupille noté σ_{detect}^2 a été estimé à :

$$\sigma_{detect}^2 = \frac{\Pi^2}{3} \left(\frac{\sigma_e n_{pix}^2}{n_{ph} X_D} \right)^2 \quad (\text{radians}^2) \quad (1.32)$$

où σ_e est l'écart-type moyen du bruit électronique par pixel et par trame en électrons et n_{pix} la largeur de la zone de calcul du centre de gravité en nombre de pixels. Généralement $n_{pix} = 2X_T$.

Le bruit de mesure, somme de ces deux termes, est en général supposé comme blanc gaussien et décorrélé du signal. En première approximation il est aussi considéré comme étant décorrélé entre pentes et directions (sa matrice de covariance étant alors diagonale). Je reviendrai sur cette hypothèse au paragraphe 4.6.2 dans le cadre de la caractérisation du bruit de l'analyseur de surface d'onde du banc HOMER.

1.3.3 La correction du front d'onde

L'étape de correction du front d'onde est réalisée par un ou plusieurs miroirs déformables. Il existe plusieurs technologies de miroirs, dont on peut trouver la description dans [Séchaud(1999)]. Les principales spécifications pour un miroir déformable s'expriment en termes d'amplitude de déformation maximale, de temps de réponse, de qualité de surface, d'hystérésis, de dissipation d'énergie ou encore d'encombrement.

Les premiers miroirs déformables développés étaient segmentés, c'est-à-dire qu'ils étaient constitués de petits miroirs plans contigus, appelés segments. Ces derniers peuvent corriger un à trois types de déformations : un piston uniquement ou un piston et les basculements en x et en y.

De nos jours, la plupart des miroirs déformables utilisés sont à surface continue, ils sont constitués d'actionneurs déformant une membrane réfléchissante. Différentes technologies ont été développées, dont les trois familles les plus répandues pour l'heure sont présentées dans ce qui suit.

Les miroirs piézo-électrique

Parmi cette famille, deux types de miroirs sont principalement utilisés. On peut tout d'abord citer le *Staked Array Mirror* (SAM) dont le principe de fonctionnement est présenté figure 1.8. Ses actionneurs sont constitués d'empilements de piézo-électriques. L'application de hautes tensions sur ces derniers contractent ou dilatent le matériau d'un déplacement induit linéaire à la tension appliquée ce qui a pour effet de pousser ou de tirer sur la surface réfléchissante. Une tension de l'ordre de 150 Volts produit une déformation de l'ordre de dix microns d'amplitude. Ce type de miroir est très utilisé en optique adaptative pour l'astronomie, il équipe actuellement les instruments présents au Keck, à Gemini, au VLT ou encore l'OA extrême de l'instrument SPHERE (SAXO)[Fusco *et al.*(2006)]. Ils présentent l'avantage de disposer d'un grand nombre d'actionneurs et de pouvoir fonctionner à des cadences rapides. Néanmoins, les actionneurs piézo-électriques sont responsables d'un phénomène d'hystérésis pouvant aller jusqu'à 10 à 20% de l'amplitude de la déformation. Il est heureusement possible de réduire cette erreur à environ 1% en introduisant des capteurs de position sur les actionneurs.

Les miroirs bimorphes sont eux constitués de deux couches de matériaux piézo-électriques collées dos-à-dos, de polarisations opposées, avec un réseau d'électrodes entre celles-ci. L'application de tensions aux bornes des électrodes va entraîner la contraction d'une des couches et

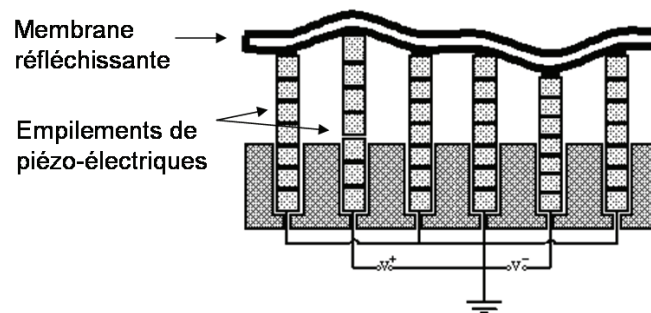


FIGURE 1.8 – Schéma de principe d'un miroir piézo-électrique.

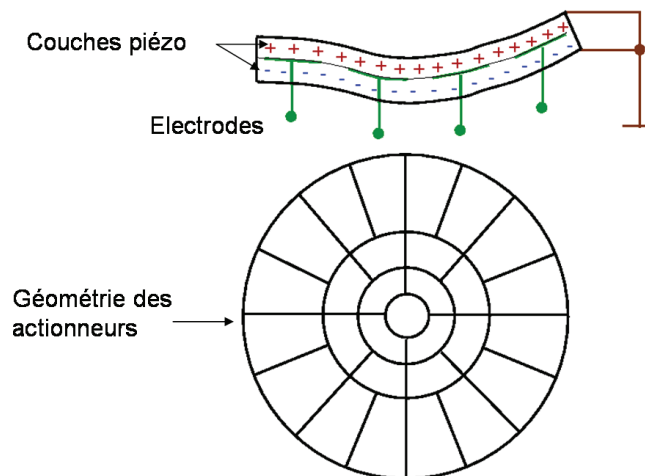


FIGURE 1.9 – Schéma de principe d'un miroir déformable bimorphe.

la dilatation de l'autre provoquant ainsi la déformation locale de la surface réfléchissante. La figure 1.9 illustre le principe de tels miroirs. Ils sont idéalement conçus pour être combinés à un analyseur de courbure. Ainsi, l'optique adaptative PUEO du télescope de 4.20 mètres du Télescope Canada-France-Hawaii (CFHT), à Hawaii, est équipée d'un miroir bimorphe.

Les miroirs de type magnétique possèdent des actionneurs composés de petites bobines [Rooms et Charton(2007)]. En leur appliquant des courants d'intensités plus ou moins élevées, elles vont créer des champs magnétiques attirant ou repoussant des petits aimants placés sur la membrane en regard des bobines. Le principe de fonctionnement est illustré par la figure 1.10. Leurs principaux avantages sont leur linéarité et leur grande course (de dix à cent microns optiques), mais cela au détriment de la bande passante, qui est à l'heure actuelle leur principale limitation. Ce sont des miroirs de ce type qui sont implantés sur le banc HOMER, leurs caractéristiques sont présentées à la section 4.3.

Les micro-miroirs opto-électro-mécaniques ou MOEMS dont les actionneurs sont élec-

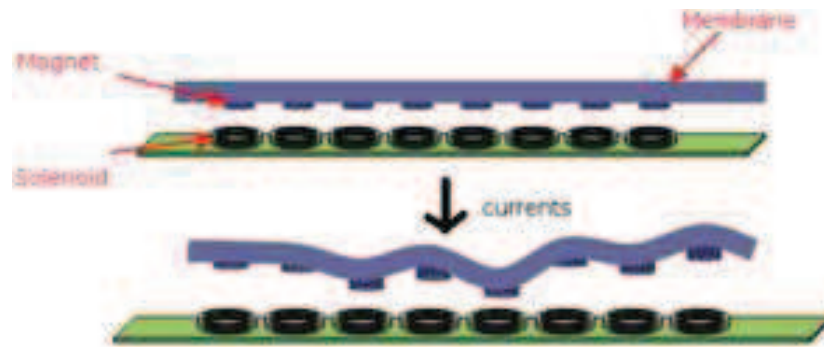


FIGURE 1.10 – Schéma de principe d'un miroir déformable magnétique (Courtesy ALPAO www.alpao.fr).

trostatiques. La membrane est solidaire d'une surface chargée électriquement, l'autre électrode étant la couche en silicium sur laquelle les actionneurs sont posés. Cette technologie est prometteuse grâce à son faible coût, à la vitesse élevée de fonctionnement et à la possibilité d'une grande densité d'actionneurs de par les faibles forces mises en jeu. En revanche, leur point faible est la linéarité des actionneurs .



FIGURE 1.11 – Différentes technologies utilisées pour la fabrication de MD. En haut à gauche : le miroir déformable de type magnétique de HOMER comprenant 88 actionneurs. En haut à droite : un MD de type MOEMS comprenant 4086 actionneurs (Courtesy S. Cornelissen, Boston Micromachines Corp.). En bas : le miroir déformable de type SAM pour l'OA extrême de SPHERE, constitué de 1377 actionneurs (Courtesy J.-C. Sinquin, CILAS).

Des photographies de différents types de miroirs déformables sont présentées figure 1.11.

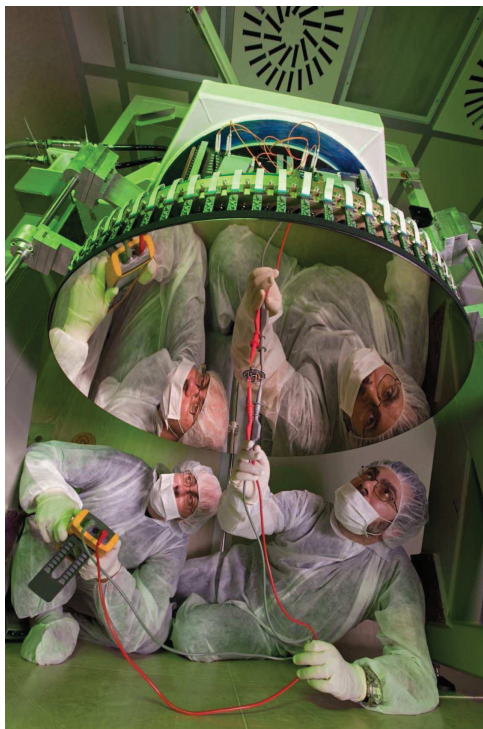


FIGURE 1.12 – Photographie du miroir secondaire adaptatif du LBT de type électromagnétique avec capteurs de position (Photographie R. Cerisola).

On peut aussi citer une nouvelle famille de miroirs déformables qui se situent au sein même du télescope. Ils permettent ainsi de diminuer le nombre d'optiques, et cela permet de rendre directement adaptatif le télescope afin que tous les instruments bénéficient de la correction. Ils sont donc beaucoup plus grands que les miroirs des instruments d'optique adaptative et soulèvent en contre-partie d'importants problèmes de contraintes mécaniques et de bande passante. Ce sont pour la plupart des miroirs de type électromagnétique, contrôlés en position (ils possèdent des capteurs de position). Par exemple, sont en cours de développement les miroirs secondaires adaptatifs pour le Very Large Telescope dans le cadre l'AO facility [Arsenault *et al.*(2008)] avec 1170 actionneurs, ou pour le Large Binocular Telescope [Esposito *et al.*(2010)] avec 672 actionneurs dont une photographie est présentée figure 1.12

Dans ce manuscrit la déformée générée par le miroir par une application de commandes \mathbf{u} est notée ϕ^{cor} . La réponse du miroir à l'envoi d'une commande uniquement à l'actionneur i est modélisée par une fonction continue $f_i(\mathbf{r})$ sur la surface du miroir déformable, appelée fonction d'influence. Cette réponse est décrite par l'équation :

$$\phi^{cor} = \sum_{i=0}^{n_{act}} f_i(\mathbf{r})\mathbf{u}(i) = \mathbf{N}\mathbf{u} \quad (1.33)$$

où n_{act} est le nombre d'actionneurs du miroir déformable. La matrice \mathbf{N} concatène les fonctions d'influence de tous les moteurs utilisés du miroir déformable, elle est appelée matrice d'influence. La linéarité du processus est généralement vérifiée sur les miroirs déformables existants. Dans

ce manuscrit la dynamique temporelle du miroir sera négligée. Ces hypothèses seront examinées en section 4.3.

1.3.4 L'asservissement de la boucle d'OA

Entre l'analyseur de surface d'onde et le miroir déformable, un calculateur temps réel est nécessaire afin de calculer les commandes à envoyer au système de correction à partir des données de l'analyseur. J'introduis ici uniquement le concept de boucle d'asservissement, sans expliciter le contrôleur utilisé. Une description non exhaustive des lois de commande qui peuvent être implantées est effectuée au chapitre 3.

1.3.4.1 Chronogramme d'une boucle d'optique adaptative

La grandeur d'intérêt, à savoir la phase turbulente, est un phénomène continu évolutif avec le temps, le contrôle du système d'optique adaptative doit donc être suffisamment rapide pour corriger en temps réel la turbulence. Mais d'un autre côté, chaque étape de la boucle prend du temps. Je présente un chronogramme illustrant le fonctionnement d'une boucle d'optique adaptative de façon simplifiée, mais relativement répandue. L'analyseur de surface d'onde intègre la phase turbulente durant une période d'échantillonnage. Ce temps est nécessaire à l'accumulation de suffisamment de photons. Noté T , il est considéré comme un temps de référence et associé à la fréquence d'échantillonnage du système $f_{ech} = 1/T$. Dans un deuxième temps, on suppose que le temps nécessaire au calcul des pentes de l'analyseur, et à l'ensemble des étapes de calculs de la correction à envoyer au miroir déformable forment un retard global, appelé retard pur, égal aussi au temps T dans ce chronogramme très simple. On suppose aussi que la correction appliquée au miroir est constante par intervalle de temps T . Comme mentionné précédemment, la dynamique miroir est négligée. Ce chronogramme est un cas très simple, qui peut être bien plus compliqué comme il le sera mentionné à la section 3.1.

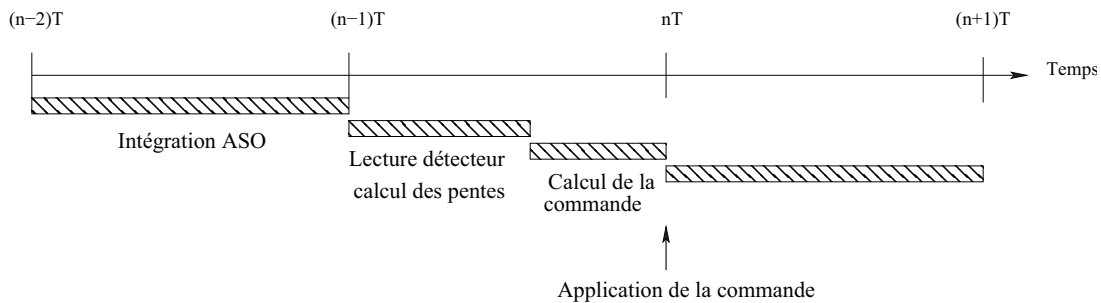


FIGURE 1.13 – Chronogramme d'un asservissement en OA. Le temps T d'intégration de l'ASO sert de référence. Sur l'intervalle $[(n-2)T, (n-1)T[$ l'ASO réalise une mesure intégrée du front d'onde incident, puis sur l'intervalle $[(n-1)T, nT[$ le détecteur est lu, les pentes et les commandes sont calculées. Ces dernières sont appliquées au miroir déformable au temps nT .

Le chronogramme de la figure 1.13 récapitule les différentes étapes de la boucle. Le front d'onde est intégré sur un intervalle de temps $[(n-2)T, (n-1)T[$. Durant l'intervalle de temps suivant, $[(n-1)T, nT[$, la mesure est lue et les commandes adéquates sont envoyées au miroir déformable. Ce dernier va être soumis à ces commandes durant l'intervalle $[nT, (n+1)T[$. Ainsi, le miroir déformable est commandé avec deux trames de retard, puisqu'il est commandé à partir de

la phase intégrée deux trames avant. On peut déjà noter le caractère discret des paramètres de la boucle d'optique adaptative (pentes, commandes...) bien que la grandeur d'intérêt soit continue. Le paragraphe 3.1.1.2 mettra en place l'équivalence entre la problématique de commande en temps continu et en temps discret.

1.3.4.2 Architecture de boucle de contrôle

La boucle ouverte Dans une architecture boucle ouverte, le premier élément de la boucle d'optique adaptative est l'analyseur de surface d'onde, l'élément correctif étant placé en aval de celui-ci. Le schéma-bloc d'une telle architecture est représenté figure 1.14. Le front d'onde résiduel après correction est noté φ^{res} et est défini par :

$$\varphi^{res} = \varphi^{tur} + \varphi^{cor}. \quad (1.34)$$

Cette convention sur la définition de la phase résiduelle comme somme de la phase turbulente avec la phase générée par le miroir déformable est différente de celle couramment utilisée, notamment dans [Petit(2006), Costille(2009)]. Ce choix a été effectué afin d'être plus cohérent avec la réalité expérimentale. Il faut noter que les équations déroulées restent équivalentes.

L'analyseur voit donc la pleine turbulence, et on se heurte alors à la possibilité de fonctionner en dehors de sa plage de linéarité. En outre, il n'y a pas de retour sur la qualité de la correction effectivement appliquée à part avec la caméra de la voie imagerie. Cette correction en aveugle nécessite donc une très bonne modélisation du miroir déformable. Elle n'est pas fréquemment utilisée à cause des points critiques soulevés, en revanche l'Optique Adaptative Multi-Objet (MOAO) nécessite un tel fonctionnement et son implantation a été démontrée sur ciel grâce au démonstrateur Canary [Myers *et al.*(2008), Gendron *et al.*(2011)]. Je reviendrai sur la présentation du concept de MOAO à la section 2.5.

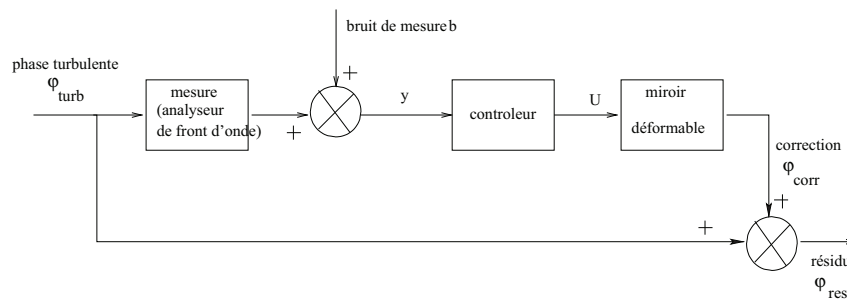


FIGURE 1.14 – Schéma bloc d'une optique adaptative en boucle ouverte. Le front d'onde incident est noté φ^{turb} , la déformée du miroir déformable générée par les commandes \mathbf{u} est notée φ^{cor} et le front d'onde résiduel φ^{res} . Les mesures \mathbf{y} issues de l'analyseur sont entachées d'incertitudes, modélisées par un bruit gaussien centré b .

La boucle fermée La boucle fermée est le schéma de fonctionnement le plus répandu pour l'optique adaptative. Un schéma bloc illustrant un telle boucle est proposé en figure 1.15. L'analyseur de surface d'onde est dans ce cas placé en aval de l'étage correctif et voit ainsi le front d'onde résiduel φ^{res} .

Par rapport à une architecture boucle ouverte, les contraintes sont moindres quant à la plage de linéarité de l'analyseur puisque la turbulence vue est bien plus faible, et quant à la

modélisation parfaite du miroir déformable puisqu'il y a un retour sur son action. En revanche, cette architecture est plus complexe en particulier sur les aspects dynamiques : le retard présent dans la boucle d'asservissement peut mettre en danger la stabilité de la boucle.

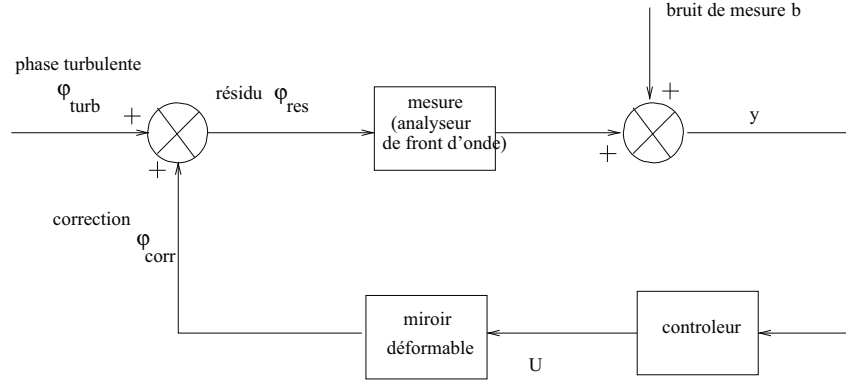


FIGURE 1.15 – Schéma bloc d'une optique adaptative en boucle fermée : le bloc ASO voit le front d'onde résiduel et non le front d'onde turbulent au contraire de la boucle ouverte.

1.4 Les limitations de la correction par OA classique

Chaque élément intervenant dans la boucle d'optique adaptative introduit des erreurs dans la correction. Un budget d'erreur est généralement utilisé pour dimensionner les systèmes. HOMER étant déjà dimensionné, cela permet d'introduire les principales limites. Je rappelle dans cette section un budget d'erreur approché et générique pour l'optique adaptative. Certaines erreurs sont liées aux limites des modèles utilisés dans la boucle d'optique adaptative pour la commande, d'autres aux bruits affectant les mesures du front d'onde ou encore au nombre fini de degrés de liberté dans la correction.

En notant σ_{res}^2 la variance de la phase résiduelle après correction, on peut identifier les différentes sources d'erreur :

$$\sigma_{res}^2 = \underbrace{\sigma_{scint}^2 + \sigma_{aniso}^2 + \sigma_{chrom}^2}_{\text{turbulence}} + \underbrace{\sigma_{alias}^2 + \sigma_{bruit}^2 + \sigma_{fit}^2 + \sigma_t^2}_{\text{optique adaptative}} + \underbrace{\sigma_{calib}^2 + \sigma_{aberr}^2}_{\text{calibrations}} + \underbrace{\sigma_{exo}^2}_{\text{exogènes}}. \quad (1.35)$$

La liste des erreurs présentée n'est pas exhaustive, mais se veut représentative des erreurs principales qui sont commises. Des couplages peuvent intervenir dans les termes mentionnés, et cette liste pourra être fortement enrichie en fonction des exigences plus ou moins fortes sur le dimensionnement d'un système.

1.4.1 Erreurs dues à la turbulence $\sigma_{scint}^2 + \sigma_{aniso}^2 + \sigma_{chrom}^2$

La scintillation et les effets de réfraction différentielle représentent des sources d'erreur liées à la modélisation des propriétés de la turbulence atmosphérique, et l'anisoplanétisme provient de la décorrélation angulaire de cette dernière.

Scintillation, σ_{scint}^2 : la scintillation est sensible principalement en propagation endoatmosphérique et induit des variations d'amplitude dans la pupille et donc à des fluctuations d'intensité. L'optique adaptative ne peut agir sur ce phénomène car elle peut uniquement corriger la phase de l'onde lumineuse. Ce phénomène entraîne une erreur sur la mesure effectuée par l'analyseur de surface d'onde [Mahé(2000)]. Toutefois elle n'est généralement pas limitante pour les systèmes dédiés à l'astronomie et sera négligée, sauf pour des cas d'observation de sources très étendues [Robert *et al.*(2006)], comme le soleil.

Chromatisme de l'atmosphère, σ_{chrom}^2 : l'erreur de chromatisme, σ_{chrom}^2 provient de la chromaticité de l'indice de réfraction et de la chromaticité des variations de l'indice dues à la turbulence. Ainsi, le chemin optique suivi dépend de la longueur d'onde. Or, la correction est calculée pour la longueur d'onde d'analyse. Si cette dernière est différente de la longueur d'onde d'imagerie la correction appliquée sera donc différente de celle réellement nécessaire.

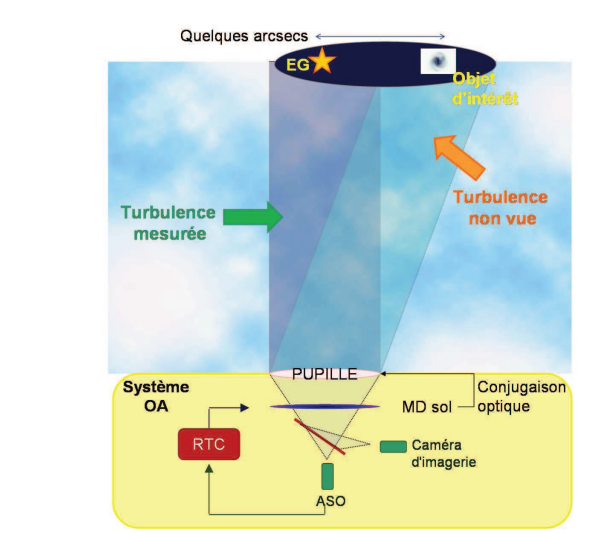


FIGURE 1.16 – Phénomène d'anisoplanétisme. La turbulence n'est pas la même dans la direction d'analyse (sur axe) et dans la direction d'intérêt représentée par la galaxie.

Anisoplanétisme, σ_{aniso}^2 : une des erreurs principales due à la turbulence est l'anisoplanétisme.

Lors de l'utilisation d'un système d'OA pour une observation astronomique, une étoile de référence, à fort flux lumineux, est utilisée afin d'évaluer la turbulence et la correction à envoyer sur le miroir déformable. Cette étoile est appelée Etoile Guide (EG), elle peut être naturelle ou artificielle (*Laser Guide Star*), cf paragraphe 2.1. La correction est calculée pour corriger la turbulence vue dans cette direction. Dès lors que l'on souhaite observer des objets éloignés angulairement de l'étoile guide, la turbulence traversée n'est plus identique et la correction se dégrade. Ce phénomène est illustré sur le dessin de la figure 1.16, où l'objet d'intérêt est représenté par une galaxie.

Pour résumer géométriquement cet effet, on définit le découvrement n qui rend compte du découvrement des projections de la pupille du télescope dans deux directions séparées d'un angle α . Plus l'altitude de la couche turbulente est basse, plus le découvrement sera faible. Pour un télescope de diamètre D on obtient facilement l'expression du découvrement n à l'altitude h :

$$n = \frac{\alpha h}{D}. \quad (1.36)$$

L'anisoplanétisme évolue avec ce paramètre n ainsi qu'avec la force de la turbulence pour la couche considérée en altitude. On définit le domaine isoplanétique θ_0 comme le domaine dans lequel l'anisoplanétisme reste acceptable. Par exemple, Fried [Fried(1982)] le définit comme la distance angulaire par rapport à l'axe optique pour lequel l'erreur d'estimation de la phase turbulente est inférieure à 1 rad^2 . Il s'exprime alors sous la forme suivante [Roddier(1981)] :

$$\theta_0 \approx 0.314 \frac{r_0}{h} \quad (1.37)$$

\bar{h} correspondant à une altitude équivalente définie par :

$$\bar{h} = \frac{\int_0^\infty h^{5/3} C_n^2(h) dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh}. \quad (1.38)$$

L'anisoplanétisme est une limitation très forte des systèmes d'optique adaptative classique car entraînant deux conséquences :

- la couverture de ciel est limitée car seules quelques étoiles guides sont suffisamment brillantes pour effectuer une analyse dans des conditions de bruit acceptables. Afin de pallier à cette limitation, des étoiles guides créées de façon artificielle grâce à de puissants laser peuvent être utilisées (paragraphe 2.1).
- le champ d'observation est réduit. De nouveaux concepts d'optique adaptative ont été alors développés, en association possible avec les étoiles guides laser. Ces concepts d'optique adaptative grand champ sont présentés dans le chapitre 2.

1.4.2 Erreurs intrinsèques du système d'OA $\sigma_{alias}^2 + \sigma_{bruit}^2 + \sigma_{fit}^2 + \sigma_t^2$

Ce paragraphe décrit les termes d'erreur principaux dus au système d'optique adaptative lui-même.

Repliement spectral, σ_{alias}^2 : l'erreur due au repliement de spectre, ou *aliasing*, est intrinsèquement lié à l'analyseur de surface d'onde, qui échantillonne spatialement la surface du front d'onde. Ainsi, pour un analyseur de type Shack-Hartmann (cf. paragraphe 1.3.2), cet échantillonnage est conditionné par le nombre de microlentilles. Les hautes fréquences de la turbulence sont alors mal échantillonnées. En effet, dans l'espace de Fourier cela revient à périodiser le signal échantillonné à une fréquence $f_{ech}^{ASO} = 1/d$ où d est la taille d'une microlentille. Les fréquences au-delà de la fréquence de coupure de l'analyseur $f_c^{ASO} = 1/(2d)$ se replient sur les basses fréquences qui elles sont bien échantillonnées par l'ASO. En filtrant spatialement les hautes fréquences en amont de l'analyseur, ce phénomène de repliement spectral peut être réduit [Poyneer et Macintosh(2004), Fusco *et al.*(2005)].

Bruit de mesure, σ_{bruit}^2 : le bruit de mesure provient du bruit de photons et du bruit de détecteur inhérents à la mesure de front d'onde, décrits au paragraphe 1.3.2.

Sous-modélisation, σ_{fit}^2 : l'erreur de sous-modélisation, ou erreur de *fitting*, provient du nombre fini d'actionneurs utilisés pour corriger la turbulence. Toutes les fréquences spatiales contenues par cette dernière ne sont pas atteignables, donc pas corrigeables par le miroir déformable. La valeur de la variance résiduelle de la turbulence après correction parfaite d'un nombre n_{max} de polynômes de Zernike $\sigma_{res, n_{max}}^2$ est donnée par l'équation (1.16). On peut cependant noter qu'identifier σ_{fit}^2 à $\sigma_{res, n_{max}^{DM}}^2$ où n_{max}^{DM} est le nombre d'actionneurs dans le diamètre utile du miroir est une approximation, car les modes générés par le miroir déformable ne sont pas directement les polynômes de Zernike.

Erreur temporelle, σ_t^2 : l'erreur temporelle provient du cumul des retards de mesure, de calcul des commandes à envoyer au module de correction et à l'application de celles-ci comme expliqué au paragraphe 1.3.4.1. Ainsi entre le moment où le front d'onde est mesuré et le moment où celui-ci est corrigé, il existe un retard entraînant la mauvaise adaptation de la correction à la turbulence incidente. L'erreur temporelle s'accroît avec la vitesse d'évolution de la turbulence relativement à la fréquence d'échantillonnage de la boucle d'asservissement. On sent alors l'intérêt que peut amener la prédiction de l'évolution de la turbulence.

1.4.3 Erreurs de calibrations du système $\sigma_{calib}^2 + \sigma_{aberr}^2$

Erreurs de calibrations, σ_{calib}^2 : la commande a besoin de modèles de la turbulence et des différents éléments de la boucle, mais ces modèles sont susceptibles de comporter des erreurs liées à une mauvaise calibration ou à une dérive du système entraînant leur obsolescence. Ces erreurs, nommées de façon générale erreurs de calibration, sont difficilement quantifiables. Je reviendrai sur cette problématique au chapitre 5 consacré à l'optimisation du banc HOMER en identifiant en particulier les erreurs d'alignement relatif entre l'analyseur de surface d'onde et le miroir déformable ainsi que l'erreur sur les directions d'analyse.

Les aberrations non vues par le système, σ_{aberr}^2 : à partir de la lame séparatrice entre voie imagerie et voie d'analyse, le front d'onde ne voit pas les mêmes aberrations, ces aberrations différentielles sont nommées aberrations non communes. La boucle d'optique adaptative ne voit pas, donc ne corrige pas, les aberrations spécifiques à la voie imagerie, la correction est donc dégradée du fait même des aberrations propres du montage. Elles seront expliquées plus en détails au paragraphe 5.1.1 et je présenterai leur correction sur le banc HOMER à la section 5.3.

1.4.4 Erreurs exogènes σ_{exo}^2

Ce terme d'erreur exogène regroupe toutes les sources d'erreurs provenant de l'environnement du système d'optique adaptative et venant perturber son fonctionnement. Notamment, ce terme recouvre les erreurs dues à des éventuelles vibrations mécaniques qui affectent la mesure de front d'onde et/ou l'acquisition d'images. Ce terme peut parfois devenir non négligeable mais peut être pris en compte par exemple par l'utilisation d'une commande linéaire quadratique gaussienne [Petit *et al.*(2011), Guesalaga *et al.*(2012), Lozi(2012)].

J'ai décrit au cours de ce chapitre le phénomène de turbulence, en particulier ses propriétés statistiques qui seront utilisées lors de mes travaux. J'ai présenté le concept d'optique adaptative qui permet de corriger en temps réel cette turbulence et mis en exergue ses principales limitations, en particulier l'anisoplanétisme, qui limite d'une part le champ corrigeable lors d'une

observation et d'autre part la couverture de ciel. De nouveaux concepts d'optique adaptative ont été développés pour surmonter cette limitation et répondre aux besoins des astronomes. Ils sont présentés au chapitre suivant.

CHAPITRE 2

CONCEPTS D'OA GRAND CHAMP

Sommaire

2.1	Principe des Etoiles Guides	28
2.2	L'OA Multi-Conjuguée	31
2.3	L'OA couche au sol	32
2.4	L'OA Tomographique Laser	33
2.5	L'OA Multi-Objet	34
2.6	Implantation expérimentale d'OA grand champ	34
2.6.1	Etudes en laboratoire	34
2.6.2	Démonstrateurs et bancs d'OA grand champ en fonctionnement	35
2.7	Les projets d'OA grand champ en cours d'étude	38

Le chapitre 1 a présenté la correction par optique adaptative et a mis en relief les principales limitations auxquelles elle se heurte. Deux principales voies de développement sont actuellement explorées :

- **les optiques adaptatives extrêmes** ou XAO (*eXtreme Adaptive Optics* en anglais) ont pour but d'améliorer la qualité de correction, et sont principalement motivées par la détection et l'étude de planètes extra-solaires en étant couplées à un coronographe. Chaque poste du budget d'erreur présenté au paragraphe 1.4 est étudié avec attention et réduit au maximum, et chaque composant est optimisé en fonction de cette étude. On peut citer deux importants projets : SPHERE (*Spectro-Polarimetry High-contrast Exoplanet REsearch*) [Beuzit *et al.*(2005), Fusco *et al.*(2006)] actuellement (mi-2012) en cours d'intégration à Grenoble [Petit *et al.*(2012)], dont la première lumière est prévue en 2013 au Very Large Telescope et GPI [Macintosh *et al.*(2008), Thomas *et al.*(2012)] dont l'installation est prévue d'ici fin 2012 au télescope de 8 m Gemini South ;
- **les Optiques Adaptatives Grand Champ** (OAGC) dont le développement est motivé par l'anisoplanétisme limitant d'une part le champ corrigeable et d'autre part la couverture de ciel.

La présentation de ce dernier axe de développement fait l'objet de ce chapitre, afin de comprendre les enjeux des études effectuées sur le banc HOMER et son architecture. Les systèmes d'optique

adaptative grand champ ont en commun l'utilisation des données issues de plusieurs Etoiles Guides (EG) réparties dans un champ dit "champ technique". Elles peuvent être naturelles, ou alors créées grâce à de puissants faisceaux laser (paragraphe 2.1). A partir de ces données, soit une correction moyenne est appliquée et la couche proche du sol sera corrigée, ce concept d'OA couche au sol est présentée à la section 2.3, soit une reconstruction tomographique de la turbulence est effectuée pour corriger une zone spécifique du champ. On peut s'intéresser à la correction d'une petite zone, à l'aide d'un seul miroir déformable, on désigne le plus souvent ce concept (présenté section 2.4) par l'acronyme anglophone LTAO (*Laser Tomography Adaptive Optics* pour optique adaptative tomographique laser) ou alors corriger un champ plus large, à l'aide de plusieurs miroirs déformables, c'est le concept d'Optique Adaptative Multi-Conjuguée (OAMC) (section 2.2). A la section 2.5 nous présenterons brièvement l'Optique Adaptative Multi-Objet (MOAO pour *Multi-Object Adaptive Optics*) permettant de corriger simultanément plusieurs directions d'intérêt grâce à plusieurs miroirs déformables, même si le banc HOMER ne permet pas à l'heure actuelle d'implanter ce type de fonctionnement.

2.1 Principe des Etoiles Guides

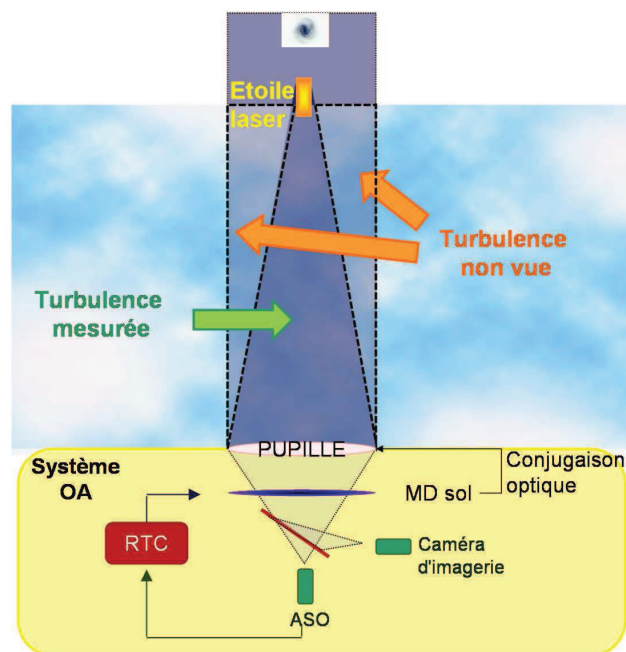


FIGURE 2.1 – Schéma de principe d'une étoile laser.

Afin de garantir les performances du système d'optique adaptative, il est nécessaire d'asservir la boucle avec un rapport signal à bruit suffisant, dépendant des caractéristiques du système. On appelle la magnitude de l'étoile guide la moins brillante qui peut être utilisée "magnitude limite". Par exemple, sur le système d'optique adaptative classique NAOS, cette dernière était de 16 [Rousset *et al.*(2003)] dans un rayon d'environ 25 arcsecondes. Afin de surmonter la problématique du faible nombre d'étoiles de magnitude inférieure à cette magnitude limite, donc de la faible portion de ciel accessible, des étoiles guides peuvent être créées de manière artificielle

en focalisant de puissants faisceaux laser à des altitudes déterminées [Foy et Labeyrie(1985)]. Elles utilisent soit la diffusion Rayleigh (entre 7 et 20 km d'altitude) soit l'excitation d'atomes de sodium de la mésosphère (à une altitude de 90 km). Ce concept d'étoiles guides laser (souvent nommées LGS pour *Laser Guide Stars*, en opposition à NGS pour *Natural Guide Stars*) permet d'augmenter la couverture de ciel car les étoiles peuvent être créées là où l'utilisateur le souhaite. Néanmoins, il fait face à des limitations majeures :

- **l'indétermination du tip/tilt** : une étoile guide laser ne peut mesurer les modes tip/tilt [Pilkington *et al.*(1987), Rigaut et Gendron(1992), Ellerbroek et Rigaut(2001)]. En effet, le temps de propagation de l'onde étant très inférieur au temps de cohérence de l'atmosphère, la déviation engendrée par le tip/tilt atmosphérique est la même à l'aller comme au retour. La position de l'étoile est donc fixe dans le ciel pour l'observateur terrestre. Au moins une étoile naturelle est donc requise pour la mesure du tip-tilt. Cependant la contrainte sur cette étoile naturelle est moins forte en terme de magnitude que dans le cas d'une optique adaptative classique, n'étant utilisée que pour mesurer les modes tip/tilt, fortement corrélés angulairement par rapport aux autres modes. Pour reprendre l'exemple de NAOS, la magnitude limite de cette étoile est 19 dans un rayon d'environ 40 arcsecondes ;
- **l'effet de cône** : dans le cas d'étoile naturelle, la distance peut être considérée comme infinie donc l'onde émise est approximée comme étant plane. En revanche, l'étoile laser est créée à distance finie, et l'onde émise ne peut plus être considérée plane, mais sphérique. La turbulence sondée n'est donc plus un cylindre, mais un volume en forme de cône comme illustré sur la figure 2.1. Plus le diamètre du télescope est grand, plus cet effet sera important [Tallon et Foy(1990)]. Sur les télescopes actuels de diamètre 8 m, l'erreur due à l'effet de cône n'est pas prohibitif dans l'infrarouge, mais l'est pour les observations dans le visible, comme pour le futur instrument MUSE-GALACSI qui sera installé sur un télescope de 8 m (cf section 2.7) ainsi que pour les futurs télescopes géants atteignant jusqu'à 40 m de diamètre [Hubin *et al.*(2005b)]. Pour limiter l'impact, plusieurs étoiles guides laser sont alors utilisées afin de synthétiser le cylindre d'une étoile naturelle au prix d'une réduction de la magnitude limite, puisque plus de modes sont mesurés ;
- **l'indétermination du défocus** : lorsque les étoiles guides sont créées par excitation des atomes de sodium il peut exister une variation de la densité des atomes, ainsi que de l'altitude globale de la couche. Ces variations provoquent une erreur sur la détermination de la défocalisation, qui peut être déterminée grâce aux mesures effectuées sur l'étoile guide naturelle ;
- **l'élongation du spot Shack-Hartmann** : du fait de l'épaisseur non nulle de la couche contenant les atomes de sodium, l'étoile générée par la ré-émission des atomes de sodium n'est pas ponctuelle, mais allongée le long de l'épaisseur de la couche, elle a donc une forme cylindrique. Si ce cylindre est observé à la verticale, le spot correspondant est bien de forme sphérique. En revanche, par effet de parallaxe, plus on s'éloigne de la verticale, et plus le cylindre est observé par la tranche et l'image allongée comme on peut le voir sur la figure 2.2. Le bruit associé aux mesures est alors plus important, et des corrélations entre les directions x et y des pentes apparaissent [Tallon *et al.*(2008), Muller *et al.*(2010)]. Il a été montré par simulations numériques que prendre en compte la matrice de covariance du bruit généré par cette élongation améliore les performances des algorithmes de contrôle en particulier en GLAO avec un contrôle de type FRiM [Béchet *et al.*(2010)] et en LTAO avec un contrôle de type Virtual Deformable Mirror [Clare *et al.*(2010)] (voir chapitre 3 pour une description de ces algorithmes de contrôle). Il faut de plus reconsidérer les méthodes

de calcul de pentes sur ces spots allongés [Poyneer(2003), Gilles et Ellerbroek(2006)];

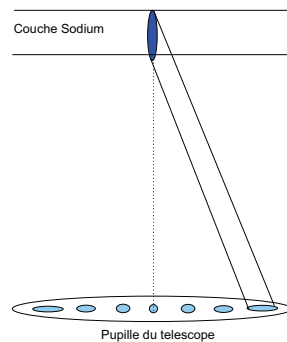
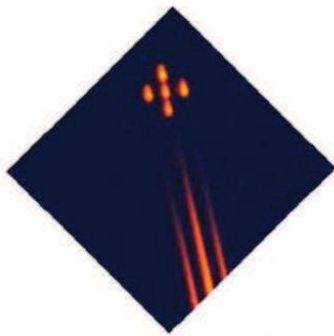
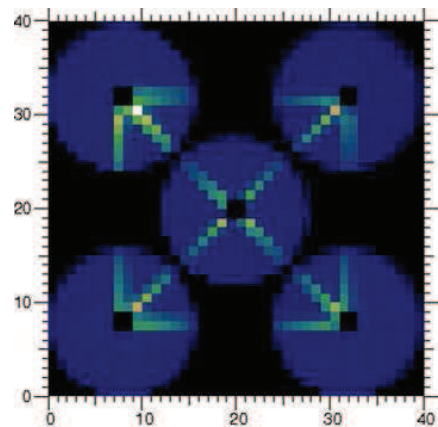


FIGURE 2.2 – Illustration de l’élongation du spot sur l’analyseur de surface d’onde lors de l’utilisation d’une étoile guide laser.

- **l’effet fratricide** : certains analyseurs peuvent capter de la lumière rétro-diffusée par l’atmosphère le long du trajet laser (diffusion de Rayleigh due aux particules de l’atmosphère et diffusion de Mie due aux aérosols et aux nuages), qui ne leur était pas destinée. Cet effet est appelé effet fratricide, il perturbe une partie des mesures [Gratadour *et al.*(2010), Wang *et al.*(2010)], comme on peut le visualiser sur la figure 2.3(b) présentant les intensités des sous-pupilles des analyseurs des étoiles guides laser. Cette forme spécifique en “X” est due à la géométrie de la constellation formée (figure 2.3(a)).



(A) Vue rapprochée de la constellation des étoiles lasers. Cette photographie a été prise à environ 150 m du télescope.



(B) Image des 5 ASO dédiés aux étoiles guides laser, illustrant l’impact de l’effet fratricide.

FIGURE 2.3 – Images des étoiles guides laser du Gemini South Observatory. Courtesy Gemini [Neichel *et al.*(2011)].

Dans les travaux expérimentaux que j’ai effectués, je n’ai considéré que des étoiles guides naturelles, les problématiques soulevées dans ce paragraphe n’ont donc pas été abordées durant ma thèse. En revanche, elles le seront au cours des travaux futurs car le banc HOMER est maintenant capable de simuler des étoiles guides laser en terme d’effet de cône et d’indétermination du tip/tilt.

2.2 L'OA Multi-Conjuguée

L'Optique Adaptative Multi-Conjuguée, ou OAMC a été le premier concept d'optique adaptative grand champ étudié. Il a été proposé en 1988 par Beckers [Beckers(1988)] à la suite d'une idée de Dicke [Dicke(1975)]. L'objectif de ce concept, qui a fait l'objet de nombreuses études [Tallon *et al.*(1992), Johnston et Welsh(1994), Ellerbroek(1994), Fusco *et al.*(2000)] est d'analyser et de corriger la turbulence dans son volume afin d'obtenir une correction uniforme dans un champ de correction plus large qu'en optique adaptative classique, typiquement entre 1 et 2 arcminutes. Cela implique :

- plusieurs étoiles guides (ce qui signifie plusieurs analyseurs de surface d'onde) pour mesurer la phase turbulente dans plusieurs directions du champ, elles peuvent être naturelles ou artificielles ;
- un asservissement spécifique basé sur un algorithme de reconstruction du volume turbulent ;
- plusieurs miroirs déformables (généralement 2 ou 3) conjugués optiquement à différentes altitudes équivalentes des couches turbulentes [Fusco *et al.*(1999)].

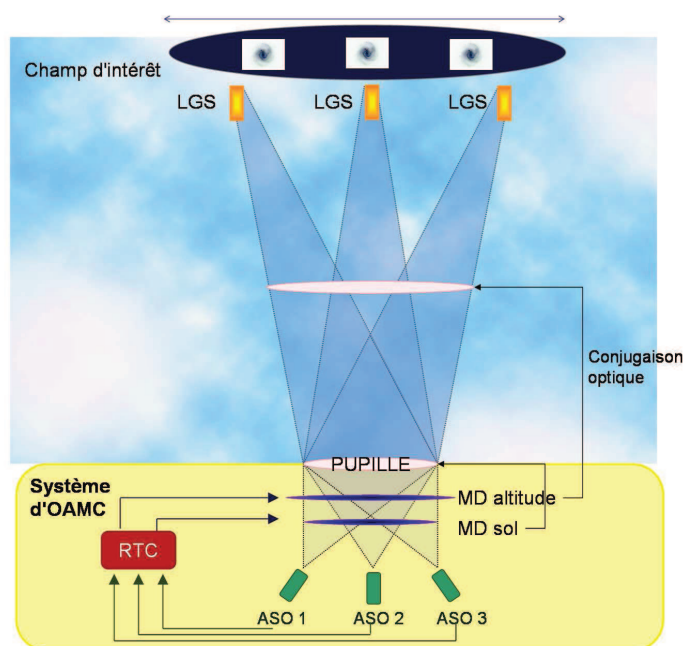


FIGURE 2.4 – Schéma de principe de l'OAMC.

Deux approches d'analyse du front d'onde ont été proposées. Une approche dite *layer-oriented* proposée par R. Ragazzoni [Ragazzoni *et al.*(2002)] dont le but est de mesurer directement les perturbations de phase introduites par des couches turbulentes particulières. Le principe repose alors sur la conjugaison optique de chaque analyseur de surface d'onde avec chaque couche turbulente considérée, et avec chacun des miroirs déformables. Une loi de commande est alors établie pour chaque trio analyseur - miroir déformable - couche turbulente. La lumière des différentes étoiles guides utilisées doit être combinée, ce qui permet d'augmenter le rapport signal à bruit. De plus, cette approche permet d'utiliser un nombre réduit d'analyseurs. Néanmoins, elle présente plusieurs inconvénients comme la sous-optimalité de reconstruction du front d'onde

[Nicolle *et al.*(2006)], elle est donc moins fréquemment envisagée que la deuxième approche pour les systèmes réels. Le système LINC-NIRVANA du *Large Binocular Telescope* (cf paragraphe 2.7) repose sur cette approche. Dans l'approche dite *star-oriented* [Tallon et Foy(1990)], les perturbations de la phase considérées sont celles introduites par tout le volume turbulent, intégrées le long de chacune des directions d'observation. Son principe est représenté figure 2.4. Elle est la généralisation à l'OAMC de la stratégie d'analyse de front d'onde de l'optique adaptative classique. En OAMC, une portion plus large du volume turbulent est sondée grâce à l'utilisation de plusieurs analyseurs couplés à des étoiles guides différentes, mesurant une turbulence intégrée. C'est l'approche qui est implantée sur le banc HOMER.

A partir des mesures effectuées dans les différentes directions d'analyse, le volume turbulent est reconstruit. Cette reconstruction, associée à l'étape de correction par les miroirs déformables, a été traitée de façon statique (sans considération d'évolution temporelle de la turbulence, ni d'éventuels retards du système) [Fusco *et al.*(2001), Ellerbroek(2002)], elle sera présentée dans la section 3.4. La problématique de commande est bien plus complexe qu'en optique adaptative classique, puisqu'il faut gérer des données provenant de différents analyseurs, une reconstruction tomographique, et la projection sur plusieurs miroirs déformables. En outre la turbulence mesurée est le résidu correspondant à la somme d'une turbulence atmosphérique dans diverses directions et d'une correction optimisée pour d'autres directions. Plusieurs solutions envisagées pour les futurs systèmes seront présentées au chapitre 3.

2.3 L'OA couche au sol

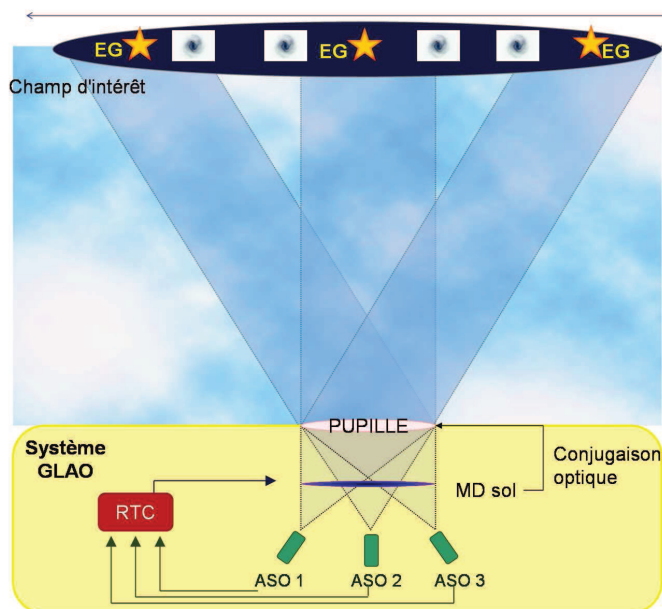


FIGURE 2.5 – Schéma de principe de GLAO.

L'optique adaptative couche au sol, ou GLAO est dédiée à la correction de la couche turbulente proche du sol par un unique miroir déformable conjugué de la pupille [Rigaut(2001), Rigaut(2002), Tokovinin(2004)]. L'objectif est une correction modérée, mais uniforme, au sein

d'un grand champ, typiquement entre 2 et 5 minutes d'arc, qui peut aller jusqu'à une dizaine de minutes d'arc. Dans ce cas on parle plutôt d'une réduction de seeing (cf paragraphe 1.1.2). Il repose sur la constatation que la couche au sol représente le plus souvent la contribution la plus importante de la turbulence atmosphérique [Vernin et Munoz-Tunon(1994), Avila *et al.*(1998), Tokovinin *et al.*(2003)]. Son principe est représenté sur la figure 2.5. Plusieurs analyseurs de surface d'onde sont utilisés pour sonder la turbulence. Il peut ensuite être envisagé d'effectuer une reconstruction tomographique de la turbulence [Nicolle *et al.*(2006)], ou plus simplement d'exploiter la décorrélation angulaire de la turbulence : ainsi la turbulence des couches en altitude se moyenne et s'annule, et la phase turbulente résultante est principalement due à la turbulence vue par tous les ASO, c'est à dire de la couche au sol.

2.4 L'OA Tomographique Laser

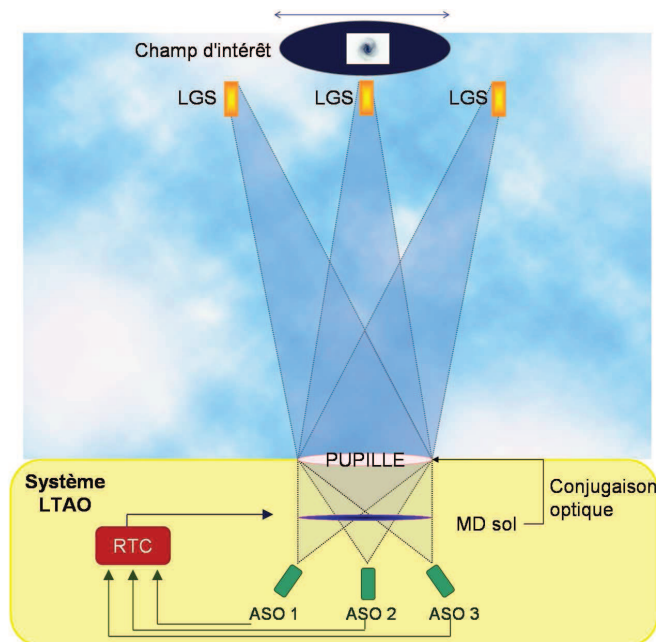


FIGURE 2.6 – Schéma de principe de la LTAO.

Afin de résoudre le problème de l'effet de cône, plusieurs auteurs [Tallon et Foy(1990), Le Louarn(2000), Tokovinin *et al.*(2001), Viard *et al.*(2002)] ont rapidement proposé d'utiliser plusieurs étoiles guides laser afin d'effectuer une reconstruction tomographique du volume turbulent à partir de ces données multi-directionnelles. La correction est ensuite appliquée avec un unique miroir déformable dans une direction unique. C'est le concept d'OA tomographique laser, ou plus fréquemment LTAO en Anglais [Hubin *et al.*(2005a), Lloyd-Hart *et al.*(2006), Baranec *et al.*(2006)]. La figure 2.6 illustre son principe de fonctionnement. Son objectif est d'obtenir une correction du même type qu'en optique adaptative classique (donc dans un champ limité) mais dans une zone de ciel n'offrant pas d'étoiles guides naturelles adéquates, et ainsi offrir une couverture de ciel théoriquement se rapprochant des 100% (en pratique cette couverture est tout de même limitée par le besoin d'une étoile naturelle en particulier pour la détermination du tip-tilt, comme mentionné à la section 2.1). En outre, sa complexité est réduite par rapport

à un système d'OAMC.

Nous nous intéressons à l'implantation expérimentale de ce concept sur le banc HOMER, en particulier la comparaison expérimentale de différents algorithmes de contrôles au chapitre 6. Comme déjà mentionné, les étoiles utilisées lors de mes travaux sont des étoiles naturelles, mais par abus de langage, je conserverai l'appellation de LTAO, bien qu'il serait plus rigoureux d'utiliser le terme de *Natural Tomography Adaptive Optics*.

2.5 L'OA Multi-Objet

Le principe de l'optique adaptative multi-objet, ou MOAO en anglais, [Hammer *et al.*(2004)] répond à un besoin spécifique en astronomie : la correction simultanée de petits objets peu brillants (typiquement des galaxies de taille inférieure à une arcseconde) au sein d'un champ très grand (plus de 5 arcminutes en général). La solution proposée repose sur la segmentation du champ total en petites zones de correction individuelles, qui sont limitées par l'anisoplanétisme, la turbulence dans chacune des directions d'intérêt étant corrigée à l'aide d'un miroir déformable dédié. L'idée est donc d'effectuer une optique adaptative tomographique pour chaque direction à corriger, à partir des données des étoiles guides réparties dans le champ. L'inconvénient majeur de ce type d'optique adaptative grand champ est le fonctionnement en boucle ouverte du système (cf paragraphe 1.3.4.2) contrairement aux autres concepts d'OA grand champ : les miroirs déformables sont placés après les analyseurs de surface d'onde, il n'y a donc pas de retour sur l'action des miroirs qui doivent alors être parfaitement étalonnés. Le banc HOMER ne permet pas l'implantation de l'OA multi-objet car à l'heure actuelle il ne peut fonctionner en boucle ouverte de part la position du miroir déformable avant les analyseurs.

2.6 Implantation expérimentale d'OA grand champ

Les concepts d'optique adaptative grand champ sont variés, comme la présentation succincte précédente le montre. Chacun soulève de nouvelles problématiques dont l'étude expérimentale est indispensable en complément d'études numériques. Aujourd'hui, seuls quelques bancs de laboratoires, démonstrateurs et instruments d'optique adaptative grand champ ont été ou sont en fonctionnement. Cette section présente les principaux travaux effectués dans ce domaine.

2.6.1 Etudes en laboratoire

Très peu de bancs de laboratoire dédiés spécifiquement à l'étude des optiques adaptatives grand champ existent à l'heure actuelle. Le premier banc de test d'OAMC a été le banc de l'Observatoire de Lund [Knutsson *et Owner-Petersen*(2003)] simulant une OAMC d'un télescope de 7.5 m de diamètre et utilisant cinq étoiles guides naturelles, chacune couplée à un analyseur de surface d'onde. La correction était effectuée grâce à deux miroirs déformables. On peut aussi citer d'autres bancs comme [Sharf *et al.*(2001), Langlois *et al.*(2004b)] qui ne sont plus exploités mais qui ont permis de démontrer la faisabilité du concept d'OAMC en laboratoire, du point de vue de l'analyse multi-directionnelle et de la correction multi-miroirs. La boucle d'OAMC a été fermée à l'aide d'un reconstruteur simple de type moindres carrés associé à une commande intégrateur (cf section 3.3). Le banc développé à l'université de Californie en partenariat avec l'Observatoire Lick au *Laboratory of Adaptive Optics* (LAO) permet de tester expérimentalement les concepts de MOAO et LTAO [Ammons *et al.*(2006)]. Cinq étoiles guides laser sont utilisées pour l'analyse et trois miroirs déformables le sont pour la correction. Ce banc a permis de

démontrer la possibilité de reconstruire tomographiquement la turbulence grâce à un algorithme dédié, suivi d’une étape de correction par les miroirs déformables, et il a aussi permis de réaliser les premiers tests (uniquement sur quelques itérations de turbulence) de la commande appelée *Pseudo Open Loop Control* (présentée à la section 3.6) [Laag *et al.*(2008)]. Ce banc a de plus été utilisé pour réaliser une validation du concept de MOAO, en particulier la reconstruction tomographique en boucle ouverte, et du concept de LTAO [Ammons *et al.*(2010)].

Le banc SESAME du LESIA de l’Observatoire de Paris-Meudon est un banc de recherche et développement en optique adaptative, qui peut être configuré pour fonctionner en optique adaptative classique ou pour tester les différents concepts d’OA grand champ : LTAO, OAMC ou MOAO. Simulant un télescope de 8 m de champ de vue deux minutes d’arc et une turbulence en plusieurs couches, il possède un module simulant des étoiles laser reproduisant l’élongation du spot et l’effet de cône. Il est utilisé dans le cadre du développement du projet de MOAO EAGLE et de l’instrument CANARY (cf paragraphes suivants). Des composants de cet instrument, des procédures de calibration ainsi que la loi de commande qui y est implantée ont été testés et validés sur ce banc.

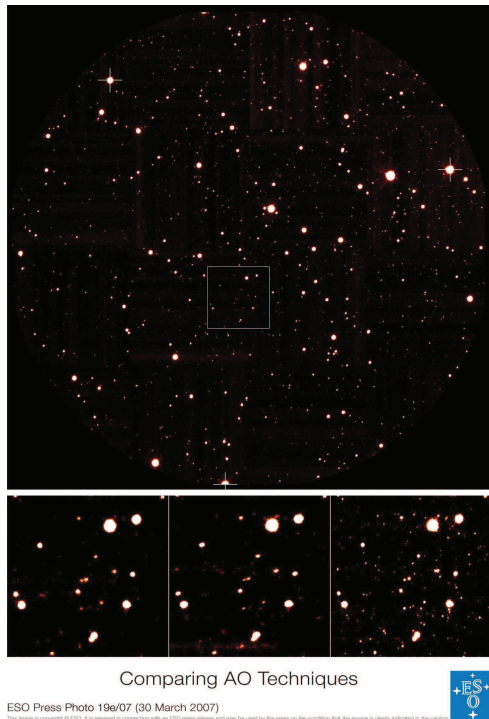
Dernièrement un banc d’OAMC est en cours de développement à l’institut Herzberg d’astrophysique (HIA) [Véran *et al.*(2012)] dans le cadre du projet NFIRAOS (cf section 2.7). C’est une version mise à une échelle plus petite de ce dernier. Il est constitué de quatre analyseurs de surface d’onde dédiés aux étoiles guides laser, trois analyseurs dédiés aux étoiles guides naturelles et un *Truth wavefront sensor* hauts ordres. La correction est appliquée grâce à deux miroirs déformables. Un module EG laser est implanté reproduisant l’élongation de spot et plusieurs couches turbulentes peuvent être introduites. Son objectif est de démontrer la faisabilité expérimentale des stratégies d’analyse, de calibrations et de commande qui seront déployées pour NFIRAOS.

2.6.2 Démonstrateurs et bancs d’OA grand champ en fonctionnement

Les premiers instruments d’optique adaptative multi-conjuguée ont été développés dans le cadre des observations solaires, qui ne connaissent pas de problématiques d’étoiles guides laser puisque la cible est étendue et assez lumineuse. Les premiers tests ont été effectués sur le télescope solaire Dunn de 76 cm au *National Solar Observatory* [Langlois *et al.*(2004a), Rimmele *et al.*(2006), Rimmele *et al.*(2010)] et sur le *Vacuum Tower Telescope* de 70 cm du *Kiepenheuer Institute* [Berkefeld *et al.*(2003), Von der Lühe *et al.*(2005)] situé sur les îles Canaries. Ils ont permis de démontrer l’augmentation du champ de correction grâce à l’OAMC et les résultats obtenus sont très encourageants pour le développement de systèmes d’OAMC sur les télescopes solaires plus grands tels que le télescope solaire de 1.6 m de l’observatoire solaire du Big Bear ou la future génération de télescope solaire de 4 m représenté par l’*Advanced Technology Solar Telescope* (ATST) [Rimmele *et al.*(2012)].

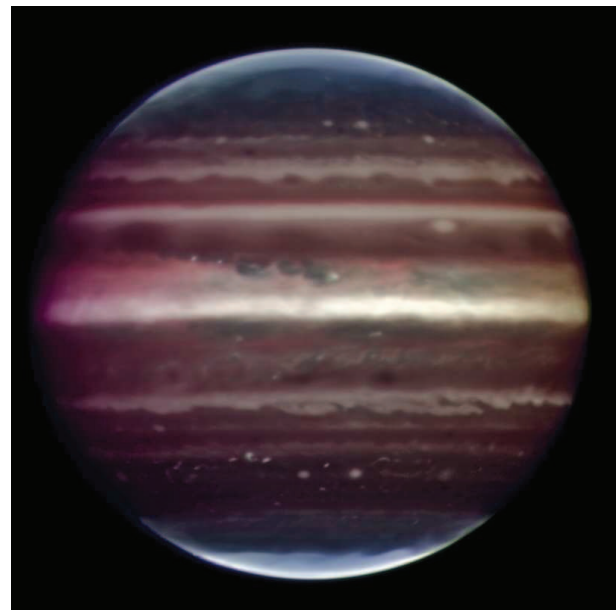
Le premier démonstrateur d’OAMC pour l’astronomie a été développé par l’ESO. Appelé MAD pour *Multi-conjugate Adaptive optics Demonstrator* [Marchetti *et al.*(2005)], il possède trois analyseurs de surface d’onde et deux miroirs déformables. Il a été installé sur le Very Large Telescope pour démontrer, avec succès, la faisabilité du GLAO et de l’OAMC [Marchetti *et al.*(2008), Arcidiacono *et al.*(2008)] ainsi que les concepts de *star oriented* et *layer oriented* pour l’analyse de surface d’onde. La figure 2.7 présente des images obtenues sur ciel en boucle fermée. Bien que la loi de commande utilisée était simple (pas de reconstruction tomographique de la turbulence) et le démonstrateur pas complètement optimisé, le gain obtenu par l’OAMC est nettement visible.

L’instrument *Gemini’s Multi-conjugate adaptive optics Systems* (GeMS) a été dernièrement



Comparing AO Techniques
 ESO Press Photo 19e/07 (30 March 2007)
 This image copyright © ESO. It is released in connection with the ESO press release and may be used by the press on the condition that the source is clearly indicated in the caption.

(A) Images du cluster Omega Centauri obtenues par différents concepts d'OA. L'image du haut présente un champ de 14' où sont situées les EG naturelles représentées par des croix. En bas de gauche à droite : image sans correction, en OA classique et en OAMC.



(B) Image de Jupiter prise avec MAD en OAMC (fausses couleurs, image obtenue en infra-rouge). On distingue des structures d'au moins 300 km de large dans l'atmosphère de Jupiter.

FIGURE 2.7 – Images obtenues avec MAD au Very Large Telescope, on voit le gain apportée par la correction OAMC. Courtesy ESO.

implanté sur le télescope de 8 m Gemini Sud au Chili, plus de détails sur ce banc peuvent être par exemple trouvés dans [Bec *et al.*(2008), Rigaut *et al.*(2011)]. Il comprend trois miroirs déformables, cinq étoiles guides laser et trois étoiles guides naturelles utilisées pour la détermination des modes tip-tilt et focus. La correction est apportée dans le proche infrarouge au sein d'un champ de diamètre deux minutes d'arc. Son intégration a permis aussi de se confronter en particulier aux problématiques d'étalonnage et d'optimisation de tels instruments d'optique adaptative grand champ [Gratadour *et al.*(2011), Neichel *et al.*(2010b)], auxquelles j'ai aussi été confrontées durant mes travaux (cf chapitre 5), ainsi qu'aux problématiques des étoiles laser [Neichel *et al.*(2011)]. Les résultats obtenus sur ciel [Rigaut *et al.*(2011)] sont très bons et l'intégration complète est sur le point d'être achevée [Neichel *et al.*(2012b)], pour mettre l'instrument à disposition des astronomes en 2013. La figure 2.8 présente un exemple d'une image obtenue avec GeMS couplé à l'instrument GMOS. La gain en largeur à mi-hauteur de la FEP est d'environ deux à cinq par rapport à un cas sans correction.

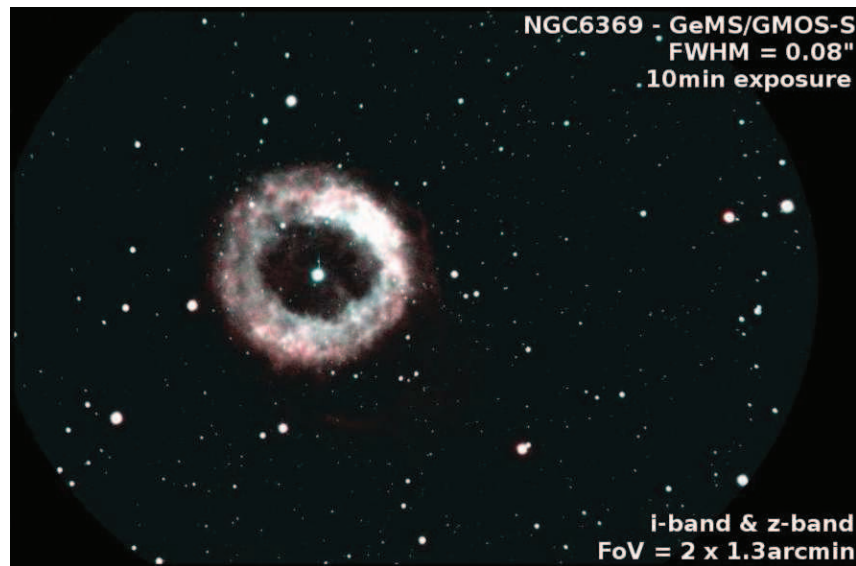


FIGURE 2.8 – Observation de NGC6369 avec GeMS et GMOS-S. La largeur à mi-hauteur au centre de la nébuleuse est de 80 millisecondes d'arc en bande I et Z pour un seeing d'environ 0.4 arcsecondes (Courtesy Gemini Observatory).

Le concept de MOAO a été validé sur ciel grâce au démonstrateur CANARY au William Herschel Telescope de 4.2 m aux îles Canaries. CANARY [Myers *et al.*(2008)] a été développé en tant que démonstrateur technique dans le cadre du projet de MOAO EAGLE [Cuby *et al.*(2010)] pour le futur *European-Extremely Large Telescope* de 39 m de diamètre. La phase A de l'instrument, utilisant un unique miroir déformable de 8x8 actionneurs et trois analyseurs de surface d'onde sur étoiles naturelles a été couronnée de succès, les résultats sont très prometteurs [Gendron *et al.*(2011)]. A terme quatre analyseurs de type Shack-Hartmann seront utilisés pour l'analyse du front d'onde turbulent sur étoiles lasers de type Rayleigh, couplés à l'analyse sur trois étoiles guides naturelles et deux miroirs déformables, un MD 8x8 actionneurs pour corriger les basses fréquences spatiales et un MD 32x32 pour les hauts ordres. A l'heure actuelle, le système d'étoiles guides laser a été testé sur ciel, mais l'analyse de front d'onde sur celles-ci sera validé d'ici quelques mois.

2.7 Les projets d'OA grand champ en cours d'étude

Plusieurs grands projets d'instrumentation en optique adaptative grand champ sont actuellement à l'étude pour l'observation astronomique. Deux instruments de seconde génération pour le Very Large Telescope de 8 m du Chili sont en cours de développement. Le premier est l'instrument MUSE couplé à l'OA GALACSI [Hubin *et al.*(2004), Stuik *et al.*(2006)] qui permettra de réaliser une correction de type GLAO sur un champ de 1 minute d'arc ou LTAO sur un champ de 7.5 secondes d'arc dans le visible. Le deuxième est HAWK-I couplé à l'OA GRAAL [Hubin *et al.*(2005b)] qui réalise une correction de type GLAO dans le proche infrarouge sur un champ de dix minutes d'arc de diamètre. Ces deux instruments utilisent quatre étoiles guides laser couplées à des étoiles guides naturelles pour les mesures des tip-tilt et défocalisation, et le miroir déformable utilisé pour la correction est le miroir secondaire adaptatif du télescope. Cet ensemble nécessaire aux deux optiques adaptatives, appelé *AO Facility* (AOF) [Arsenault *et al.*(2012)], est aussi en cours de développement. Un autre projet d'OAMC, pour le Large Binocular Telescope, appelé LINC-NIRVANA [Gaessler *et al.*(2005), Herbst *et al.*(2011)] est actuellement en cours d'intégration sur un banc de laboratoire dédié [Zhang *et al.*(2011)]. Il est basé sur une approche *Layer oriented*. Grâce à l'utilisation de jusqu'à douze étoiles guides naturelles (aucune étoile laser n'est employée) la correction sera appliquée dans un champ d'environ une arcminute. On peut aussi citer le démonstrateur de MOAO RAVEN [Andersen *et al.*(2011)] développé par le laboratoire d'optique adaptative de l'université de Victoria en collaboration avec l'institut d'astrophysique de Herzberg et l'observatoire Subaru. Son but est de démontrer la faisabilité sur ciel de la MOAO et des concepts de calibration associés. Trois étoiles guides naturelles seront utilisées pour l'analyse, associées à une étoile guide laser sur axe. La correction sera effectuée à l'aide de MD 11x11, dans des directions d'intérêt réparties sur un champ de diamètre 3.5 minutes d'arc. Il est actuellement en cours de calibration et d'intégration en laboratoire.

Il faut en outre mentionner les études menées pour les instruments des futurs télescopes géants appelés fréquemment par leur nom anglais *Extremely Large Telescopes*. Le projet américano-canadien est un télescope de 30 m de diamètre, le *Thirty Meter Telescope* (TMT). Le système d'optique adaptative de première lumière de type multi-conjuguée associé sera *Narrow Field Infra-Red AO System* (NFIRAOS) [Herriot *et al.*(2011)], constitué de deux miroirs déformables et six analyseurs de surface d'onde d'environ 60x60 sous-pupilles couplés à des étoiles guides laser.

Le *Giant Magellan Telescope* (GMT) est le projet d'un télescope de 25 m d'un consortium international (américain de façon prépondérante) [Shectman *et Johns*(2010)]. Son miroir secondaire est adaptatif, et six étoiles guides laser seront utilisées. L'optique adaptative sera plus simple que pour les deux autres projets de télescopes géants, avec un système de GLAO et un système de LTAO uniquement [Bouchez(2011)].

L'*European Extremely Large Telescope* (E-ELT) est le projet européen de télescope de 39 m de diamètre [Pherson *et al.*(2012)]. Le miroir M4 sera adaptatif avec plus de 5000 actionneurs conjugués de la couche au sol et le miroir M5 sera un miroir corrigeant les modes tip-tilt. Le champ total du télescope est de l'ordre de dix minutes d'arc. Il possèdera six étoiles guides laser pour l'analyse de front d'onde. ATLAS [Fusco *et al.*(2010)] est le projet de LTAO envisagé. En utilisant une analyse sur les 6 étoiles guides laser disponibles, et une correction effectuée grâce au miroir M4, il permettra d'obtenir une couverture de ciel proche de 100%, pour des longueurs d'onde entre 0.8 et 2.4 microns. L'instrument d'OAMC sera MAORY [Diolaiti *et al.*(2010)] dont l'objectif est de corriger un champ de deux arcminutes sur la même gamme de longueurs d'onde

qu'ATLAS. Il utilisera le miroir adaptatif M4 et deux miroirs déformables conjugués en altitude pour la correction. EAGLE [Rousset *et al.*(2010), Cuby *et al.*(2010)] est le projet de MOAO pour ce télescope ayant pour objectif de permettre l'observation simultanée d'au maximum vingt objets répartis dans un champ de 5 arcminutes.

Cette description rapide des différents travaux engagés en optique adaptative grand champ en montre l'importance et la diversité. Plusieurs systèmes sont actuellement en cours de développement. Néanmoins, il existe peu de bancs de laboratoires dédiés à l'étude des OA grand champ, pour par exemple tester de nouveaux concepts d'analyse dans des conditions réalistes et reproductibles, ou les différentes lois de commandes spécifiques au grand champ proposées par les différentes équipes. C'est dans ce contexte que le banc HOMER a été développé à partir de 2006, et que s'inscrivent mes travaux. Dans le chapitre suivant les lois de commande que j'ai implantées et comparées sont décrites, ainsi que le formalisme employé tout au long de ce mémoire.

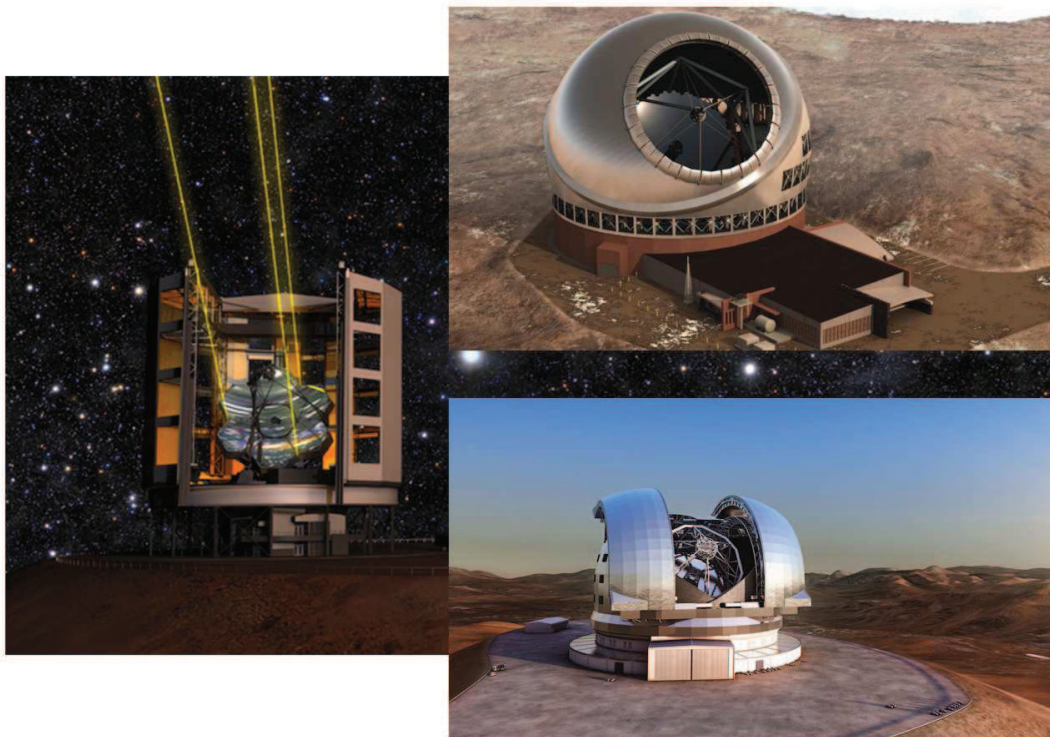


FIGURE 2.9 – Vues d'artiste des trois projets d'ELT. A gauche : le GMT et ses étoiles guides laser (Courtesy GMT), en haut à droite le TMT (Courtesy TMT Organization) et en bas à droite l'E-ELT (Courtesy ESO).

CHAPITRE 3

LOIS DE COMMANDE EN OA GRAND CHAMP

Sommaire

3.1	Modélisation et critère de commande	42
3.1.1	Système d'OA classique	42
3.1.2	Système d'OA grand champ	44
3.2	Travaux antérieurs sur la commande en OA grand champ	48
3.3	Commande intégrateur et reconstituteur moindres carrés	50
3.4	L'estimation optimale statique	51
3.5	L'approche MD virtuel	52
3.5.1	La commande MD virtuel	53
3.5.2	Expression du MD virtuel pour implantation sur HOMER	55
3.6	L'approche Pseudo Open Loop	55
3.6.1	La commande Pseudo Open Loop	56
3.6.2	Expression de l'approche POLC pour implantation sur HOMER	57
3.7	La commande optimale LQG	57
3.7.1	Formalisme d'état appliqué à l'OA grand champ	58
3.7.2	Commande optimale	62
3.7.3	Expression du LQG pour implantation sur HOMER	65
3.8	Conclusion	66

La loi de commande d'un système d'optique adaptative permet de calculer en temps réel la correction à appliquer aux miroirs déformables pour corriger la phase turbulente à partir des mesures de l'analyseur de surface d'onde. Une analyse des lois de commande qui sont utilisées en optique adaptative grand champ est effectuée à la section 3.2. Cet exposé n'est pas exhaustif, il se concentre particulièrement sur plusieurs lois de commande représentatives du panel de solutions proposées à ce jour, et implantées sur le banc d'optique adaptative grand champ HOMER sur lequel j'ai travaillé.

La loi de commande "historique" qu'est l'intégrateur associé à un reconstituteur moindres carrés dite commande intégrateur classique et présentée à la section 3.3, n'est que peu adaptée

à la problématique de l'optique adaptative grand champ. En effet, l'une des clés de la commande dans ce cadre est la reconstruction de la turbulence dans le volume avant de corriger dans les directions d'intérêt, ce que ne peut pas réaliser l'intégrateur classique dénué de capacités de reconstruction tomographique de la turbulence. Elle n'est donc pas envisageable pour un système de LTAO. Un reconstituteur optimal de la turbulence volumique dans un cas statique et boucle ouverte a été développé dans [Wallner(1983), Fusco *et al.*(2001)], il est exprimé dans la section 3.4. Or la turbulence atmosphérique évolue, et la plupart des systèmes d'optique adaptative fonctionnent en boucle fermée et avec un retard. Des solutions de commande astucieuses ont été développées pour tout de même appliquer le reconstituteur optimal précédent à la boucle fermée avec un contrôleur temporel, en biaisant le reconstituteur. Ce dernier peut s'appliquer sur des données de natures différentes. La solution Virtual Deformable Mirror (VDM) [Le Louarn(2007)] dont le principe est exposé section 3.5 est un cas particulier de complexité limitée. Il s'appuie sur le reconstituteur optimal statique appliqué à des mesures boucle fermée. L'avantage principal est la simplicité des calculs, mais elle présente tout de même des limitations intrinsèques dont la principale est l'inadéquation entre le reconstituteur utilisé et les mesures auxquelles il est appliqué. Une autre solution proposée est le Pseudo Open Loop Control (POLC) [Ellerbroek et Vogel(2003), Gilles(2005)] qui reconstruit des pseudo-mesures boucle ouverte afin d'y appliquer le reconstituteur optimal de la turbulence volumique. L'étude de son principe est effectuée à la section 3.6. Ces deux dernières lois de commande, bien que donnant de bons résultats, ne sont pas optimales en regard du critère d'intérêt qu'est la variance de phase résiduelle dans les directions d'intérêt. La loi de commande optimale par rapport à ce dernier est la commande Linéaire Quadratique Gaussienne (dans un cadre linéaire quadratique gaussien) ou LQG, elle est présentée en section 3.7.

Chacune des lois est présentée dans la perspective de son implantation expérimentale sur le banc HOMER, les paramètres à ajuster sont donc mis en relief, ainsi que leurs potentielles limitations, et elles sont ré-exprimées sous la forme adéquate à leur implantation.

3.1 Modélisation et critère de commande

Cette section présente la modélisation de systèmes d'optique adaptative et d'optique adaptative grand champ ainsi que les hypothèses appliquées dans tout ce manuscrit dans le but d'exprimer ensuite les lois de commande dans le contexte de l'optique adaptative. On s'appuie pour cela sur la description d'un système d'optique adaptative et de ses principaux éléments de la section 1.3.

3.1.1 Système d'OA classique

3.1.1.1 Modélisation d'un système d'OA classique

On s'intéresse ici à la modélisation d'un système d'optique adaptative classique, donc composé d'un unique miroir déformable et d'un unique analyseur de surface d'onde, et présentant un retard global de deux trames comme détaillé dans la section 1.3. Le chronogramme de la boucle d'optique adaptative est rappelé figure 3.1.

- Sur l'intervalle $[(n-2)T, (n-1)T[$ le capteur intègre le signal lumineux durant un temps T , la mesure du front d'onde incident ϕ_{n-1}^{inc} s'écrit :

$$\phi_{n-1}^{inc} = \frac{1}{T} \int_{(n-2)T}^{(n-1)T} \phi^{inc}(t) dt. \quad (3.1)$$

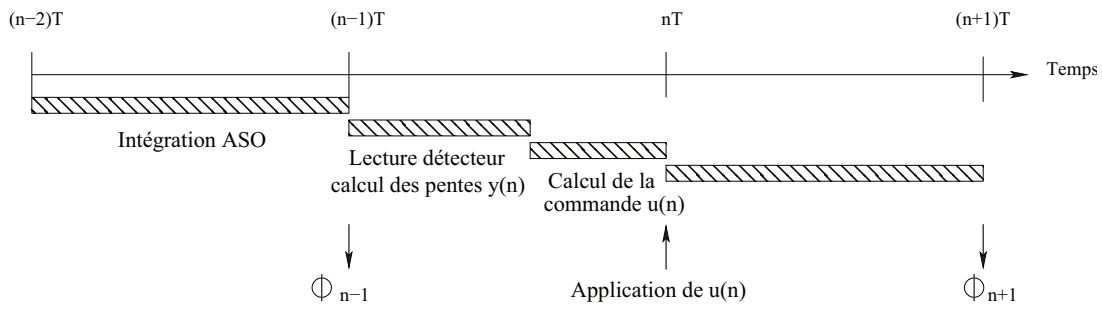


FIGURE 3.1 – Chronogramme d'un asservissement en OA. Le temps T d'intégration de l'ASO sert de référence. Sur l'intervalle $[(n-2)T, (n-1)T[$ l'ASO réalise une mesure intégrée du front d'onde incident ϕ_{n-1}^{inc} , puis sur l'intervalle $[(n-1)T, nT[$ le détecteur est lu, les pentes \mathbf{y}_n et les commandes \mathbf{u}_n sont calculées. Ces dernières sont appliquées au miroir déformable au temps nT .

- Sur l'intervalle $[(n-1)T, nT[$ la lecture du capteur, le calcul des pentes \mathbf{y}_n et celui des commandes \mathbf{u}_n sont réalisés. En supposant l'analyseur de surface d'onde linéaire les pentes disponibles à l'instant n s'écrivent :

$$\mathbf{y}_n = \mathbf{D}\phi_{n-1}^{inc} + \mathbf{w}_n \quad (3.2)$$

avec \mathbf{D} la réponse linéaire du capteur et \mathbf{w}_n le bruit de mesure.

- sur l'intervalle $[nT, (n+1)T[$ la commande \mathbf{u}_n est appliquée. Le miroir est commandé par le calculateur temps réel au travers d'un bloqueur d'ordre zéro à la cadence T . Le miroir est supposé linéaire et sa dynamique temporelle est négligée. Ainsi le front d'onde généré ϕ_{n+1}^{cor} par le miroir sur cet intervalle de temps est constant et défini par :

$$\phi_{n+1}^{cor} = \mathbf{N}\mathbf{u}_n \quad (3.3)$$

où \mathbf{N} est la matrice d'influence du miroir déformable.

Le système fonctionnant en boucle fermée, l'ASO mesure un front d'onde résiduel après correction noté ϕ_{n+1}^{res} et défini par :

$$\phi_{n+1}^{res} = \phi_{n+1}^{tur} + \phi_{n+1}^{cor} = \phi_{n+1}^{tur} + \mathbf{N}\mathbf{u}_n \quad (3.4)$$

comme présenté sur le bloc diagramme de la figure 1.15.

Sur HOMER l'hypothèse d'une dynamique temporelle des miroirs déformables négligeable pourra être appliquée (cf section 4.3). Sur d'autres systèmes, en particulier pour des miroirs biomorphes l'approche développée dans ce chapitre devra être enrichie. C. Correia [Correia *et al.*(2010b)] propose dans ce cas une approche optimale s'appuyant sur la commande LQG et montre son utilité du point de vue performance et robustesse.

3.1.1.2 Critère d'optimalité en OA classique

Plusieurs choix de critère d'optimalité peuvent être considérés, suivant l'application visée. Dans notre cas nous souhaitons minimiser la variance de phase résiduelle ϕ^{res} relativement aux commandes envoyées au miroir \mathbf{u} . Cela assure la maximisation de l'énergie cohérente $E_c =$

$\exp(-\sigma_{res}^2)$ c'est à dire, à une approximation près, du rapport de Strehl (paragraphe 1.2.3). Ce critère, couramment utilisé, est noté $\mathbf{J}(\mathbf{u})$ et est défini de la façon suivante :

$$\mathbf{J}(\mathbf{u}) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \|\phi^{res}(t)\|^2 dt \quad (3.5)$$

où ϕ^{res} est défini comme dans l'équation (3.4) et $\|\cdot\|$ représente la variance spatiale dans la pupille du télescope.

La nature des données intervenant dans un système d'optique adaptative est double. D'un côté, la phase d'intérêt est un signal continu, et de l'autre les mesures, les commandes calculées et les traitements numériques sont de nature discrète. Il a été montré ([Kulcsár *et al.*(2006), Kulcsár *et al.*(2012)]) que le critère $\mathbf{J}(\mathbf{u})$ peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{u}) &= \lim_{n \rightarrow +\infty} \frac{1}{n} \left(\sum_{j=1}^n \frac{1}{T} \int_{(j-1)T}^{jT} \|\phi^{tur}(t) - \phi_j^{tur}\|^2 dt \right) + \lim_{n \rightarrow +\infty} \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \|\phi_j^{tur} + \mathbf{N}\mathbf{u}_{j-1}\|^2 \\ &= \mathbf{J}_{res,1} + \mathbf{J}_{res,2}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

$\mathbf{J}_{res,1}$ représente l'erreur quadratique entre la phase et sa valeur moyennée entre deux instants d'échantillonnage. C'est un terme indépendant de la commande. Par conséquent, minimiser $\mathbf{J}(\mathbf{u})$ est équivalent à minimiser $\mathbf{J}_{res,2}$ qui correspond au critère discret équivalent au critère continu défini par l'équation (3.5).

La problématique de commande optimale en temps continu est donc équivalente à la problématique posée en temps discret en introduisant des grandeurs moyennées entre deux instants d'échantillonnage. Cette équivalence fait apparaître le terme incompressible $\mathbf{J}_{res,1}$, mais qui devient négligeable pour une optique adaptative fonctionnant à une fréquence supérieure à une centaine de Hertz ([Petit(2006)]). La problématique de commande est donc tout à fait justifiée dans un cadre discret et sera traitée par la suite dans ce cadre.

3.1.2 Système d'OA grand champ

Le banc HOMER est spécifiquement dédié à l'étude de concepts d'optique adaptative grand champ et des lois de commande associées. Il est donc impératif d'établir la modélisation d'un système d'OA grand champ et le critère d'optimisation associé. On suppose que l'ensemble des modèles et hypothèses introduits au paragraphe 3.1.1 pour l'optique adaptative classique est aussi applicable au cas OA grand champ et que le système fonctionne selon le chronogramme de la figure 3.1.

3.1.2.1 Modélisation d'un système d'OA grand champ

On considère un système d'optique adaptative grand champ sur un télescope de diamètre D , comprenant n_{EG} étoiles guides utilisées pour l'analyse de front d'onde et n_{MD} miroirs déformables utilisés pour la correction d'une turbulence générée par n_c couches. Ces notations permettent de décrire plusieurs types d'optique adaptative grand champ :

- un système d'OAMC : $n_{EG} > 1$ et $n_{MD} > 1$;
- un système de LTAO ou GLAO : $n_{EG} > 1$ et $n_{MD} = 1$;
- un système d'OA classique : $n_{EG} = 1$ et $n_{MD} = 1$.

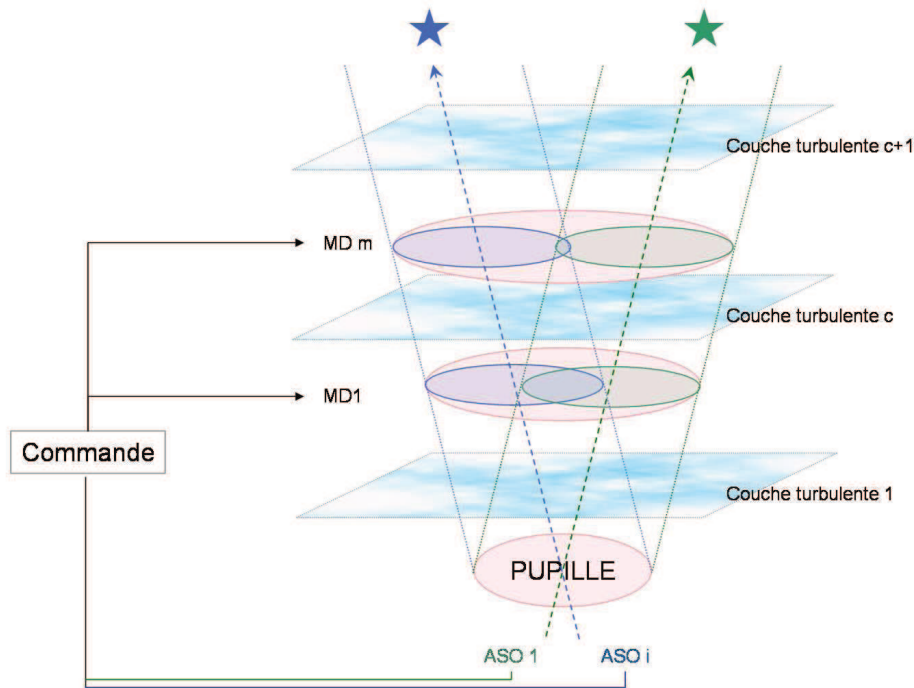


FIGURE 3.2 – Schéma de principe d’une optique adaptative grand champ. La turbulence est modélisée par n_c couches turbulentes et est analysée dans n_{EG} directions grâce à autant d’ASO. La correction dans n_{cor} directions d’intérêt est réalisée grâce à n_{MD} miroirs déformables conjugués à différentes altitudes.

La figure 3.2 rappelle le principe d’un tel système d’optique adaptative grand champ.

Nous reprenons les représentations matricielles formulées dans [Fusco(2000)] pour aborder la problématique de reconstruction de front d’onde en optique adaptative grand champ, en se plaçant dans un cadre temporel discret.

Modélisation de la phase turbulente Soit un télescope de diamètre D . L’atmosphère est modélisée par n_c couches turbulentes statistiquement indépendantes, chaque couche i_c est située à l’altitude h_{i_c} . Le champ d’observation maximal est noté α_{max} . Il délimite à l’altitude h_{i_c} une métapupille qui, sous contrainte d’un champ d’observation maximal très faible par rapport à $\pi/2$ (approximation de Gauss, qui sera retenue dans toute la suite), est définie par son diamètre D_c^{meta} :

$$D_{i_c}^{meta} = D + \alpha_{max} h_{i_c}. \quad (3.7)$$

La phase turbulente à l’altitude h_{i_c} à l’instant n notée $\varphi_{i_c,n}^{tur}$ est définie sur la métapupille D_c^{meta} et est représentée sur une certaine base, qui peut être celle des polynômes de Zernike (choix retenu pour la majorité de ces travaux) ou des Karhunen-Loève par exemple.

En concaténant les phases turbulentes pour toutes les couches, on définit le vecteur colonne

représentant la phase turbulente dans le volume :

$$\varphi_n^{tur} = \begin{pmatrix} \varphi_{1,n}^{tur} \\ \varphi_{2,n}^{tur} \\ \vdots \\ \varphi_{n_c,n}^{tur} \end{pmatrix}. \quad (3.8)$$

Chaque analyseur de surface d'onde pointant dans une direction α_i mesure la phase turbulente résultante dans la pupille. Il ne va voir qu'une portion de la turbulence de la métapupille $D_{i_c}^{meta}$, correspondant à l'empreinte de la pupille, si $h_{i_c} \neq 0$. La turbulence résultante mesurée à l'instant n $\phi_{\alpha_i,n}^{tur}$ est la somme des phases turbulentes sur les n_c empreintes :

$$\phi_{\alpha_i,n}^{tur} = \mathbf{M}_{\alpha_i}^{n_c} \varphi_n^{tur} \quad (3.9)$$

où $\mathbf{M}_{\alpha}^{n_c}$ est l'opérateur découpant (au sens symbolique du terme en modal) l'empreinte de la pupille sur chaque couche i_c dans la direction d'intérêt α et additionnant ces contributions. En généralisant à plusieurs directions d'analyse regroupées sous $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{n_{EG}})$, on définit le vecteur colonne $\phi_{\alpha,n}^{tur}$ regroupant les phases résultantes dans la pupille dans les directions d'analyse α :

$$\phi_{\alpha,n}^{tur} = \begin{pmatrix} \phi_{\alpha_1,n}^{tur} \\ \phi_{\alpha_2,n}^{tur} \\ \vdots \\ \phi_{\alpha_{n_{EG}},n}^{tur} \end{pmatrix} = \mathbf{M}_{\alpha}^{n_c} \varphi_n^{tur} \quad (3.10)$$

avec $\mathbf{M}_{\alpha}^{n_c}$ regroupant les opérateurs $\mathbf{M}_{\alpha_i}^{n_c}$ présentés dans l'équation (3.9) :

$$\mathbf{M}_{\alpha}^{n_c} = {}^t \left({}^t (\mathbf{M}_{\alpha_1}^{n_c}), {}^t (\mathbf{M}_{\alpha_2}^{n_c}), \dots, {}^t (\mathbf{M}_{\alpha_{n_{EG}}}^{n_c}) \right) \quad (3.11)$$

${}^t(\cdot)$ représentant l'opérateur transposition. L'opérateur $\mathbf{M}_{\alpha}^{n_c}$ sera dans la suite de ce manuscrit nommé le projecteur de la phase turbulente dans les directions d'analyse α .

Modélisation de la phase de correction La phase turbulente mesurée par les n_{EG} analyseurs est ensuite corrigée par n_{MD} miroirs déformables conjugués aux altitudes ($h_{MD_1}, h_{MD_2}, \dots, h_{MD_{n_{MD}}}$) commandés à l'instant n par le vecteur de tensions \mathbf{u}_n qui concatène les vecteurs de tensions de commande $\mathbf{u}_{j,n}$ de tous les miroirs déformables j avec j compris entre 1 et n_{MD} :

$$\mathbf{u}_n = \begin{pmatrix} \mathbf{u}_{1,n} \\ \mathbf{u}_{2,n} \\ \vdots \\ \mathbf{u}_{n_{MD},n} \end{pmatrix}. \quad (3.12)$$

On concatène par bloc les matrices d'influence \mathbf{N}_j des miroirs déformables j avec j compris entre 1 et n_{MD} pour former une matrice d'influence globale \mathbf{N} diagonale par bloc, qui permet de calculer la phase de correction dans le volume à l'instant n :

$$\varphi_n^{cor} = \begin{pmatrix} \varphi_{1,n}^{cor} \\ \varphi_{2,n}^{cor} \\ \vdots \\ \varphi_{n_{MD},n}^{cor} \end{pmatrix} = \mathbf{N} \mathbf{u}_{n-1}. \quad (3.13)$$

Et de façon analogue à la mise en place du projecteur de la phase dans les directions d'analyse du paragraphe précédent, on définit le projecteur de la phase de correction dans les directions de correction $\beta = (\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{n_{MD}})$ qui calcule la correction apportée dans la pupille dans les directions β :

$$\phi_{\beta,n}^{cor} = \mathbf{M}_{\beta}^{n_{MD}} \varphi_n^{cor}. \quad (3.14)$$

Modélisation de la phase résiduelle La phase résiduelle résultante dans la pupille dans les directions d'intérêt β est la somme entre la phase turbulente résultante dans la pupille et la phase générée par les miroirs déformables résultante dans la pupille dans ces directions β . Elle s'écrit :

$$\phi_{\beta,n}^{res} = \mathbf{M}_{\beta}^{n_c} \varphi_n^{tur} + \mathbf{M}_{\beta}^{n_{MD}} \varphi_n^{cor}. \quad (3.15)$$

Modélisation de la mesure de la phase résiduelle De façon analogue à la construction de la matrice d'influence globale \mathbf{N} , on construit la matrice ASO globale $\mathbf{D}_{n_{EG}}$ en regroupant les matrices \mathbf{D}_{α_i} reliant la phase turbulente mesurée dans la pupille dans la direction α_i à la pente mesurée par l'analyseur correspondant. Ainsi $\mathbf{D}_{n_{EG}}$ est une matrice diagonale par bloc, chaque bloc correspondant à une matrice \mathbf{D}_{α_i} avec i variant de 1 à n_{EG} . La mesure \mathbf{y}_n du front d'onde résiduel dans les directions d'analyse α par un analyseur de surface d'onde d'un système d'OA grand champ est :

$$\begin{aligned} \mathbf{y}_n &= \mathbf{D}_{n_{EG}} (\mathbf{M}_{\alpha}^{n_c} \varphi_{n-1}^{tur} + \mathbf{M}_{\alpha}^{n_{MD}} \varphi_{n-1}^{cor}) + \mathbf{w}_n \\ &= \mathbf{D}_{n_{EG}} (\mathbf{M}_{\alpha}^{n_c} \varphi_{n-1}^{tur} + \mathbf{M}_{\alpha}^{n_{MD}} \mathbf{N} \mathbf{u}_{n-2}) + \mathbf{w}_n \end{aligned} \quad (3.16)$$

où \mathbf{w}_n est un vecteur de bruit de mesure sur l'ensemble des ASO. Il est classiquement considéré comme blanc gaussien à moyenne nulle. Il est supposé comme étant décorrélé entre ASO, entre sous-pupilles et entre les deux directions orthogonales x et y , sa matrice de covariances noté Σ_w est donc diagonale. On définit une matrice d'interaction grand champ $\mathbf{M}_{int}^{n_{EG}, n_{MD}}$ qui étalonne la relation entre l'espace des commandes \mathbf{u} et l'espace des mesures \mathbf{y} :

$$\mathbf{M}_{int}^{n_{EG}, n_{MD}} = \mathbf{D}_{n_{EG}} \mathbf{M}_{\alpha}^{n_{MD}} \mathbf{N}. \quad (3.17)$$

Cas particulier de l'OA classique La configuration d'optique adaptative classique est le cas particulier où $n_{EG} = n_{MD} = n_{corr} = 1$ et $\alpha_{max} = 0$: il n'y a qu'un miroir déformable corrigeant dans une seule direction correspondant à la direction d'analyse et les matrices de projection définies dans les paragraphes précédents $\mathbf{M}_{\alpha}^{n_{MD}}$, $\mathbf{M}_{\beta}^{n_{MD}}$, $\mathbf{M}_{\alpha}^{n_c}$ et $\mathbf{M}_{\beta}^{n_c}$ sont égales à l'identité.

Une fois la modélisation établie, le critère d'optimalité en optique adaptative grand champ peut être défini.

3.1.2.2 Critère d'optimalité en OA grand champ

De façon analogue au cas de l'optique adaptative classique, on souhaite minimiser la variance de la phase résiduelle dans les directions d'intérêt β . D'après les équations (3.6) et (3.16), le critère d'optimalité en OA grand champ s'écrit :

$$\mathbf{J}_{res,2}^{oagc}(\mathbf{u}) = \lim_{n \rightarrow +\infty} \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \|\mathbf{M}_{\beta}^{n_c} \varphi_j^{tur} + \mathbf{M}_{\beta}^{n_{MD}} \mathbf{N} \mathbf{u}_{j-1}\|^2. \quad (3.18)$$

Ce critère s'adapte aux différents types d'OA grand champ grâce à un choix judicieux de β pour chacun. D'autres critères peuvent cependant être retenus, par exemple dans le cas du GLAO on s'intéresse à l'uniformité de la variance de phase résiduelle au sein du champ scientifique, qui serait alors un critère plus pertinent à maximiser [Nicolle(2006)].

Maintenant le formalisme de l'optique adaptative grand champ établi, nous allons passer en revue différentes solutions de commande développées en OA grand champ. L'OA classique est un cas particulier de la commande en OA grand champ, et même si elle n'est pas traitée spécifiquement dans ce qui suit, les développements présentés s'appliquent aussi à ce cas. Pour obtenir directement les expressions propres au cas de l'optique adaptative classique le lecteur pourra se référer à [Petit(2006)] et [Costille(2009)].

3.2 Travaux antérieurs sur la commande en OA grand champ

La solution la plus simple à la problématique de contrôle en optique adaptative est une commande intégrateur associée à un reconstruteur moindres carrés appelée simplement intégrateur classique par abus de langage. Elle sera présentée dans la section 3.3. Elle est très répandue, en particulier dans une version plus aboutie où le gain est optimisé mode à mode [Gendron et Léna(1994), Dessenne(1998)]. Elle a notamment été implantée sur le démonstrateur d'OAMC et GLAO de l'ESO : MAD [Marchetti *et al.*(2008), Arcidiacono *et al.*(2008)]. Néanmoins, les limitations intrinsèques à cette loi de commande, en particulier son incapacité à optimiser la correction dans des directions différentes de celles d'analyse, ne peuvent être dépassées.

A l'opposé, se trouve la commande LQG, dite commande optimale dont les principales étapes sont rappelées à la section 3.7. Cette solution développée en garantissant l'optimalité vis-à-vis du critère de la variance de phase résiduelle répond parfaitement aux besoins mais au prix d'une complexité accrue. Les premiers travaux sur la commande LQG appliquée à l'optique adaptative datent du début des années 90 et ont été initiés par [Paschall *et al.*(1991)] et [Paschall et Anderson(1993)] dans un cadre continu échantillonné, mais le critère d'optimisation n'est pas celui de la variance de phase résiduelle. La commande optimale LQG adaptée au cadre de l'optique adaptative classique et de l'optique adaptative multi-conjuguée a été proposée dans [Le Roux *et al.*(2002)] dans un cadre discret, en s'appuyant sur des *a priori* sur la turbulence et le système et en considérant des miroirs déformables infiniment rapides. [Wiberg et Gavel(2004a), Wiberg et Gavel(2004b)] s'appuient sur ces travaux pour une commande en statique. Cette approche a aussi été abordée dans [Looze(2006), Looze(2007)]. [Kulcsár *et al.*(2006)] a montré l'optimalité de cette loi de commande dans un cadre discret par rapport au critère continu considéré au départ. [Petit(2006)] a proposé une simplification du vecteur d'état, c'est cette forme simplifiée qui est considérée dans tout ce manuscrit, ainsi que l'utilisation de cette commande pour filtrer des vibrations présentes sur le système. Dans [Petit *et al.*(2005)] et [Petit *et al.*(2009)] la première validation expérimentale du LQG en optique adaptative classique et optique adaptative hors-axe est effectuée sur un banc de laboratoire. Elle a été implantée sur SPHERE [Beuzit *et al.*(2005)] dans le cadre du contrôle du tip-tilt turbulent et vibratoire [Petit *et al.*(2011)]. Cette application du LQG a aussi été implantée avec succès sur le banc de OAMC GeMS [Guesalaga *et al.*(2012)], ou sur le banc d'interférométrie en frange noire PERSEE [Lozi(2012)] où elle a permis d'améliorer le taux d'extinction en présence de vibrations simulant des perturbations typiques d'un vol en formation (configuration dans laquelle aurait fonctionné PEGASE,

la mission spatiale que simule le banc PERSEE). L'application expérimentale de la commande LQG à un cas de LTAO et OAMC a été validée sur le banc de laboratoire HOMER dans [Costille *et al.*(2010)], dans un cas où la turbulence était générée dans l'espace miroir. Elle a aussi été validée dans le cadre de la MOAO sur CANARY en laboratoire dans [Sivo *et al.*(2012)].

Des stratégies de commande intermédiaires entre l'intégrateur classique et le LQG ont été proposées. Elles ont en commun de s'appuyer sur la reconstruction optimale de front d'onde statique [Wallner(1983), Fusco *et al.*(2001), Ellerbroek(2002)] rappelée dans la section 3.4 et d'adapter le reconstruteur MMSE associé, grâce à des techniques *ad hoc*, à un cadre dynamique boucle fermée. Ce reconstruteur peut être appliqué à deux types de mesures : soit directement aux mesures accessibles c'est-à-dire boucle fermée, soit à des mesures boucles ouvertes reconstruites. L'évolution temporelle est ensuite gérée grâce à un filtrage temporel qui peut être du premier ou deuxième ordre, voir plus. M. Le Louarn [Le Louarn(2002), Le Louarn(2007)] se propose de l'appliquer directement aux mesures boucle fermée en augmentant artificiellement le bruit pour gérer la boucle fermée et donc les erreurs de modèles qui en découlent. Il se propose aussi d'ajouter de façon virtuelle un deuxième miroir déformable en altitude et de reconstruire la phase sur celui-ci, puis de la projeter sur le miroir déformable réel afin de ne commander que ce dernier. Cette commande appelée *Virtual Deformable Mirror*, VDM, est présentée dans la section 3.5. Cette solution présente une complexité très réduite et équivalente à celle de l'intégrateur classique mais nous exposerons aussi ses limitations.

Dans [Ellerbroek et Vogel(2003)], l'auteur propose l'approche dite *Pseudo-Open Loop Control* ou POLC, qui consiste à reconstruire des pseudo-mesures boucle ouverte afin d'appliquer le reconstruteur MMSE, les aspects dynamiques sont gérés grâce à un filtre temporel. Dans [Piatrou et Gilles(2005), Gilles(2005)] la stabilité d'une telle loi de commande est montrée et la bonne robustesse aux erreurs d'alignement relatif entre les analyseurs de surface d'onde et les miroirs déformables est numériquement établie. Une première démonstration expérimentale sur un banc de laboratoire a été effectuée dans [Laag *et al.*(2008)] en OAMC. Le test n'a pu être effectué que sur une vingtaine d'itérations de boucle ce qui n'était pas suffisant pour conclure à la stabilité expérimentale.

La loi de commande tomographique dite "Learn & Apply" [Vidal(2009)] a été développée dans le cadre de l'optique adaptative multi-objet (section 2.5) et appliquée avec succès au projet CANARY sur ciel [Gendron *et al.*(2011)]. Elle s'appuie aussi sur un reconstruteur tomographique calculé à l'aide des matrices de covariance des pentes des différents analyseurs de surface d'onde et de la forme d'un reconstruteur MMSE. Elle s'applique pour l'heure uniquement à de la boucle ouverte (et sort donc du cadre d'application de mes travaux sur le banc HOMER).

Une approche similaire au POLC est proposée par [Béchet *et al.*(2006)]. Dans cette commande, appelée FrIM pour *FRactal Iterative Method*, le reconstruteur optimal est basé sur une description fractale de la phase. Comme dans le cas du POLC, l'idée est la reconstruction de phase boucle ouverte à partir des mesures boucle fermée compensées de l'action du miroir déformable. Cette solution s'affranchit d'inversions de matrices et de produits matrices vecteurs nécessaires au calcul du reconstruteur tomographique en utilisant une méthode itérative.

Plusieurs lois de commande se basant sur une approche dans l'espace de Fourier ont été développées en particulier pour gérer les grands systèmes, à grand nombre de degrés de liberté. Ces approches n'ont pas été étudiées au cours de ma thèse car elles ne sont pas directement implantables sur le banc HOMER. On peut citer [Poyneer *et al.*(2002)] dont l'approche a été validée expérimentalement en optique adaptative extrême [Poyneer *et al.*(2008)]. Des solutions se basant sur l'approche LQG ont aussi été développées récemment afin de traiter cette problématique de grand nombre de degrés de liberté. Elles seront abordées au paragraphe 3.7.2.2,

après une présentation de la commande LQG.

3.3 Commande intégrateur et reconstituteur moindres carrés

Nous nous intéressons dans cette section à la commande de base des systèmes d'optique adaptative : la commande intégrateur généralement associée à un reconstituteur moindres carrés. Sa simplicité la rend populaire en particulier dans sa version à gain modal optimisé proposée par [Gendron et Léna(1994), Gendron(1995), Dessenne(1998)].

En revanche, elle repose sur la minimisation de l'erreur quadratique de mesure, elle ne permet donc pas de spécifier une direction de correction distincte des directions d'analyse. Par là même, son utilisation est écartée en LTAO qui par définition optimise la correction par un miroir déformable unique dans une direction spécifiée. De même en MOAO, qui de plus a une architecture boucle ouverte, son utilisation n'est pas adaptée. La commande intégrateur est donc utilisée en GLAO et OAMC en minimisant globalement sur l'ensemble des mesures, c'est cette loi de commande qui a été utilisée sur MAD [Marchetti *et al.*(2008)].

Rappelons la relation entre pentes \mathbf{y} obtenues dans les n_{EG} directions du système et commandes \mathbf{u} appliquées aux n_{MD} par la matrice d'interaction définie dans l'équation (3.17) :

$$\mathbf{y}_n = \mathbf{M}_{int}^{n_{EG}, n_{MD}} \mathbf{u}_n. \quad (3.19)$$

La matrice d'interaction sur HOMER peut être soit directement calibrée expérimentalement en excitant les moteurs des miroirs et enregistrant les pentes correspondantes sur les analyseurs soit issue des modèles théoriques \mathbf{D} et \mathbf{N} . Elle est le plus souvent rectangulaire, de dimension [nombre d'actionneurs total, nombre de mesures total]. Elle n'est donc pas directement inversible. Pour calculer les commandes \mathbf{u} à envoyer aux miroirs à partir des mesures \mathbf{y} on utilise une méthode moindres carrés minimisant la mesure de pentes résiduelles :

$$\epsilon(\mathbf{u}) = \|\mathbf{y}_n + \mathbf{M}_{int}^{n_{EG}, n_{MD}} \mathbf{u}_n\|^2. \quad (3.20)$$

Ceci conduit au vecteur de commande \mathbf{u}_n^{corr} qui permet de corriger un front d'onde turbulent engendrant les mesures \mathbf{y}_n :

$$\mathbf{u}_n^{corr} = -\mathbf{M}_{com}^{n_{EG}, n_{MD}} \mathbf{y}_n \quad (3.21)$$

où $\mathbf{M}_{com}^{n_{EG}, n_{MD}}$ est la matrice de commande du système, égale à l'inverse généralisée (représenté par le symbole \dagger) de la matrice d'interaction du système :

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{com}^{n_{EG}, n_{MD}} &= \mathbf{M}_{int}^{n_{EG}, n_{MD}} \dagger \\ &= \left({}^t(\mathbf{M}_{int}^{n_{EG}, n_{MD}}) \mathbf{M}_{int}^{n_{EG}, n_{MD}} \right)^{-1} {}^t(\mathbf{M}_{int}^{n_{EG}, n_{MD}}). \end{aligned} \quad (3.22)$$

La commande s'appuie ensuite sur un contrôleur intégrateur en général où le terme correctif $\delta \mathbf{u}_n$ est le vecteur \mathbf{u}_n^{corr} calculé à l'équation (3.21) :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_n &= \mathbf{u}_{n-1} + g \delta \mathbf{u}_n \\ &= \mathbf{u}_{n-1} - g \mathbf{M}_{com}^{n_{EG}, n_{MD}} \mathbf{y}_n \end{aligned} \quad (3.23)$$

g étant le gain de l'intégrateur. Lorsque g augmente, la fréquence de coupure du filtre augmente ce qui améliore la réjection du signal d'entrée, en revanche le dépassement (*overshoot*) augmente ce qui mène à une amplification du bruit. La boucle devient instable pour $g \geq 1$ pour un retard de deux trames. Il y a donc un compromis à trouver pour la valeur du gain de l'intégrateur.

Bien que simple d'utilisation et d'implantation, cette méthode présente plusieurs inconvénients :

- la matrice d'interaction est souvent mal conditionnée. On limite le nombre de modes reconstruits en filtrant les modes mal vus. Habituellement, une décomposition de la matrice en valeurs singulières est effectuée. Ensuite, deux choix se présentent [Fusco(2000), Quiros-Pacheco(2006)]. Une première option est la troncature drastique en annulant les valeurs propres associées aux modes propres à filtrer puis en appliquant une commande intégrateur à gain uniforme. Il y a donc deux paramètres à ajuster : le niveau de filtrage et le gain. Or la troncature sévère limite le nombre de degrés de liberté et on perd en performance. L'autre option est d'uniquement filtrer les modes non-vus ou très mal vus, puis d'appliquer un gain modal optimisé à chaque mode, méthode proposée en optique adaptative classique dans [Gendron(1995)] puis [Desenne(1998)], cette méthode supposant de négliger le repliement de spectre. Ces méthodes, qui ont montré leur souplesse en OA, sont en revanche peu adaptées à l'OA grand champ car le repliement de spectre n'est alors plus négligeable [Quiros-Pacheco(2006)].
- En minimisant les pentes résiduelles, les *a priori* statistiques sur la phase et le bruit ne sont pas pris en compte.
- Cette solution ne permet pas telle quelle d'optimiser la correction dans des directions d'intérêts spécifiques, n'ayant pas de capacité de reconstruction du volume turbulent de par la minimisation des pentes résiduelles.

Plus généralement, cette commande peut être interprétée dans le cadre du formalisme d'état (cf paragraphe 3.7.1), et on peut mettre ainsi en évidence son non-optimalité et le risque de divergence [Petit(2006), Costille(2009)].

3.4 L'estimation optimale statique

Afin d'améliorer l'estimation par moindres carrés et de pallier les limitations présentées au paragraphe précédent, on souhaite estimer la phase qui se rapproche au mieux de la phase vraie mesurée. On se place tout d'abord dans un cadre de reconstruction de front d'onde statique, chaque occurrence de turbulence est gérée indépendamment et la phase considérée est la phase turbulente (et non résiduelle), qui sera ensuite corrigée, et les retards sont négligés. Le critère à minimiser sera donc l'écart quadratique moyen (en anglais *Minimum Mean Square Error* [MMSE]) entre la phase estimée $\hat{\varphi}^{tur}$ et la vraie phase turbulente φ^{tur} [Wallner(1983)] :

$$\epsilon_{MMSE} = \langle \|\mathbf{M}_{\beta_i}^{n_c} \hat{\varphi}^{tur} - \mathbf{M}_{\beta_i}^{n_c} \varphi^{tur}\|^2 \rangle_{\varphi^{tur}, \text{bruit}} \quad (3.24)$$

où $\langle . \rangle$ représente l'espérance mathématique sur les occurrences de phase φ^{tur} et de bruit.

Pour des raisons de simplicité de lecture, on notera $\mathbf{D}^\alpha = \mathbf{D}\mathbf{M}_\alpha^{n_c}$ l'opérateur représentant la relation entre la phase turbulente dans le volume dans les directions α et les pentes calculées par les analyseurs. L'équation de mesure, avec cette nouvelle notation et dans ce contexte de boucle ouverte s'écrit alors :

$$\mathbf{y} = \mathbf{D}^\alpha \varphi^{tur} + \mathbf{w}. \quad (3.25)$$

En considérant des phases et des bruits de statistique gaussienne (la phase sur la pupille du télescope résulte d'un grand nombre de processus aléatoires indépendants, elle a une statistique gaussienne par le théorème de la limite centrale), l'estimateur MMSE \mathbf{R}_{mmse} , linéaire sous les hypothèses précédentes, qui minimise l'équation (3.24) s'écrit [Wallner(1983)],

[Fusco *et al.*(2001), Ellerbroek(2002)] :

$$\hat{\varphi}^{tur} = \mathbf{R}_{mmse} \mathbf{y} \quad (3.26)$$

avec

$$\mathbf{R}_{mmse} = \left({}^t(\mathbf{D}^\alpha) \Sigma_w^{-1} \mathbf{D}^\alpha + \Sigma_{\varphi^{tur}}^{-1} \right)^\dagger {}^t(\mathbf{D}^\alpha) \Sigma_w^{-1} \quad (3.27)$$

où, on le rappelle, $\Sigma_{\varphi^{tur}}$ et Σ_w sont les matrices de covariance spatiale respectivement de la phase incidente et du bruit. Le reconstituteur peut aussi s'écrire sous la forme suivante par application directe du théorème d'inversion matricielle :

$$\mathbf{R}_{mmse} = \Sigma_{\varphi^{tur}} {}^t(\mathbf{D}^\alpha) \left(\mathbf{D}^\alpha \Sigma_{\varphi^{tur}} {}^t(\mathbf{D}^\alpha) + \Sigma_w \right)^\dagger. \quad (3.28)$$

Le but d'une optique adaptative étant de piloter le(s) miroir(s) déformable(s) en estimant au mieux les commandes à envoyer à partir des mesures de front d'onde, Wallner [Wallner(1983)] a proposé une approche optimale statique de la commande spatiale en optique adaptative classique, dont la solution peut être interprétée en une décomposition en deux étapes. Tout d'abord la phase est estimée grâce à l'estimateur \mathbf{R}_{mmse} puis l'estimée de la phase est projetée sur l'espace des miroirs en minimisant :

$$\epsilon_{proj} = \sum_{i=1}^{n_{obj}} \left\| \mathbf{M}_{\beta_i}^{n_c} \hat{\varphi}^{tur} + \mathbf{M}_{\beta_i}^{n_{MD}} \mathbf{N} \mathbf{u} \right\|^2 \quad (3.29)$$

dont la solution aux moindres carrés donne :

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= - \left({}^t \left(\mathbf{M}_{\beta_i}^{n_{MD}} \mathbf{N} \right) \mathbf{M}_{\beta_i}^{n_{MD}} \mathbf{N} \right)^\dagger {}^t \left(\mathbf{M}_{\beta_i}^{n_{MD}} \mathbf{N} \right) \mathbf{M}_{\beta_i}^{n_c} \hat{\varphi}^{tur} \\ &= - \mathbf{P}_\beta^{oagc} \hat{\varphi}^{tur} \end{aligned} \quad (3.30)$$

où \mathbf{P}_β^{oagc} est le projecteur de la phase dans les directions d'intérêt β sur les miroirs déformables.

Néanmoins, cette solution a été développée dans le cadre d'une reconstruction de phase statique et ne s'applique pas directement au cadre de travail fondamentalement différent, à savoir un système dynamique fonctionnant en boucle fermée, donc présentant un critère d'optimalité lui aussi fondamentalement différent. Une simple transposition n'est pas possible; en effet, la phase d'intérêt n'est alors plus directement la phase turbulente mais la phase résiduelle, et d'un point de vue temporelle, ce ne sont pas des occurrences de phase indépendantes qui sont à traiter mais bien une phase qui évolue temporellement. Les caractéristiques de la phase résiduelle ne sont pas directement reliées à celle de la phase turbulente, notamment la matrice de covariance de la phase résiduelle à celle de la phase turbulente $\Sigma_{\varphi^{tur}}$ qui apparaît dans les équations. Différentes solutions adaptant le reconstituteur MMSE au cas dynamique boucle fermée ont été développées, nous allons détailler deux solutions dans les sections suivantes.

3.5 L'approche MD virtuel

La commande MD virtuel a été proposée par M. Le Louarn dans [Le Louarn(2002)] en utilisant les polynômes de Zernike puis dans [Le Louarn(2007)] en utilisant les polynômes de Karhunen Loeve. Elle a été motivée par l'application du reconstituteur MMSE au cas boucle fermée pour des systèmes à grand nombre de degrés de liberté. Elle est étudiée en particulier dans le cadre du futur système de LTAO (formé de l'AO facility et de GALACSI) qui équipera l'instrument de deuxième génération du VLT MUSE [Stuik *et al.*(2006)]. Nous décrivons ici le principe de cette commande.

3.5.1 La commande MD virtuel

Le cas d'utilisation standard est la LTAO, avec un unique miroir déformable utilisé pour la correction. Un miroir déformable, copie exacte du miroir réel (même nombre d'actionneurs, mêmes dimensions), est virtuellement ajouté en altitude. La turbulence est reconstruite sur la base miroir grâce au reconstituteur MMSE appliqué aux mesures boucle fermée. La commande est calculée pour chacun des deux miroirs, et enfin les commandes du miroir virtuel sont ajoutées à celles du miroir réel afin de corriger la turbulence dans une direction. Son principe est illustré sur la figure 3.3

Les principales étapes de cette commande sont présentées ici.

1. Les modes Karhunen Loève (KL) atmosphériques sont créés dans la pupille, ils sont appelés, \mathbf{K}_{KL}^{tur} .
2. Afin de contrôler les modes miroir les plus proches de \mathbf{K}_{KL}^{tur} , on calcule la commande qui permet de générer au mieux chaque KL atmosphérique précédemment créé. Cette étape est effectuée par minimisation de la norme ϵ_{KL} :

$$\epsilon_{KL} = \|\mathbf{W}^{DM}(\mathbf{K}_{KL,i}^{tur} - \mathbf{N}\mathbf{u}_i)\|^2 \quad (3.31)$$

où \mathbf{W}^{DM} est la fonction pupille valant 1 dans la pupille et 0 sinon et $\mathbf{K}_{KL,i}^{tur}$ la forme du i^{ieme} polynôme de KL atmosphérique à reproduire par le miroir déformable. La solution moindres carrés est :

$$\mathbf{u}_i = [(\mathbf{N})^t \mathbf{N}]^\dagger (\mathbf{N})^t \mathbf{K}_{KL,i}^{tur}. \quad (3.32)$$

3. Les modes miroirs correspondants sont activés afin de créer une matrice d'interaction modale \mathbf{iMat}^{KL} reliant les modes miroirs générant \mathbf{K}_{KL}^{tur} aux pentes ASO.
4. Le reconstituteur tomographique MMSE est calculé en introduisant un facteur multiplicatif n_{Σ_w} sur la matrice de covariance du bruit (ce dernier est augmenté artificiellement) afin de gérer le cadre de boucle fermée dynamique alors que ce reconstituteur a été développé pour un cadre statique boucle ouverte

$$\mathbf{R}_{mmse}^{KL} = \left[(\mathbf{iMat}^{KL})^t (n_{Cw} \Sigma_w)^{-1} \mathbf{iMat}^{KL} + \Sigma_{\varphi^{tur}}^{-1} \right]^\dagger (\mathbf{iMat}^{KL})^t (n_{Cw} \Sigma_w)^{-1}. \quad (3.33)$$

On peut noter que la reconstruction est directement effectuée sur la base miroir, il n'y a donc pas d'étape de projection comme définie dans l'équation (3.30).

5. La contribution du miroir déformable virtuel est projetée sur le seul miroir réel. Comme les deux miroirs sont strictement identiques, cette projection est une simple sommation des commandes, actionneur par actionneur.
6. Un intégrateur à gain scalaire est associé pour prendre en compte le cadre dynamique :

$$\mathbf{u}_{n+1} = \mathbf{u}_n - g_{KL} \mathbf{R}_{mmse}^{KL} \mathbf{y}_n. \quad (3.34)$$

Les différents paramètres à ajuster sont finalement :

- le nombre de modes de KL considérés pour chaque miroir déformable ;
- le facteur de réglage n_{Cw} ;
- le nombre de modes à filtrer lors du calcul du reconstituteur \mathbf{R}_{mmse}^{KL} ;
- le nombre de modes à filtrer lors du calcul du projecteur des KL vers les commandes des miroirs déformables ;

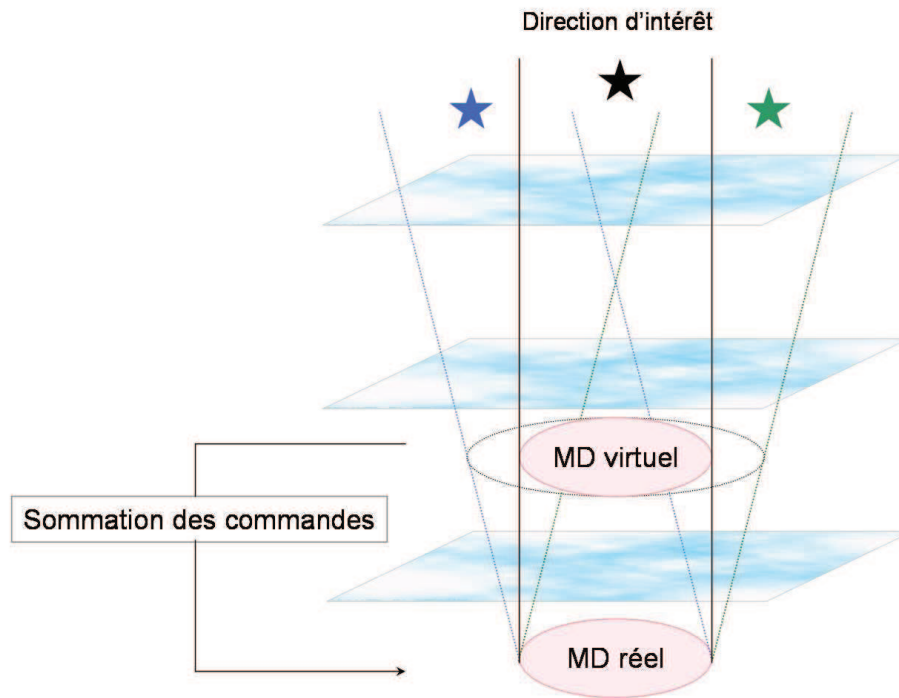


FIGURE 3.3 – Schéma de principe de la commande MD virtuel. Deux MD sont utilisés, le MD réel est conjugué de la pupille et le MD virtuel est en altitude. Ce dernier est strictement identique au MD réel et la correction est nulle en tout point en dehors de ce MD virtuel même si se situant encore au sein de la métapupille. Les fonctions d’influence du MD virtuel sont projetées dans la pupille afin de prendre en compte l’écart angulaire des étoiles guides (en bleu et vert) et l’éventuel effet de zoom si ce sont des EG laser. Elles sont ensuite mesurées par l’ASO pour former la matrice d’interaction. Pour l’étape de correction, les commandes des deux miroirs sont additionnées actionneur par actionneur et envoyées uniquement au miroir réel pour corriger dans la direction d’intérêt (en noir).

- le gain de l’intégrateur g_{KL} .

Cette approche présente plusieurs avantages :

- l’atout principal est sa simplicité comparable à celle d’un simple intégrateur associé à un reconstruteur moindres carrés : une unique multiplication matrice-vecteur est réalisée, entre l’espace des pentes et l’espace miroir ;
- on s’affranchit de l’étape de projection sur les miroirs puisque la base de travail est la base des KL du miroir ;
- la projection de la phase reconstruite en altitude sur le miroir déformable réel est une simple sommation actionneur par actionneur puisque les miroirs virtuel et réel sont strictement identiques ;
- les *a priori* sur le modèle de turbulence et le bruit permettent de gérer les modes non vus plus efficacement qu’avec une simple troncature par décomposition en valeurs singulières.

En revanche, quelques limitations peuvent être notées, cette loi de commande est évidemment sous-optimale pour les raisons qui suivent :

- le reconstruteur MMSE est appliqué à des mesures de pentes associées à des phases résiduelles et non turbulentes, le cadre boucle fermée n'est géré qu'au travers d'un seul facteur n_{Cw} sur la matrice de covariance du bruit ;
 - les modes KL atmosphériques sont projetés sur la base miroir, les commandes \mathbf{u}_i associées ne sont donc plus des modes indépendants par rapport à la turbulence. De plus la matrice de covariance de la phase utilisée dans le calcul est celle des modes KL atmosphériques, ce qui représente une approximation. Cette matrice devrait être recalculée dans la nouvelle base du miroir ;
 - la turbulence est estimée sur la base miroir, une erreur de sous-modélisation est donc effectuée ;
 - les modes KL sont générés sur le miroir déformable, ils sont arbitrairement mis à zéro en dehors (mais potentiellement à l'intérieur de la métapupille), plus le champ d'analyse est grand ou plus l'altitude du miroir déformable virtuel est importante, et plus les effets sont importants ;
- On peut aussi noter qu'elle a été spécifiquement développée dans le cadre de la LTAO, elle n'est donc pas implantable en l'état pour du GLAO ou de l'OAMC.

3.5.2 Expression du MD virtuel pour implantation sur HOMER

Toute loi de commande implantée dans le RTC de HOMER (cf paragraphe 4.1.7) doit l'être sous la forme :

$$\begin{aligned}\mathbf{X}_{n+1} &= \mathbf{M}_1 \mathbf{X}_n + \mathbf{M}_2 (\mathbf{y}_n + \mathbf{M}_3 \mathbf{u}_{n-2}) \\ \mathbf{u}_n &= \mathbf{M}_4 \mathbf{X}_{n+1}\end{aligned}\quad (3.35)$$

avec \mathbf{X}_n un vecteur de paramètres représentant le système.

Mettons alors la loi de commande MD virtuel sous cette forme.

On choisit un vecteur de paramètres représentant les commandes à envoyer au miroir aux instants n et $n - 1$:

$$\mathbf{X}_n = \begin{pmatrix} \mathbf{u}_{n-1} \\ \mathbf{u}_{n-2} \end{pmatrix}. \quad (3.36)$$

Cette commande estime directement la turbulence dans l'espace miroir.

$$\mathbf{M}_1 = \begin{pmatrix} \mathbf{I} & 0 \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M}_2 = \begin{pmatrix} -g_{KL} \mathbf{R}_{mmse}^{KL} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.37)$$

\mathbf{I} représentant la matrice identité. Il n'y a pas de rétro-action, donc

$$\mathbf{M}_3 = \mathbf{0}. \quad (3.38)$$

Enfin,

$$\mathbf{M}_4 = (\mathbf{I} \ 0). \quad (3.39)$$

3.6 L'approche Pseudo Open Loop

La commande pseudo boucle ouverte, dite POLC a été proposée par B. Ellerbroek dans [Ellerbroek et Vogel(2003)] puis de façon plus détaillée par L. Gilles dans [Gilles(2005)]. L'idée est d'appliquer le reconstruteur MMSE en se ramenant à des pseudo mesures boucle ouverte

en soustrayant aux mesures boucle fermée la contribution du miroir. L'effet dynamique est aussi pris en compte, grâce à un filtre à réponse infinie. Cette approche a été étudiée dans le cadre de NFIRAOS le système d'OAMC du Thirty Meter Telescope [Herriot *et al.*(2011)] et dans le cadre des études de phase A de MAORY [Diolaiti *et al.*(2010)] et ATLAS [Fusco *et al.*(2010)] les systèmes respectivement de OAMC et LTAO en cours d'étude pour l'European Extremely Large Telescope.

3.6.1 La commande Pseudo Open Loop

Le POLC représente une solution fonctionnelle intéressante. On en résume ici les principales étapes (se référer à [Gilles(2005)] pour plus de détails) et nous l'exprimons de telle façon à l'implanter dans le RTC de HOMER. Nous avons repris les équations présentées dans les articles [Ellerbroek et Vogel(2003), Gilles(2005)] mais en l'absence de chronogramme il était difficile de connaître les indices temporels. Nous en avons donc donné la meilleure ré-interprétation étant donné le chronogramme de la figure 3.1 considéré dans ces travaux. Nous ne pouvons donc garantir l'exacte similarité des équations que j'ai implantées sur le banc.

Les étapes sont les suivantes :

1. reconstruction des pseudo mesures boucle ouverte \mathbf{y}_n^{BO} à partir des mesures boucle fermée \mathbf{y}_n (qui elles sont accessibles) ; on soustrait à ces dernières la contribution apportée par les miroirs déformables :

$$\mathbf{y}_n^{BO} = \mathbf{y}_n - \mathbf{M}_{int}^{NEG,IMD} \mathbf{u}_{n-2} \quad ; \quad (3.40)$$

2. estimation de la phase turbulente $\hat{\varphi}_n^{tur}$ grâce au reconstituteur MMSE, qui peut s'appliquer à ces pseudo mesures boucle ouverte. Le reconstituteur est calculé avec un facteur de réglage n_{c_w} utilisé pour augmenter artificiellement la variance du bruit afin de prendre en compte les erreurs de modèles. Puis la comparaison avec la phase prédite par l'étape 3 à l'instant précédent est effectué, ce qui va donner un terme d'évolution :

$$\mathbf{e}_{n-1} = \mathbf{R}_{mmse} \mathbf{y}_n^{BO} - \hat{\varphi}_{n-1}^{tur} \quad ; \quad (3.41)$$

3. prédiction de la phase de l'instant $n + 1$ grâce à un filtre temporel :

$$\hat{\varphi}_{n+1}^{tur} = \alpha \hat{\varphi}_n^{tur} + \gamma \hat{\varphi}_{n-1}^{tur} + \delta \mathbf{e}_{n-1} \quad (3.42)$$

avec α , γ et δ scalaires ;

4. calcul des commandes à envoyer aux miroirs pour la correction dans les directions β grâce au projecteur moindres carrés défini dans l'équation (3.30)

$$\mathbf{u}_n = -\mathbf{P}_{\beta}^{oagc} \hat{\varphi}_{n+1}^{tur}. \quad (3.43)$$

Les paramètres α , γ et δ utilisés dans le processus dynamique du second ordre sont choisis pour assurer la stabilité du système et assurer la robustesse aux erreurs de modèles. Ils sont choisis par L. Gilles dans [Gilles(2005)] tels que $\alpha = \gamma = 0.495$ et $\delta = 0.5$.

Les différents paramètres à ajuster sont :

- l'altitude des couches reconstruites ;
- la vitesse et la force de la turbulence de chaque couche ;
- le nombre de modes reconstruits dans chaque couche ;
- le nombre de modes à filtrer lors du calcul du reconstituteur \mathbf{R}_{mmse} ;

- le facteur de réglage n_{Cw} utilisé dans le calcul du reconstruteur MMSE ;
- le nombre de modes à filtrer lors du calcul du projecteur de la phase vers les commandes des miroirs déformables ;
- potentiellement les coefficients α , γ et δ .

La commande de type POLC est donc intéressante car elle met en oeuvre le reconstruteur OA grand champ optimal en boucle ouverte et en cas statique dans un cas boucle fermée dynamique, et elle est étudiée dans le cadre des études préparatoires pour le Thirty-Meter Telescope. Une étude menée dans [Piatrou et Gilles(2005)] a montré sa très bonne robustesse face aux erreurs d'alignement. Elle est certes plus complexe que la commande VDM, mais les coefficients α , γ et δ étant scalaires, on peut facilement éviter une reconstruction explicite de la phase et travailler dans l'espace miroir en multipliant l'équation (3.42) par le projecteur \mathbf{P}_β^{ogc} :

$$\mathbf{u}_n = \alpha \mathbf{u}_{n-1} + (\gamma - \delta + \delta \mathbf{P}_\beta^{ogc} \mathbf{R}_{mmse} \mathbf{M}_{int}^{\text{REG}, \text{MMD}}) \mathbf{u}_{n-2} - \delta \mathbf{P}_\beta^{ogc} \mathbf{R}_{mmse} \mathbf{y}_n. \quad (3.44)$$

En revanche, la commande est sous-optimale car :

- le reconstruteur MMSE est appliqué à une phase dynamique ;
- la dynamique temporelle de la phase et du système asservi (le retard de trames) ne sont pas pris en compte et on utilise un filtre temporel *ad hoc*

3.6.2 Expression de l'approche POLC pour implantation sur HOMER

On souhaite interpréter la commande POLC sous la forme de l'équation (4.1). Pour ce faire, on s'inspire de l'analyse par modèle d'état du POLC effectuée dans [Petit(2006)].

On choisit un vecteur de paramètres représentant la phase estimée aux instants n et $n - 1$:

$$\mathbf{X}_n = \begin{pmatrix} \hat{\varphi}_n^{tur} \\ \hat{\varphi}_{n-1}^{tur} \end{pmatrix}. \quad (3.45)$$

D'après les équations (3.40), (3.41) et (3.42) on peut exprimer la phase prédite $\hat{\varphi}_{n+1}^{tur}$ de la façon suivante :

$$\hat{\varphi}_{n+1}^{tur} = \alpha \hat{\varphi}_n^{tur} + (\gamma - \delta) \hat{\varphi}_{n-1}^{tur} + \delta \mathbf{R}_{mmse} (\mathbf{y}_n - \mathbf{M}_{int}^{\text{REG}, \text{MMD}} \mathbf{u}_{n-2}), \quad (3.46)$$

et en considérant l'équation de mesure (3.43) on identifie :

$$\mathbf{M}_1 = \begin{pmatrix} \alpha & \gamma - \delta \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \mathbf{M}_2 = \begin{pmatrix} \delta \mathbf{R}_{mmse} \\ 0 \end{pmatrix}, \mathbf{M}_3 = -\mathbf{M}_{int}^{\text{REG}, \text{MMD}} \quad (3.47)$$

et la commande est calculée par projection :

$$\mathbf{M}_4 = \begin{pmatrix} -\mathbf{P}_\beta^{ogc} \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.48)$$

3.7 La commande optimale LQG

Dans le contexte de l'optique adaptative un des critères d'intérêt est la variance de phase résiduelle. Son expression est donnée par l'équation (3.18). Dans les sections précédentes 3.5 et 3.6, les lois de commandes présentées adaptent la solution minimisant le critère statique en boucle ouverte pour fonctionner en boucle fermée dans un contexte dynamique, elles sont fondamentalement sous-optimales. Cette section vise à présenter succinctement la solution de commande

optimale au sens de la minimisation de la variance de phase résiduelle. Cette solution est donnée par l'approche Linéaire Quadratique Gaussienne, LQG, si les trois hypothèses suivantes sont vérifiées :

- le système est linéaire ;
- le critère à minimiser est quadratique ;
- les bruits ont des distributions gaussiennes et ont des matrices de covariance connues.

La problématique de l'optique adaptative se plaçant dans ce contexte, l'approche LQG peut s'appliquer. Le théorème de séparation stochastique permet de traiter le problème en deux temps [Joseph et Tou(1961), Jazwinski(1970), Bar-Shalom et Tse(1974)] : une étape de commande optimale déterministe, sous hypothèse que toutes les grandeurs sont connues, et une étape d'estimation optimale (au sens de la variance minimale) des grandeurs qu'on a supposées connues pour l'étape précédente. Après l'introduction du formalisme d'état généralement utilisé pour résoudre le problème de commande optimale dans le paragraphe 3.7.1, les deux étapes du calcul de la commande optimale seront présentées au paragraphe 3.7.2.

3.7.1 Formalisme d'état appliqué à l'OA grand champ

3.7.1.1 Généralités sur le formalisme d'état

Le formalisme d'état, souvent utilisé en automatique, permet de poser et résoudre plus facilement le problème de commande optimale. Il décrit au travers d'un système d'équations l'évolution temporelle d'un système physique. Un vecteur d'état représentant l'état du système est défini, et on décrit principalement son évolution, les interactions avec des commandes et les mesures. On rappelle dans cette section le formalisme d'état appliqué à un système d'optique adaptative et d'optique adaptative grand champ. De plus amples détails pourront être trouvés dans [Le Roux(2003)] et [Petit(2006)].

Le principe d'un tel formalisme consiste à représenter le système par deux équations constituant le modèle d'état :

- l'équation d'état décrit l'évolution de l'état :

$$\mathbf{X}_{n+1} = \mathbf{A}\mathbf{X}_n + \mathbf{B}\mathbf{u}_n + \eta_n, \quad (3.49)$$

- l'équation d'observation décrit la mesure :

$$\mathbf{y}_n = \mathbf{C}\mathbf{X}_n + \mathbf{w}_n. \quad (3.50)$$

Les différentes variables introduites sont :

- \mathbf{X}_n , l'état du système à l'instant n ,
- \mathbf{u} , l'entrée du système : ce sont les commandes des miroirs déformables dans le cas de l'OA,
- \mathbf{y} , la sortie du système : ce sont les mesures de pentes des analyseurs de surface d'onde dans le cas de l'OA,
- η , une perturbation de matrice de covariance Σ_η : c'est un bruit d'état, blanc, gaussien et décorréolé de \mathbf{X} ,
- \mathbf{w} , une perturbation de matrice de covariance Σ_w : c'est un bruit d'état, blanc, gaussien et indépendant de \mathbf{X} ,
- \mathbf{A} , \mathbf{B} et \mathbf{C} , les matrices du système, elles sont indépendantes du temps en OA, le problème est donc considéré comme stationnaire.

Le modèle d'état ainsi constitué est linéaire stochastique à temps discret. L'établissement d'un tel modèle dans le cas de l'optique adaptative requiert l'établissement d'une équation de mesure ainsi que d'un modèle stochastique de l'évolution de la phase turbulente.

3.7.1.2 Modèles du système d'OA grand champ

La représentation d'état permet de résoudre plus facilement la minimisation du critère d'optimalité défini à l'équation (3.18). Elle nécessite différents modèles et connaissances *a priori*, en particulier, il est nécessaire de mettre en place l'équation de mesure et d'introduire des modèles :

- du miroir déformable à travers la matrice \mathbf{N} ;
- de l'analyseur de surface d'onde à travers la matrice \mathbf{D}_{nEG} ;
- des projecteurs des phases en altitude dans la pupille $\mathbf{M}_\alpha^{n_c}$, $\mathbf{M}_\alpha^{n_{MD}}$;
- de la turbulence.

Les modèles des composants MD, ASO, et des projecteurs ont été construits au paragraphe 3.1.2 et l'équation de mesure y a été introduite. Il nous reste donc maintenant à établir le modèle de turbulence qui sera utilisé dans la suite.

Le modèle utilisé dans mes travaux de thèse a été proposé dans [Le Roux *et al.*(2004)], il est rappelé dans ce paragraphe. Il repose sur l'hypothèse d'une turbulence composée de couches discrètes localisées, indépendantes et de statistique de type Kolmogorov [Noll(1976)] en translation uniforme (hypothèse de Taylor). L'évolution temporelle dans chaque couche c est approximée par un modèle Auto-Régressif d'ordre n (ARn) :

$$\varphi_{c,n+1}^{tur} = \mathbf{A}_c^1 \varphi_{c,n}^{tur} + \mathbf{A}_c^2 \varphi_{c,n-1}^{tur} + \dots + \mathbf{A}_c^k \varphi_{c,n-k+1}^{tur} + \nu_{c,n+1} \quad (3.51)$$

où k désigne l'ordre de l'AR de coefficients $\mathbf{A}_c^1, \dots, \mathbf{A}_c^k$ qui sont des matrices invariantes dans le temps, et ν_c est un bruit blanc gaussien.

Il a été choisi d'utiliser un simple modèle AR1. Le calcul de la matrice \mathbf{A}_c^1 est détaillé dans [Le Roux *et al.*(2004)]. Elle a été choisie diagonale de coefficients a_c^{ii} . On considère un télescope dont la pupille a un diamètre D , un système fonctionnant à une période d'échantillonnage T et une couche c dont la vitesse du vent est V . La phase turbulente est exprimée sur la base des polynômes de Zernike. Les coefficients diagonaux fixent la vitesse de décorrélation des modes de la phase turbulente. Le modèle proposé identifie pour chaque mode de Zernike i le temps caractéristique de corrélation à $\frac{1}{e}$ du modèle AR1 au temps caractéristique de corrélation du modèle de Taylor défini comme l'inverse de la fréquence de coupure de la DSP f_c . On rappelle que $f_c = 0.3(n(i)+1)V/D$ pour un ordre radiale $n(i)$ (ce choix a été discuté dans [Correia(2010)]). Les coefficients de la matrice sont alors :

$$a_c^{ii} = \exp(-0.3(n(i)+1)VT/D). \quad (3.52)$$

Ils sont décroissants par paliers de même ordre radial. On peut noter que le modèle proposé est indépendant de la direction du vent, seule sa norme intervient.

On peut exprimer la turbulence totale dans le champ φ^{tur} en concaténant par bloc les matrices \mathbf{A}_c^1 pour former une matrice \mathbf{A}^{tur} diagonale par bloc et en faisant de même avec les matrices $\nu_{c,n+1}$ pour former la matrice diagonale par bloc ν_{n+1} :

$$\varphi_{n+1}^{tur} = \mathbf{A}^{tur} \varphi_n^{tur} + \nu_{n+1}. \quad (3.53)$$

La matrice de covariance du bruit ν_n est notée Σ_{ν_n} . L'équation 3.53 impose la relation suivante, qui exprime la conservation de l'énergie :

$$\Sigma_{\varphi^{tur}} = {}^t(\mathbf{A}^{tur}) \Sigma_{\varphi^{tur}} \mathbf{A}^{tur} + \Sigma_{\nu} \quad (3.54)$$

φ_n^{tur} et ν_n étant décorrélés. Cette relation définit donc Σ_{ν} dès lors que \mathbf{A}^{tur} est choisie.

Un modèle AR2 peut aussi être utilisé afin de raffiner le modèle d'évolution de la turbulence [Petit(2011)]. Dans ce cas l'évolution de la phase turbulente s'écrit :

$$\varphi_{n+1}^{tur} = \mathbf{A}^{tur} \varphi_n^{tur} + \mathbf{B}^{tur} \varphi_{n-1}^{tur} + \nu_{n+1}. \quad (3.55)$$

avec \mathbf{B}^{tur} une matrice invariante dans le temps, et diagonale par bloc construite de façon analogue à \mathbf{A}^{tur} à partir des matrices diagonales $\mathbf{B}_c^{tur} = \mathbf{A}_c^2$ de l'équation (3.51) de chaque couche c . L'idée est d'approximer la densité spectrale de puissance des modes de Zernike de la turbulence par un signal AR2 qui est considéré comme un signal du second ordre, que l'on peut rendre oscillant ou non en jouant sur son taux d'amortissement ζ . On considère un problème scalaire et un signal AR2 de la forme :

$$y_k = \alpha_1 y_{k-1} + \alpha_2 y_{k-2} + e_k \quad (3.56)$$

où α_1, α_2 sont les coefficients AR2 et e_k un bruit blanc gaussien. Une vibration de pulsation naturelle ω_0 et de taux d'amortissement ζ peut être représentée par le modèle AR2 suivant :

$$\alpha_1 = 2e^{-\zeta\omega_0 T} \cos(\omega_0 T \sqrt{1 - \zeta^2}) \quad (3.57)$$

$$\alpha_2 = -e^{-2\zeta\omega_0 T} \quad (3.58)$$

La pseudo-pulsation propre du système est $\omega_{vib} = \omega_0 \sqrt{1 - \zeta^2}$. En amenant ce dernier proche de 1, on se rapproche du régime apériodique critique. En l'occurrence $\zeta = 0.95$ et $\omega_{vib} = \omega_0 \sqrt{1 - \zeta^2} = 0.3 \frac{(n+1)V}{D} * 2 * \pi * \sqrt{1 - \zeta^2}$ sont les valeurs choisies pour approximer chaque ordre radial n des modes de Zernike. Les coefficients diagonaux de la matrice \mathbf{A}^{tur} sont les coefficients $\alpha_1(n)$ et ceux de la matrice \mathbf{B}^{tur} les coefficients $\alpha_2(n)$. Comme dans le cas AR1, la matrice de covariance du bruit e notée Σ_e est définie par la conservation d'énergie. En considérant un modèle de turbulence Kolmogorov et en prenant comme hypothèse que $\Sigma(\varphi_n \varphi_{n-1}) = \Sigma(\varphi_{n-1} \varphi_n)$ (ce qui n'est pas dans l'absolu vérifié) celle-ci est donnée par :

$$\Sigma_e = \Sigma_{kol} - \left(\mathbf{A}^{tur} \Sigma_{kol} (\mathbf{A}^{tur})^T + \mathbf{B}^{tur} \Sigma_{kol} (\mathbf{B}^{tur})^T + \mathbf{A}^{tur} \Sigma_1 (\mathbf{B}^{tur})^T + \mathbf{B}^{tur} \Sigma_1 (\mathbf{A}^{tur})^T \right), \quad (3.59)$$

avec

$$\Sigma_1 = (\mathbf{I} - \mathbf{B}^{tur})^{-1} \mathbf{A}^{tur} \Sigma_{kol}. \quad (3.60)$$

La figure 3.4 illustre la comparaison des densités spectrales de puissance de quelques modes de Zernike à leurs modèles AR1 et AR2 respectifs. Les densité spectrales de puissance sont obtenues pour une unique couche en translation de D/r_0 normalisé à 1, et la vitesse de vent est d'environ 12 m.s^{-1} pour un télescope de 8 m. On peut observer la meilleure approximation par le modèle AR2 de la fréquence de coupure, mais aussi du comportement asymptotique.

On verra au chapitre 6 que l'AR2 n'apporte que peu de gain sur HOMER, du moins en faible bruit, au regard à sa complexité, on se placera donc dans le cas de l'AR1 pour présenter le formalisme du LQG.

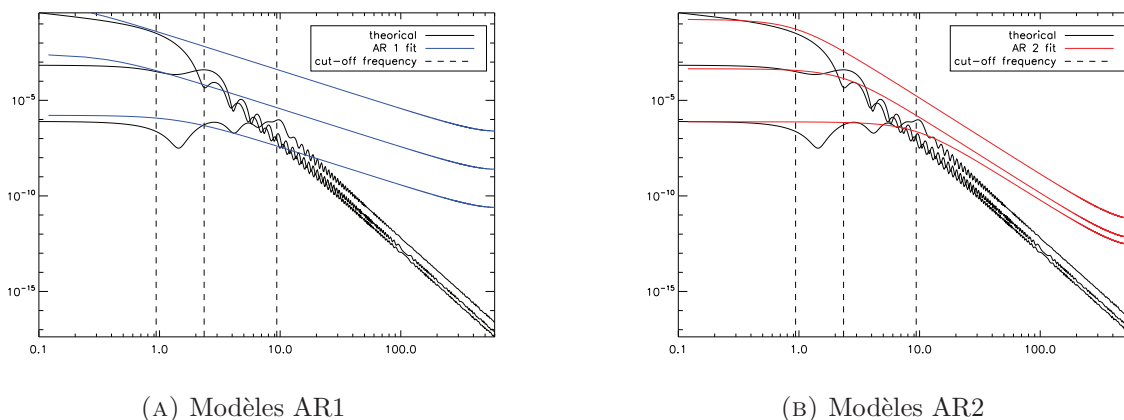


FIGURE 3.4 – Densités spectrales de puissance des modes de Zernike d'ordre 2, 12, 202 et leurs modèles AR. Dans le cas d'un modèle AR2, on peut en particulier visualiser une meilleure approximation des fréquences de coupures et une meilleure reproduction du comportement à hautes fréquences.

3.7.1.3 Formalisme d'état dans le cas de l'OA grand champ

Nous décrivons dans cette partie le modèle d'état associé à l'optique adaptative grand champ. Le choix du vecteur d'état est détaillé dans [Le Roux(2003)] et est simplifié à un vecteur à 4 composantes dans [Petit(2006)]. Nous reprenons ce dernier ici :

$$\mathbf{X}_n = \begin{pmatrix} \varphi_n^{tur} \\ \varphi_{n-1}^{tur} \\ \mathbf{u}_{n-1} \\ \mathbf{u}_{n-2} \end{pmatrix}. \quad (3.61)$$

En exploitant l'équation d'évolution de la turbulence (3.53) et de l'équation de mesure(3.2) on peut réécrire les équations d'état et d'observation (respectivement (3.49) et (3.50)) pour expliciter les matrices \mathbf{A} , \mathbf{B} et \mathbf{C} :

$$\mathbf{X}_{n+1} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}^{tur} & 0 & 0 & 0 \\ \mathbf{I} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix} \mathbf{X}_n + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \mathbf{I} \\ 0 \end{pmatrix} \mathbf{u}_n + \boldsymbol{\eta}_n \quad (3.62)$$

et

$$\mathbf{y}_n = (0 \quad \mathbf{D}_{nEG} \mathbf{M}_\alpha^{n_c} \quad 0 \quad \mathbf{D}_{nEG} \mathbf{M}_\alpha^{n_{MD} \mathbf{N}}) \mathbf{X}_n + \mathbf{w}_n \quad (3.63)$$

avec

$$\boldsymbol{\eta}_n = {}^t(\mathbf{I}, 0, 0, 0) \nu_n. \quad (3.64)$$

Ainsi on identifie :

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}^{tur} & 0 & 0 & 0 \\ \mathbf{I} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \mathbf{I} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{C} = (0 \quad \mathbf{D}_{nEG} \mathbf{M}_\alpha^{n_c} \quad 0 \quad \mathbf{D}_{nEG} \mathbf{M}_\alpha^{n_{MD} \mathbf{N}}). \quad (3.65)$$

On peut noter que dans un cas où le modèle de turbulence considéré n'est plus un AR1 mais un AR2 la matrice \mathbf{A} devient :

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}^{tur} & \mathbf{B}^{tur} & 0 & 0 \\ \mathbf{I} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.66)$$

3.7.2 Commande optimale

On rappelle les deux étapes du calcul de la commande optimale :

- calcul de la commande optimale en information complète : on suppose que l'état est connu à tout instant, donc en particulier que la grandeur d'intérêt φ_{n+1}^{tur} est connue lors du calcul des commandes \mathbf{u}_n ;
- estimation de φ_{n+1}^{tur} qui a été utilisée dans l'étape précédente.

3.7.2.1 Commande optimale en information complète

L'étape de commande optimale en information complète consiste à minimiser le critère quadratique, déterministe, défini dans l'équation (3.29), ce qui conduit en l'absence de dynamique à la solution moindres carrés suivante :

$$\mathbf{u}_n = -\mathbf{P}_\beta^{ogc} \varphi_{n+1}^{tur} \quad (3.67)$$

où \mathbf{P}_β^{ogc} est le projecteur orthogonal de l'espace des phases vers l'espace miroir introduit dans l'équation (3.30). La commande peut se mettre sous la forme d'un retour d'état

$$\mathbf{u}_n = -\mathbf{K}\mathbf{X}_{n+1} \quad (3.68)$$

où $\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \mathbf{P}_\beta^{ogc} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \end{pmatrix}$.

Or φ_{n+1}^{tur} n'est pas connue, on est alors dans un cadre d'information incomplète. Elle est alors remplacée par son estimée optimale au sens de la variance minimale de l'erreur d'estimation, connaissant toutes les mesures $\mathbf{y}_0, \mathbf{y}_1, \dots, \mathbf{y}_n$ jusqu'à l'instant n . Elle est notée $\hat{\varphi}_{n+1/n}^{tur}$ et peut être calculée grâce au filtre de Kalman.

On note que la projection sur les miroirs déformables se fait à l'aide du même projecteur que pour une commande utilisant un reconstruteur de type MMSE. Néanmoins, il ne s'agit pas ici d'une reconstruction statique du front d'onde mais bien d'une problématique d'asservissement en boucle fermée.

3.7.2.2 Estimation de l'état - Filtre de Kalman

Le but de cette partie est de construire l'observateur optimal (au sens de la variance minimale de l'erreur d'estimation) de l'état \mathbf{X}_n et de prédire l'état futur \mathbf{X}_{n+1} dont la première composante, on le rappelle, est φ_{n+1}^{tur} (cf équation (3.61)) intervenant dans le calcul de la commande optimale. La meilleure estimation de l'état au sens du minimum de variance d'erreur d'estimation par une fonction de \mathbf{y} est son espérance conditionnelle sachant toutes les mesures passées ($\mathbf{y}_0, \dots, \mathbf{y}_n$), elle est notée $E(\mathbf{X}_{n+1}|\mathbf{y}_0, \dots, \mathbf{y}_n) = \hat{\mathbf{X}}_{n+1/n}$. Elle est donnée dans un contexte linéaire gaussien par le filtre de Kalman, dont on présente ici les principales étapes. Pour plus

de détails sur ce filtre, le lecteur peut se référer à [Jazwinski(1970), Anderson et Moore(1990)] par exemple.

Les étapes du filtre de Kalman sont les suivantes :

- **le calcul de l'innovation** $\tilde{\mathbf{y}}_{n/n-1}$: elle représente l'information apportée par la nouvelle mesure, c'est la différence entre la vraie mesure \mathbf{y}_n et la prédiction de cette mesure à partir des mesures antérieures $\hat{\mathbf{y}}_{n/n-1}$:

$$\tilde{\mathbf{y}}_{n/n-1} = \mathbf{y}_n - \hat{\mathbf{y}}_{n/n-1} \quad (3.69)$$

avec $\hat{\mathbf{y}}_{n/n-1} = \mathbf{C}\hat{\mathbf{X}}_{n/n-1}$

- **la mise à jour** de l'estimée de l'état courant \mathbf{X}_n en utilisant l'information de l'innovation. Les matrices du modèle d'état étant stationnaires, on peut utiliser la formulation asymptotique du filtre de Kalman sans perte d'optimalité (la perte se fait sentir uniquement sur les premières itérations, négligeables devant les temps de pose utilisés),

$$\hat{\mathbf{X}}_{n/n} = \hat{\mathbf{X}}_{n/n-1} + \mathbf{H}_\infty \tilde{\mathbf{y}}_{n/n-1} \quad (3.70)$$

où \mathbf{H}_∞ est le gain de Kalman asymptotique :

$$\mathbf{H}_\infty = \begin{pmatrix} \mathbf{A}^{tur} \mathbf{H}^{opt} \\ \mathbf{H}^{opt} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.71)$$

où

$$\mathbf{H}^{opt} = \Sigma_\infty^t (\mathbf{D}_{n_{EG}} \mathbf{M}_\alpha^{n_c}) (\mathbf{D}_{n_{EG}} \mathbf{M}_\alpha^{n_c} \Sigma_\infty^t (\mathbf{D}_{n_{EG}} \mathbf{M}_\alpha^{n_c}) + \Sigma_w)^{-1}. \quad (3.72)$$

Les commandes \mathbf{u}_{n-1} et \mathbf{u}_{n-2} sont déterminées, donc non estimées. La matrice de covariance d'erreur d'estimation de φ^{tur} , notée Σ_∞ , est la solution asymptotique de l'équation algébrique de Riccati :

$$\begin{aligned} \Sigma_\infty &= \mathbf{A}^{tur} \Sigma_\infty^t (\mathbf{A}^{tur}) + \Sigma_\nu \\ &\quad - \mathbf{A}^{tur} \Sigma_\infty^t (\mathbf{D}_{n_{EG}} \mathbf{M}_\alpha^{n_c}) (\mathbf{D}_{n_{EG}} \mathbf{M}_\alpha^{n_c} \Sigma_\infty^t (\mathbf{D}_{n_{EG}} \mathbf{M}_\alpha^{n_c}) + \Sigma_w)^{-1} \mathbf{D}_{n_{EG}} \mathbf{M}_\alpha^{n_c} \Sigma_\infty^t (\mathbf{A}^{tur}) \end{aligned} \quad (3.73)$$

- **la prédiction** en calculant $\hat{\mathbf{X}}_{n+1/n}$:

$$\hat{\mathbf{X}}_{n+1/n} = \mathbf{A}\hat{\mathbf{X}}_{n/n} + \mathbf{B}\mathbf{u}_n. \quad (3.74)$$

Cette équation couplée à l'équation (3.70) on obtient la forme récursive suivante :

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{X}}_{n+1/n} &= \mathbf{A}\hat{\mathbf{X}}_{n/n-1} + \mathbf{B}\mathbf{u}_n + \mathbf{A}\mathbf{H}_\infty \tilde{\mathbf{y}}_{n/n-1} \\ &= \mathbf{A}\hat{\mathbf{X}}_{n/n-1} + \mathbf{B}\mathbf{u}_n + \mathbf{L}_\infty \tilde{\mathbf{y}}_{n/n-1} \end{aligned} \quad (3.75)$$

où $\mathbf{L}_\infty = \mathbf{A}\mathbf{H}_\infty$ est le gain d'observateur, \mathbf{A} et \mathbf{B} les matrices explicitées dans l'équation (3.62).

Ce filtre récursif nécessite pour son implantation le choix de conditions initiales pour l'estimation d'état $\hat{\mathbf{X}}_0 = \hat{\mathbf{X}}_{0/-1}$. L'espérance est supposée nulle, on choisit donc $\hat{\mathbf{X}}_{0/-1} = \mathbf{0}$.

Une des propriétés importantes du filtre de Kalman est la dépendance du gain de l'observateur uniquement à Σ_ν et Σ_w et non aux réalisations de ces bruits. On peut donc résoudre

hors-ligne l'équation de Riccati et calculer le gain à l'avance. Les opérations effectuées en ligne seront le calcul de l'innovation, la mise à jour et la prédiction. De plus, Σ_w peut être considéré comme un paramètre de réglage lors d'une implantation pratique, généralement dans un contexte non optimal. C'est le cas par exemple lorsque les modèles de turbulence ou des composants (ASO, MD ...) ne sont pas bien adaptés (présence d'erreurs de modèles), ou lorsque les hypothèses sur le bruit (blanc gaussien et indépendants entre sous-pupilles et directions) ne sont pas respectées ou encore lorsque les processus étudiés ne sont pas gaussiens. On cherche à absorber ces erreurs en augmentant artificiellement le niveau de bruit c'est à dire en multipliant par un facteur n_{Σ_w} la covariance du bruit. D'une certaine manière, les erreurs de modèles sont alors considérées comme un simple bruit supplémentaire. En augmentant la valeur de n_{Σ_w} la valeur du gain de Kalman \mathbf{H}_{opt} diminue et moins de confiance est accordée aux mesures (puisqu'elles sont considérées comme bruitées) par rapport au modèle d'évolution de la turbulence. On peut cependant s'interroger sur cette méthode qui présuppose implicitement que les erreurs de modèles ont une structure de matrice de covariance identique à celle du bruit ou sont majorées par $(n_{\Sigma_w} - 1)\Sigma_w$. Cette limitation sera abordée au chapitre 6.

Les différents paramètres à ajuster sont :

- l'altitude des couches reconstruites ;
- la vitesse et la force de la turbulence de chaque couche ;
- le nombre de modes reconstruit dans chaque couche ;
- le facteur de réglage n_{C_w} ;
- le nombre de modes à filtrer lors du calcul du projecteur de la phase vers les commandes des miroirs déformables.

La commande LQG présente plusieurs propriétés intéressantes pour les systèmes d'optique adaptative :

- elle est optimale vis à vis du critère d'intérêt et par rapport aux modèles présentés, ce dans un cadre dynamique boucle fermée ;
- elle minimise le critère adéquat, ce qui permet de spécifier un champ de correction différent du champ d'analyse, le LQG est donc applicable à la LTAO ou OAMC ;
- elle peut être utilisée sur des systèmes dynamiques boucle ouverte tels que la MOAO [Sivo *et al.*(2012)] ;
- elle peut filtrer des composantes exogènes telles que les vibrations [Petit *et al.*(2008), Meimon *et al.*(2010)] ;
- la dynamique temporelle du miroir peut être gérée [Looze(2007), Correia *et al.*(2010b)] ;
- les problèmes de saturations des miroirs déformables peuvent être gérés [Kulcsár *et al.*(2007), Kulcsár *et al.*(2008)] ;

En revanche, la commande LQG présente l'inconvénient majeur de sa complexité du point de vue calculatoire, ce qui peut sembler être limitant dans la perspective des systèmes d'OA à grand nombre de degrés de liberté. Cependant, plusieurs études sont actuellement menées afin de réduire cette complexité. C. Correia [Correia *et al.*(2010a), Correia(2010)] propose une approche par algorithmes itératifs remplaçant les multiplications vecteur-matrice associées à une approximation par matrice creuse de la matrice de covariance de l'erreur d'estimation pour réduire le coût calculatoire en ligne pour de tels systèmes. On peut encore citer [Massioni *et al.*(2011)] qui propose un calcul rapide du gain Kalman afin de diminuer les coûts calculatoires hors-ligne, reposant fondamentalement sur une transformée de Fourier hors-ligne de la phase sur support infini et non périodique (les calculs en ligne se font directement sans passer par l'espace de Fourier avec le schéma classique décrit ci-dessus). Le coût calculatoire ne dépend plus du diamètre du télescope mais seulement du nombre de couches estimées et du nombre d'étoiles guides, et

cette réduction n'entraîne qu'une faible perte de performance (seules des études numériques ont été conduites à l'heure actuelle). Les deux méthodes de C. Correia et P. Massioni peuvent être combinées afin de diminuer les coûts calculatoire hors ligne et en ligne. D'autres approches sont actuellement à l'étude pour réduire le coût calculatoire issues de travaux récents notamment dans le cadre de la météorologie, par exemple l'ETKF pour *Ensemble Transform Kalman filter* [Gray et al.(2012)].

De plus, la commande LQG reposant sur des modèles de composants et de turbulence, et si le filtre de Kalman et le retour d'état offrent une stabilité du modèle en choisissant la matrice \mathbf{A} , la robustesse en stabilité et performance doit être étudiée et comparée à celle offerte par les autres lois de commande. Une analyse expérimentale de cette robustesse est conduite au chapitre 6.

Il est intéressant de noter que lorsque certaines hypothèses ne sont pas respectées, la commande LQG perd son optimalité. Il s'agit des cas où :

- les processus étudiés ne sont pas gaussiens mais toujours blancs. Le filtre de Kalman fournit alors uniquement le meilleur estimateur linéaire de variance minimum non biaisé.
- si on utilise des majorants de la variance du bruit, le filtre est sous-optimal mais la variance d'erreur d'estimation calculée est garantie ;
- si les processus sont stationnaires non blancs, le filtre de Kalman n'est plus de variance minimale mais on dispose de formules permettant de calculer la dégradation liée aux corrélations ;
- les modèles choisis pour la turbulence et les éléments du système (ASO, MD...) ne sont pas conformes à la réalité. Il y a alors des erreurs de modèles. C'est concrètement ce qui se passe le plus souvent sur un banc expérimental.

3.7.3 Expression du LQG pour implantation sur HOMER

Maintenant le formalisme et les équations de la commande LQG exposés, on souhaite l'exprimer de façon à l'implanter dans le RTC de HOMER sous la forme de l'équation (4.1).

Les équations de la commande LQG peuvent être reformulées par un système de trois équations regroupant les étapes d'estimation de la phase turbulente, de la prédiction, puis de la projection de la phase prédite sur les miroirs déformables qui explicitent les estimées de la phase φ^{tur} :

$$\begin{cases} \hat{\varphi}_{n/n}^{tur} &= \hat{\varphi}_{n/n-1}^{tur} + \mathbf{A}^{tur} \mathbf{H}_{opt} (\mathbf{y}_n - \hat{\mathbf{y}}_{n/n-1}) \\ \hat{\varphi}_{n+1/n}^{tur} &= \mathbf{A}^{tur} \hat{\varphi}_{n/n}^{tur} \\ \mathbf{u}_n &= -\mathbf{P}_{oagc} \hat{\varphi}_{n+1/n}^{tur} \end{cases} \quad (3.76)$$

avec

$$\hat{\mathbf{y}}_{n/n-1} = \mathbf{D}_{nEG} \mathbf{M}_{\alpha}^{n_c} \hat{\varphi}_{n/n-1}^{tur} + \mathbf{D}_{nEG} \mathbf{M}_{\alpha}^{n_{MD}} \mathbf{N} \mathbf{u}_{n-2}. \quad (3.77)$$

Ceci permet d'obtenir l'expression suivante :

$$\hat{\varphi}_{n+1/n}^{tur} = \mathbf{A}^{tur} \hat{\varphi}_{n/n-1}^{tur} + (\mathbf{A}^{tur})^2 \mathbf{H}_{opt} \left[\mathbf{y}_n - \left(\mathbf{D}_{nEG} \mathbf{M}_{\alpha}^{n_c} \hat{\varphi}_{n/n-1}^{tur} + \mathbf{D}_{nEG} \mathbf{M}_{\alpha}^{n_{MD}} \mathbf{N} \mathbf{u}_{n-2} \right) \right]. \quad (3.78)$$

Lors de l'implantation du LQG dans le RTC, le vecteur de paramètres considéré \mathbf{X} est toujours celui défini par l'équation (3.45) :

$$\mathbf{X}_n = \begin{pmatrix} \hat{\varphi}_{n/n-1}^{tur} \\ \hat{\varphi}_{n-1/n-1}^{tur} \end{pmatrix},$$

à ne pas confondre avec le vecteur d'état de l'équation (3.61) utilisé pour décrire le formalisme du LQG.

On obtient alors :

$$\begin{aligned}
\mathbf{M}_1 &= \begin{pmatrix} \mathbf{A}^{tur} - (\mathbf{A}^{tur})^2 \mathbf{H}_{opt} \mathbf{D}_{n_{EG}} \mathbf{M}_\alpha^{n_c} & \mathbf{0} \\ \mathbf{I} - \mathbf{A}^{tur} \mathbf{H}_{opt} \mathbf{D}_{n_{EG}} \mathbf{M}_\alpha^{n_c} & \mathbf{0} \end{pmatrix} \\
\mathbf{M}_2 &= \begin{pmatrix} (\mathbf{A}^{tur})^2 \mathbf{H}_{opt} \\ \mathbf{A}^{tur} \mathbf{H}_{opt} \end{pmatrix} \\
\mathbf{M}_3 &= \mathbf{D}_{n_{EG}} \mathbf{M}_\alpha^{n_{MD}} \mathbf{N}
\end{aligned} \tag{3.79}$$

La commande est calculée par projection :

$$\mathbf{M}_4 = \begin{pmatrix} -\mathbf{P}_\beta^{oagc} \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{3.80}$$

3.8 Conclusion

Ce chapitre a mis en place la modélisation d'une optique adaptative grand champ et les principales notations et équations qui sont utilisées dans ce manuscrit. Le principe de quatre lois de commande applicables à l'optique adaptative grand champ est présenté, je me suis concentrée sur l'intégrateur classique, le MD virtuel, le POLC et le LQG, car elles explorent un grand spectre de complexité et d'optimalité, et ce sont ces lois de commande que j'ai implantées et validées expérimentalement sur le banc HOMER. Ce sont aussi les principales approches envisagées à l'heure actuelle pour les futurs systèmes d'optique adaptative grand champ sur les télescopes géants (VLT et ELT). Elles sont placées par ordre croissant de complexité sur le schéma figure 3.5 qui récapitule les lois de commande implantées. L'intégrateur classique est la plus simple d'implantation. En revanche, ne possédant pas de capacités de reconstruction du volume turbulent, elle est limitée en performance. Le contrôle de type MD virtuel et le POLC s'appuient toutes deux sur le restructeur optimale statique de la phase turbulente et l'adaptent par des techniques *ad hoc* au fonctionnement boucle fermée dynamique qui est le cadre nominal d'un système de LTAO ou d'OAMC. Enfin, le LQG est la solution certes optimale vis-à-vis de la minimisation de la variance de phase résiduelle, mais aussi la plus complexe à la fois du point de vue des calculs temps réel mais aussi en ce qui concerne les calculs hors-ligne nécessaires au bon fonctionnement de la méthode.

Les deux chapitres suivants sont consacrés au banc d'OA grand champ qui a été le support de mes travaux. Le chapitre 4 présente le banc, ainsi que les étalonnages de ses principaux composants que j'ai effectués, et les procédures d'optimisation mises en place sont exposées chapitre 5. Les lois de commande sont ensuite implantées sur le banc sous la forme adéquate présentée dans ce chapitre. Le chapitre 6 est consacré à l'optimisation des paramètres des lois de commande, la robustesse de ces lois au bruit et l'évolution de la performance obtenue en fonction du champ d'analyse.

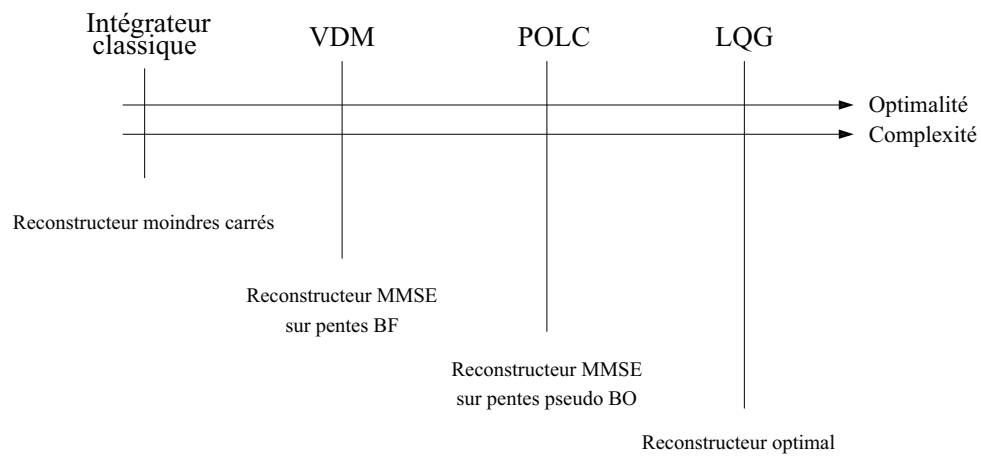


FIGURE 3.5 – Récapitulatif des lois de commande implantées sur HOMER classées par complexité croissante.

CHAPITRE 4

LE BANC D'OA GRAND CHAMP HOMER

Sommaire

4.1	Description de HOMER	70
4.1.1	Caractéristiques générales du banc	70
4.1.2	Le module source	71
4.1.3	L'espace turbulent	72
4.1.4	L'espace de correction	73
4.1.5	L'analyseur de surface d'onde	74
4.1.6	La voie imagerie	76
4.1.7	Le calculateur temps réel	76
4.2	Spécifications de la matrice de microlentilles	78
4.3	Étalonnage des miroirs déformables	78
4.3.1	Étalonnage du miroir déformable dans la pupille	80
4.3.2	Étalonnage du miroir déformable en altitude	85
4.4	Étalonnage du simulateur de turbulence	88
4.4.1	Caractérisation spatiale de la turbulence	89
4.4.2	Caractérisation temporelle de la turbulence	91
4.5	Étalonnage de la caméra imagerie	94
4.6	Simulation numérique de HOMER et modélisation des composants	96
4.6.1	Simulateur de turbulence	96
4.6.2	Simulateur et modèle de l'analyseur de surface d'onde	96
4.6.3	Simulateurs et modèles des miroirs déformables	98
4.6.4	Simulateur du contrôleur	99

Ce chapitre est consacré à la description et à l'étalonnage du banc d'OA grand champ de l'Onera : HOMER (*Hartmann Oriented Multi-conjugate adaptive optics Experimental Resource*). Il a été financé et développé grâce au support de la DGA dans le cadre de la thèse d'A. Costille [Costille(2009)]. Il a été le support de mes travaux de thèse, j'ai notamment contribué à mettre en oeuvre et optimiser la procédure de réglage de ce banc complexe ainsi qu'à l'intégration de nouveaux composants.

La section 4.1 décrit succinctement le banc HOMER et ses principaux composants, plus de détails pourront être trouvés dans [Costille(2009)] concernant le dimensionnement et les composants déjà présents sur le banc. Durant mes travaux, j’ai intégré et validé plusieurs nouveaux éléments du banc, leur étalonnage est présenté dans les sections suivantes : la matrice de micro-lentilles de l’ASO pour remplacer l’ancienne, non pérenne, à la section 4.2, la caractérisation des miroirs déformables, dont un nouveau comprenant un anneau de moteurs de garde est effectuée à la section 4.3, le module générant une turbulence réaliste est étalonné en section 4.4, et la réponse de la caméra imagerie est étudiée à la section 4.5.

Ces étalonnages précis permettent notamment de construire des modèles réalistes afin de simuler numériquement le banc, dans le but de comparer et interpréter les résultats expérimentaux. L’outil de simulation numérique est présenté en section 4.6. Ces modèles sont aussi utilisés dans la construction des lois de commande tomographiques. On confrontera donc hypothèses sur lesquelles reposent ces lois de commande et caractéristiques réels des composants.

4.1 Description de HOMER

Le banc HOMER est un banc de laboratoire dédié à la validation expérimentale de concepts d’OA grand champ fonctionnant en boucle fermée décrits au chapitre 3 : GLAO et LTAO où la correction s’effectue avec un seul miroir déformable, et OAMC où la correction est effectuée à l’aide de deux miroirs déformables.

C’est un banc fonctionnel et souple permettant de tester et de valider les différents concepts d’optique adaptative grand champ. Une partie de mon travail a été d’implanter, de valider et de comparer les lois de commande en optique adaptative grand champ proposées par différentes équipes en utilisant le banc HOMER. Le banc permet aussi d’étudier les problématiques de calibrations et d’optimisation fines qui seront détaillées dans le chapitre 5 comme celles des modèles utilisées dans ces mêmes lois de commande, ou celles des aberrations propres du système.

Cette partie décrit le banc HOMER de façon générale au paragraphe 4.1.1 puis dans les paragraphes suivants ses principaux éléments de façon plus spécifique.

4.1.1 Caractéristiques générales du banc

Le banc HOMER est un banc d’optique adaptative grand champ, il est doté de deux miroirs déformables. Un miroir déformable conjugué de la pupille permet des études en OA classique, en LTAO et GLAO. Un deuxième miroir déformable, conjugué en altitude, permet en plus des études en OAMC. Afin d’étudier différentes configurations, le deuxième MD peut être conjugué à des altitudes variables, sans changer d’optiques.

Il est aussi doté de plusieurs sources non résolues réparties dans le champ pour analyser simultanément le front d’onde dans différentes directions et pour l’étude des performances dans le champ. L’analyse multi-directionnelle nécessite aussi plusieurs ASO répartis dans le champ, ou un ASO voyant tout le champ. Sur HOMER c’est la solution de l’unique ASO grand champ qui a été retenue. De même, la voie imagerie est grand champ afin d’estimer les performances dans différentes directions de façon simultanée.

Enfin, la turbulence injectée est tri-dimensionnelle et dynamique, elle est représentative de conditions réalistes. Un schéma optique du banc est présenté figure 4.1, et une photographie du banc ainsi que de ses principaux éléments peut être visualisée figure 4.2.

L’architecture de HOMER a été choisie pour que le banc soit représentatif d’un système composé d’un télescope de 8 m de diamètre (type VLT) observant un champ de deux minutes

d'arc dans l'infrarouge en particulier du point de vue de l'anisoplanétisme. Plusieurs mises à l'échelle ont été effectuées afin de conserver les rapports représentatifs suivants :

- D/r_0 : la force de la turbulence ;
- $\alpha h/D$: le découvrément pupillaire (paragraphe 1.4.1) est relié à l'anisoplanétisme : plus le découvrément pupillaire est fort, plus l'anisoplanétisme est important ;
- $v_{vent}/(D * F_{ech})$ pour chaque couche caractérise la dynamique temporelle de la turbulence.

et les différentes optiques et éléments ont été spécifiées afin de respecter ces mises à l'échelle. Le dimensionnement du banc en conservant ces trois paramètres ne permet toutefois pas la conservation des effet de scintillation (voir paragraphe 4.1.4).

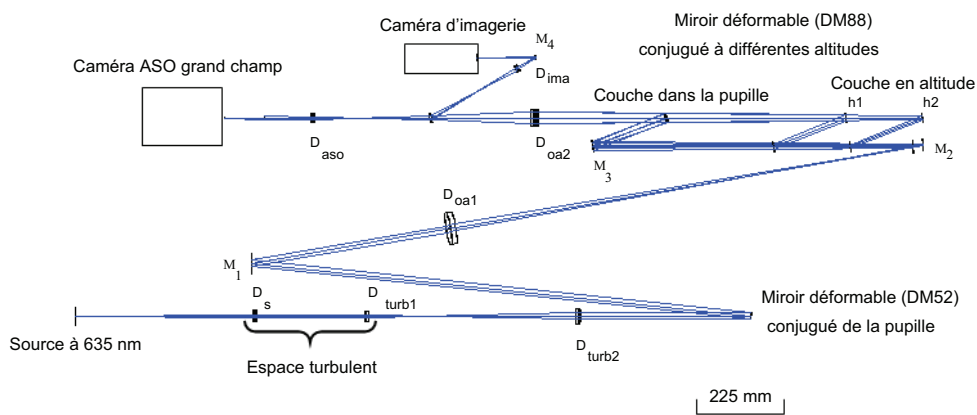


FIGURE 4.1 – Schéma optique du banc HOMER.

4.1.2 Le module source

HOMER étant un banc destiné à étudier les concepts d'OA grand champ, plusieurs sources réparties dans le champ doivent être disponibles simultanément. Le module source est un système multi-sources reconfigurable, composé de plusieurs diodes laser à 635 nm (largeur spectrale à mi-hauteur 5 nm) couplées à des fibres et réparties sur une grille cartésienne 9x7 permettant de couvrir régulièrement un champ équivalent de deux minutes d'arc. On peut visualiser le module multi-source fabriqué par la société IDIL pour HOMER sur la figure 4.3(a). L'espacement sur la face avant est de 4.3 mm en x et de 5 mm en y . La figure 4.3(b) présente les sources disponibles, représentées par des croix. La position des sources est identifiée par des lettres en x et des chiffres en y . On peut aussi l'associer à un découvrément pupillaire entre l'étoile considérée et la source sur axe (étoile D5) à l'altitude de 13800 m. Le champ total représenté par le module source est de $484\lambda/D * 427\lambda/D$.

Les sources sont placées au foyer d'un doublet de collimation nommé D_s et simulent ainsi des étoiles guides naturelles.

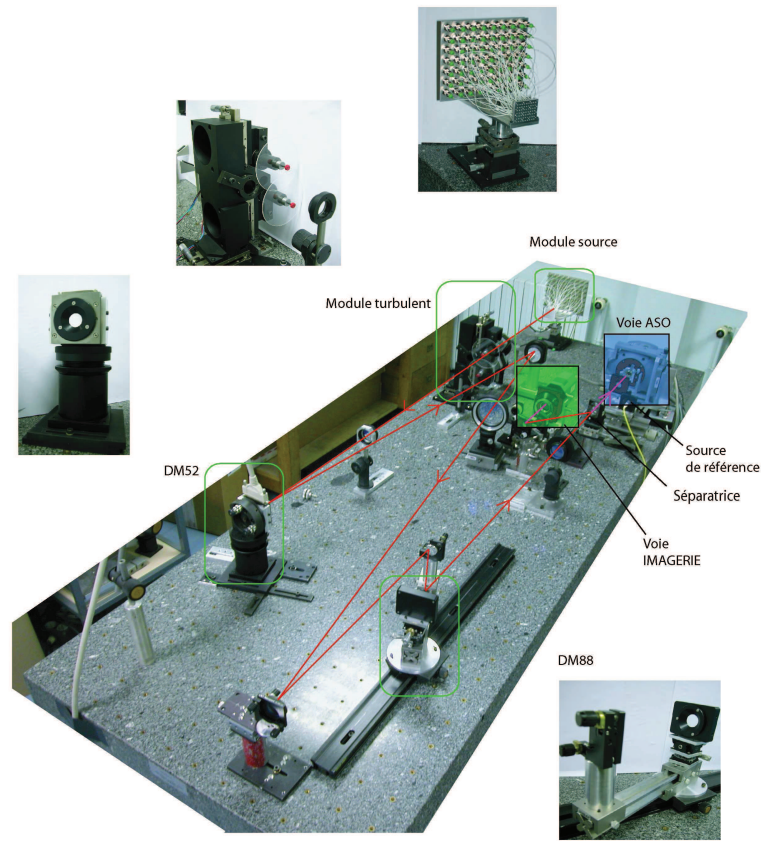


FIGURE 4.2 – Photographie du banc HOMER, le trajet optique est indiqué. On peut visualiser les éléments importants du banc.

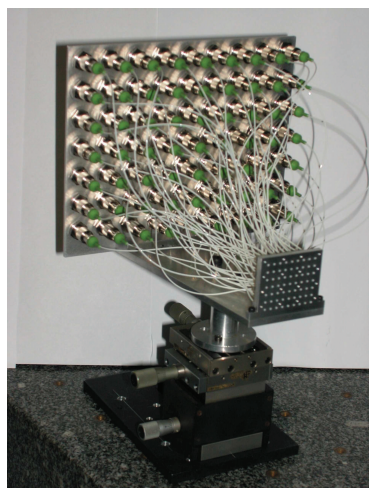
4.1.3 L'espace turbulent

L'espace turbulent défini entre les deux lentilles D_s et D_{turb1} représente la traversée atmosphérique de la lumière, le faisceau y est collimaté. C'est ici que la pupille, de diamètre $D = 4$ mm est définie et que le module turbulent a été positionné. Ce module est composé de trois moteurs entraînant chacun un écran en transmission et simulant une turbulence de type Von Karman (voir la section 4.4 pour le détail des caractéristiques de la turbulence).

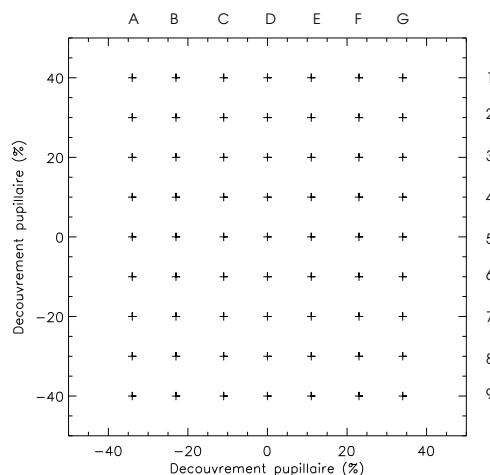
Un écran est conjugué de la pupille, les autres sont placés en amont pour simuler des couches en altitude, altitude que l'on peut faire varier, jusqu'à une altitude maximale de 13 km sur le ciel dans un cas équivalent du VLT (correspondant à 39 mm sur le banc).

La caractérisation que j'ai effectuée de la turbulence injectée est présentée dans la section 4.4.

Suit ensuite un système afocal formé de deux doublets convergents D_{turb1} et D_{turb2} , dont l'espace intermédiaire est télécentrique, ce qui permet de faciliter les réglages. Il permet la conjugaison pupillaire, entre l'altitude 0 de l'espace turbulent (sol) et le premier miroir déformable



(A) Photographie du module source de HOMER. Au premier plan, les sorties de fibres, placées dans le plan focal objet de D_{so} . En arrière plan l'interface mécanique comportant des connecteurs FC/PC espacés.



(B) Position des sources dans l'espace d'entrée. Elles sont soit repérées par une lettre et un chiffre (respectivement en abscisse et en ordonnée) soit par le découvremment entre l'étoile considérée et l'étoile sur axe D5 à une altitude de 13800 m.

FIGURE 4.3 – Module source de HOMER.

qui matérialise la pupille du système.

4.1.4 L'espace de correction

Le système de correction est composé de deux miroirs MD^{sol} et MD^{alt} respectivement dans l'espace objet collimaté et l'espace image convergent du doublet D_{oa1} . Le miroir MD^{sol} est conjugué de la pupille et la matérialise. Le miroir MD^{alt} peut être conjugué à différentes altitudes.

Par soucis de simplicité de réglage lors d'un changement d'altitude de conjugaison du MD^{alt} la solution adoptée sur HOMER est de type *constante enveloppe*, représentée sur la figure 4.4 et inspirée de [Gaessler *et al.*(2005)]. On a tracé en pointillés bleus et noirs les rayons marginaux d'angle $\pm \alpha_{cste-env}$. Pour chaque couleur, un des rayons marginaux passe par le foyer objet de D_{oa1} et ressort donc parallèle : les faisceaux d'angle $\pm \alpha_{cste-env}$ s'appuient sur le MD^{alt} quelque soit sa position. Tous les faisceaux d'angle plus petit que $\alpha_{cste-env}$ ont donc leur trace sur le MD^{alt} à l'intérieur du diamètre utile de ce dernier. Lors du dimensionnement du banc, l'angle maximal constante enveloppe a été défini par $2^* \alpha_{cste-env} = 616\lambda/D$.

Grâce à cet astucieux dispositif le MD^{alt} peut être conjugué à des altitudes correspondant à des découvements variant entre 0% (dans ce cas le MD^{alt} est conjugué de la pupille) et 120%, sans aucun changement d'optiques. La seule partie mobile est le support de l'ensemble miroir de renvoi- MD^{alt} qui est translaté sur un rail.

L'équivalence entre distance sur le banc et altitude pour un équivalent VLT est définie comme suit : l'angle $2^* \alpha_{cste-env}$ correspond à un champ VLT de deux minutes d'arc. La position du MD^{alt} en altitude définit les découvements associés aux sources du banc. Afin de se placer dans des conditions de fort découvremment (et donc augmenter l'effet d'anisoplanétisme) il a été

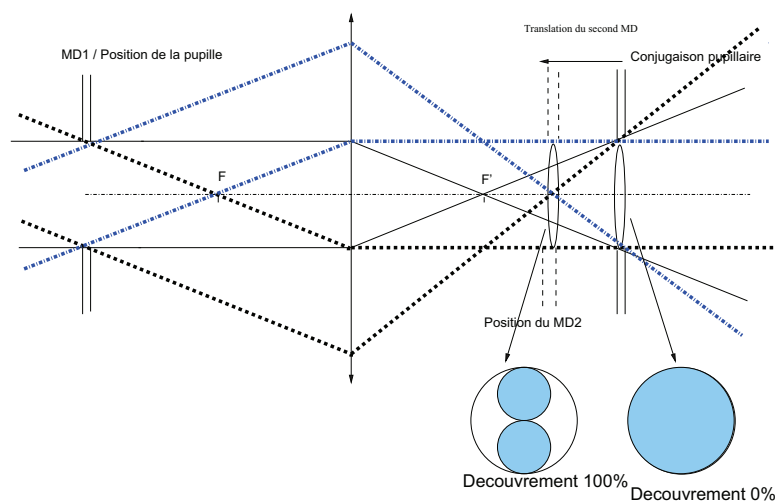


FIGURE 4.4 – Schéma optique de la configuration constante enveloppe. En pointillés bleus et noirs sont tracés les rayons marginaux. Avant la lentille, l'espace est collimaté, après l'espace est convergent.

choisi que $2^* \alpha_{cste-env}$ correspondrait à un découvrement de 100% entre deux étoiles situées aux extrémités de ce champ, ce qui correspond à une altitude de 13800 m.

Le choix de l'équivalence entre deux minutes d'arc sur un système de type VLT et $616\lambda/D$ sur HOMER entraîne une augmentation des effets de scintillations sur HOMER. En effet, un champ de deux minutes d'arc à $\lambda=2.2 \mu\text{m}$ correspond à $2116 \lambda/D$ sur le VLT au lieu des $616\lambda/D$ définis. Ceci se traduit par une augmentation des effets de scintillation, inversement proportionnels à $(D^2/\lambda h)^{5/6}$ [Mahé(2000)]. Dans notre cas, ces effets sont toutefois assez faibles et cela ne sera pas gênant par la suite [Costille(2009)].

4.1.5 L'analyseur de surface d'onde

Une des caractéristiques notables de HOMER est la présence d'un unique ASO pour réaliser l'analyse du front d'onde dans différentes directions. Cette solution a été adoptée dans le but de réduire l'encombrement, et de simplifier les réglages optiques et l'interfaçage électronique grâce à l'absence de problème de synchronisation. En contre-partie, chaque sous-pupille voyant tout le champ, le capteur est composé de $1002*1004$ pixels et sa vitesse de lecture est lente. Le banc fonctionne donc à 12 Hz (la fréquence maximale est 20 Hz). L'évolution de la turbulence a été remise à l'échelle afin d'être représentative d'une turbulence réaliste, en revanche cette fréquence de travail basse entraîne une sensibilité à la turbulence locale ou aux dérives éventuelles du banc (par exemple des miroirs déformables).

L'analyseur est de type Shack-Hartmann dont le principe est décrit au paragraphe 1.3.2. Il est composé :

- d'une matrice de $7*7$ microlentilles ;
- d'une caméra à gain EMCCD ANDOR iXon DU895LC de $1002*1004$ pixels de $8 \mu\text{m}$ de côté.

La figure 4.5 est une photographie de l'ASO et de sa matrice de microlentilles.

La caméra possède différents modes de fonctionnement, on peut ajuster le gain de conversion

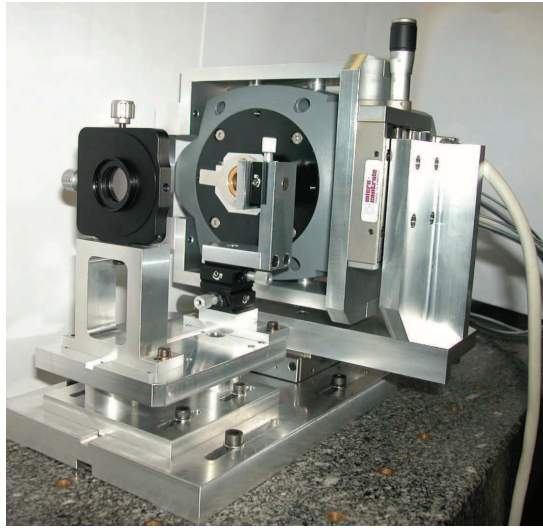


FIGURE 4.5 – Photographie de l’ASO grand champ de HOMER. A droite, la caméra, juste devant elle la matrice de microlentilles se trouve dans son support. A gauche au premier plan, la lentille D_{aso} permet d’obtenir un faisceau collimaté incident sur les microlentilles.

entre les ADU (unités d’enregistrement du signal numérique) et les photo-électrons (entités détectées), ainsi que le gain EMCCD. Sauf mention du contraire, ces deux gains seront égaux à 1. Dans ces conditions, le bruit de lecture est de 24 photo-électrons par trame.

Afin d’étalonner le facteur d’échantillonnage de la caméra ASO, on utilise une méthode par déplacement de point source non-résolu : un tilt est introduit en l’absence de turbulence, et le déplacement du spot induit sur le capteur permet de remonter au facteur de sur-échantillonnage. Il vaut 1 sur HOMER, c’est à dire deux pixels dans la largeur à mi-hauteur de la FEP.

Chaque sous-pupille de l’ASO est composée de 142×142 pixels. Elle voit tout le champ d’analyse, et les zones d’analyse sont sélectionnées par le RTC autour d’une ou plusieurs sources bien définies. Cette multi-analyse effectuée à l’aide d’un ASO unique peut être mieux comprise grâce à la figure 4.6. Chaque zone d’analyse est paramétrée par trois valeurs : sa taille en pixels et les coordonnées (x,y) de son coin supérieur gauche. Il est donc très aisé de changer le nombre et la configuration des étoiles guides.

En revanche, bien qu’il n’y ait qu’un seul analyseur physique, les problématiques de calibration ne sont pas supprimées et l’utilisation d’un tel ASO n’est pas très éloignée d’une utilisation de plusieurs ASO. Nous décrivons dans ce paragraphe les équivalences entre les deux configurations :

- dans une configuration classique, un ASO est placé par direction d’analyse soit en tout de n_{EG} ASO différents, chacun comprenant $n_{spp} * n_{spp}$ sous-pupilles. Pour un unique ASO grand champ, on a n_{EG} zones d’analyse, et l’ASO possède toujours $n_{spp} * n_{spp}$ sous-pupilles qui voient l’ensemble du champ d’analyse ;
- dans une configuration classique, les pentes de référence sont calibrées pour chacun des analyseurs, pour un unique analyseur elles devraient aussi être calibrées pour chacune des directions. Nous verrons au paragraphe 5.4.1 ce qui est effectivement réalisé sur HOMER ;
- le positionnement relatif des différents ASO dans le champ est équivalent à positionner numériquement les zones d’analyse sur le capteur : le calcul de la position théorique des

- EG dans le champ, ou *astrométrie*, s'effectue dans les deux cas par calculs d'optique géométrique à partir des données des optiques de HOMER afin de calculer la conjugaison optique entre le plan source et le plan ASO ;
- les calculs de pentes sont réalisés de la même manière pour les deux solutions puisque le RTC de HOMER traite séparément les informations provenant des différentes directions d'analyse.

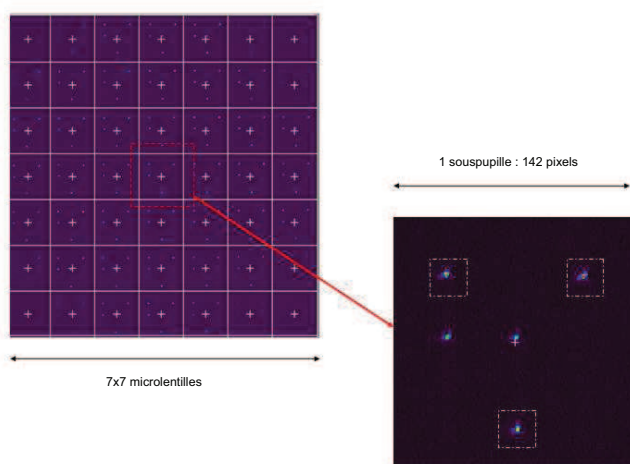


FIGURE 4.6 – Image vue par l'ASO constitué de 7 x 7 sous-pupilles. En zoomant sur l'une d'elles (la sous-pupille centrale ici entourée en rouge), on peut visualiser 5 étoiles dans le champ. L'analyse de surface d'onde est réalisée sur 3 d'entre elles, séparées numériquement par le RTC, et entourées d'un carré blanc.

Le choix du champ maximal est imposé par le champ de vue de l'ASO grand champ fonctionnant à une longueur d'onde λ . Il y a 7*7 sous-pupilles, de taille 142*142 pixels échantillonnées à Shannon, c'est à dire $\lambda/2d_{sspp}$ avec $d_{sspp}=D/7$ le diamètre d'une sous-pupille. En prenant une marge de 10 pixels de chaque côté, chaque sous-pupille de 122*122 pixels voit un champ de $61\lambda/d_{sspp}$, soit $427\lambda/D$, ce qui correspond donc au champ maximal de l'ASO.

4.1.6 La voie imagerie

Séparée de la voie ASO par une lame séparatrice située en amont de D_{aso} la voie d'imagerie ou voie dite *scientifique*, est celle où les étoiles vont être visualisées. Elle est constituée d'une caméra CCD Orca² de HAMAMATSU de 1344×1024 pixels de $13 \mu\text{m}$ dont une photographie est présentée figure 4.7, précédée d'un doublet D_{ima} permettant d'assurer un échantillonnage spatial à $1.05 \times \text{Shannon}$ et l'observation simultanée de tout le champ d'étoiles.

4.1.7 Le calculateur temps réel

Le calculateur temps réel, ou RTC pour *Real Time Computer* a pour rôle clé de calculer en temps réel la commande à envoyer au miroir déformable à partir des données fournies par l'ASO. Le RTC de HOMER a été développé par la société SHAKTI. Il fonctionne sur un simple PC sous le système d'exploitation Linux 32-bits. Il fait suite aux études menées dans [Petit(2006)]

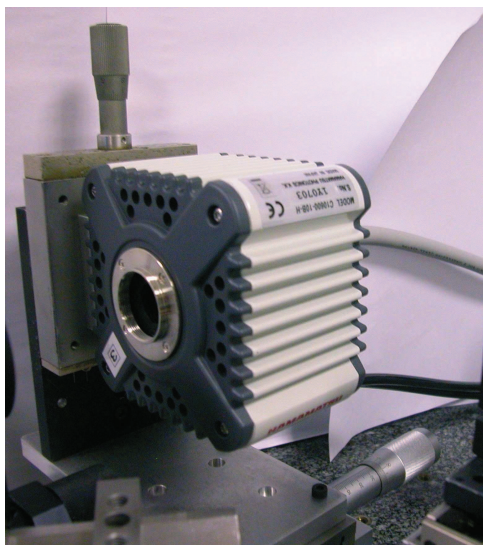


FIGURE 4.7 – Caméra ORCA² : caméra d'imagerie grand champ de HOMER.

qui en ont validé les fonctionnalités et les lois de commandes appliquées. La structure logicielle a été développée dans le cadre du projet INCA [Fleury *et al.*(2004)] et dans le cadre du FP7 (Opticon). Les principales fonctionnalités du RTC ainsi que la structure des lois de commande qui peuvent y être implantées sont présentées.

Le RTC présente plusieurs fonctionnalités, que nous avons utilisées lors des validations expérimentales effectuées :

- le choix entre une analyse du front d'onde monozone ou multizone. Dans ce dernier cas, un fenêtrage numérique de la sous-pupille en différentes zones d'analyse spécifiées par l'utilisateur (taille et emplacement dans la sous-pupille) est conduit, comme expliqué au paragraphe 4.1.5 ;
- le choix de la procédure de calcul du CDG : CDG classique, CDG pondéré ou CDG par corrélation ;
- le choix du seuil appliqué lors du calcul du CDG : seuillage en pourcentage du maximum ou en nombre de pixel ;
- le choix de la loi de commande utilisée.

Le RTC est en effet très flexible et permet d'implanter différentes lois de commande :

- une loi de commande classique, de type intégrateur, qui a été présentée dans la section 3.3. La matrice de commande utilisée est l'inverse généralisé calculé hors-ligne de la matrice d'interaction mesurée expérimentalement. Les équations régissant ce mode de fonctionnement sont les équations (3.23), le gain peut être soit uniforme soit différents entre chaque mode [Gendron(1995)], [Dessenne(1998)] ;
- toute loi de commande pouvant s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathbf{X}_{n+1} &= \mathbf{M}_1 \mathbf{X}_n + \mathbf{M}_2 (\mathbf{y}_n + \mathbf{M}_3 \mathbf{u}_{n-2}) \\ \mathbf{u}_n &= \mathbf{M}_4 \mathbf{X}_{n+1} \end{aligned} \quad (4.1)$$

où \mathbf{X}_n est un vecteur représentant le système dont la taille peut être choisie, \mathbf{y}_n les pentes mesurées par l'ASO et \mathbf{u}_n les tensions calculées par le RTC et envoyées au miroir déformable. \mathbf{M}_2 , \mathbf{M}_3 et \mathbf{M}_4 sont de taille imposée par les dimensions des miroirs et de l'ASO

ainsi que par le choix de la taille de \mathbf{X}_n . Cette formulation n'a pas été optimisée par rapport au coût calculatoire, mais au vue de la basse fréquence de travail et des dimensions réduites par rapport à un vrai système sur HOMER cela n'est pas contraignant. En revanche elle est très flexible et permet d'implanter le VDM, le POLC et le LQG qui peuvent s'exprimer sous cette forme. On se référera respectivement aux sous-sections 3.5.2, 3.6.2 et 3.7.3 pour leur expression.

Chaque module a été optimisé séparément afin d'obtenir une excellente qualité. Que ce soit pour la voie ASO ou pour la voie imagerie, les performances sous ZEMAX correspondent à un rapport de Strehl de 98% à 635 nm.

Plusieurs de ces composants sont arrivés durant mes travaux, je les ai donc étalonnés de façon détaillée avant de les intégrer sur le banc. Les différents étalonnages sont présentés dans les sections suivantes, sections 4.2, 4.3, 4.4 et 4.5.

4.2 Spécifications de la matrice de microlentilles

Les microlentilles de HOMER ont des caractéristiques spécifiques, en particulier leur flèche : chaque microlentille mesure 1.1 mm de côté et a une focale de 28.6 mm à $\lambda=635$ nm. Leur diamètre relativement important (ce sont plutôt des mini-lentilles) est lié au grand nombre de pixels utilisés par sous-pupille et au besoin d'un échantillonnage à Shannon. La matrice de microlentilles actuellement utilisée sur HOMER a été développée spécifiquement avec une technologie Onera, seule technique qui avait été couronnée de succès et qui exploite la différence d'indice entre deux résines moulées.

Néanmoins cette technique était difficilement reproductible et peu pérenne. De plus les matrices fournies pouvaient ne pas être durables dans le temps par l'apparition de bulles d'air. Nous nous sommes donc tournés vers un fournisseur extérieur, KLOE¹ qui a développé des matrices de microlentilles répondant aux spécifications. 3 matrices ont été développées, désignées par K-ONE3-01, K-ONE3-02 et K-ONE3-03, les deux dernières possédant un masque pupillaire. Une photographie de la matrice K-ONE3-02 est représentée figure 4.8(a). Les spécifications et les mesures sur les matrices sont récapitulées dans le tableau 4.1. Les mesures géométriques ont été obtenues par un profilomètre (la figure 4.8(b) est une photographie de la matrice K-ONE3-02 passée au profilomètre) et la focale à l'aide d'un petit banc de test. Les matrices qui seront utilisées sur HOMER seront les K-ONE3-01 et K-ONE3-02 car répondant au mieux au cahier des charges, la K-ONE3-03 a une focale trop courte. La qualité optique de ces matrices semble très bonne, mais les FEP n'ont été visualisées qu'au viseur car l'optomécanique associée n'avait pas encore été approvisionnée. Tous les résultats obtenus au cours de mes travaux l'ont donc été avec la matrice fabriquée à l'Onera, la nouvelle matrice sera implantée sur le banc à la suite de ma thèse.

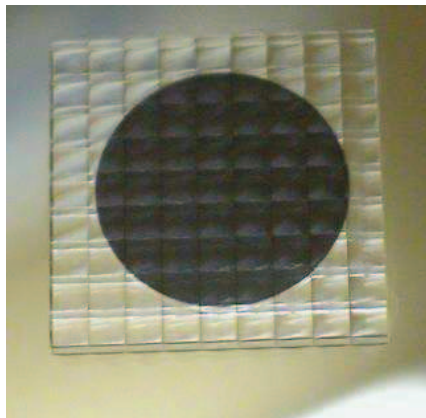
4.3 Étalonnage des miroirs déformables

Nous décrivons dans cette partie les principales caractéristiques des miroirs déformables du banc HOMER et l'étalonnage effectué. Ce sont tout deux des miroirs à membrane magnétique

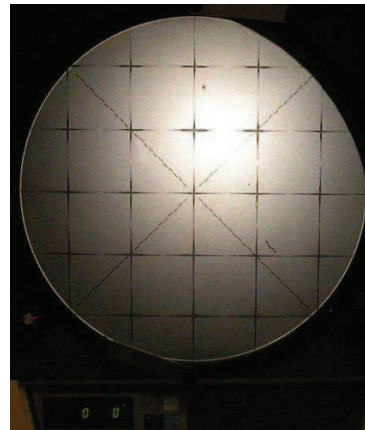
1. www.kloe.fr

	Spécifications	K-ONE3-01	K-ONE3-02	K-ONE3-03
Taille	$1.1 \text{ mm} \pm 0.01$	$1.1 \text{ mm} \pm 0.005$	$1.1 \text{ mm} \pm 0.005$	$1.1 \text{ mm} \pm 0.005$
Orthogonalité	$90^\circ \pm 0.5^\circ$	$90^\circ 3' \pm 3'$	$90^\circ 3' \pm 3'$	$90^\circ \pm 3'$
Taux de remplissage	$\geq 95 \%$	$\geq 95 \%$	$\geq 95 \%$	$\geq 95 \%$
Centrage du masque	$\leq 50 \mu\text{m}$	-	$32 \mu\text{m} \pm 7$	$10 \mu\text{m} \pm 7$
Diamètre du masque	$7.7 \text{ mm} \pm 0.05$	-	7.635 ± 0.007	$7.7 \text{ mm} \pm 0.007$
Focale	$28.6 \text{ mm} \pm 1$	$27.5 \text{ mm} \pm 1.5$	$27.5 \text{ mm} \pm 1.5$	$23 \text{ mm} \pm 1.5$

TABLE 4.1 – Caractéristiques des matrices de microlentilles de HOMER.



(A) Photographie de la matrice de microlentilles K-ONE3-02 avec un masque.



(B) Photographie au profilomètre. Les microlentilles sont jointives, régulières et orthogonales.

FIGURE 4.8 – Matrice de microlentilles 9*9 fabriquée par la société KLOE.

[Rooms et Charton(2007)], contrôlés en intensité, développés par la société grenobloise ALPAO². La membrane continue est déformée grâce à des aimants placés devant des bobines. Le courant circulant dans ces dernières crée une force permettant d'éloigner ou de rapprocher les aimants ce qui va déformer la membrane. Le principe de fonctionnement est illustré chapitre 1 figure 1.10. Leurs points forts principaux sont une bonne linéarité et une grande course des actionneurs. Ce dernier point permet de s'affranchir d'un miroir dédié à la correction des modes tip/tilt, car ils peuvent être directement corrigés par les miroirs déformables eux-mêmes. Leur point faible est leur bande passante relativement faible par rapport aux autres types de miroirs déformables. Mais puisque le banc HOMER fonctionne autour d'une douzaine de Hertz, ce point n'est pas un critère négatif pour notre application, sauf en ce qui concerne la gestion de la turbulence locale. Le tableau 4.2 regroupe les principales caractéristiques des deux miroirs déformables de HOMER : MD^{sol} et MD^{alt}.

Plusieurs caractéristiques des miroirs ont besoin d'être connues précisément, afin d'étalonner la réponse du miroir en terme de front d'onde généré, de mettre à plat le miroir, ou d'obtenir des modèles réalistes pour les lois de commande tomographiques (cf chapitre 3). Par exemple, la commande LQG utilise un modèle du miroir déformable lors de la projection de la phase estimée

2. www.alpao.com

	MD ^{sol}	MD ^{alt}
Nombre d'actionneurs	88	88
Nombre d'actionneurs dans la pupille	52	88
Diamètre utile (mm)	17.5	22.5
Pas inter-actionneur (mm)	2.5	2.5
Coefficient de couplage	0.40	0.65
Bande passante (1ère résonance) (Hz)	630	150

TABLE 4.2 – Caractéristiques des deux miroirs déformables de HOMER.

lors du calcul de la commande. Une étude avec un HASO 128*128 sous-pupilles de la société Imagine Optics a donc été menée pour chacun des deux miroirs et différents paramètres ont été étalonnés :

- la déformée au repos pour s'assurer d'avoir suffisamment de dynamique pour corriger la turbulence une fois le miroir remis à plat ;
- les intensités de mise à plat du miroir afin de corriger la déformée propre du miroir pour aligner et faire fonctionner le banc ;
- les fonctions d'influence des moteurs, c'est à dire la réponse en terme de déformation de front d'onde à une intensité envoyée à chacun des moteurs pour construire des modèles réalistes ;
- la mise à plat accessible par le miroir ;
- la dérive temporelle du miroir lorsque ses moteurs sont soumis à une intensité car le banc fonctionne à une faible cadence et car la remise à plat du miroir doit être pérenne pour les calibrations ;
- la linéarité de réponse des moteurs, c'est à dire la réponse des actionneurs à une rampe d'intensité pour assurer de bonnes performances ;
- la reproductibilité de la réponse à une intensité pour assurer de bonnes performances ;
- la linéarité spatiale du miroir, c'est à dire la réponse de plusieurs moteurs excités en même temps pour construire des modèles réalistes.

Nous avons estimé l'incertitude de mesure du front d'onde à $\pm 0.01\mu\text{m}$ optique en PV par une série de trente mesures HASO sur un front d'onde plan.

4.3.1 Étalonnage du miroir déformable dans la pupille

Le premier miroir déformable rencontré sur le trajet optique, appelé MD^{sol}, est composé de 88 actionneurs, dont 52 dans la pupille et un anneau d'actionneurs de garde nécessaire pour éviter les effets de bord. Au début de mes travaux, un autre miroir déformable était implanté, composé uniquement de 52 actionneurs commandés en tensions. Il a été mis en évidence que l'absence d'anneau de garde limitait les performances. On peut voir sur la figure 4.9 la forme de l'ancien miroir lorsqu'on cherchait à optimiser la performance sur la caméra imagerie (cette procédure est détaillée à la section 5.3). Elle a été obtenue en reconstruisant la phase à partir des 66 premiers polynômes de Zernike d'où l'absence de très hautes fréquences spatiales. On voit clairement un effet de dentelle sur les bords : à cause de l'absence de moteurs de garde, les moteurs de bords subissent des contraintes et cela limite les performances, en particulier cela introduit de hautes fréquences spatiales indésirables. De plus, la commande en tensions présentait des instabilités. En effet, l'intensité effectivement reçue par les bobines variait en fonction de la résistance, et de la qualité de la connexion entre le câble et le miroir. Le miroir est maintenant alimenté en

intensité et les câbles ont été très assouplis afin de limiter les contraintes exercées sur le miroir.

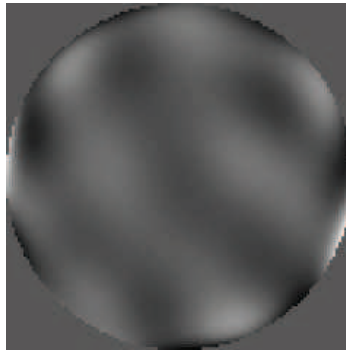


FIGURE 4.9 – L’effet dentelle du à l’absence de moteurs de garde sur l’ancien MD dans la pupille.

Les actionneurs sont placés selon une grille cartésienne 10×10 , la distance inter-actionneurs est de 2.5 mm. C’est ce miroir qui matérialise la pupille (il n’y a pas de matérialisation de pupille dans l’espace turbulent), qui mesure 17.5 mm. Il peut être visualisé sur son support sur la figure 4.10.

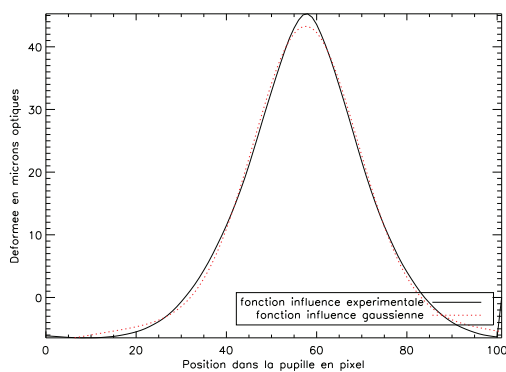
En premier lieu, les fonctions d’influence ont été étalonnées pour chacun des actionneurs, en les soumettant à un tirer/pousser de 0.05 A soit 25% de la course maximale, et en enregistrant le front d’onde généré. L’ensemble de ces fonctions d’influence est concaténé pour former la matrice d’influence du miroir, appelée \mathbf{N}^{sol} . La figure 4.11(a) montre la fonction d’influence du moteur 49 ainsi que l’approximation par une gaussienne. Les deux courbes sont relativement proches, mais on note tout de même une différence de deux microns optiques sur l’amplitude et une différence de réponse loin du moteur. On calcule pour tous les moteurs le coefficient de couplage, défini comme le rapport entre le maximum de la déformée générée par un moteur et la déformée qu’il engendre au niveau de ses plus proches voisins, moyenné sur tous les moteurs. La figure 4.11(b) est la coupe des fonctions d’influence du moteur 49 et de deux de ses plus proches voisins, les moteurs 48 et 50. Le coefficient de couplage pour ce moteur est 40%. En moyenne sur l’ensemble des moteurs, on trouve 40 % (donnée constructeur 45% \pm 5% . La déformée optique moyenne est 29 microns mécaniques pour 1 A pour les moteurs du centre. Bien évidemment, cette valeur est plus faible pour les moteurs de bord qui ne sont pas dans la pupille mais cachés par le masque.

Le MD^{sol} présente une très bonne linéarité dans la plage d’utilisation standard \pm 0.08 A, comme on peut le voir sur la courbe 4.12. Les pentes différentielles observées sont prises en compte dans la boucle d’optique adaptative, car cette différence d’amplitude de réponse est prise en compte dans la matrice d’interaction. La linéarité spatiale du miroir est aussi très bonne, comme le montre l’exemple de la figure 4.13. On a comparé la déformée obtenue par tirer/pousser de neuf moteurs et celle générée par sommation des neuf fonctions d’influence (donc obtenues individuellement). L’énergie contenue dans les 351 premiers modes de Zernike de la différence des deux phases est de 0.355 rad^2 , dont 0.348 rad^2 à 635 nm contenus dans le tip/tilt. Le tip/tilt résiduel est principalement lié à la procédure d’acquisition et aux dérives du système (turbulence locale, dérive thermique du miroir et de la monture...). La différence entre les deux est donc très faible.

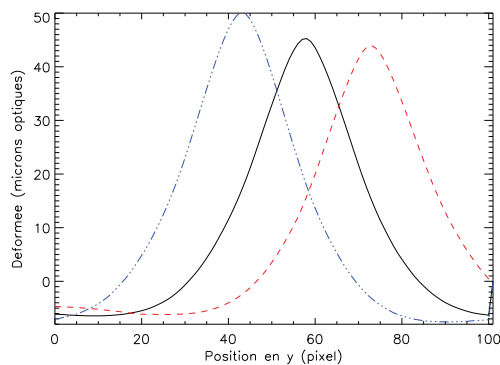
Le MD^{sol} présente une aberration au repos ϕ_{repos}^{sol} , c’est à dire quand il n’est soumis à aucune tension, de 4.3 microns optiques PV, ou 1.1 microns optiques RMS. Elle est représentée sur la figure 4.15(a). On peut calculer les intensités de remise à plat \mathbf{i}_{plat}^{sol} grâce à la matrice d’influence



FIGURE 4.10 – Photo du MD^{sol} sur son support mécanique. On peut voir les câbles d'alimentation branchés derrière le MD et maintenus sur un support pour réduire les contraintes.



(A) Fonction d'influence du moteur 49. En pointillés, l'approximation par une gaussienne.



(B) Trois fonctions d'influence voisines. Le couplage du moteur 49 représenté en noir est estimé à 40 %.

FIGURE 4.11 – Coupes axiales de fonctions d'influence en microns optiques du MD^{sol} pour 1 A appliqué.

étalonnée précédemment :

$$\mathbf{i}_{plat}^{sol} = \left(\left(\mathbf{N}^{sol} \right)^T \mathbf{N}^{sol} \right)^\dagger \left(\mathbf{N}^{sol} \right)^T \phi_{repos}^{sol}. \quad (4.2)$$

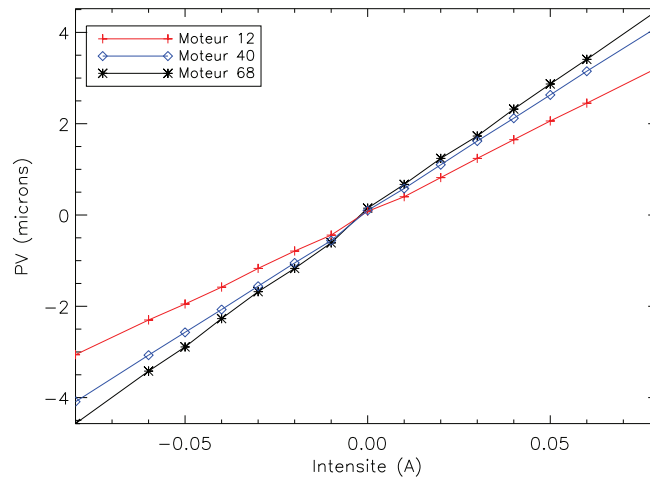


FIGURE 4.12 – Réponse du MD^{sol} à l'excitation du moteur 12 (croix rouges), du moteur 40 (diamants bleus) et du moteur 68 (étoiles noires) en intensité. La réponse du MD^{sol} est donnée en microns optiques PV, l'incertitude de mesure est estimée à ± 0.01 microns optiques PV donc ne peut être visualisée au vue de l'échelle. Entre 0 et -0.01 A le léger décrochage observé est du à l'évolution thermique de la forme du MD, toutes les mesures positives ont été effectuées, puis toutes les mesures négatives, le miroir a donc légèrement évolué sous l'effet de dissipation thermique.



FIGURE 4.13 – Linéarité spatiale du MD^{sol} . Exemple de la réponse du miroir sous l'effet de l'excitation des moteurs 36,37,38,46,47,48,56,57 et 58 par une intensité de 0.02 A. A gauche, le front d'onde généré par excitation simultanée de ces moteurs. Au centre, le front d'onde généré par sommation des fonctions d'influence de ces moteurs, et à droite, la différence entre les deux fronts d'onde, essentiellement du tip tilt.

Certains modes propres étant mal vus (associés à des valeurs propres faibles), il faut les filtrer lors de l'inversion généralisée de la matrice d'influence présente dans l'équation (4.2). Le conditionnement avant filtrage de \mathbf{N}^{sol} est de 2840, les valeurs propres sont tracées figure 4.14. Une remise à plat du miroir a été effectuée avec différents nombres de modes filtrés, le tableau 4.3 présente les RMS des fronts d'onde obtenus ainsi que l'énergie totale des intensités i_{plat}^{sol} calculées.

Les intensités de remise à plat retenues sont celles fournissant le front d'onde le plus plan

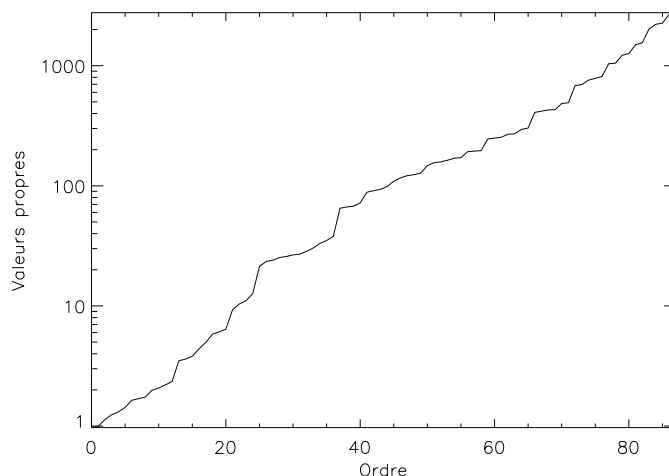
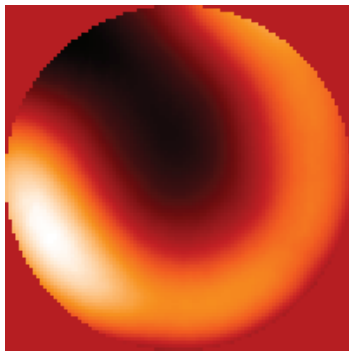


FIGURE 4.14 – Valeurs propres du MD^{sol} . La meilleure remise à plat est obtenue avec un filtrage de 20 modes lors de l'inversion généralisée de cette matrice.

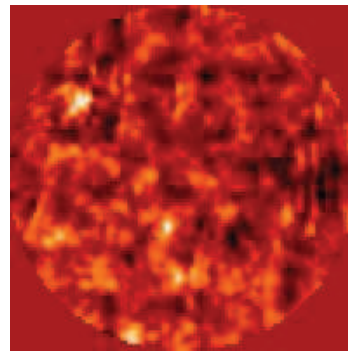
Nb de modes filtrés	Conditionnement après filtrage	RMS de ϕ_{plat}^{sol} (μm)	énergie totale de \mathbf{i}_{plat}^{sol} (A^2)
5	1930	0.045	0.26
10	1330	0.022	0.23
15	720	0.02	0.05
20	430	0.015	0.02
30	100	0.02	0.045

TABLE 4.3 – Qualité de la remise à plat obtenue et énergie totale de \mathbf{i}_{plat}^{sol} en fonction du nombre de modes filtrés lors de l'inversion généralisée de \mathbf{N}^{sol} .

et possédant une énergie totale faible afin de limiter la course utilisée pour cette opération et la dissipation thermique engendrée. On filtrera donc 20 modes de \mathbf{N}^{sol} pour calculer \mathbf{i}_{plat}^{sol} . En revanche, on observe une dérive au cours du temps du front d'onde généré par le miroir lorsque les intensités de remise à plat sont appliquées. A titre d'exemple, la figure 4.15(c) représente le miroir alors que \mathbf{i}_{plat}^{sol} est appliqué depuis 20 min. De 0.015 microns optiques RMS (0.13 microns optiques PV), la qualité du front d'onde s'est détériorée à 0.25 microns optiques RMS (1.1 microns optiques PV). Le graphique 4.16(a) présente l'évolution du RMS en fonction du temps, il faut environ 45 min au miroir pour obtenir une forme stable. Une fois la stabilité atteinte, on recalcule des intensité de remise à plat, $\mathbf{i}_{plat,chaud}^{sol}$ (comprises entre -0.042 A et 0.045 A soit au maximum environ 20% de la course d'un actionneur), qui permettent de redescendre à RMS=0.02 microns optiques, ou PV=0.15 microns optiques, le front d'onde obtenue peut être visualisé sur la figure 4.15(d). En appliquant directement $\mathbf{i}_{plat,chaud}^{sol}$, on vérifie que le miroir converge bien au bout de 45 min vers un RMS=0.02 microns optiques (graphique 4.16(b)). Une fois sur HOMER, la remise à plat du MD^{sol} est estimée à 0.04 microns optiques RMS \pm 0.02 microns optiques, car les contraintes exercées par les câbles d'alimentation peuvent modifier légèrement la remise à plat obtenue.



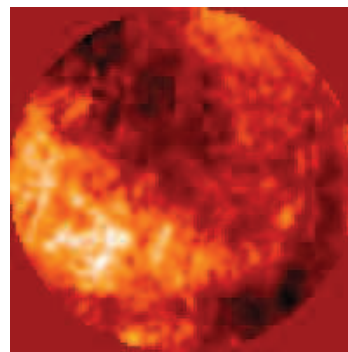
(A) Déformée au repos : pas d'intensités envoyées. Le PV est de 4.3 microns optiques.



(B) Sous intensités de remise à plat froides, immédiatement après application. Le PV est de 0.13 microns optiques.



(C) Sous intensités de remise à plat froides, après 20 min. Le PV est de 1.1 microns optiques.



(D) Sous intensités de remise à plat chaudes, $i_{plat,chaud}^{sol}$ après 50 min. Le PV est de 0.15 microns optiques et le RMS de 0.02 microns optiques.

FIGURE 4.15 – Front d'onde généré par le MD^{sol} sous différentes intensités. Attention, les échelles de phase sont différentes dans les différents cas.

Sur HOMER, on attendra donc environ trois quarts d'heure entre l'application de $i_{plat,chaud}^{sol}$ et l'alignement du banc. Mais cette évolution temporelle du miroir n'est pas gênante pour les tests d'optique adaptative car nous fonctionnons en boucle fermée. Ceci représente pour l'heure une limitation de ces miroirs pour un fonctionnement en boucle ouverte.

4.3.2 Étalonnage du miroir déformable en altitude

Le deuxième miroir déformable rencontré sur le trajet optique est composé de 88 actionneurs répartis sur une grille cartésienne 10×10 , de même distance inter-actionneurs que le MD^{sol} , il est dénommé MD^{alt} . Il peut être visualisé sur son support sur la figure 4.17. Il peut être remplacé par un miroir plan équivalent de qualité optique $\lambda/10$ par exemple dans des configurations d'OA classique ou de LTAO, afin de s'affranchir des aberrations introduites par le MD^{alt} . Ce miroir déformable a été caractérisé dans [Costille(2009)], on pourra donc s'y référer pour une caractérisation plus poussée que le ré-étalonnage des caractéristiques principales présenté ici. Le MD^{alt} n'est pas de même série que le MD^{sol} développé postérieurement afin d'avoir une bande

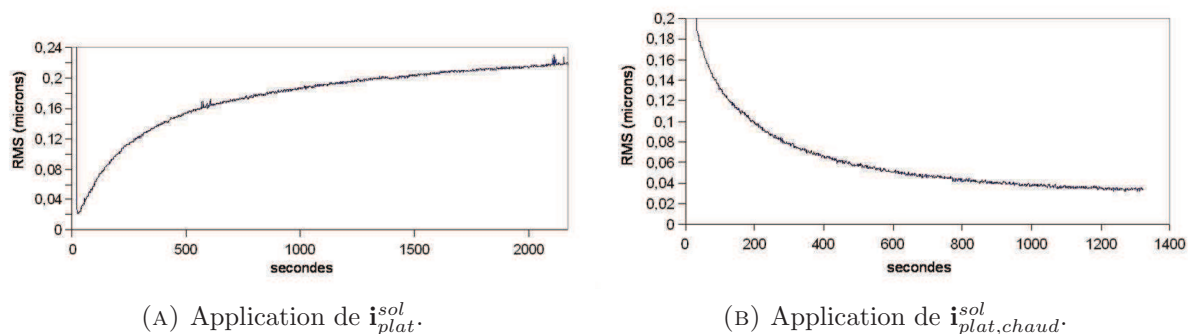


FIGURE 4.16 – Application des intensités de remise à plat à la seconde 30 au MD^{sol} qui n'était au préalable soumis à aucune intensités : évolution du RMS de la phase générée par le MD, en microns optiques.



FIGURE 4.17 – Photo du MD^{alt} sur son support mécanique et le rail de translation (les câbles venant normalement alimenter le MD par l'arrière sont débranchés). Le miroir à droite au premier plan est un miroir de renvoi.

passante plus importante, il ne possède pas de dérive temporelle liée à la thermique.

Comme pour le MD^{sol} , chaque moteur est soumis à ± 0.05 A et l'ensemble des fonctions d'influence est concaténé pour former N^{alt} . En moyenne, on estime le coefficient de couplage mécanique à 65 %, comme lors de la caractérisation effectuée par A. Costille, il n'y a donc pas eu de vieillissement.

La déformée au repos est représentée sur la figure 4.19(a), son PV est de 9.8 microns optiques et son RMS 2.1 microns optiques. Il est d'autant plus important d'obtenir une remise à plat de qualité pour ce miroir qu'il peut être placé en altitude et donc introduire des aberrations de champ. N'étant que partiellement vu dans ce cas (l'empreinte du faisceau est plus petite que

le miroir), sa caractérisation est importante car la matrice d'interaction obtenue est incomplète donc on ne peut calculer des tensions d'offset. Les intensités de remise à plat i_{plat}^{alt} sont calculées grâce à l'équation (4.2) en ne filtrant aucun mode lors de l'inversion généralisée de \mathbf{N}^{alt} (cf tableau 4.4). Les valeurs propres de la matrice sont tracées figure 4.18. La remise à plat ainsi obtenue, représentée figure 4.19(b), est très satisfaisante, son PV est 0.22 microns optiques et le RMS 0.02 microns optiques. Les intensités de remise à plat, i_{plat}^{alt} ont une énergie totale de 0.006 A^2 et sont comprises entre -0.025 A et 0.018 A.

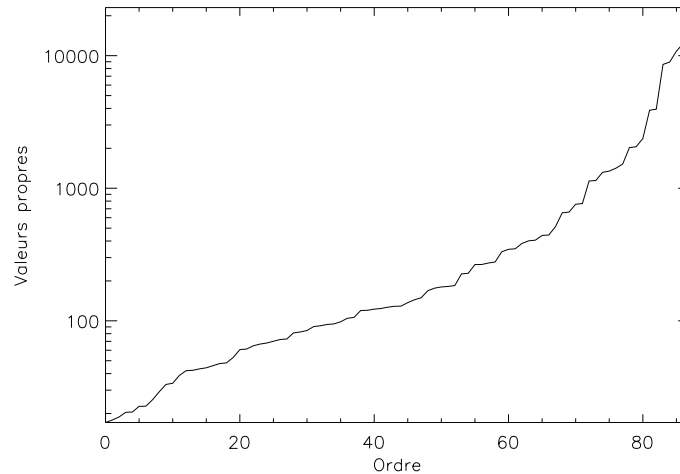
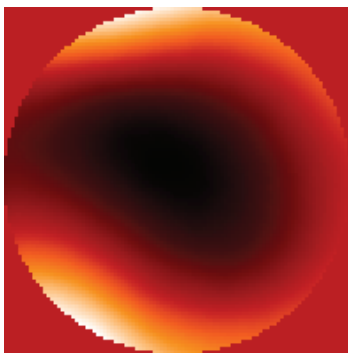
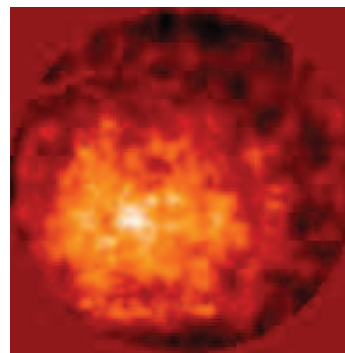


FIGURE 4.18 – Valeurs propres du MD^{alt} . Aucun mode n'est filtré pour obtenir la meilleure remise à plat.



(A) Déformée au repos : pas d'intensités envoyées. Le PV est de 9.8 microns optiques et le RMS de 2.1 microns optiques.



(B) Sous intensités de remise à plat. Le PV est de 0.13 microns optiques et le RMS de 0.04 microns optiques.

FIGURE 4.19 – [Front d'onde généré par le MD^{alt} au repos, et sous intensités de remise à plat.] Front d'onde généré par le MD^{alt} au repos, et sous intensités de remise à plat. Les échelles de phase sont différentes dans les deux cas.

La linéarité de réponse des moteurs a été vérifiée et elle est bonne dans leur plage d'utilisation

Nb de modes filtrés	Conditionnement après filtrage	RMS de ϕ_{plat}^{alt} (μm optiques)
0	1235	0.02
5	688	0.025
10	394	0.04
20	223	0.045

TABLE 4.4 – Qualité de la remise à plat obtenue en fonction du nombre de modes filtrés lors de l'inversion généralisée de \mathbf{N}^{alt}

de ± 0.08 A, tout comme la linéarité spatiale.

Conclusion sur les miroirs déformables de HOMER Les deux miroirs déformables magnétiques de HOMER présentent une bonne linéarité spatiale des actionneurs, ainsi qu'une bonne linéarité de réponse de leur part sur la plage d'utilisation standard. Leur matrice d'influence a été caractérisée et les intensités de remise à plat obtenues permettent d'obtenir des planétés de bonne qualité afin de procéder aux réglages optiques du banc ou de fermer la boucle d'optique adaptative.

4.4 Étalonnage du simulateur de turbulence

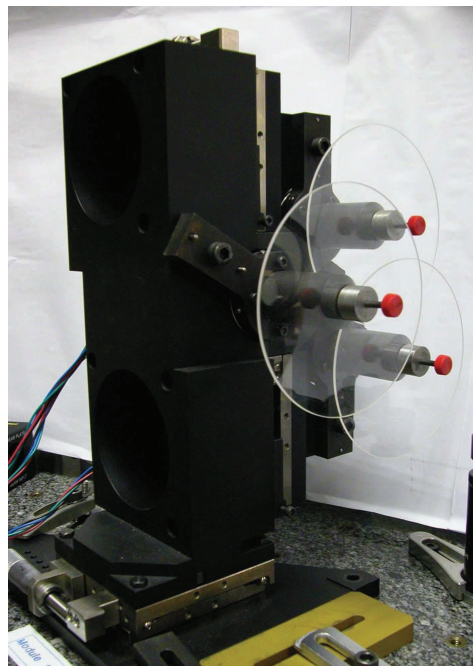


FIGURE 4.20 – Photo du module turbulent de HOMER avec ses trois écrans de phase qu'il est possible d'insérer. La lumière vient de l'arrière plan. L'écran le plus en bas est conjugué de la pupille.

Afin d'être représentatif de conditions réalistes lors des tests de lois de commande, HOMER est doté d'un module turbulent, (photo 4.20). La turbulence atmosphérique est générée par trois

écrans de phase fonctionnant en transmission. Ils ont été réalisés par la société SILIOS³ à l'aide d'une méthode d'attaque chimique par voie humide en utilisant différents masques générés à partir d'une carte pixellisée représentant une turbulence de type Von Karman avec une grande échelle $L_0 = 22$ m. On se veut représentatif de la turbulence vue par un télescope de 8 m de diamètre. Lors d'une mise à l'échelle comme celle-ci la grandeur à conserver est le rapport D/r_0 .

Les pixels codés sur l'écran sont des carrés de côté 100 microns optiques. Le diamètre de la pupille est de 4 mm au niveau de l'espace turbulent, il y a donc 40 pixels dans le diamètre de la pupille. Les écrans sont ceux du Multi-Atmospheric Phase screens and Stars (MAPS) du démonstrateur de OAMC (MAD)[Marchetti *et al.*(2005), Marchetti *et al.*(2008)] de l'ESO⁴, ils ont été caractérisés dans [Kolb *et al.*(2006)] en 2006. Cette caractérisation datant d'il y a six ans, nous les avons re-mesurés au paragraphe 4.4.1 pour s'assurer que leurs propriétés n'avaient pas évolué entre temps.

Ils sont entraînés en rotation par des moteurs pas à pas simulant des vitesses de vent comprises entre 5 et 20 m.s⁻¹. Le module a été réalisé par le laboratoire du GEPI de l'Observatoire de Paris-Meudon. Les vitesses des moteurs ont été étalonnées au paragraphe 4.4.2.

4.4.1 Caractérisation spatiale de la turbulence

Cette section présente la caractérisation en terme de r_0 et de grande échelle des écrans. J'ai choisi de caractériser l'écran le moins turbulent, le PS4 afin d'identifier un éventuel vieillissement.

La méthode statique utilisée consiste à enregistrer une trentaine d'itérations de phase indépendantes à l'aide d'un HASO 128*128 dans la zone utile de l'écran sur un tour complet de ce dernier. Les dimensions de l'écran sont indiquées sur le schéma 4.21. La zone d'analyse à chaque itération fait 6 mm de diamètre. Le r_0 calculé sera donc remis à l'échelle pour une pupille de 4 mm.

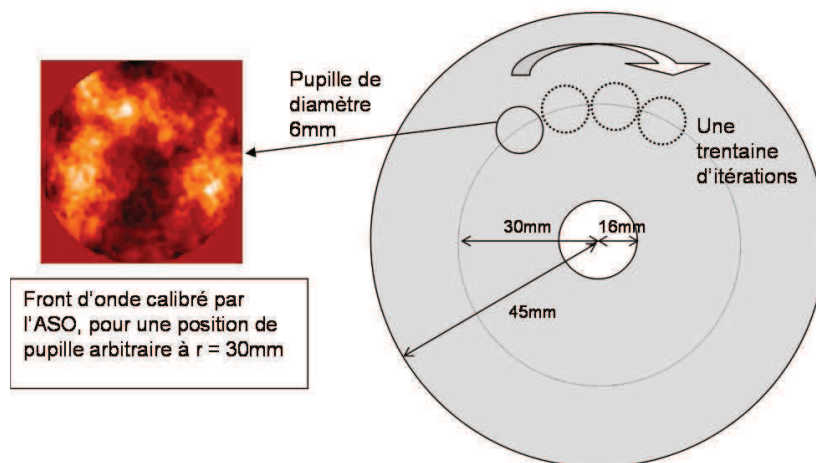


FIGURE 4.21 – Schéma d'un écran turbulent. On a représenté le protocole de mesure de la statistique de la turbulence, et une des trente cartes de phase calibrées par le HASO.

3. www.silios.com

4. Tous nos remerciements à l'ESO pour le prêt de ces écrans

La phase reconstruite à partir des pentes HASO est projetée sur les 25 premiers ordres radiaux de Zernike, c'est à dire les 351 premiers modes de Zernike. Cette valeur est obtenue après un compromis entre l'effet de repliement et la capacité de reconstruction modale à partir des données HASO (64x64 sous-pupilles étant utilisées).

On calcule la variance du coefficient en fonction de l'ordre radial ainsi que les variances théoriques dans le cas du modèle de Von Karman. La figure 4.22 présente la variance de la phase en fonction de l'ordre radial en échelle log-log, ainsi que les variances théoriques pour la meilleure estimée de D/r_0 et de L_0 . On peut détecter un léger repliement des hautes fréquences sur les derniers ordres (dont la variance est un peu plus élevée que celle attendue). En effectuant une régression linéaire en log log sur les ordres radiaux à partir de 4, on trouve un coefficient directeur de -3.8, ce qui est bien en concordance avec l'équation (1.18), qui montre que l'on s'attend à une puissance $-11/3$ et $D/r_0=4.1$.

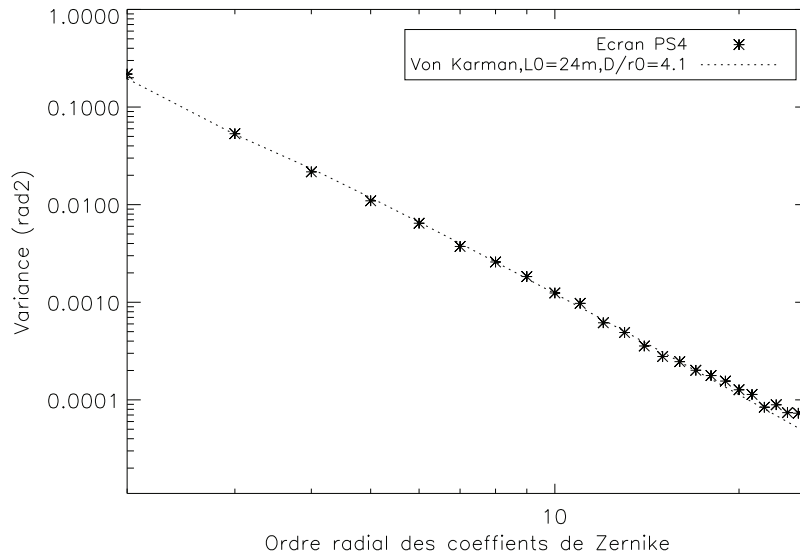


FIGURE 4.22 – Variance en rad^2 des ordres radiaux de Zernike pour l'écran PS4. Les étoiles correspondent aux variances trouvées à partir de la calibration HASO. En pointillés la variance théorique correspondant à un spectre de Von Karman ajusté sur les points expérimentaux en fonction de la grande échelle L_0 et du D/r_0 .

Dans [Quiros-Pacheco(2006)], où cet écran a aussi été caractérisé, on trouve $D/r_0 = 13.45$ @500 nm en utilisant une pupille de diamètre $\Theta = 15$ mm. On rappelle que r_0 est en $\lambda^{6/5}$ (voir paragraphe 1.1.2), donc en rapportant le r_0 à l'échelle de l'écran et à la longueur d'onde que j'ai utilisée :

$$r_{0(cran)} = \frac{\Theta}{D/r_0} * \left(632.8/500\right)^{\frac{6}{5}}. \quad (4.3)$$

Ce qui donne $r_0 = 1.4$ mm @632.8 nm.

Selon la caractérisation que j'ai effectuée, $D/r_0=4.1$, ce qui fait

$$r_0 = 1.45 \text{ mm } @632.8 \text{ nm}$$

On retrouve bien la statistique attendue jusqu'à un ordre radial de 20 et l'écran est caractérisé en terme de turbulence introduite. Les autres écrans ont aussi été caractérisés dans [Quiros-Pacheco(2006)] et l'auteur a trouvé les paramètres de Fried récapitulés dans le tableau 4.5 qui regroupe les propriétés spatiales des écrans utilisés sur HOMER. Néanmoins, il faut noter que l'étalonnage des deux autres écrans, plus turbulents, n'a pas pu être réalisé dans les conditions d'utilisation de HOMER. La taille de la pupille étant petite (4 mm) par rapport à celle de MAPS (15 mm), nous sommes sensibles à la pixellisation des écrans, dont les effets sur l'intensité étaient nettement visibles sur le HASO et ont empêché toute mesure. Nous verrons au chapitre 6 les éventuels effets que cela entraîne sur les performances du banc en particulier au travers d'une calibration de l'écran PS4 sur des fréquences spatiales plus élevées.

	PS2	PS3	PS4
r_0 (mm)	0.74	0.97	1.5
D/r_0 par écran	5.4	4.1	2.7
C_n^2 (%)	52	32	16

TABLE 4.5 – Caractéristiques spatiales des écrans de phase sur HOMER, à $\lambda=633$ nm et $D=4$ mm.

4.4.2 Caractérisation temporelle de la turbulence

La calibration temporelle, c'est à dire la calibration de la motorisation des écrans, est nécessaire afin d'étalonner la vitesse du vent simulé par les écrans de phase en rotation. On étudie les vitesses de vent à une fréquence d'échantillonnage $f_{ech}=10$ Hz sur le banc. Le paramètre que l'on souhaite conserver pour la mise à l'échelle entre un télescope réel et le banc est $\frac{V}{Df_{ech}}$, c'est à dire le déplacement de la turbulence exprimé en fraction de diamètre entre deux instants d'échantillonnage. On souhaite être représentatif d'un système fonctionnant à 500 Hz, sur un télescope de 8 m et de couches se déplaçant à 5 m.s^{-1} , 9 m.s^{-1} et 20 m.s^{-1} .

Elle a été effectuée à l'aide de deux méthodes, pour chaque écran séparément. Toutes deux sont basées sur le traitement des mesures de front d'onde de l'ASO de HOMER, en boucle ouverte, et en présence de turbulence générée par un seul écran en rotation.

4.4.2.1 Méthode de l'estimation spectrale de polynômes de Zernike

Cette méthode s'intéresse aux propriétés spectrales de la turbulence générée par la turbulence. Elle est actuellement utilisée sur l'instrument d'optique adaptative extrême SAXO pour estimer le vent moyen. Comme son nom l'indique, pour appliquer cette méthode, il est nécessaire de reconstruire la phase turbulente sur la base des polynômes de Zernike, par inverse généralisé de la matrice ASO \mathbf{D} . On calcule ensuite la densité spectrale de puissance temporelle pour différents modes de Zernike.

On reconstruit la phase sur les 35 premiers modes de Zernike (ce qui correspond à un ordre radial 7), l'ASO possédant 7×7 sous pupilles, et en gardant à l'esprit que les derniers modes seront sensibles au repliement spectral. La figure 4.23 présente les densités spectrales de puissance pour les modes 3 et 9 pour le moteur simulant une vitesse de 20 m.s^{-1} en équivalent VLT. Les DSP théoriques sont aussi tracées, suivant l'équation (1.19) : on s'attend à un comportement en f^0 ou $f^{-2/3}$ aux basses fréquences puis à une décroissance en $f^{-17/3}$ à partir de la fréquence de coupure qui, rappelons le, est définie par $\mathbf{f}_c(\mathbf{n}) = \mathbf{0.3}(\mathbf{n} + \mathbf{1})\frac{\mathbf{V}}{\mathbf{D}}$ (cf eq (1.20)) où n est l'ordre radial du polynôme considéré.

Cependant, dans le cas d'un analyseur Shack-Hartmann, à cause du repliement, la pente aux hautes fréquences est plutôt entre $-11/3$ et $-8/3$ au-delà d'une autre fréquence de coupure liée à l'échantillonnage du Shack-Hartmann $f'_c = V/2d$ où d désigne le diamètre d'une sous-pupille. Ce phénomène a été décrit dans [Gendron(1995)] et aussi observé dans [Petit(2006)].

On constate que les asymptotes sont relativement bien respectées et on retrouve les deux fréquences de coupure, que l'on peut visualiser sur les graphiques. Ces dernières ont été calculées pour des vitesses de $2.10^{-1} \text{ mm.s}^{-1}$ pour un diamètre de pupille $D=4 \text{ mm}$ ce qui correspond aux données fournies par le constructeur. A l'échelle réelle et compte tenu de l'incertitude de la méthode d'identification des fréquences de coupure, ceci correspond à $20 \pm 4 \text{ m.s}^{-1}$. De la même façon, les vitesses des deux autres moteurs ont été vérifiées et correspondent bien à 5 m.s^{-1} et 9 m.s^{-1}

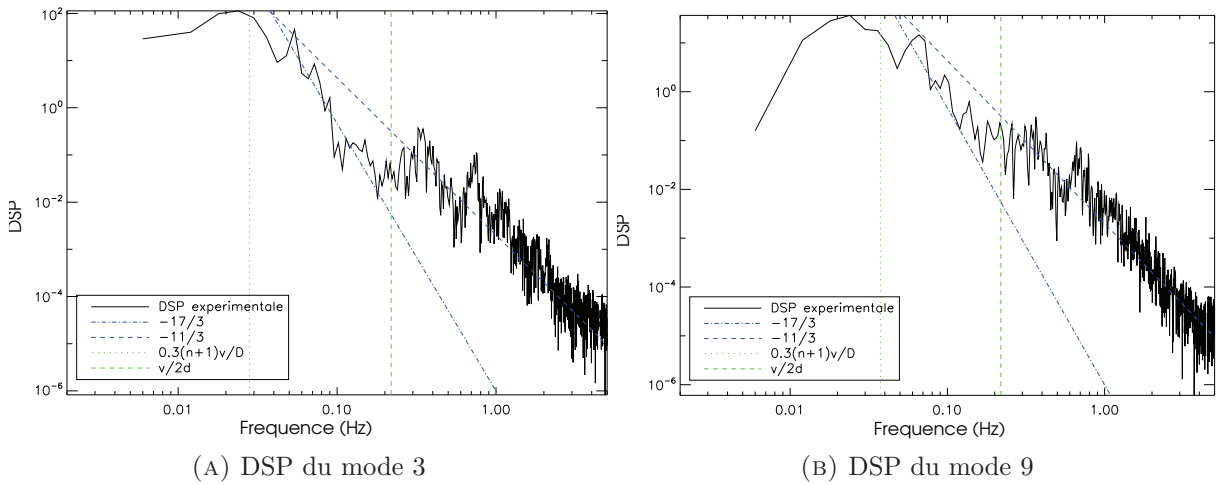


FIGURE 4.23 – Densité spectrale de puissance temporelle expérimentale pour les polynômes de Zernike 3 et 9 estimés lors de la rotation d'un écran à l'altitude la plus haute.

4.4.2.2 Méthode des inter-corrélations temporelles

Cette méthode a été développée dans la thèse de Caroline Dessenne ([Dessenne(1998)]). Elle est basée sur le déplacement du pic d'inter-corrélation spatiale des mesures de pentes avec le temps, sans passer par une étape de reconstruction de la phase, contrairement à la première méthode.

On appelle $p_{i,j}(nT)$ la pente en x de la sous-pupille i,j de l'ASO, recentrée en enlevant la moyenne temporelle, où T est la période d'échantillonnage (100 ms sur HOMER). On peut estimer l'inter-corrélation spatio-temporelle de p pour un décalage spatial de k sous-pupilles en x et l sous-pupilles en y , et un décalage temporel de mT dans le cas d'un analyseur possédant $N_{pup} \times N_{pup}$ sous-pupilles et ayant enregistré N_{ech} pentes :

$$R(k, l, m) = \frac{1}{n_{couple}} \sum_{\substack{i, i+k \leq N_{pup} \\ j, j+l \leq N_{pup}}} \sum_{n, n+m \leq N_{ech}} p_{i,j}(nT) p_{i+k, j+l}(nT + mT). \quad (4.4)$$

Le facteur de normalisation n_{couple} est le nombre de couples de sous-pupilles utilisés dans la sommation. k et l sont compris entre $-N_{pup} + 1$ et $N_{pup} - 1$.

Pour mieux comprendre cette formule mathématique, on peut considérer deux sous-pupilles, que l'on appelle A et B, distantes de k sous-pupilles en x (et alignées suivant y). Supposons pour simplifier que le vent soit uni-directionnel suivant x . L'information codant la phase dans la sous-pupille A se retrouvera dans la sous-pupille B avec un certain retard, dépendant de la vitesse du vent et de sa direction. Si on prend l'information de A et celle de B au même instant, sans décalage temporel, $A(t)$ et $B(t)$ n'ont pas de raison d'être corrélés, alors que $A(t)$ est parfaitement corrélée avec $A(t)$, de même pour $B(t)$. On observera donc un pic au milieu de la carte d'inter-corrélation lorsqu'on considérera 7×7 sous-pupilles. Maintenant, si on décale temporellement l'information de B par rapport à celle de A d'une quantité égale à $T = \text{distance}(A - B)/v_{\text{vent}}$ alors $A(t)$ et $B(t+T)$ seront corrélés et un pic sur la carte d'inter-corrélation sera observé au pixel décalé de k en x par rapport au pixel central. L'information des sous-pupilles sont les pentes x et y du spot. On comprend donc que considérer les inter-corrélations des pentes x ou des pentes y revient a priori au même. En revanche, considérer les sous-pupilles décalées suivant x donne la vitesse du vent uniquement en x , et il faut aussi considérer les sous-pupilles décalées suivant y pour accéder à la vitesse totale.

Les cartes d'inter-corrélations des pentes en x et des pentes en y ont été moyennées puisqu'elles sont a priori identiques, ce pour lisser les effets de bruit. Le déplacement du maximum du pic d'inter-corrélation spatiale en fonction du décalage temporel m permet de remonter à la vitesse du vent. En pratique, les cartes sont seuillées et le centre de gravité de ces cartes calculé (par un calcul de centre de gravité simple).

Ayant accès à un modèle de l'ASO, on peut modéliser une couche avec une orientation et une vitesse de vent donnée pour simuler les pentes correspondantes enregistrées par l'ASO. La valeur du seuil trouvée comme optimale sur des simulations est de 30 % du maximum.

La figure 4.24 présente la position du pic d'inter-corrélation pour différents décalages temporels dans le cas d'une turbulence uniquement au sol. J'ai tracé sur la figure 4.25 l'évolution du centre de gravité des cartes seuillées à 30 %, et la régression linéaire effectuée. Celle-ci donne suivant l'axe x un coefficient directeur de 10.0 m.s^{-1} avec une erreur à 1σ de 0.03 et suivant l'axe y , une valeur négligeable (<0.1).

La vitesse de cette couche est donc de 10 m.s^{-1} , selon la seule direction x . On fait de même pour l'autre couche en altitude qui donne 19.5 m.s^{-1} et la couche dans la pupille où on trouve une vitesse de 5.1 m.s^{-1} .

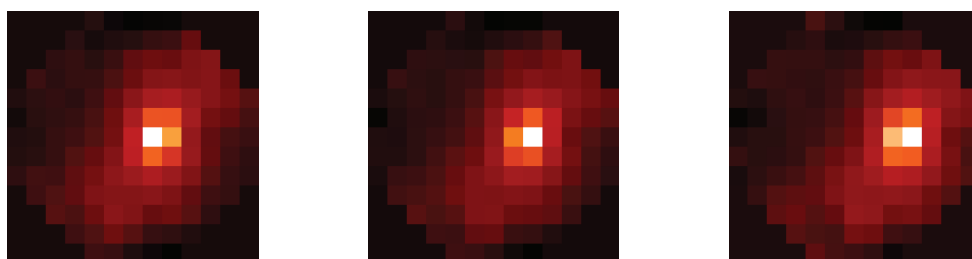


FIGURE 4.24 – Cartes d'inter-corrélations dans le cas du moteur situé en altitude, pour différents décalages temporels ramenés au système réel fonctionnant à 500 Hz : 150 ms, 200 ms, et 298 ms.

Les deux méthodes employées pour estimer la vitesse du vent fonctionnent bien, et donnent le même résultat. La méthode par recherche des fréquences de coupure de la DSP est beaucoup moins précise que la méthode par inter-corrélations, mais elle permet de tester assez rapidement

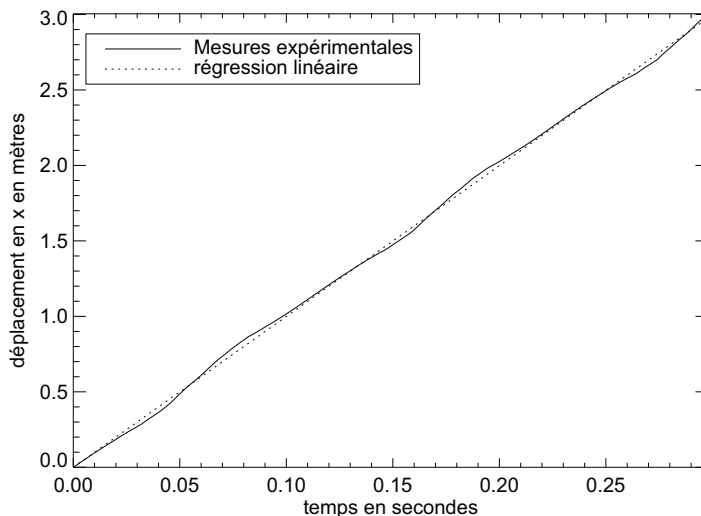


FIGURE 4.25 – Évolution de la position du pic de corrélation (en mètres) en fonction du temps. Le graphique a été ramené à un système réel, de diamètre 8 m et fonctionnant à 500 Hz.

si la vitesse des moteurs n'est pas trop éloignée de la donnée fournie au constructeur, et de confirmer la calibration issue de l'autre méthode, dont le coût calculatoire est plus important.

En revanche, une réelle limite de l'étude par DSP est son application à une seule et unique couche de turbulence. Lorsqu'on est en présence de plusieurs couches (ce qui est toujours le cas en pratique) il est très ardu de repérer les différentes fréquences de coupures pour toutes les couches sur les graphes de DSP. En présence de couches multiples, on préférera donc en pratique la méthode par inter-corrélations, bien que C. Dessenne ait montré ([Dessenne(1998)]) sa limite dans le cas de couches très lentes.

Le tableau 4.6 récapitule les propriétés temporelles des écrans utilisés sur HOMER.

	Couche au sol	Couche intermédiaire	Couche haute
v^{VLT} (m.s ⁻¹)	9	5	20
v_{tour}^{HOMER} (min.tour ⁻¹)	35	65	15

TABLE 4.6 – Caractéristiques temporelles de la turbulence sur HOMER. v^{VLT} correspond à la vitesse du vent simulé pour un télescope de type VLT, v_{tour}^{HOMER} aux vitesses d'entraînement des moteurs sur HOMER.

4.5 Étalonnage de la réponse de la caméra imagerie

Les performances du système sont calculées à partir des FEP enregistrées sur la voie imagerie. Il convient donc de s'assurer de la bonne qualité optique de cette voie imagerie, dont les aberrations ne sont pas vues par la voie d'analyse. Or une élongation horizontale de la tache image est observée sur la caméra. Plusieurs tests, mentionnés dans ce paragraphe ont été effectués afin

d'en trouver l'origine.

Afin d'étalonner la réponse de la caméra imagerie, une source ponctuelle est placée au foyer de la voie imagerie, et un diaphragme de diamètre 4 mm est inséré au sein de l'espace collimaté afin de se placer dans des conditions proches du fonctionnement habituel du banc, lors duquel la pupille a un diamètre de 4.3 mm dans cet espace. La figure 4.26 représente la FEP obtenue dans ces conditions, le rapport de Strehl est de 94 %. L'élongation étant toujours présente, l'hypothèse d'une origine de l'élongation en amont de la voie imagerie est écartée.

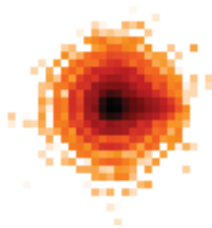


FIGURE 4.26 – FEP représentée en échelle logarithmique observée sur la caméra imagerie de HOMER avec une sources ponctuelle placée au foyer de la voie imagerie et un diaphragme de diamètre 4 mm inséré dans l'espace collimaté. $R_S=94\%$.



FIGURE 4.27 – FEP obtenues sur tensions d'offset (le MD remplacé par un miroir plan), visualisées en échelle logarithmique. A gauche, la caméra imagerie est sous-échantillonné et à droite, sur-échantillonné. Dans les deux cas, on visualise l'élongation s'étendant sur environ 7 pixels.

L'élongation est invariante par rotation de la source ou rotation de la caméra, elle ne provient donc ni d'un défaut de la source de calibration ni d'un défaut de détecteur. De plus, l'augmentation de la fréquence d'échantillonnage à 1 MHz n'a pas d'effet, on visualise toujours l'élongation sur une image courte pose acquise à cette fréquence. Il y a donc peu de chance que ce soit une vibration mécanique.

On sur-échantillonne la caméra d'un facteur 1.7, en remplaçant D_{im2} par une lentille de focale 148 mm. La source est la source en entrée du banc, les tensions d'offset sont appliquées au MD^{sol} et le MD^{alt} est remplacé par son miroir plan équivalent. L'élongation possède la même taille en pixels, environ 7 pixels. De même si on sous-échantillonne. Les figures 4.27(a) et 4.27(b) représentent respectivement les FEP dans les cas sous-échantillonné et sur-échantillonné.

L'hypothèse la plus probable est un reflet parasite se produisant à l'intérieur de la caméra.

Ceci est corroboré par le fait que les deux autres caméras de ce type utilisées dans l'équipe présentent le même défaut. N'ayant pas réussi à l'éliminer, cette élongation limite les performances du banc. Afin de s'en affranchir, en particulier lors du calcul de ces performances ultimes, il est nécessaire de l'intégrer au calcul du RS. Ce dernier, rappelé dans le paragraphe 1.2.3 ne considère alors plus un objet ponctuel mais l'objet retrouvé par une méthode de diversité de phase (cf paragraphe 5.1.3) et contenant l'élongation. La procédure développée est présentée dans la section 5.2.

4.6 Simulation numérique de HOMER et modélisation des composants

Afin de s'assurer de la cohérence des résultats obtenus sur HOMER et interpréter ces derniers, un outil de simulation numérique du banc est indispensable. Il a été développé en langage IDL et repose sur des codes disponibles dans une bibliothèque Onera. Une description détaillée de l'outil de simulation peut-être trouvé dans [Petit(2006)]. A. Costille a durant sa thèse [Costille(2009)] adapté ces outils au cas de HOMER. Nous reprenons ici les principales étapes de la simulation numérique.

Le code de simulation s'articule autour de plusieurs modules qui simulent chacun un composant clé d'un banc d'OA et OA grand champ. Il s'adapte aux différentes configurations qui peuvent être testées sur HOMER au moyen d'un module de configuration qui regroupe les différents paramètres système, comme le nombre et la configuration des étoiles guides, les paramètres des miroirs, de la turbulence, des ASO, de la loi de commande testée... Les modèles de composants utilisés dans ce code sont aussi utilisés comme paramètres des lois de commande implantées. Le choix des modèles a donc un intérêt double : pour la simulation numérique du banc et pour le calcul des commandes de correction à envoyer aux miroirs.

4.6.1 Simulateur de turbulence

Le simulateur de turbulence permet de représenter une turbulence atmosphérique multicouche dynamique de force, de répartition et de vitesse spécifiées. Les couches turbulentes sont générées par écrans de phase pixélisés, elles peuvent être de type Kolmogorov ou Von Karman de grandes dimensions (de taille 4096*4096 pixels). La propagation à travers la turbulence est simulée par découpe des couches successives dans les directions considérées puis sommations des phases obtenues, il n'y a pas de propagation de Fresnel et on se place dans le régime dit de faibles perturbations.

L'évolution temporelle de la turbulence est obtenue par une translation uniforme à chaque itération de la boucle, à la vitesse et dans la direction spécifiées.

4.6.2 Simulateur et modèle de l'analyseur de surface d'onde

Simulateur de l'ASO On s'intéresse ici à la modélisation de l'analyseur de surface d'onde dans le code de simulation et dans les lois de commande tomographiques. Trois modèles ASO peuvent être considérés pour le code de simulation :

- *ASO parfait* : il décompose directement le front d'onde incident sur une base de modes finie et déterminée au préalable, un bruit de mesure sur les coefficients de la décomposition peut être ajouté. Ce modèle ne sera pas utilisé dans ce manuscrit ;

- *ASO géométrique de type Shack-Hartmann* : il calcule la pente mesurée pour chaque sous-pupille en fonction du front d'onde incident. Il est basé sur une approximation discrète des équations (1.29), qui peuvent se simplifier sous la forme :

$$p_x = \frac{\lambda}{2\pi L_x} \langle \Phi_{x,max} - \Phi_{x,min} \rangle, \quad (4.5)$$

et respectivement pour y . La pente en x pour chaque sous-pupille p_x est issue de la moyenne spatiale de la différence de phase entre $\Phi_{x,max}$ et $\Phi_{x,min}$ qui représentent les phases pixeliques calculées sur les bords en x de la sous-pupille considérée de taille L_x en x . Les pentes en y p_y suivent des équations similaires dans la direction y . Le calcul pour les sous-pupilles de bord qui sont partiellement éclairées est géré de la même façon, mais en tenant compte de la pupille. Un bruit blanc uniforme peut être ajouté aux pentes. C'est le modèle utilisé dans ce manuscrit, sauf mention du contraire. On utilise alors la matrice ASO \mathbf{D} qui permet de lier le front d'onde incident décomposé sur la base des polynômes de Zernike aux pentes mesurées ;

- *ASO diffractif* : c'est le modèle le plus réaliste des trois. Il simule la formation d'image sur le capteur après traversée de la matrice de microlentilles et après propagation de Fresnel. Contrairement aux autres, l'échantillonnage est simulé, tout comme le bruit de lecture et le bruit de photons. On peut choisir le type de calcul de CDG : pondéré, seuillé, fenêtré... Il permet de mettre en évidence des effets non-linéaires dans la mesure (liées à l'échantillonnage, le fenêtrage), ainsi que de prendre en compte des effets liés à la propagation comme la scintillation.

Modélisation de l'ASO L'ASO sera modélisé dans les lois de commande grâce à la matrice ASO \mathbf{D} intervenant dans l'équation $\mathbf{y} = \mathbf{D}\Phi + \mathbf{w}$ où Φ est la phase incidente décomposée sur les polynômes de Zernike et \mathbf{w} le bruit. Cette dernière suppose la linéarité du composant ainsi qu'un bruit additif blanc et gaussien.

Etudions tout d'abord les hypothèses liées au bruit de mesure. Les figures 4.28(a) et 4.29(a) présentent la DSP temporelle d'une série de 5000 mesures de pentes en x dans la 9^e sous-pupille (les autres sous-pupilles fournissent les mêmes types de résultats) pour une source respectivement placée dans l'espace source et au foyer de la voie ASO. Les mesures se font sans turbulence injectée, seule la turbulence locale est présente. En considérant la source placée en entrée du banc, on ne trouve pas la DSP d'un bruit blanc, en particulier dans les basses fréquences jusqu'à 3 Hz. Cette coloration du signal basse fréquence est due à la turbulence locale présente sur le trajet, puisqu'elle n'apparaît pas si la source est placée devant l'ASO. Néanmoins, le plateau de bruit apparaît nettement à partir de 3 Hz. On peut noter que le bruit identifié dans les deux cas n'est pas le même car le flux est différent entre les deux sources. Les figures 4.28(b) et 4.29(b) présentent les histogrammes associés à ces séries de mesures de pentes. Ces derniers permettent de conclure au caractère gaussien de l'ensemble bruit et turbulence locale mais aussi du bruit.

La turbulence locale peut être considérée de deux manières. Soit elle est traitée comme de la turbulence, et dans ce cas le bruit peut être supposé blanc et gaussien. Dans ce cas le filtre de Kalman est bien optimal mais présente une erreur de modèle tomographique. Soit on la considère comme s'additionnant au bruit et le bruit est alors coloré gaussien. Mais dans ce dernier cas, le filtre de Kalman n'a plus de variance minimale. En première approximation, l'hypothèse du bruit blanc gaussien sera donc effectuée et on gardera à l'esprit que la turbulence locale, répartie sur tout le banc, engendrera une erreur tomographique.

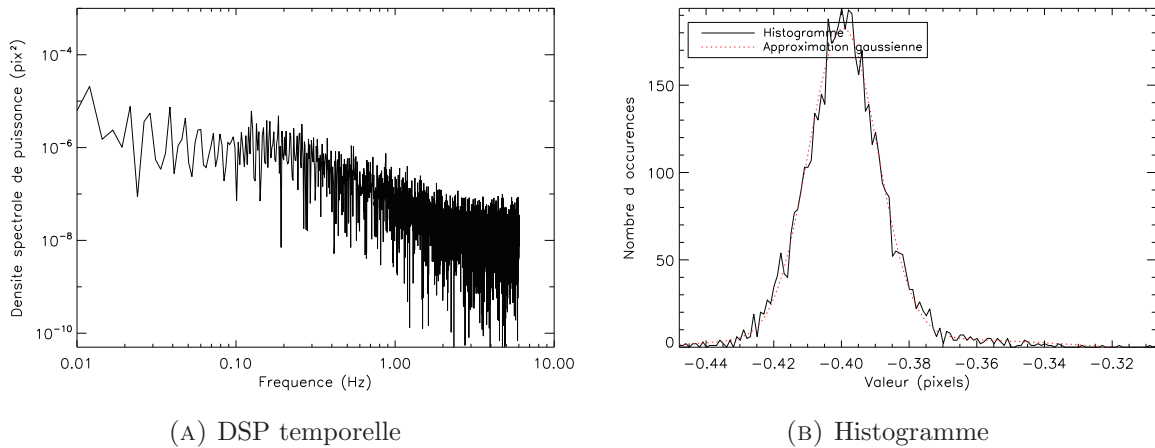


FIGURE 4.28 – Analyse de pentes dans une direction d’une sous-pupille de l’ASO en l’absence de turbulence, exceptée la turbulence locale. La source est placée dans l’espace source. Une population de 5000 pentes est considérée.

Une autre hypothèse de modélisation utilisée dans les lois de commande tomographique est la décorrélation du bruit entre sous-pupilles et entre les deux directions, ce qui est équivalent à supposer la matrice de covariance du bruit diagonale. Ce point semble relativement litigieux sur le banc. La figure 4.30 représente la matrice de covariance du bruit entre sous-pupilles, et on peut voir un couplage non négligeable entre pentes, en particulier des structures selon les pentes y , même s’il y a une prépondérance des termes diagonaux. Il y a un effet une légère oscillation présente sur les pentes en y , très basse fréquence, comme on peut le voir sur la figure 4.31 (mais ne contenant pas assez d’énergie pour être nettement visible sur le spectre). Les pentes selon cette direction sont alors couplées. Néanmoins l’hypothèse de découplage ne remet pas en cause la blancheur du bruit. L’hypothèse de diagonalité de \mathbf{C}_b est relativement grossière mais sera tout de même considérée comme valide en première approximation. On écrira donc $\mathbf{C}_b = \sigma_b^2 \mathbf{I}$ avec $\sigma_b^2 = 5 * 10^{-4}$ pixels² dans les conditions standard d’utilisation de HOMER en conditions de bon rapport signal à bruit.

L’hypothèse de linéarité est supposée valable, car nous travaillons en boucle fermée, donc près des pentes de référence.

Ces calibrations permettent de valider le modèle d’ASO géométrique déterminé par la matrice \mathbf{D} qui relie l’espace des phases mesurées à l’espace des pentes fournies par l’ASO.

4.6.3 Simulateurs et modèles des miroirs déformables

Les étalonnages des deux miroirs déformables de HOMER ont montré une bonne linéarité de réponse en intensité et une bonne linéarité spatiale des actionneurs. La mesure de leurs fonctions d’influence fournit donc un modèle assez fiable de ces composants, qui seront donc modélisés par leur matrice d’influence \mathbf{N}^{52} et \mathbf{N}^{88} mesurées expérimentalement. Par ce modèle, on considère alors un miroir possédant une réponse instantanée et exacte, on néglige sa dynamique.

Les matrices d’influence peuvent être soit représentées de façon pixélique soit exprimées sur une base de modes donnée, en général sur les 400 premiers modes de Zernike.

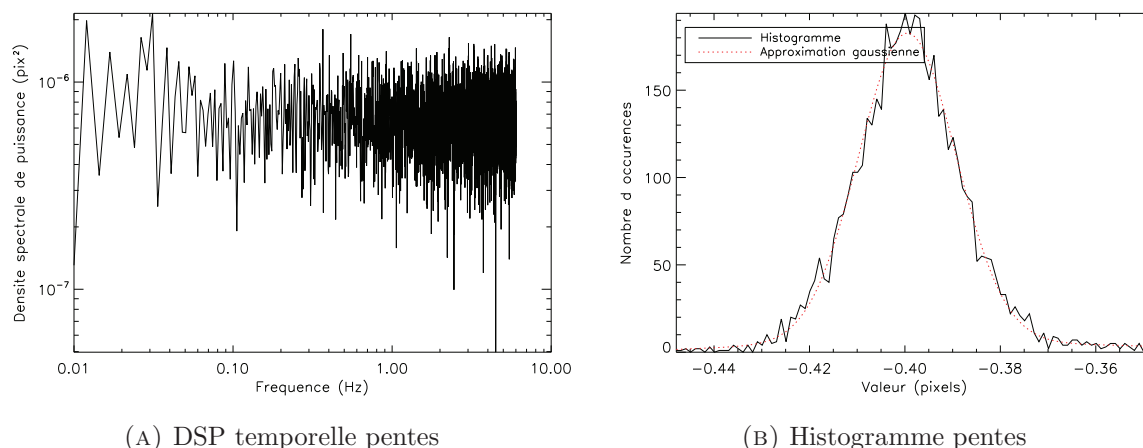


FIGURE 4.29 – Analyse de pentes dans une direction d’une sous-pupille de l’ASO en l’absence de turbulence, exceptée la turbulence locale. La source est placée au niveau du foyer de la voie ASO. Une population de 5000 pentes est considérée.

4.6.4 Simulateur du contrôleur

Le module de commande simulé permet de tester les différents types de lois de commande qu’il est possible d’implanter effectivement sur HOMER. On peut travailler en boucle ouverte ou boucle fermée, selon l’ordre dans lequel sont placés miroir déformable et analyse de surface d’onde. Ce module regroupe :

- les fonctions de calcul des différentes matrices utilisées dans les différentes lois de commande, on peut citer les matrices d’interaction et de commande pour la commande de type intégrateur, ou les projecteurs de la phase turbulente et corrigée présentées à la section 3.1 ou le calcul du modèle AR de la turbulence pour les commandes de type LQG et POLC ;
- les fonctions de calcul des lois de commande dans la boucle simulée, en OA ou OA grand champ.

Ce chapitre a détaillé les différents composants du banc HOMER. Les nouveaux composants qui ont été réceptionnés durant mes travaux ont été étalonnés, ceux déjà présents l’avaient été dans [Costille(2009)]. Ceci a permis de mettre en place un outil de simulation du banc réaliste afin de comparer et comprendre les résultats expérimentaux, ainsi que de développer des modèles nécessaires à l’implantation des lois de commande tomographiques.

Il faut maintenant optimiser la performance optique du banc au niveau de la caméra d’image-rie, là où les performances sont calculées. Il faut aussi optimiser les modèles afin qu’ils prennent en compte des éventuels désalignements du banc pour optimiser les lois de commande tomographiques. Ces optimisations sont l’objet du prochain chapitre.

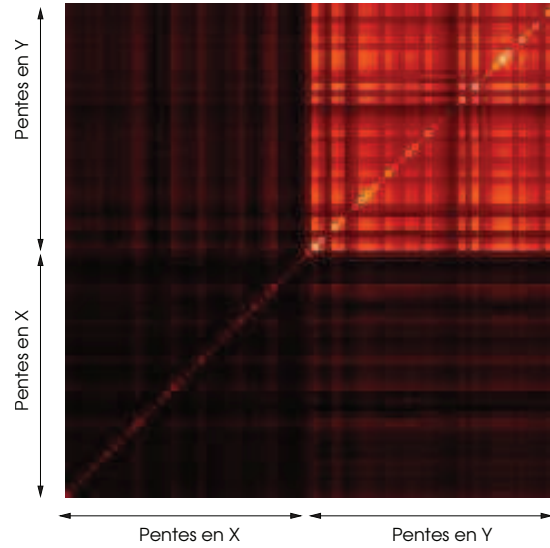


FIGURE 4.30 – Matrice de covariance du bruit de mesures des pentes. Tout d’abord les pentes en x puis les pentes en y .

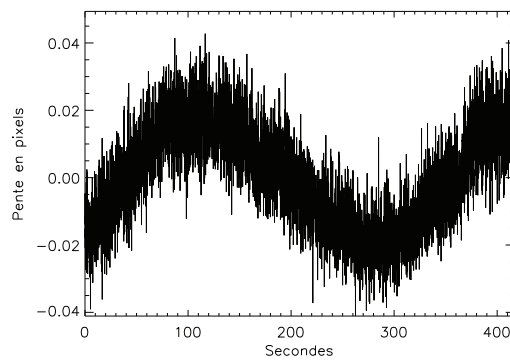


FIGURE 4.31 – Evolution temporelle des pentes en y .

CHAPITRE 5

OPTIMISATION DU BANC HOMER

Sommaire

5.1	Les limitations de la performance sur la voie imagerie	102
5.1.1	Les aberrations non communes	102
5.1.2	La caméra imagerie	104
5.1.3	L'outil d'étalonnage : la diversité de phase	104
5.1.4	Choix des paramètres de la procédure de calibration pour HOMER	105
5.2	Etalonnage du calcul du rapport de Strehl	106
5.3	Correction des aberrations non communes	108
5.3.1	Compensation des aberrations propres de la voie imagerie	108
5.3.2	Correction des aberrations non communes sur HOMER sur axe	110
5.4	Aberrations de champ	112
5.4.1	Mesure des pentes de référence et positionnements des ASO	112
5.4.2	Etude des aberrations différentielles de champ	112
5.5	Enjeux de l'identification des paramètres système	114
5.5.1	Paramètres système dans les lois de commande	115
5.5.2	Influence sur les performances d'une erreur d'étalonnage	116
5.6	Identification des paramètres système - Validation numérique	119
5.6.1	Description de l'algorithme d'identification	119
5.6.2	Validation numérique de l'identification du désalignement relatif ASO/MD120	120
5.6.3	Validation numérique de l'identification pour l'OA tomographique	122
5.7	Résultats expérimentaux	125
5.7.1	Définition du RSB	126
5.7.2	Identification expérimentale du désalignement relatif ASO/MD	128
5.7.3	Identification expérimentale en configuration OAMC	130
5.8	Identification du désalignement relatif MD/ASO sur SAXO	130
5.9	Conclusions sur l'optimisation de HOMER	133

Le chapitre 4 a décrit les objectifs scientifiques du banc HOMER, ainsi que son architecture. Il a aussi présenté de façon détaillée les principaux composants et leur caractérisation. Ceci a permis d'aligner le banc et de mettre en place les modèles nécessaires à l'implantation de lois de commandes tomographiques. Le but de ce chapitre est d'optimiser les performances du banc à partir de l'alignement effectué. La performance étant mesurée sur la caméra imagerie, il est nécessaire de l'optimiser au niveau de celle-ci. Dans un premier temps, la section 5.1 expose les deux principales limitations propres à la voie imagerie : les aberrations optiques propres à celle-ci, qui ne sont pas vues par la boucle d'OA et l'élongation de la réponse de la caméra due à un reflet parasite interne. Puis, les sections 5.2 et 5.3 présentent l'optimisation de la performance sur cette voie, sans turbulence, en étalonnant et prenant en compte les limites soulevées. Le rapport de Strehl obtenu dans ces conditions est dans la suite appelé *Strehl interne*. Dans un troisième temps, nous optimisons le réglage du banc et les modèles étalonnés précédemment. Nous nous concentrons sur deux aspects : un éventuel désalignement relatif entre le miroir déformable et l'analyseur de surface d'onde et des erreurs sur le pointé des directions d'analyse. Dans la section 5.5 on étudie l'impact de telles erreurs sur deux lois de commande : LQG et POLC, ce qui permet de définir les spécifications d'alignement. Un algorithme d'identification de ces paramètres basé sur la matrice d'interaction a été développé dans le but de ré-aligner le banc si cette manipulation est possible et de mettre à jour les modèles. Dans la section 5.6 la validation numérique de cette procédure est présentée, et l'implantation expérimentale sur HOMER est décrite dans la section 5.7. J'ai aussi eu le privilège de pouvoir l'implanter et la valider sur un vrai système d'OA extrême : SAXO ; les résultats obtenus sont présentés dans la section 5.8.

5.1 Les limitations de la performance sur la voie imagerie

La caméra d'imagerie est la caméra d'intérêt scientifique, c'est à son niveau que les performances sont mesurées. Or nous avons identifié deux sources de limitation de la performance, propres à la voie imagerie. La première est la présence d'aberrations optiques différentes entre la voie ASO où l'analyse est effectuée, et la voie scientifique, la deuxième est l'élongation de la réponse de la caméra imagerie. Il convient donc d'étalonner ces deux limitations afin de les corriger, ou de les prendre en compte si la correction est impossible, dans le calcul des performances.

5.1.1 Les aberrations non communes

On peut visualiser sur la figure 5.1 que du fait de la lame séparatrice, l'analyseur de surface d'onde et la caméra imagerie ne voient pas exactement le même front d'onde. L'analyseur mesure les aberrations de la voie commune et celles de la voie ASO. Les aberrations présentes uniquement sur la voie d'analyse seront donc corrigées alors qu'elles ne sont pas présentes sur la voie imagerie. De plus, les aberrations de la voie imagerie ne sont pas vues et ne sont donc pas corrigées par la boucle d'optique adaptative. Ces aberrations sont statiques ou quasi-statiques, c'est à dire qu'elles n'évoluent que très peu dans le temps. Elles sont appelées aberrations non vues, ou aberrations non communes, que l'on nommera plus brièvement *NCPA* pour *Non Common Path Aberrations*. On a donc :

$$\Phi_{NCPA} = \Phi_{ima} - \Phi_{aso} \quad (5.1)$$

où Φ_{ima} représente les aberrations propres à la voie imagerie et Φ_{aso} les aberrations propres à la voie d'analyse. Notons que les aberrations étant décorréélées entre les deux voies, leur impact(en

variance) s'ajoute.

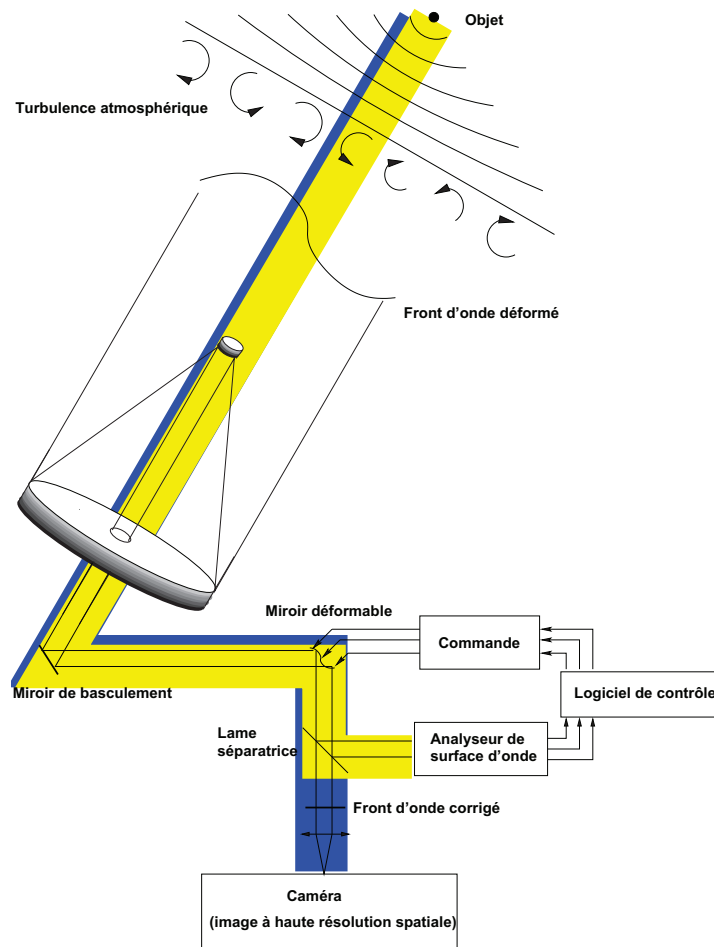


FIGURE 5.1 – Les aberrations non vues dans une boucle d’optique adaptative : le trajet jaune représente le trajet de la lumière analysée, le trajet bleu celui vu par la caméra scientifique. A partir de la séparatrice, les trajets ne sont plus les mêmes.

Les aberrations propres à la voie ASO sont prises en compte en plaçant une source de référence après la séparatrice, dans le plan focal objet de l’analyseur, et en acquérant une série de pentes pour chaque sous-pupille (ici 512 pentes moyennées pour réduire le bruit). En OA classique, la source est placée au foyer objet de l’analyseur, sur axe, et la zone d’analyse correspond à une unique zone centrée. Ces pentes, appelées *pentés de référence* et notées \mathbf{p}_{ref}^0 définissent la position de référence, sur axe, correspondant à un front d’onde plan au niveau de l’analyseur et sur laquelle la boucle sera fermée et convergera. Les pentes \mathbf{y} de l’analyseur sont alors définies par rapport à ces pentes de référence. La mesure de la position du centre de gravité \mathbf{p}_{abs} est tout d’abord effectuée par rapport au centre de la zone, puis \mathbf{y} est calculée :

$$\mathbf{y} = \mathbf{p}_{abs} - \mathbf{p}_{ref}^0. \quad (5.2)$$

Il ne reste alors plus que les aberrations propres à la voie d’imagerie à mesurer et corriger,

notées par la suite Φ_{NCPA} .

5.1.2 La caméra imagerie

Le paragraphe 4.5 a montré un défaut intrinsèque à la caméra qui a été identifié comme provenant probablement d'un reflet interne à la caméra. Afin de calculer la performance du banc en s'affranchissant de ce dernier, il convient de le prendre en compte lors du calcul du Strehl. Ne provenant pas d'une aberration en amont de la caméra, il n'est pas corrigeable par la boucle d'optique adaptative. L'élongation, sous réserve de la considérer comme provenant d'un reflet focalisé, peut être interprétée comme un objet complexe.

On rappelle (voir paragraphe 1.2.3) que le rapport de Strehl s'exprime comme le rapport entre l'intégrale de la Fonction de Transfert Objet (transformée de Fourier de la fonction d'étalement de point) et l'intégrale de la transformée de Fourier de la fonction d'Airy.

Or d'après l'équation 1.21 et en passant dans l'espace de Fourier la fonction de transfert objet FTO peut s'écrire :

$$FTO = \widetilde{FEP} = \frac{\tilde{i}}{\tilde{o}} \quad (5.3)$$

\tilde{i} étant la transformée de Fourier de l'image et \tilde{o} la transformée de Fourier de l'objet. L'objet o intervient donc dans le rapport de Strehl. Si l'objet est ponctuel, comme souvent supposé, alors o est un Dirac et $|\tilde{o}|$ est simplement une constante. Cela met en lumière le besoin de connaître l'objet précisément si on veut calculer correctement les performances obtenues.

5.1.3 L'outil d'étalonnage : la diversité de phase

Les aberrations de la voie imagerie sont directement mesurées sur la caméra d'imagerie, afin de ne pas introduire d'aberrations supplémentaires en ajoutant un autre module de calibration. Pour cela, une méthode basée sur la diversité de phase [Gonsalves(1982), Paxman *et al.*(1992), Meynadier *et al.*(1999), Blanc *et al.*(2003b)] a été adaptée et implantée. De plus cette méthode permet d'estimer l'objet, indispensable à l'étalonnage du rapport de Strehl.

Le principe de la diversité de phase consiste à enregistrer deux images, séparées d'une aberration connue, comme un défocus, le critère clé étant la parité de l'ordre radial de l'aberration introduite, afin de lever l'indétermination sur le signe des modes pairs de la phase. On peut visualiser le principe sur la figure 5.2 Les deux images obtenues sont la convolution de l'objet avec la PSF, plus un terme de bruit b . Si on appelle i_f l'image focalisée, i_d l'image défocalisée et P la fonction pupille, on peut écrire dans le cas d'une onde incidente d'amplitude complexe $e^{j\Phi}$:

$$\begin{aligned} i_f &= |FT^{-1}[Pe^{j\Phi}]|^2 * o + b \\ i_d &= |FT^{-1}[Pe^{j(\Phi+\Phi_d)}]|^2 * o + b \end{aligned} \quad (5.4)$$

où Φ_d est la phase aberrante introduite, connue, et j tel que $j^2 = -1$ En utilisant un algorithme basé sur une méthode de maximum a posteriori [Conan *et al.*(1998), Mugnier *et al.*(2004)], on peut alors reconstruire l'objet et la phase. Le but est de maximiser la probabilité d'avoir l'objet o et la phase Φ connaissant les images i_f et i_d .

L'algorithme de diversité de phase permet de reconstruire les aberrations mais aussi l'objet. On va donc utiliser cet algorithme afin de connaître l'objet pour l'injecter dans le calcul du rapport de Strehl et ainsi s'affranchir de l'élongation observée.

Pour introduire une défocalisation, plusieurs solutions sont possibles : soit décaler la caméra, ou une optique, soit utiliser le MD^{sol}. C'est cette dernière solution qui a été retenue, car bouger une optique aurait conduit à des problèmes d'alignement et ainsi à une introduction éventuelle d'un tip/tilt entre les images focalisées et défocalisées et de reproductibilité. Afin d'assurer ce dernier point et pour s'affranchir de toute dérive du miroir déformable le défocus est introduit en modifiant les pentes de référence et en fermant la boucle.

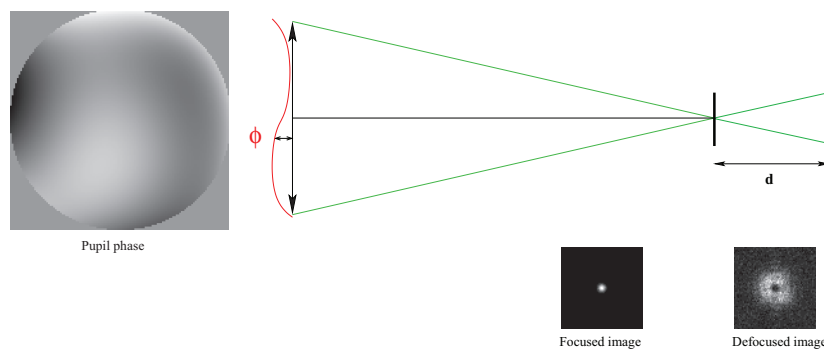


FIGURE 5.2 – Principe de la diversité de phase. Deux images, séparées d'une aberration commune (ici une défocalisation) sont enregistrées.

Plusieurs paramètres à optimiser interviennent dans la procédure de diversité de phase, comme la taille de l'image ou le nombre de modes estimés. Leur étude est présentée dans les paragraphes suivants.

5.1.4 Choix des paramètres de la procédure de calibration pour HOMER

Plusieurs paramètres ont besoin d'être optimisés afin d'assurer un étalonnage efficace des NCPA, en particulier la taille de l'image découpée et le nombre de polynômes de Zernike n_{est} sur lequel la phase est décomposée.

5.1.4.1 Taille de l'image

Les images acquises avec la caméra de la voie imagerie de HOMER sont grand champ. Il faut alors découper une zone utile autour de l'étoile d'intérêt à partir de laquelle on appliquera l'algorithme de diversité de phase. Trop petite, la zone d'analyse ne contient pas toute l'information, trop grande les calculs sont lourds et elle peut contenir alors de l'information provenant d'une étoile voisine. La taille de la zone découpée a été déterminée par simulation numérique. Cette dernière est séparée en deux parties : la simulation d'une paire d'images focalisée-défocalisée bruitées à partir d'un objet ponctuel et contenant une ou plusieurs FEP aberrantes, puis l'estimation des aberrations par diversité de phase à partir des images découpées autour des FEP d'intérêt.

Les images de FEP simulées sont représentatives de HOMER. Le facteur de sur-échantillonnage est de 1.05, la distance entre FEP est représentative de la configuration de petit champ et est fixée à 120 pixels. Le Rapport Signal à Bruit (RSB) de l'image focalisée est défini par i_{max}/σ_b où i_{max} est le maximum de l'image en photo-électrons et σ_b la variance du bruit aléatoire gaussien introduit et il est de l'ordre de 10^3 .

Dans cette partie, la phase aberrante est modélisée à partir de polynômes de Zernike allant de la défocalisation au polynôme d'ordre 200 tirés aléatoirement et correspondant à une aberration globale de 0.2 radians². L'estimation est effectuée sur les polynômes allant de la défocalisation au polynôme d'ordre 91. Le tableau 5.1 présente l'erreur de reconstruction moyenne des 91 premiers coefficients de Zernike en fonction de la taille de l'image découpée L . Cette erreur ϵ_{rec} est définie par :

$$\epsilon_{rec} = \sqrt{\frac{\sum_{i=4}^{91} (a_i^{vrais} - a_i^{est})^2}{\sum_{i=4}^{91} (a_i^{vrais})^2}} \quad (5.5)$$

a_i^{vrais} et a_i^{est} étant respectivement les coefficients des polynômes de Zernike injectés et estimés par diversité de phase. Les données sont issus de 20 tirages aléatoires de jeux d'aberrations.

L(en pixels)	190	140	104	70
Erreur(%)	10.5	10	11	25

TABLE 5.1 – Erreur quadratique normalisée entre les coefficients de Zernike estimés par diversité de phase et les coefficients introduits dans l'image, en fonction de la largeur de l'imagette découpée autour de la FEP.

La taille la plus adéquate est une image de 140*140 pixels. C'est cette valeur qui sera utilisée dans toute la suite du manuscrit.

5.1.4.2 Influence du nombre de polynômes de Zernike estimés

Comme pour toute mesure d'une quantité continue échantillonnée, la mesure par diversité de phase est sujette aux effets repliement de spectre. En effet, la mesure de phase, dont le spectre est à support infini, est effectuée en passant par une décomposition sur un nombre fini de polynômes de Zernike. Pour éviter le repliement des aberrations hautes fréquences spatiales sur les basses fréquences que l'on souhaite corriger, il est judicieux d'estimer plus d'ordres que l'on ne peut en corriger. Une marge de manoeuvre serait d'estimer deux fois plus d'ordre radiaux par rapport à l'ordre radial maximal corrigé ([Sauvage(2007)]).

Nous avons étudié si une estimation sur un nombre plus réduit de polynômes ne conduirait pas un résultat tout aussi pertinent et ainsi diminuer le temps de calculs. L'influence du nombre de modes estimés sur l'estimation des modes à corrigés à été étudiée : une estimation sur les polynômes de Zernike de Z4 à Z66 suffit pour ne pas introduire de repliement de spectre notable sur les polynômes de Zernike (jusqu'à Z28) qui sont les polynômes que l'on souhaitera corriger dans l'étape de correction des aberrations non communes (décrite dans la partie 5.3.1.1). La figure 5.3 présente les coefficients de Zernike des indices 4 à 28 des NCPA expérimentaux pour différents nombres de modes estimés. A partir de 63 modes estimés, l'algorithme de diversité de phase estime sensiblement les mêmes coefficients. On estimera donc 63 polynômes de Zernike.

5.2 Etalonnage du calcul du rapport de Strehl

On souhaite estimer l'objet correspondant à l'élongation présente sur la caméra imagerie grâce à la diversité de phase.

Les résultats présentés sont obtenus à partir de deux longues poses (piles de 100 courtes poses) de taille 140*140 pixels que l'on peut visualiser sur la figure 5.4.

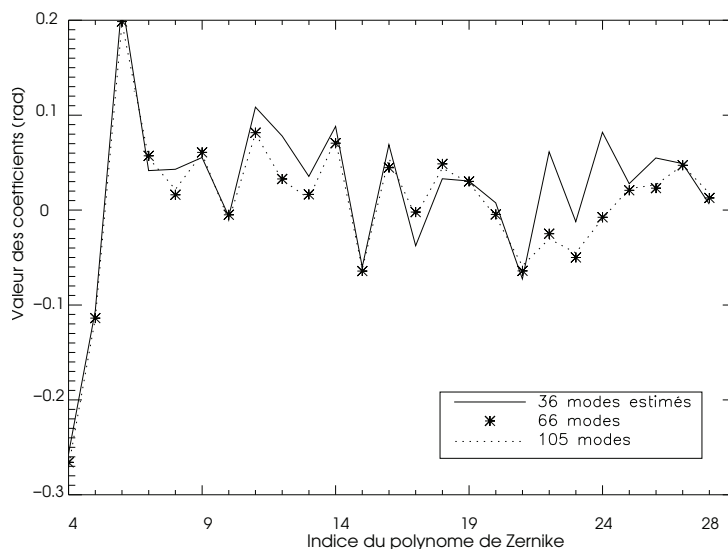


FIGURE 5.3 – Estimation des 28 premiers coefficients de Zernike pour différentes valeurs du nombre total de modes estimés.

On utilise 63 modes de Zernike pour projeter la phase aberrante du polynôme Z_4 au Z_{66} comme mentionné au paragraphe 5.1.4.2. On reconstruit alors l'image à l'aide des aberrations et de l'objet calculés par la diversité de phase d'après l'équation 1.21. La figure 5.5 représente en échelle logarithmique de gauche à droite les images normalisées (divisées par leur total) du banc, puis reconstruite à partir des aberrations et de l'objet, et enfin leur différence, qui est négligeable. Ces images attestent du bon fonctionnement de l'algorithme, en particulier de la bonne cohérence de l'objet trouvé, représenté sur la figure 5.6 où on visualise l'extension horizontale typique des images de la caméra. L'objet a été estimé à partir d'une dizaine de paires d'images qui attestent de la bonne reproductibilité de ce processus.

L'objet estimé par diversité de phase peut donc être pris en compte lors du calcul du rapport de Strehl afin de s'affranchir de cet effet dans la réponse de la caméra. Le rapport de Strehl calculé de cette façon sera noté dans la suite RS_{obj} .

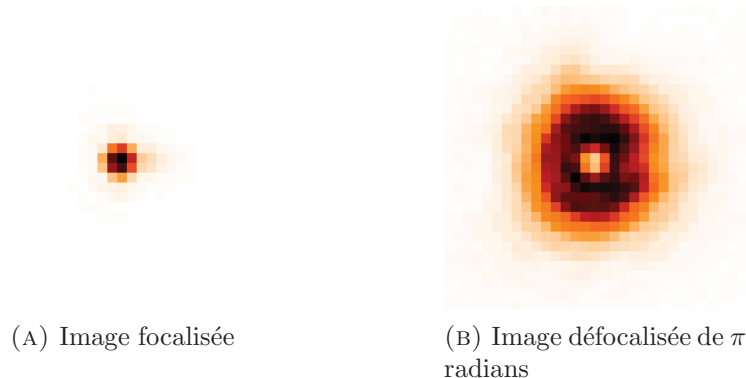


FIGURE 5.4 – Images utilisées pour la diversité de phase.

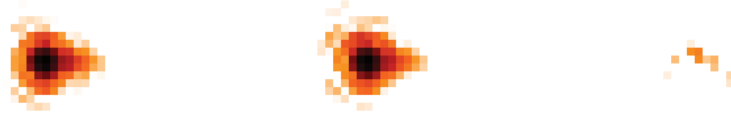


FIGURE 5.5 – De gauche à droite : image du banc, obtenue en boucle fermée avec le miroir déformable dans la pupille, image simulée correspondante, grâce à l’objet et aux aberrations calculées par diversité de phase, et la différence entre les deux, à la même échelle de couleur.



FIGURE 5.6 – L’objet reconstruit par diversité de phase en échelle logarithmique. On peut voir l’extension horizontale vers la droite que l’on retrouve sur les images de la caméra.

5.3 Correction des aberrations non communes

Nous nous sommes concentrés sur la correction de ces aberrations différentielles sur axe, et son gain apporté sur le RS sera présenté au paragraphe 5.3.2. Nous expliquerons aussi notre choix de ne pas corriger les aberrations différentielles dans le champ au paragraphe 5.4.2.

5.3.1 Compensation des aberrations propres de la voie imagerie

Après avoir estimé le front d’onde, le plus souvent sur la base des modes de Zernike, les pentes de référence de l’ASO sont modifiées, de sorte qu’en boucle fermée le front d’onde au niveau de l’ASO ne soit plus plan mais corresponde au front d’onde opposé à celui des NCPA [Blanc *et al.*(2003b)]. De ce fait, le front d’onde sera plan au niveau de la caméra imagerie. Cette solution a été utilisée en premier lieu sur NACO [Blanc *et al.*(2003a), Hartung *et al.*(2003)] puis au Keck [van Dam *et al.*(2004)]. Elle est à présent optimisée pour l’application sur SAXO afin de prétendre à des précisions nanométriques [Sauvage(2007)].

Pour ce faire, on utilise la matrice ASO \mathbf{D} qui relie phase et pentes. On tronque la phase estimée sur n_{est} polynômes de Zernike à un nombre restreint n_{corr} de modes à corriger. On projette alors les n_{corr} polynômes de Zernike sur les pentes à l’aide de \mathbf{D} . Les pentes de référence initiales \mathbf{p}_{ref} se trouvent alors modifiées en \mathbf{p}'_{ref} :

$$\mathbf{p}'_{ref} = \mathbf{p}_{ref} - \mathbf{D}\Phi_{NCPA}. \quad (5.6)$$

Le modèle ASO **D** repose cependant sur une approximation discrète et sur des hypothèses concernant le système, telles que la position du détecteur par rapport à la matrice de micro-lentilles, ou la distance focale de ces dernières. Du fait d'erreurs de modèles possibles, le passage de la phase aux pentes peut être entachée d'erreur. L'estimation même de la phase peut être aussi sujette à des erreurs. Ainsi, les erreurs de modèles ont été identifiées comme limitantes sur le système NAOS-CONICA [Hartung *et al.*(2003)]. Par exemple, une erreur de 10% sur la taille du pixel de la caméra ASO se propage directement en 10% d'erreur sur l'amplitude des NCPA. Pour pallier ces limitations, le processus d'estimation-correction des NCPA est répété successivement et à chaque fois sur le résidu d'aberrations non communes obtenues à l'itération précédente. On réalise ainsi une *Pseudo Boucle Fermée*, proposée dans [Sauvage(2007)]. On modifie les pentes de référence pour corriger les NCPA, on ferme la boucle d'OA sur ces pentes, on mesure une image focalisée et une image défocalisée, on estime de nouveau les NCPA résiduelles, et la modification de pentes à apporter. On ajoute ce nouveau décalage de pentes au précédent, et on répète le processus jusqu'à convergence.

Les différentes étapes nécessaires sont récapitulées :

Étape 0 : Acquisition des pentes de référence

Comme mentionné dans la sous-partie 5.1.1 cette étape permet d'étalonner les aberrations propres à la voie ASO.

1ère étape : Acquisition des deux images, focalisée et défocalisée

Les images acquises sont en réalité des longues poses de 100 images. On acquiert tout d'abord une image focalisée, en boucle fermée. Aux pentes de référence, s'ajoutent ensuite les pentes correspondant à une défocalisation, pour obtenir des pentes de référence défocalisées $\mathbf{p}_{ref,defoc}$ soit : $\mathbf{p}_{ref,defoc} = \mathbf{p}_{ref} + \mathbf{D}.a_4Z_4$. La boucle est fermée sur ces nouvelles références et l'image défocalisée enregistrée. On rappelle que les images analysées sont de taille 140*140 pixels (cf paragraphe 5.1.4.1).

2ème étape : Estimation des NCPA

Estimation des NCPA sur les n_{est} premiers polynômes de Zernike grâce à l'algorithme de diversité de phase ($n_{est} = 63$ comme justifié au paragraphe 5.1.4.2).

3ème étape : Correction des NCPA

On applique la matrice ASO **D** aux n_{corr} premières aberrations estimées, avec $n_{corr} \leq n_{est}$, ce qui donne des pentes ASO, que l'on appelle \mathbf{p}_{NCPA} . Ces pentes sont retranchées aux pentes de référence utilisées lors de la fermeture de la boucle comme indiqué dans l'équation (5.6). Le choix de n_{corr} est discuté au paragraphe 5.3.1.1.

4ème étape : Mesure des NCPA résiduelles

On réitère les étapes 1 à 3 correspondant à la calibration des NCPA résiduelles et à la correction incrémentale des pentes de référence avec la même méthode de diversité de phase. C'est le processus de pseudo boucle fermée. On répète cet enchaînement des quatre étapes jusqu'à convergence du processus. Quelques itérations (2 à 4) suffisent en général. De plus, étant déjà relativement bien corrigées, les images acquises après une itération présentent un meilleur rapport de Strehl, un meilleur signal à bruit, les aberrations peuvent donc être estimées plus précisément.

5.3.1.1 Nombre de modes corrigés

Les aberrations non communes seront corrigées grâce au miroir MD^{sol}. On rappelle (cf section 4.3) que ce miroir possède 8*8 moteurs dans la pupille. Le miroir ayant un nombre fini d'ac-

tionneurs, il ne peut pas corriger toutes les aberrations. Afin d’optimiser le nombre de modes à corriger, on applique de façon successive l’estimation et la correction des NCPA en compensant un nombre différent de polynôme de Zernike. La figure 5.7 présente l’évolution du rapport de Strehl en fonction du nombre de polynômes de Zernike compensés par le MD^{sol} en fonction des itérations. En corrigeant trop peu de modes, on perd en performance. En revanche, une correction de plus de 25 modes entraîne une instabilité de la performance, qui chute à partir de la deuxième itération. Le miroir ayant un nombre fini d’actionneurs, il y a un effet de couplage entre les polynômes de Zernike [Sauvage *et al.*(2007)] : s’il doit compenser un polynôme d’ordre trop élevé, il génère ce polynôme, mais aussi d’autres polynômes, soit d’ordre inférieur, soit d’ordre supérieur. Dans ce dernier cas, ces polynômes indésirables ne peuvent être compensés à l’itération suivante de la boucle et la performance se dégrade.

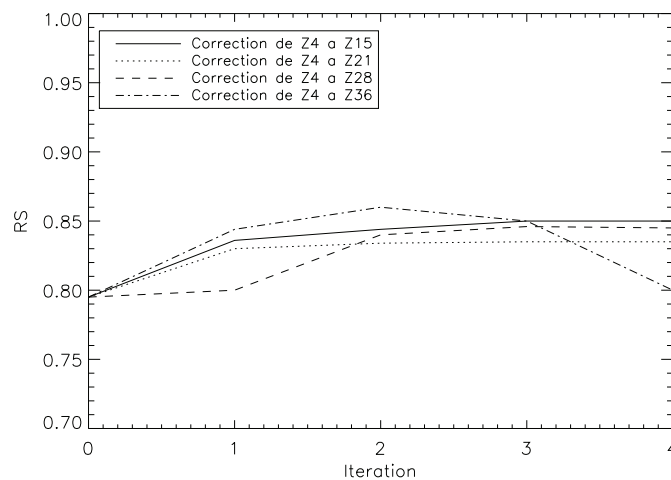


FIGURE 5.7 – Evolution du rapport de Strehl en fonction du nombre de modes compensés par le MD^{sol} . Le nombre de modes optimal à compenser est 25, de Z4 à Z28.

Afin de corriger les NCPA de HOMER, on compense donc 25 polynômes de Zernike.

5.3.2 Correction des aberrations non communes sur HOMER sur axe

L’algorithme décrit précédemment dans la sous-section 5.3.1 a été implanté sur HOMER dans la direction de l’étoile sur axe, et fonctionne à partir d’images de taille 140x140 pixels. Les modes de Zernike sont estimés jusqu’à l’ordre 66 et 25 sont corrigés (jusqu’au polynôme d’indice 28, les modes piston et tip-tilt n’étant pas corrigés), ces choix ayant été discutés au paragraphe 5.1.3. Après quelques itérations du processus de calibration-corrrection des NCPA on observe une nette amélioration de la FEP sur axe, comme on peut le visualiser sur la figure 5.8 où les FEP sont représentées en échelle logarithmique. En réalité, deux itérations correctives suffisent pour atteindre la convergence. Avant correction, le rapport de Strehl interne calculé en tenant compte de l’élongation de la caméra, RS_{obj} , est de 92.5%. Après la première phase d’estimation-corrrection des NCPA, il passe à 96% et une estimation-corrrection des NCPA résiduelles permet d’atteindre 97.5% soit 16 nm RMS.

Les erreurs de modèle ASO ou de repliement de spectre entraînent une incertitude sur l'amplitude du defocus introduit par le miroir. Cette incertitude se propage directement sur le defocus estimé [Blanc *et al.*(2003a)]. On a donc affiné le résultat en appliquant au miroir une rampe de défocalisation et en calculant le rapport de Strehl pour les différents points afin d'optimiser le coefficient a_4 . Les résultats présentés ici tiennent compte de cette optimisation.

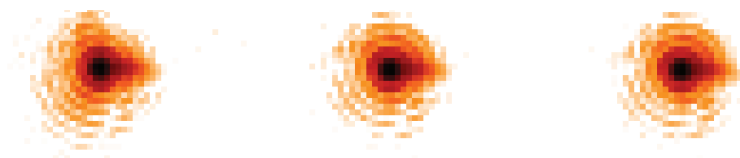


FIGURE 5.8 – De gauche à droite, représentées en échelle logarithmique, FEP avant correction des NCPA $RS_{brut} = 83\%$ et $RS_{obj} = 92.5\%$, après 1 itération du processus de correction $RS_{brut} = 84\%$, $RS_{obj} = 96\%$, et après la deuxième $RS_{brut} = 85\%$, $RS_{obj} = 97.5\%$.

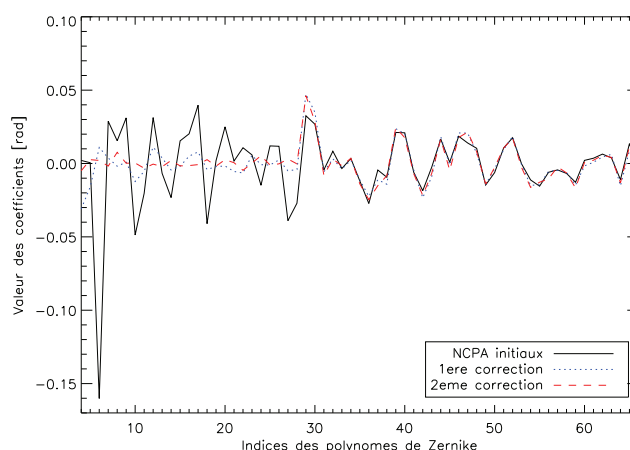


FIGURE 5.9 – Valeurs des coefficients de Zernike en radians lors de leur première estimation (sans correction) en trait plein, en tirets après la première correction, et en pointillées après la deuxième itération. On estime 63 modes et on en corrige 25.

Le graphique 5.9 présente l'évolution des 63 coefficients de Zernike mesurés au fur et à mesure des itérations correctives. La figure montre la très bonne correction des 25 modes corrigés, les modes d'ordre supérieur restant quasiment identiques. On peut visualiser l'apport de la pseudo boucle fermée par rapport à une unique étape de correction. Après la première correction, les aberrations dues aux polynômes de Zernike d'indices 4 à 66 est passée de 22 nm RMS à 11 nm RMS, et l'estimation et correction des NCPA résiduelles par pseudo boucle fermée a permis d'obtenir une aberration résiduelle due à ces Zernike de 7 nm RMS.

5.4 Aberrations de champ

5.4.1 Mesure des pentes de référence et positionnements des ASO

Dans une configuration d'optique adaptative grand champ la mesure des pentes de référence doit s'effectuer pour chacun des ASO, c'est à dire dans chacune des directions d'analyse α . Ces pentes de référence sont notées \mathbf{p}_{ref}^α . Pour les systèmes d'optique adaptative grand champ comprenant un analyseur de surface d'onde pour chacune des directions d'analyse, cette calibration est simple puisqu'il suffit de placer une source au foyer de chacun des analyseurs comme en optique adaptative classique.

En revanche, cette calibration est plus complexe sur le banc HOMER possédant un seul analyseur de surface d'onde grand champ (paragraphe 4.1.5) pour des raisons techniques. Nous ne disposons pas d'un montage opto-mécanique pour positionner une source hors axe exactement dans la direction d'analyse souhaitée et effectuer une calibration identique à un système d'OA grand champ classique.

Une simulation réalisée sous ZEMAX des aberrations de microlentilles supposées parfaites et sphériques indique que pour le demi-champ maximal d'analyse l'aberration au bord du champ est de $\lambda/1000$ rms. Nous pouvons donc supposer que les microlentilles présentent peu d'aberrations de champ. Ainsi, en théorie, il serait suffisant de mesurer les pentes de référence sur axe, puis d'utiliser ces pentes pour chaque direction d'analyse. Les microlentilles utilisées au cours de mes travaux sur HOMER ayant été fabriquées manuellement sans beaucoup de garantie sur leur qualité optique, A. Costille [Costille(2009)] a vérifié que les aberrations de champ de la voie ASO pouvaient être négligées. Les pentes de référence considérées pour chacune des zones d'analyse seront donc les pentes de référence calibrées sur axe. Concernant la détermination des positions des analyseurs dans le champ, sur HOMER, il s'agit de déterminer la position théorique des zones d'analyse dans le champ des sous-pupilles. Cette position dans le champ peut être déterminée par astrométrie. Or lors d'une fermeture de boucle en LTAO sur ces positions sans turbulence en optimisant la performance sur axe, la performance obtenue est fortement dégradée par rapport à une fermeture en OA classique sur axe. Il existe donc un problème de distorsion du système, l'erreur sur le pointage des ASO peut être due soit à une erreur lors du calcul d'astrométrie, soit à des aberrations de champ communes du système. Afin de rectifier cette erreur, nous utilisons les pentes enregistrées dans les différentes directions lorsque le boucle est fermée en optique adaptative classique sur axe, sans turbulence. Les pentes dans chaque zone diffèrent en effet seulement d'une pente globale, qui peut être interprétée comme une erreur de pointage des ASO. Il est donc possible de quantifier cette erreur en rendant compte des tip-tilts différentiels entre zones d'analyse dans les positions calculées par astrométrie.

5.4.2 Etude des aberrations différentielles de champ

Le banc HOMER étant un banc d'OA grand champ, la problématique d'optimisation de la performance dans le champ sur la caméra imagerie s'est aussi posée. La procédure d'estimation des aberrations différentielles de champ par diversité de phase a donc été conduite dans différentes directions afin d'en quantifier leur impact en utilisant des paires d'images focalisée-défocalisée enregistrées pour plusieurs étoiles sources réparties dans le champ. A noter qu'on estime bien ici les aberrations de champ différentielles de la voie commune et de la voie non commune, car la boucle est fermée sur l'étoile sur axe. La figure 5.10 représente les aberrations estimées dans quatre directions. Les sources utilisées correspondent aux sources D5, D3, F6 et A1 présentées dans la partie 4.1.2. Les NCPA sont sensiblement identiques à partir du polynôme de Zernike

8, on peut donc s'attendre à une amélioration globale du rapport de Strehl lors de la correction des NCPA sur axe.

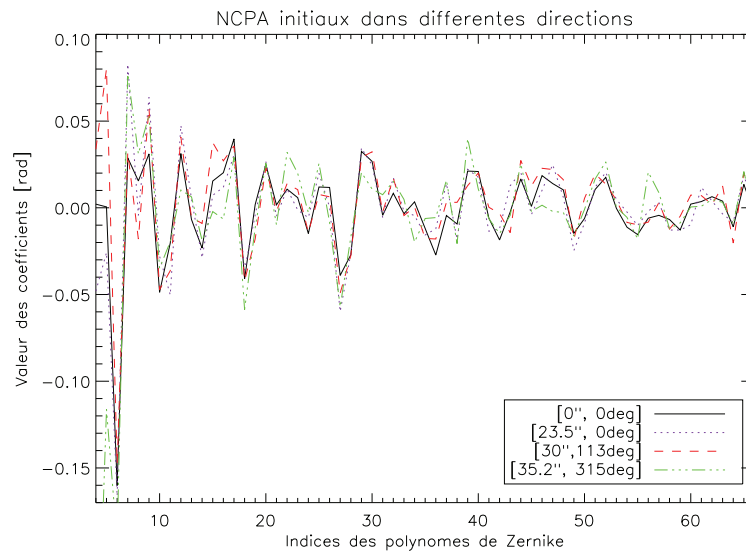


FIGURE 5.10 – Aberrations différentielles de champ estimées dans 4 directions. La ligne noire continue correspond à l'étoile centrale D5, en pointillé l'étoile D3, et tirets rouges l'étoile F6 et en tirets-pointillés verts l'étoile A1.

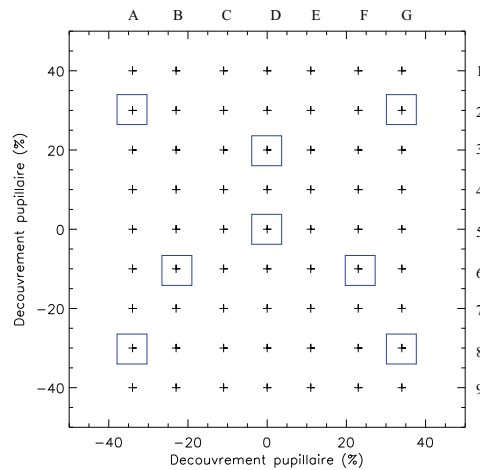


FIGURE 5.11 – Positions des sources de HOMER dans l'espace d'entrée. On rappelle que le découvrement est donné pour une altitude de 13800 m. Les directions testées sont encadrées en bleu.

L'estimation des aberrations de champ différentielles et de l'objet a été effectuée dans 8 directions encadrées en bleu sur la figure 5.11. Pour chacune, trois rapports de Strehl ont été calculés : RS_{brut} (en prenant un objet ponctuel), RS_{obj} (en prenant en compte l'objet estimé par diversité de phase et $RS_{aber} = \exp(-\sum_{i=4}^{66} a_i^2)$). Les résultats sont réunis dans le tableau 5.2.

Pos étoile	RS_{brut}	RS_{obj}	RS_{aber}
D5	85.4%	92.5%	95.5%
A2	78.5%	83%	84%
D3	84.8%	91.5%	94%
G2	84.2%	91.5%	94%
B6	82.3%	88.5%	93.5%
F6	83.9%	89%	92%
A8	82.7%	89.5%	94.5%
G8	83.1%	88%	92%

TABLE 5.2 – Rapports de Strehl dans le champ. RS_{brut} est calculé en prenant un objet ponctuel, RS_{obj} en prenant en compte l’objet estimé par diversité de phase et $RS_{aber} = \exp(-\sum_{i=4}^{66} a_i^2)$.

Sur la figure 5.12 on peut visualiser les fonctions d’étalement de point dans le champ avant et après correction des NCPA sur axe. Les rapports de Strehl sont indiqués sous chaque FEP, ils correspondent au Strehl corrigé de l’objet RS_{obj} . La carte des FEP avant correction permet de mettre en évidence l’impact dans tout le champ des NCPA, le rapport de Strehl moyen est de 89% et les valeurs comprises en 83% et 92.5%. La correction des NCPA sur axe permet d’obtenir une amélioration du rapport de Strehl moyen dans le champ, le RS est de 91% en moyenne et est compris entre 82% et 97.5%. Une étude spécifique aux NCPA dans le champ aurait pu être conduite afin de les corriger ensuite. Elles pourraient être isolées des aberrations de champ différentielles communes en fermant la boucle sur chacune d’elle. Néanmoins, mes études sur la performance des lois de commande ont été conduites dans un cadre de LTAO, c’est donc la performance sur axe qui est le critère d’intérêt. Nous avons donc décidé au vu de ces bonnes performances et de la complexité de mise en oeuvre d’une telle procédure, de ne pas corriger les NCPA dans le champ. Néanmoins, nous discuterons dans les perspectives du chapitre 7 d’une méthode se basant sur une estimation tomographique et une correction par les deux miroirs déformables de HOMER qui pourrait être envisagée pour effectuer cette correction dans le champ.

La correction des aberrations non communes sur axe par diversité de phase conduit à une excellente performance interne de $RS_{obj}=97.5\%$. Elle conduit aussi à une augmentation de la performance moyenne dans le champ. La performance au niveau de la voie imagerie est donc maintenant optimisée.

5.5 Enjeux de l’identification des paramètres système

Malgré le soin apporté à l’alignement du système, des désalignements relatifs entre composants peuvent être encore présents, notamment un désalignement relatif entre l’analyseur et le miroir déformable (*mis-registration* en anglais). Les nombreuses optiques présentes sur le trajet optique peuvent aussi engendrer des aberrations différentielles de champ. L’astérisme formé par les étoiles guides réparties dans le champ (*ie* leur position relative) sera alors déformé et la reconstruction tomographique en sera affectée, puisque la turbulence ne sera pas exactement sondée dans la direction voulue.

Une imprécision sur l’étalonnage du banc détériore ses performances, directement à cause du mauvais alignement du banc, mais aussi par les modèles qui seront faussés et sur lesquels les

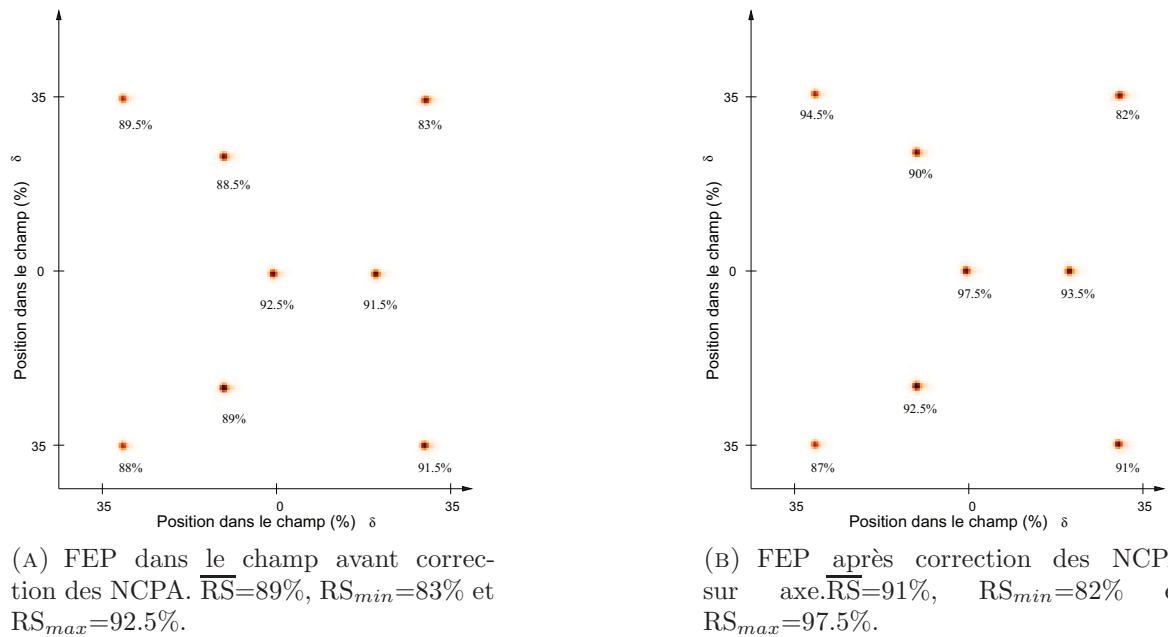


FIGURE 5.12 – FEP dans le champ avant et après correction des NCPA sur axe. Les RS indiqués sont calculés en prenant en compte l'élongation de l'objet.

lois de commande de type tomographique reposent.

Dans la sous-partie 5.5.1 je mets en lumière les modèles sur lesquels s'appuient les lois de commande, et dans la sous-partie 5.5.2 l'impact sur HOMER des erreurs d'étalonnage mentionnées précédemment sera présentée.

5.5.1 Paramètres système dans les lois de commande

La loi de commande intégrateur et son équation ont été présentées au paragraphe 3.3. Une seule matrice doit être calibrée : la matrice d'interaction \mathbf{M}_{int}^{52} , matrice de passage entre l'espace MD et l'espace ASO. On rappelle que $\mathbf{M}_{int}^{52} = \mathbf{D}\mathbf{N}^{52}$.

Les lois de commande de type tomographique reposent sur plusieurs modèles. Dans le cas de la commande LQG, on rappelle (voir paragraphe 3.7) que cette loi de commande nécessite des modèles et connaissances *a priori* de :

- la turbulence : on utilise un modèle d'évolution temporelle de type AR1 dépendant en particulier de la norme de la vitesse du vent. Les *a priori* spatiaux reposent sur la force de la turbulence, sa répartition dans chaque couche, et l'altitude des couches
- la matrice ASO \mathbf{D}
- du(des) miroir(s) déformable(s), à travers sa(leur) matrice d'influence \mathbf{N} et son(leur) altitude de conjugaison
- des matrices de projection $\mathbf{M}_{\alpha}^M, \mathbf{M}_{\beta}^M, \mathbf{M}_{\alpha}^L, \mathbf{M}_{\beta}^L$, qui dépendent des directions d'analyse (α) ou de correction (β)
- la(les) matrice(s) de projection sur le(s) miroir(s) déformable(s)
- la matrice de covariance du bruit Σ_w . Le bruit étant considéré comme blanc gaussien et décorréolé entre sous-pupilles, la matrice Σ_w est diagonale et proportionnelle à l'identité

La géométrie relative entre les différents composants doit aussi être connue.

Pour ce dernier point, en effet, si on prend l'exemple d'un miroir déformable conjugué avec la pupille, comme c'est le cas en optique adaptative classique, la matrice d'interaction est définie par $\mathbf{M}_{int} = \mathbf{D}.\mathbf{N}$, un désalignement relatif entre le miroir déformable et l'analyseur de surface d'onde entraîne donc une modification de M_{int} . Ce désalignement relatif peut être décrit par 4 paramètres : deux translations orthogonales x_0, y_0 , une rotation θ , et un grandissement g_y .

Dans le cas d'un miroir déformable conjugué en altitude, comme dans une configuration de type optique adaptative multi-conjuguée, la validité des modèles dépend de ces quatre mêmes paramètres, mais aussi des caractéristiques des matrices $\mathbf{M}_\alpha^M, \mathbf{M}_\beta^M$. En effet, une connaissance exacte de la portion de miroir déformable vue dans une direction donnée est nécessaire puisque la matrice d'interaction correspondant à cette direction est $\mathbf{D}.\mathbf{M}_\alpha^M.\mathbf{N}$. A. Costille [Costille(2009)] a montré que la matrice la plus critique était \mathbf{M}_α^M et non \mathbf{D} ou \mathbf{N} . Les directions d'analyse de la turbulence α doivent donc être identifiées. Une erreur sur ce paramètre entraîne une erreur sur le volume turbulent analysé et donc à une erreur dans le processus de reconstruction tomographique, ce qui conduit à une dégradation des performances.

Les lois de commande de type tomographique reposent aussi sur des connaissances *a priori* de la turbulence. Des travaux récents ont montré que la reconstruction tomographique était très sensible aux erreurs de modèles sur l'altitude et le nombre de couches turbulentes utilisées pour modéliser la turbulence [Neichel *et al.*(2009), Costille et Fusco(2011)]. L'identification de ces derniers paramètres n'est pas le propos de ce chapitre, plusieurs méthodes pour sonder la turbulence ont été développées par différentes équipes [Vidal *et al.*(2010), Gilles et Ellerbroek(2010), Voyez *et al.*(2012), Cortes et al(2012)]. Mes travaux s'intéressent uniquement aux paramètres du système, et on considère une connaissance parfaite du volume turbulent.

Une méthode d'identification de la géométrie relative entre analyseurs a été développée dans le cadre de l'algorithme de tomographie Learn & Apply [Vidal(2009)]. L'identification s'effectue en utilisant les matrices de covariance obtenues à partir des données boucle ouverte de tous les analyseurs de surface d'onde. Des matrices de covariance synthétiques sont ensuite calculées à partir des paramètres identifiés et utilisées pour calculer le reconstruteur tomographique de la commande. En revanche cette procédure n'est actuellement utilisée qu'en boucle ouverte (pour une application d'optique adaptative multi-objet), les analyseurs étant placés en amont du miroir déformable. Son but est aussi différent du notre, il est en effet d'injecter l'information de désalignement relatif pour améliorer l'identification d'un reconstruteur tomographique sur données expérimentales et ainsi améliorer la loi de commande, et non de mettre à jour des modèles sur lesquels s'appuient les lois de commande ou de réaligner le banc.

5.5.2 Influence sur les performances d'une erreur d'étalonnage

Certains paramètres système peuvent ne pas être correctement étalonnés lors de l'alignement optique du banc. Ceci peut avoir un impact non négligeable sur les performances lorsqu'une loi de commande basée sur des modèles du système est implantée (comme le LQG). Dans cette étude réalisée en simulation, relativement succincte, de la sensibilité de la performance aux erreurs d'alignement, on considère un cas de fonctionnement HOMER standard, c'est à dire où ni les modèles ni la matrice d'interaction n'est remise à jour. Cela permet de mettre en relief la sensibilité à des erreurs dans le cas dit "pire", ou rien n'est remis à jour afin d'obtenir des spécifications d'alignement sur HOMER dans le cas le plus contraignant. Le critère retenu pour évaluer la perte de performance comme critique est une perte de 5%.

En optique adaptative classique avec commande intégrateur, la sensibilité est étudiée par

rapport à la non remise à jour de la matrice d'interaction, enregistrée expérimentalement sur HOMER. La perte de performance est notable à partir d'une translation relative entre l'analyseur de surface d'onde et le miroir déformable d'environ 0.15 sous-pupille et d'une rotation de 0.15 sous-pupille en bord de champ. La figure 5.13 illustre la perte de performance en fonction de la translation relative ASO/MD. On retrouve le même type de courbe pour la rotation relative.

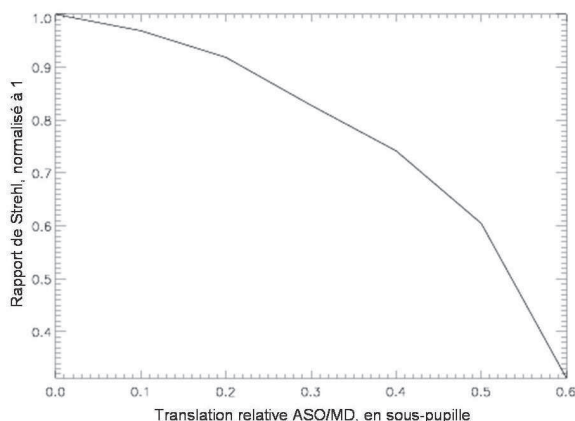


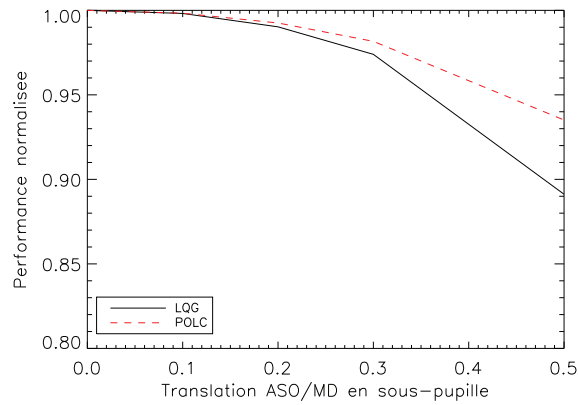
FIGURE 5.13 – Impact d'une translation relative entre l'ASO et le MD en OA classique fonctionnant avec un intégrateur sur la performance. Le rapport de Strehl est normalisé à 1 lorsque le système est parfaitement aligné.

La même étude de sensibilité à l'alignement a été menée en OA tomographique avec deux lois de commande : LQG et POLC. On s'intéresse ici à la sensibilité par rapport aux modèles ne prenant pas en compte le désalignement. La figure 5.14 présente les résultats obtenus dans une configuration à 3 couches turbulentes et 4 étoiles guides naturelles utilisant uniquement MD^{sol} pour la correction, en ligne continue la correction est calculée à l'aide d'une loi de commande LQG et en pointillés à l'aide d'un POLC. Les figures 5.14(a) et 5.14(b) présentent l'évolution du rapport de Strehl en fonction respectivement de la translation relative ASO/MD.

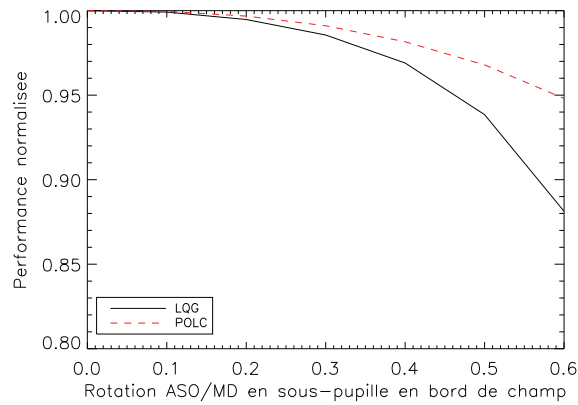
On peut tout d'abord noter une plus forte robustesse à ces erreurs de la part du POLC par rapport au LQG, qui lui-même est plus robuste que la commande intégrateur. L'alignement requis est dans ces conditions est de 0.35 sous-pupille en translation et 0.35 sous-pupille en bord de champ pour la rotation. La figure 5.14(c) représente l'évolution sur rapport de Strehl en fonction de l'erreur sur les directions d'analyse. Vingt tirages de jeux d'erreurs sont effectués pour les directions comme expliqué à la figure 5.15. Dans ce cas, le POLC est plus sensible que le LQG. L'erreur acceptable sur les directions est de cinq secondes d'arc en LQG et de deux secondes d'arc pour le POLC. Le POLC semblerait plus sensible aux erreurs liées à la tomographie. Il serait utile d'étudier plus en détails ce point par des simulations plus approfondies.

Une procédure d'identification des paramètres a donc été mise au point, basée sur un algorithme de minimisation utilisant la matrice d'interaction. Même si HOMER ne requiert pas de précisions d'alignement draconiennes, il est un bon outil de test de cet algorithme. Cette procédure est en effet essentiel pour les systèmes de plus haut ordre sur les Very et Extremely Large Telescopes. A titre d'exemple l'instrument d'OA extrême SAXO du VLT requiert une précision d'alignement de $1/10^6$ de sous-pupille.

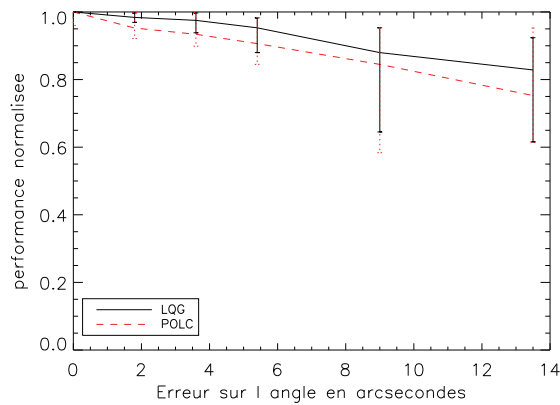
L'identification des paramètres système comprend entre autre l'identification de la géométrie relative des composants et des directions d'analyse par rapport à l'astérisme. Je présente dans



(A) Impact d'une erreur sur la translation relative ASO/MD



(B) Impact d'une erreur sur la rotation relative ASO/MD



(C) Impact d'une erreur sur la position des EG. La barre d'erreur correspond au minimum et au maximum sur une population de 20 tirages de l'erreur

FIGURE 5.14 – Impact d'une erreur dans les modèles utilisés en LQG (ligne continue noire) et en POLC (pointillés rouges).

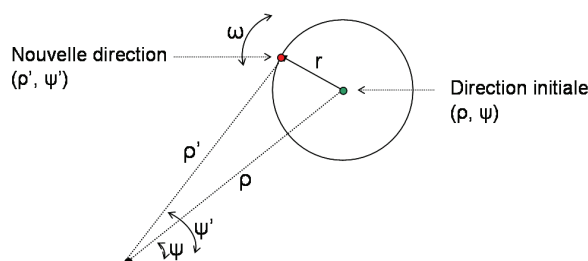


FIGURE 5.15 – Représentation de l’erreur commise sur une direction d’analyse. L’erreur sur la distance angulaire est connue et fixée, et on effectue 20 tirages de ω compris entre 0 et 360, et ce pour chacune des directions.

un premier temps les résultats obtenus sur l’identification de la géométrie relative du MD dans la pupille et de l’ASO, et dans un deuxième temps les résultats obtenus sur l’identification concernant les directions d’analyse.

5.6 Identification des paramètres système - Validation numérique

On appelle *params* l’ensemble des paramètres à identifier. Si on travaille avec le miroir dans la pupille uniquement, comme c’est le cas en OA classique, en GLAO ou en LTAO, *params* est le jeu de paramètres décrivant le désalignement relatif entre le miroir et l’ASO. Si le deuxième MD en altitude est utilisé, alors *params* représente le jeu de paramètres décrivant les directions d’analyse et l’altitude du miroir. On considère pour l’instant les fonctions d’influence comme étant connues et fixées. Comme exposé dans la section 5.5.1, la matrice d’interaction contient l’information sur ces différents paramètres. En utilisant un algorithme de minimisation basé sur cette dernière, on peut alors estimer les paramètres d’intérêt.

L’objectif de la procédure développée est d’identifier les paramètres système mentionnés ci-dessus à partir de la matrice d’interaction dans le but de maîtriser au mieux les conditions expérimentales. Dans un cadre de banc de démonstration expérimentale, facile d’accès et de réglage, le banc peut alors être ré-aligné finement à partir des données identifiées. Si cela n’est pas possible, alors le désalignement peut être maîtrisé, soit directement en étant pris en compte dans les modèles utilisés dans les lois de commande, soit en prenant en compte l’impact de ce désalignement lors du calcul des performances. Ainsi la procédure d’identification mise au point permet d’étudier les différentes lois de commande dans des conditions maîtrisées.

5.6.1 Description de l’algorithme d’identification

Les erreurs d’alignement considérées ne sont pas des erreurs dynamiques. En effet, des erreurs peuvent apparaître lorsque le système est en fonctionnement, à cause des variations environnementales comme la température entraînant des flexions, ou des distorsions locales de la pupille. Par exemple l’AO Facility reposera sur des matrices d’interaction calculées de façon pseudo-synthétique [Oberti *et al.*(2006)]. Ce type de matrices présente l’avantage certain d’être non bruité, mais repose sur la modélisation des composants, en particulier du désalignement relatif ASO/MD, dont la dérive doit donc être identifiée. C. Béchet [Bechet *et al.*(2011)] a proposé dans

ce cadre une méthode d'identification dynamique de l'alignement relatif entre le miroir déformable et l'analyseur fonctionnant en boucle fermée sans dégradation de performance. Elle se base sur les covariances des pentes et des commandes ou des incréments de pentes et des incréments de commandes [Bonnet(2009)]. C'est une sorte d'alarme, permettant d'avertir l'utilisateur sur le besoin de mise à jour de la matrice d'interaction. Ce type d'identification en boucle fermée est en dehors du champ de mes travaux. Dans mon cas, j'ai travaillé sur une méthode hors-ligne à partir de la matrice d'interaction expérimentale calibrée en interne. Dans le processus, une matrice d'interaction $\mathbf{M}_{int}^{synth}(params)$ est synthétisée à partir d'un modèle ASO géométrique et d'un modèle gaussien des fonctions d'influence du miroir, et sa distance à la matrice d'interaction expérimentale $\mathbf{M}_{int}^0(params_0)$ est minimisée en fonction de $params$.

L'algorithme de minimisation développé repose sur le critère suivant :

$$\epsilon = \|\mathbf{W} \left(\mathbf{M}_{int}^0(params_0, \sigma_{bruit}) - \mathbf{M}_{int}^{synth}(\widehat{params}) \right)\|^2 \quad (5.7)$$

σ_{bruit} étant l'écart-type de bruit de la matrice d'interaction du système. La norme matricielle est définie par la norme de Froebenius : $\sum (m_{int}^0[i, j] - m_{int}^{synth}[i, j])^2$, où $m[i, j]$ désigne le terme se situant à la i ème ligne et j ème colonne de \mathbf{M} . \mathbf{W} est une carte de poids, permettant de prendre en compte uniquement les sous-pupilles contenant du signal utile.

La minimisation du critère est effectuée en utilisant un algorithme de descente de type Levenberg-Marquardt [Marquardt(1963)].

Dans le cas du MD au sol, étant conjugué de la pupille toutes les directions d'analyse voient le MD entier, la matrice d'interaction ne contient pas d'information sur les directions. En revanche, elle contient de l'information sur le désalignement entre le MD et l'ASO. $params$ contient alors :

- les deux translations orthogonales relatives ASO/MD
- la rotation relative
- le grandissement relatif.

Dans le cas d'un MD en altitude, les faisceaux issus des différentes étoiles guides voient une portion du MD différente, la matrice d'interaction contient donc l'information sur les directions, ainsi que sur l'altitude du miroir liée à la taille de l'empreinte des faisceaux sur celui-ci. $params$ représente alors :

- les coordonnées polaires des directions des étoiles guides
- l'altitude du miroir.

5.6.2 Validation numérique de l'identification du désalignement relatif ASO/MD

Afin de valider l'algorithme d'identification, une phase de simulation et validation numérique a été conduite. Elle a été effectuée dans le cas cas représentatif du banc HOMER, prenant en compte ses spécificités, en particulier la configuration de constante enveloppe. Le système comprend :

- un MD constitué de 52 moteurs, de couplage =0.4 (MD^{sol} sur HOMER) ou un MD de 88 actionneurs de couplage 0.65 (MD^{alt} sur HOMER)
- un ASO 7*7 sous-pupilles (37 sous-pupilles valides), 13*13 pixels par sous-pupilles, de bruit pixellique à choisir.

Une matrice d'influence est en premier lieu simulée, dite parfaite, sans rotation ni translation, et de grandissement 1, contenant 52 fonctions d'influence gaussiennes. Ces dernières subissent un grandissement g et sont ensuite soumises à une translation (x_0, y_0) et à une rotation θ . On calcule ensuite la matrice d'interaction correspondante $\mathbf{M}_{int}^{simu}(params_0, \sigma_{bruit})$ obtenue par une

action de tirer-pousser sur chacun des moteurs, $params0$ étant le jeu de paramètres à identifier et σ_{bruit} la variance du bruit pixellique gaussien.

Plusieurs cartes de pondération ont été testées afin d'améliorer la précision de l'algorithme. En particulier, une carte de pondération binaire définie grâce à un seuil par rapport au maximum du signal, ou une carte plus élaborée, obtenue en sommant avec une pondération de type gaussienne (d'écart-type correspondant à un déplacement d'une sous-pupille) les matrices d'interaction obtenues pour

- des rotations $\theta \in [-\pi/4; \pi/4]$ par pas de $\pi/100$
- des translations en $x \in [-1; 1]$ par pas de 0.04
- des translations en $y \in [-1; 1]$ par pas de 0.04.

La figure 5.16 représente un exemple de ces deux types de cartes. A gauche, la carte de pondération binaire, ici le seuil est de 0.015 multiplié par le maximum de la matrice d'interaction pour un cas de bruit moyen, et à droite la carte de pondération de type gaussienne.

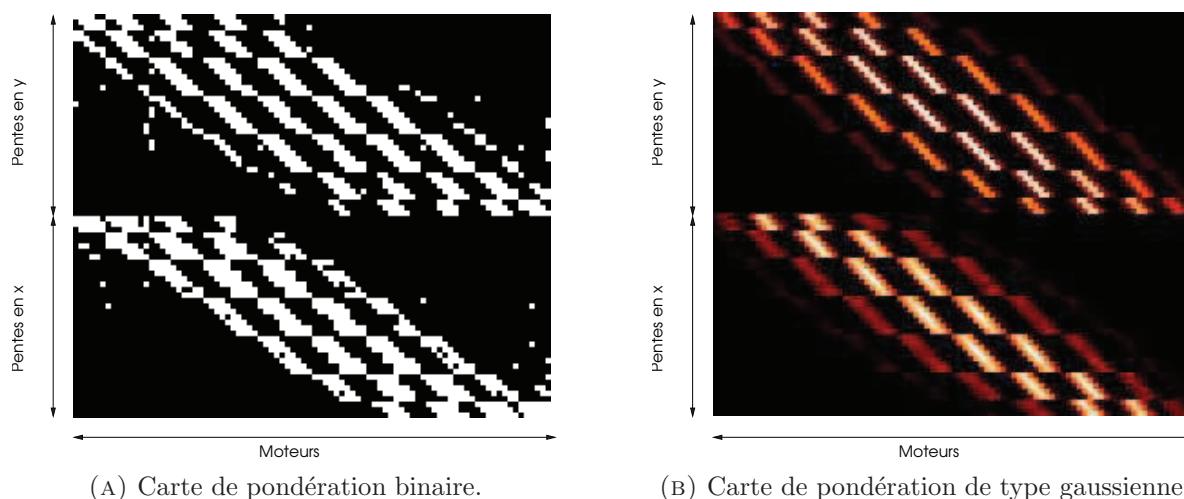
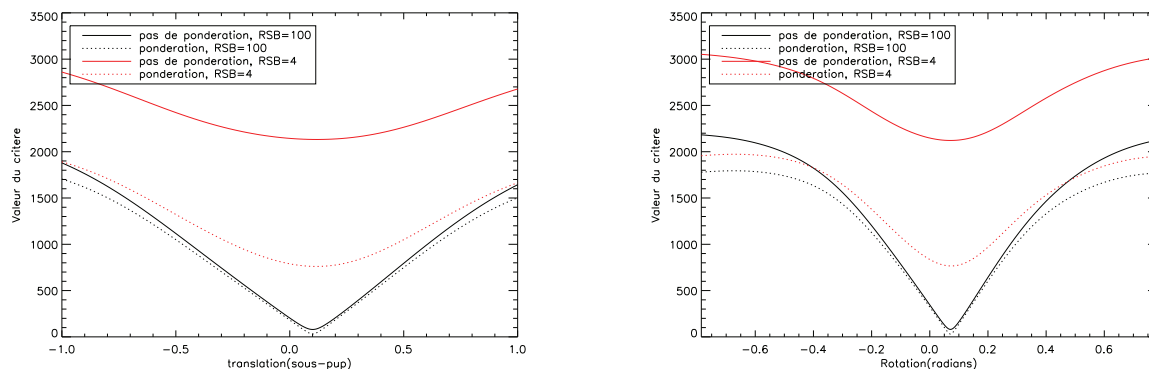


FIGURE 5.16 – Cartes de pondération qui peuvent être utilisés dans l'algorithme d'identification des paramètres système.

La figure 5.17 présente le critère défini dans l'équation (5.7) en fonction de la translation (figure de gauche) ou de la rotation (figure de droite) pour deux valeurs du bruit. En trait plein, aucune pondération n'est prise en compte, en pointillés, une carte de pondération binaire définie à l'aide d'un seuil à 25% du maximum du signal est appliquée. Le critère est localement convexe sur une plage de valeurs importante, et le minimum global correspond bien au défaut d'alignement introduit. On peut noter que la pondération ne change pas la position du minimum, ni la forme globale du critère, on s'attend donc à ce qu'elle n'influe que peu sur la convergence et la précision de l'algorithme, au moins en simulation où il n'y a pas d'erreurs de modèles. Le même type de courbe est obtenu avec la pondération de type gaussienne.

Afin de valider numériquement l'algorithme, plusieurs valeurs de défaut d'alignement (représenté par la rotation θ , les deux translations x et y et le grandissement g_y) sont simulées et différents bruits sont considérés. Dans chaque cas, 100 tirages aléatoires du bruit de la matrice d'interaction sont effectués, et la matrice d'interaction ainsi bruitée $\mathbf{M}_{int}^0(x, y, \theta, g_y, \sigma_{bruit})$ est à chaque fois injectée dans l'algorithme d'identification. Dans toute la section, on estime conjointement les quatre paramètres $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{\theta}, \hat{g}_y)$. La figure 5.18 présente la moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation d'un des paramètres en fonction de ce dernier. Dans les cas des



(A) Critère en fonction de la translation. La translation à retrouver est 0.1 sous-pupille. La rotation est fixée à un quart de sous-pupille en bord de champ.

(B) Critère en fonction de la rotation. La rotation à retrouver est un quart de sous-pupille en bord de champ. La translation est fixée à 0.1 sous-pupille.

FIGURE 5.17 – Critère monovariante pour deux cas de bruits. En trait plein le critère non pondéré, en pointillé le critère pondéré avec une carte binaire correspondant à un seuil de 25% du maximum.

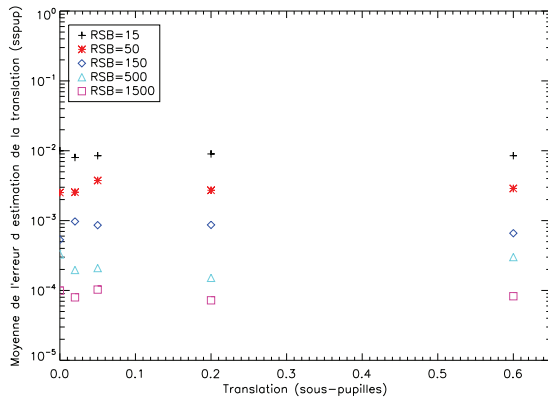
figures 5.18(a) et 5.18(b) le paramètre d'intérêt est la translation. La première est à rotation nulle, alors que pour le deuxième cas, la rotation est de 0.7 sous-pupille en bord de champ. On peut voir que la précision d'estimation de la translation est indépendante de la translation à retrouver et de la rotation. De même, les figures 5.18(c) et 5.18(d) montrent une indépendance de la précision de l'identification de la rotation aux valeurs de la rotation et des translations. Dans tous les cas, la précision obtenue est bien au-delà de celle requise sur HOMER (cf paragraphe 5.5.2). Cependant, cette validation numérique ne considère pas d'erreurs de modèles, il est donc indispensable de valider cette procédure sur le banc.

5.6.3 Validation numérique de l'identification pour l'OA tomographique

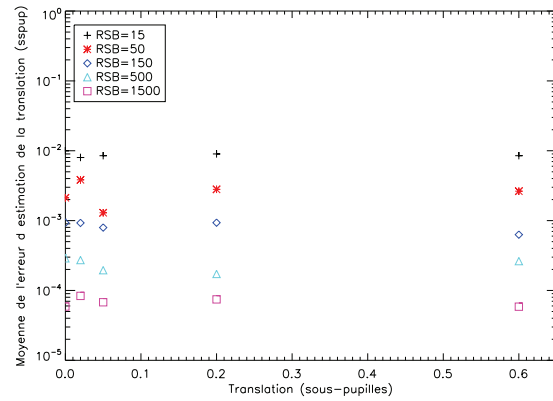
Dans le cas d'un MD en altitude, les faisceaux issus des étoiles guides ne voient pas la même portion du MD, et la taille de leur empreinte sur le MD est directement liée à l'altitude de ce dernier. Il est donc possible de remonter à la direction des étoiles guides et à l'altitude du MD à partir de la matrice d'interaction du MD en altitude. La figure 5.20 illustre les différents paramètres mis en jeu. Les directions d'analyse sont paramétrées par leurs coordonnées polaires (ρ, Ψ) et l'altitude du MD est notée h .

Afin de valider numériquement l'algorithme d'identification de ces paramètres, une matrice d'interaction $M_{int, simu}(\Psi, \rho, h, \sigma_{bruit})$ est synthétisée comme dans le cas du MD dans la pupille. Elle contient 88 moteurs pour être représentative du MD^{alt} de HOMER. $M_{int}(\hat{\Psi}, \hat{\rho}, \hat{h})$ est ensuite estimée en minimisant le critère de l'équation (5.7).

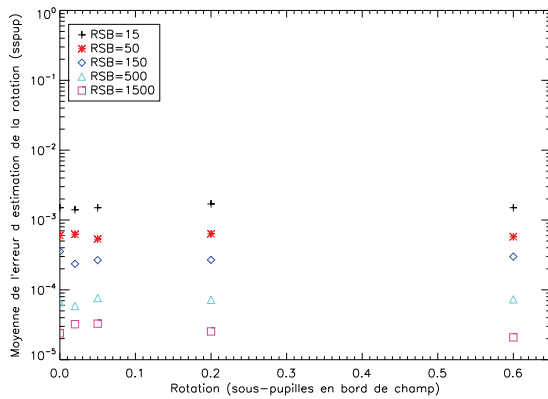
Plusieurs jeux de paramètres à identifier sont testés, représentatifs de la configuration de HOMER. Pour chaque jeu à identifier, le point de départ de l'algorithme est $(\rho + \Delta\rho, \Psi + \Delta\Psi, h + \Delta h)$. L'erreur sur les paramètres de départ est choisie de façon à être en adéquation avec le banc HOMER. Chaque étoile du module source du banc est séparée angulairement de sa voisine de $11.6''$. En supposant que l'erreur sur l'angle polaire ρ ne soit pas plus grande qu'une demi-séparation angulaire entre deux étoiles, on part de $\Delta\rho=5''$. On suppose aussi que l'erreur



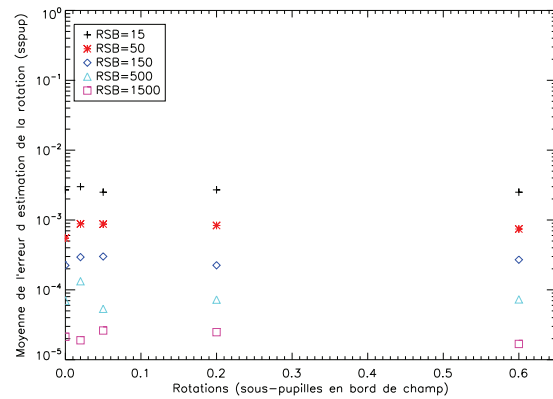
(A) Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation de la translation. La rotation relative est nulle.



(B) Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation de la translation. La rotation relative est de 0.7 sous-pupille en bord de champ.

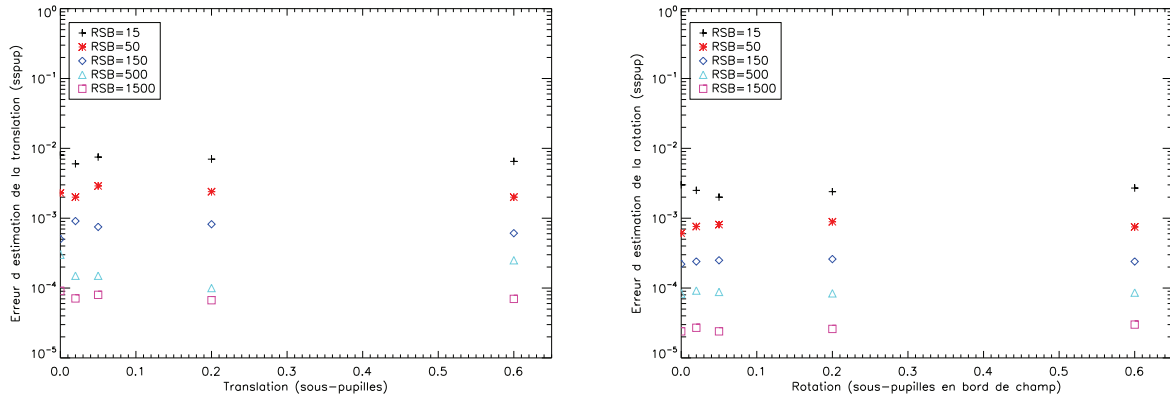


(C) Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation de la rotation. La translation relative est nulle.



(D) Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation de la rotation. La translation relative en x est de 0.1 sous-pupille.

FIGURE 5.18 – Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation (biais) d'un des paramètres représentant le désalignement relatif ASO/MD sur des matrices numériques. L'incertitude à 3σ sur l'estimation est de 0.03, 0.009, 0.003, 0.009 et 0.003 sous-pupille en bord de champ respectivement pour les rapports signal à bruit de 15, 50, 150, 500 et 1500, cf paragraphe 5.7.1 pour la définition du RSB



(A) Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation de la translation. La rotation relative est nulle.

(B) Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation de la rotation. La translation relative est nulle.

FIGURE 5.19 – Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation (biais) d'un des paramètres représentant le désalignement relatif ASO/MD sur des matrices numériques avec une carte de pondération binaire. L'incertitude à 3σ sur l'estimation est de 0.03, 0.009, 0.003, 0.009 et 0.003 sous-pupille en bord de champ respectivement pour les rapports signal à bruit de 15, 50, 150, 500 et 1500.

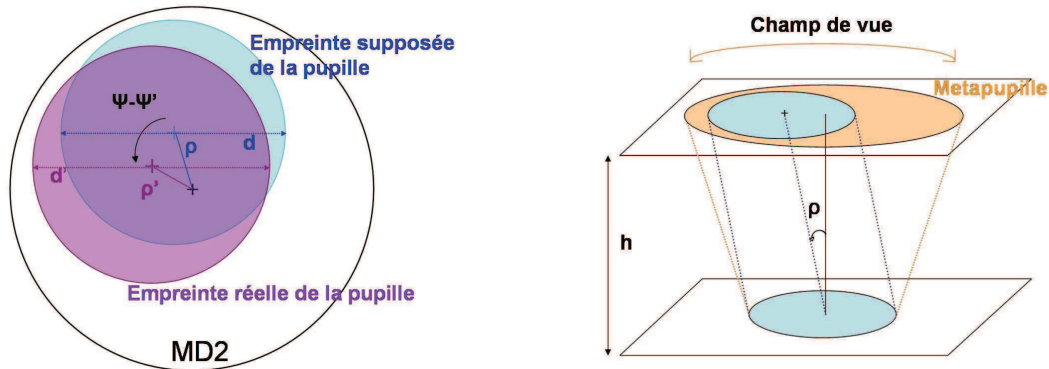


FIGURE 5.20 – Gauche : projection du MD dans la direction d'analyse sur la métapupille à l'altitude h . Droite : vue de dessus de l'empreinte du MD sur la métapupille, elle est caractérisée par trois paramètres : ses coordonnées polaires ρ, Ψ , et son diamètre, directement relié à l'altitude h de conjugaison du MD.

sur la rotation en bord de champ ne dépasse pas un demi pitch du miroir, ce qui équivaut à 5.5° pour un MD de 10×10 actionneurs tel que le MD^{alt}. $\Delta\Psi$ est donc fixé à 5° . Ces valeurs correspondent à ce qu'un réglage grossier à l'oeil est capable de fournir. Δh est quant à lui fixé à 600 m, ce qui correspond à l'incertitude de réglage.

L'erreur d'estimation des paramètres est indépendante de leur valeur. On a donc choisi de ne représenter qu'un cas sur la figure 5.21. L'altitude est de 5000 m, l'angle polaire de 45° et le rayon de $11.7''$ (correspondant à un petit champ sur HOMER). Cette figure présente l'erreur d'estimation des paramètres en fonction du RSB, le paramètre considéré est l'angle polaire sur

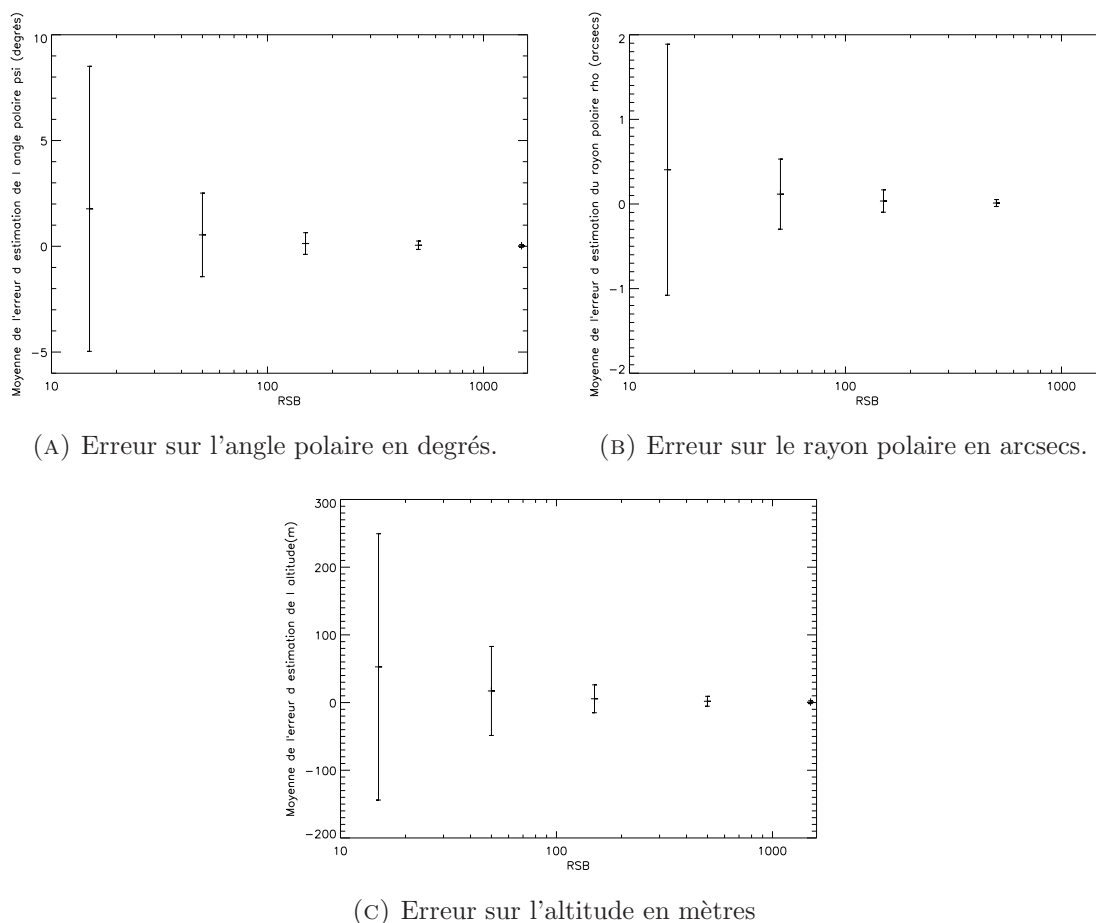


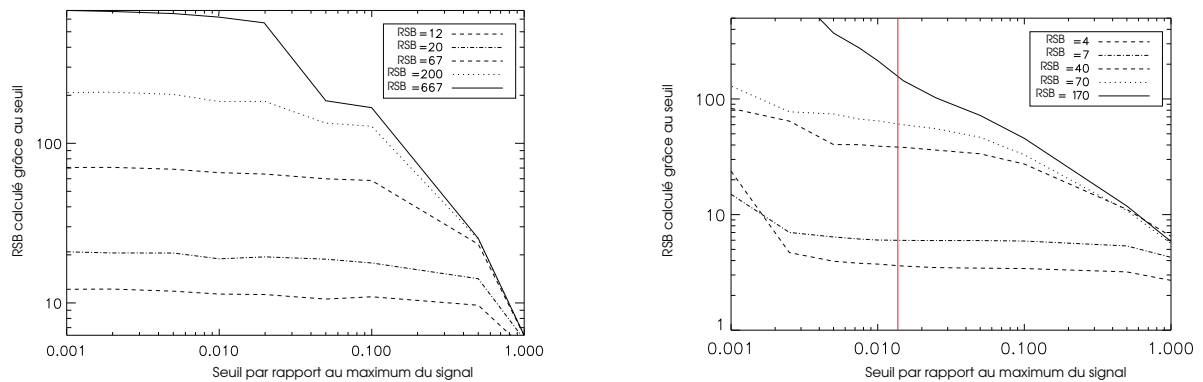
FIGURE 5.21 – Moyenne de la valeur absolue de l'erreur d'estimation d'un des paramètres représentant la configuration OA grand champ en fonction du RSB. L'incertitude à 3σ sur l'estimation est tracée pour chaque RSB, calculée sur une population de 100 matrices pour chaque cas.

la figure 5.21(a), le rayon polaire sur la figure 5.21(b) et l'altitude sur la figure 5.21(c).

Les performances sont au-delà de la précision requise sur HOMER (cf paragraphe 5.5.2) à faible et moyen bruit. En revanche, à fort bruit (RSB=15, cf paragraphe 5.7.1 pour la définition du RSB), la précision sur l'estimation du rayon polaire est limitée par rapport à la spécification qui, on le rappelle est de deux secondes d'arc. Afin de valider expérimentalement cet algorithme, on le testera donc sur le banc dans un premier temps à fort RSB.

5.7 Résultats expérimentaux

L'algorithme d'identification a été testé et validé sur le banc HOMER dans différentes conditions de RSB. Dans une première section nous allons nous intéresser à la définition du RSB, puis une deuxième section est consacrée aux résultats expérimentaux obtenus en utilisant uniquement le MD dans la pupille et enfin les résultats on OA tomographique seront présentés.



(A) Matrices simulées. Le seuil acceptable doit être inférieur à $0.01 \cdot \max(\text{signal})$. Le RSB indiqué en légende est calculé grâce à la valeur du bruit injectée dans la modélisation, connu.

(B) Matrices expérimentales. La plage du seuil acceptable (plateau) est plus réduite, la ligne rouge verticale représente le seuil utilisé par la suite et la légende le RSB trouvé dans ce cas.

FIGURE 5.22 – RSB calculé en fonction du seuil utilisé pour discriminer le bruit du signal utile, pour différentes conditions de flux. Le RSB est défini comme le rapport entre le maximum \max d'une matrice d'interaction de très bonne qualité ($RSB \gg 100$), et l'écart-type des sous-pupilles de valeur inférieure à $\text{seuil} \cdot \max$.

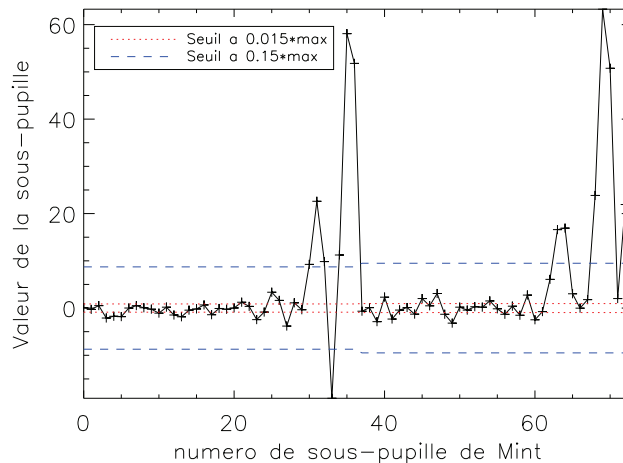


FIGURE 5.23 – Coupe de la matrice d'interaction au niveau du 8ème moteur. Plusieurs valeurs de seuil sont tracées.

5.7.1 Définition du RSB

On peut justifier ici notre choix de la définition du RSB qui s'exprime comme : $RSB = \text{Max}(\text{signal}_{\text{sans-bruit}}) / \sigma_b$, où Max est le maximum d'une matrice de très bonne qualité. On pourrait effectuer la différence entre deux matrices d'interaction enregistrées dans les mêmes conditions de bruits et à intervalle de temps très court et ainsi obtenir deux fois le bruit, le signal du à l'excitation des moteurs s'annulant alors. Or, la différence entre deux matrices expérimentales n'est pas uniquement le bruit, il reste du signal, qui peut être dû par exemple à une légère différence de réponse des moteurs. Cette solution est donc à écarter. Il est donc nécessaire

d'isoler les sous-pupilles contenant uniquement du bruit à l'aide d'un seuil à déterminer. Pour cela une étude du RSB calculé en fonction du seuil appliqué à la matrice a été conduite sur des matrices simulées et des matrices expérimentales, dans différentes conditions de bruit. La figure 5.22 regroupe ces résultats. Dans le cas de matrices simulées, la variance de bruit injectée est connue et donc le RSB correspondant l'est aussi, on peut alors définir une plage de seuil permettant de retrouver ce RSB : le seuil doit être inférieur à $0.02 \cdot \max(\text{signal})$. Dans le cas expérimental, on observe un plateau de la courbe entre $0.005 \cdot \max(\text{signal})$ et $0.07 \cdot \max(\text{signal})$ (sauf pour le cas très faible bruit). A sa gauche, le seuil n'est pas assez élevé, le bruit est tronqué et l'estimée de sa variance est biaisée, elle est trop faible. Ensuite à sa droite, on visualise un palier correspondant à une plage acceptable de seuil, puis le RSB connaît une chute abrupte, correspondant à un seuil trop élevé, du signal utile est alors considéré comme du bruit et la variance du bruit est sur-évaluée. La ligne verticale rouge correspond au seuil de $0.015 \cdot \max$, utilisé par la suite, et qui est bien dans l'intervalle de seuil acceptable trouvé grâce aux matrices simulées. On a tracé sur la figure 5.7.1 une coupe de la matrice d'interaction au niveau du moteur 8 pour un cas de bruit moyen et deux seuils pour mieux comprendre la plage du seuil acceptable. On voit que si le seuil est trop fort, alors on ampute une part de signal utile, et inversement si le seuil n'est pas assez élevé, du bruit est amputé. Cette définition n'est pas complètement indépendante du RSB, notamment à faible bruit. Il faudra, pour des études futures, considérer un autre critère. Le critère actuel permet toutefois d'évaluer la qualité des matrices de façon comparative.

La figure 5.24 permet de visualiser trois matrices enregistrées dans des conditions de flux différentes. La matrice 5.24(a) est enregistrée en fort flux la variance des pentes correspondant à ce flux est de $4 \cdot 10^{-4}$ pixel² et 10 trames sont moyennées, 3 cycles de tirer-pousser sont appliqués aux moteurs. Elle correspond à un RSB de 170. La matrice 5.24(b) est enregistrée en faible flux avec 1 trame et 1 cycle uniquement, la variance des pentes est de 10^{-3} pixel², le RSB correspondant est de 40. Quant à la matrice 5.24(c), elle est enregistrée à très faible flux, la variance des pentes est de $7 \cdot 10^{-3}$ et seuls 1 trame et 1 cycle sont utilisées, son RSB est de 4.

On peut noter que lors de l'enregistrement d'une matrice d'interaction sur HOMER dans la plupart des cas, 20 trames et 3 cycles sont utilisés, le RSB est bien supérieur à 100.

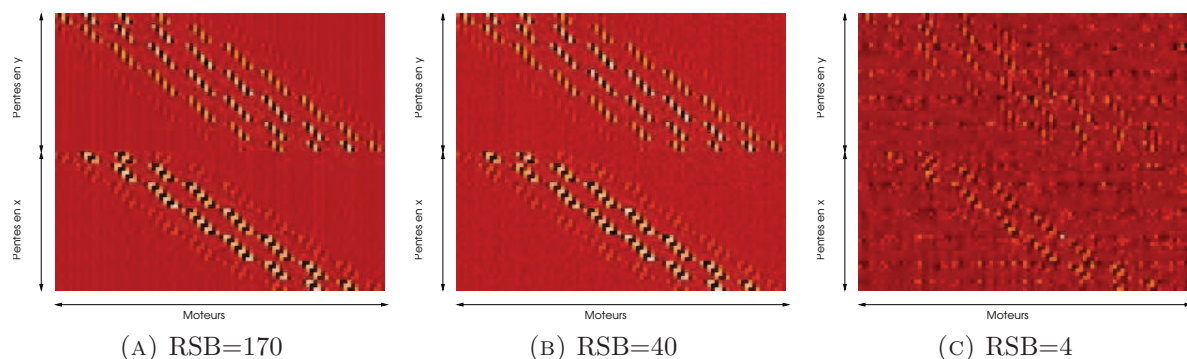


FIGURE 5.24 – Trois matrices d'interaction correspondant à une translation relative ASO/MD de 0.05 sous-pupille, enregistrées dans des conditions de flux différentes.

5.7.2 Identification expérimentale du désalignement relatif ASO/MD

Nous nous intéressons ici à un cas OA classique ou un cas LTAO, le deuxième MD est remplacé par son miroir plan équivalent. Un désalignement relatif entre le miroir déformable et l'analyseur de surface d'onde est introduit par déplacement de la matrice de micro-lentilles (uniquement la matrice, la caméra ASO reste fixe) dans le but de valider expérimentalement la procédure d'identification.

Pour chaque position de la matrice de micro-lentilles les pentes de l'analyseur sont enregistrées dans des conditions de faible bruit. Les translations/rotation relatives sont ensuite calculées par différence entre les jeux de pentes des différentes positions. La variance des pentes est estimée à $\sigma_{pentes}^2 = 5.10^{-4}$ pixel². En définissant l'erreur sur le calcul des pentes à $3\sigma_{pentes}$, la précision sur le déplacement de la matrice de micro-lentilles est $\sqrt{2} * 3\sigma_{pentes}$, valant environ 0.1 pixel, ce qui signifie une précision meilleure que 1/1000^e sous-pupille puisque chaque sous-pupille est composée de 142*142 pixels. Pour la calibration de la rotation, nous avons pris soin de n'avoir aucune translation relative ASO/MD, en utilisant à fort flux l'algorithme (la translation résiduelle est estimée à 0.005 sous-pupille) afin d'introduire une rotation relative effectivement centrée. On peut alors utiliser les différences entre deux jeux de pentes sur les sous-pupilles de bord pour calibrer la rotation.

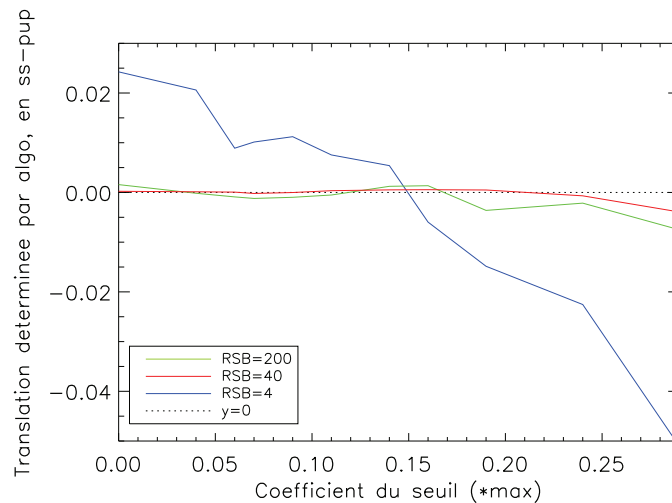


FIGURE 5.25 – Choix du seuillage dans la procédure d'identification de la position relative ASO/MD sur HOMER.

Une carte de poids est utilisée lors de la minimisation pondérée. On aurait souhaité directement utiliser une carte issue de la définition du RSB, valant 1 en présence de signal, 0 sinon. Or cela nécessite d'avoir le maximum de la matrice dans un cas non bruité, non accessible lorsqu'on enregistre directement une matrice d'interaction bruitée. Plusieurs valeurs de seuils ont été testés entre 0 (aucun seuil) et 0.29*max. La figure 5.25 présente l'évolution de la différence de translation déterminée par la procédure entre deux matrices d'interaction enregistrées dans les mêmes conditions en fonction du seuillage considéré, et ce pour trois conditions de bruit. Nous nous sommes intéressés à la translation différentielle entre deux matrices puisque nous n'avons pas de zéro absolu pour calibrer la translation ASO/MD. Les performances de la procédure sont

relativement indépendantes du seuillage dans un cas faiblement bruité, mais en revanche elles varient beaucoup dans un cas fortement bruité. Les trois courbes se croisent pour une carte de poids obtenue avec un niveau de seuil à $0.15 \cdot \max(\text{matrice bruitée})$ en un point correspondant bien à une différence de translation nulle. La même étude a été effectuée sur l'estimation de la rotation, et a donné des résultats similaires. On utilisera cette valeur de seuil dans la suite de l'étude.

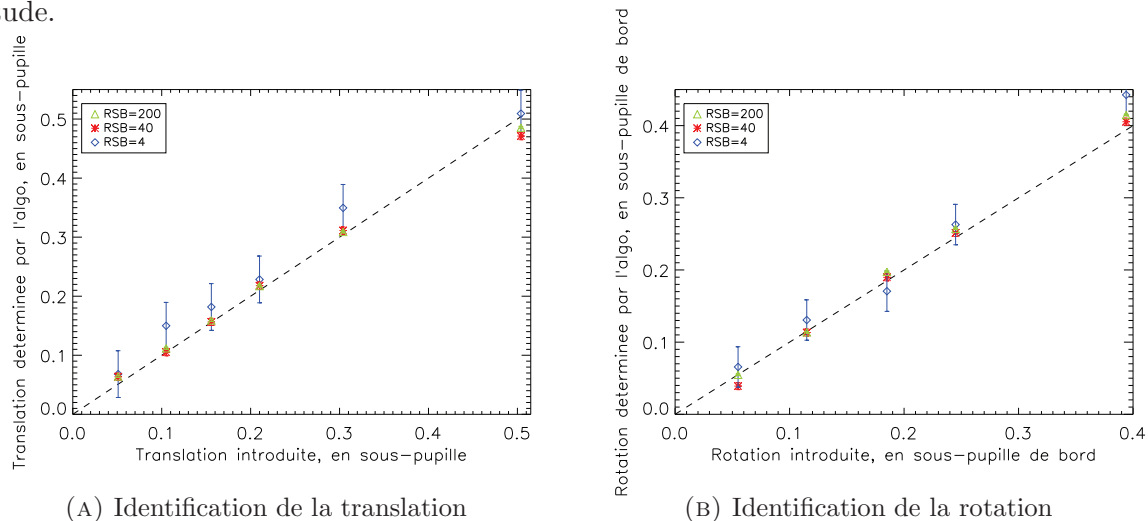


FIGURE 5.26 – Résultats de l'identification des translations et rotation relatives ASO/MD, pour trois cas de bruit. Les barres d'erreur correspondent à \pm l'écart-type de la valeur estimée sur une population de 10 matrices d'interaction.

La figure 5.26 présente les résultats obtenus sur le banc concernant l'identification de la translation et de la rotation relatives. Les barres d'erreur indiquées correspondent à $\pm\sigma$ où σ est l'écart-type des valeurs trouvées par l'algorithme sur une population de 10 matrices. On a tracé en pointillés la droite d'équation $y = x$, elle passe par tous les points de tests. La procédure d'identification est donc bien linéaire.

Pour des translations inférieures à 0.5 sous-pupille, la précision est meilleure que le 100^e de sous-pupille pour des conditions de RSB moyennes ou bonnes, et même dans des conditions de faible RSB elle est meilleure que le vingtième de sous-pupille, ce qui est au delà de la précision requise pour l'optimisation des performances (paragraphe 5.5.2). La performance est sensiblement la même dans le cas d'une rotation. Les performances sont identiques dans le cas où une rotation est ajoutée à des translations suivant les deux axes.

Il est aussi intéressant de noter que le grandissement identifié par l'algorithme reste constant et vaut 0.988 ± 0.002 .

L'identification du désalignement relatif MD/ASO permet d'obtenir des précisions bien au delà des spécifications de HOMER. Il est utilisé pour le ré-alignement du système et peut aussi l'être dans la mise à jour des modèles dans les lois de commande tomographiques présentés au paragraphe 5.5.1.

Raffinements et études complémentaires Lors de la minimisation du critère, il a été nécessaire de fixer l'amplitude et le couplage de chacun des moteurs. Ces termes ont été pris comme uniformes sur l'ensemble des moteurs, en particulier le couplage est fixé à 45%. Or il

existe en réalité une certaine disparité sur ces valeurs. Après avoir identifié les translations, rotation et grandissement, on identifie alors l'amplitude et le couplage de chacun des moteurs, en fixant les paramètres identifiés à l'étape précédente à leur valeur estimée. Les facteurs de couplages, compris entre 0.37 et 0.45 sont en moyenne égaux à 0.43.

Enfin, les paramètres système sont une nouvelle fois estimés, mais cette fois-ci avec les valeurs d'amplitude et de couplage des moteurs fixés à leur valeurs identifiés. Le gain observé n'est pas significatif, car compris au sein de la barre d'erreur. L'algorithme est donc robuste aux incertitudes concernant les paramètres de la gaussienne utilisée pour le modèle des fonctions d'influence.

Pour une identification spécifique des fonctions d'influence on pourra notamment se référer à [Neichel *et al.*(2012a)], en annexe du manuscrit et écrit en tant que co-auteur où une procédure similaire a été implantée sur le système d'OAMC GeMS.

5.7.3 Identification expérimentale en configuration OAMC

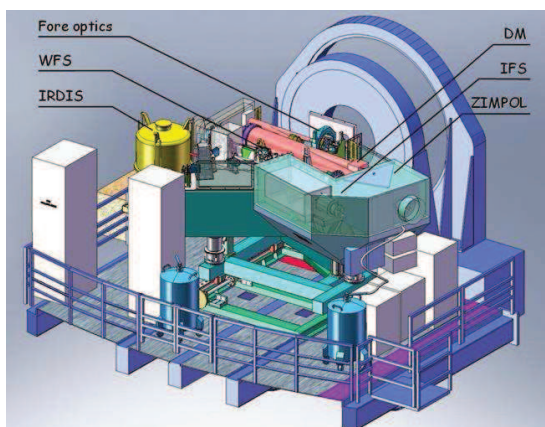
Le deuxième miroir déformable est placé sur le banc HOMER à une altitude équivalente de 5000 m, et la matrice d'interaction entre ce MD et l'ASO est enregistrée, pour les trois champs de vue. L'algorithme d'identification conjointe des directions d'analyse et de l'altitude de conjugaison du miroir est alors appliqué mais ne converge pas vers un résultat plausible. En effet, l'altitude identifiée est de l'ordre de 8000 m et les directions identifiées correspondent à un décalage de plus d'une étoile guide sur le module source de HOMER. Une cause possible est l'erreur de modèle des fonctions d'influence, modélisées par des gaussiennes. Nous avons donc testé en simulation s'il était possible d'utiliser les fonctions d'influence étalonnées par le HASO dans la section 5.7. Or, dans ce cas l'identification des directions d'analyse et de l'altitude ne sont pas entièrement découplées et l'identification conjointe ne converge pas. Il sera donc nécessaire de résoudre en premier lieu ce problème en simulation. Une piste envisagée est la caractérisation des fonctions d'influence sur un nombre plus importants de points d'échantillonnage. En effet, il est possible que la résolution actuelle ne permette pas de simuler des déplacements de la fonction d'influence avec la précision nécessaire.

5.8 Identification du désalignement relatif MD/ASO sur SAXO

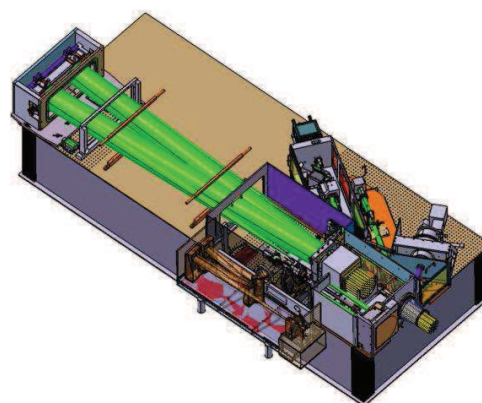
HOMER en tant que banc de laboratoire a ses propres spécificités qu'on ne retrouve pas sur un vrai système comme son fort coefficient de couplage, ou le faible nombre d'actionneurs. Il est donc très enrichissant de tester l'algorithme d'identification développé sur un système réel beaucoup plus contraignant en terme de complexité et d'alignement. J'ai eu la chance de pouvoir mettre en oeuvre l'identification du désalignement relative ASO/MD sur SAXO, qui est le banc d'OA extrême de SPHERE.

SPHERE (Spectro-Polarimetry High-contrast Exoplanet Research) [Beuzit *et al.*(2005)], dont on peut voir une représentation figure 5.27(a), est un ambitieux projet européen d'instrument de détection directe et de caractérisation spectrale d'exoplanètes. Le maître d'ouvrage est l'ESO, 12 instituts sont impliqués dans sa réalisation et il sera implanté au VLT courant 2013. Les objectifs scientifiques sont très ambitieux, trois instruments plan-focaux seront associés : une caméra d'imagerie différentielle (IRDIS), un spectrographe à intégrale de champ (IFS), et un polarimètre (ZIMPOL). Il est nécessaire d'atteindre en amont de ces trois sous-systèmes un fort contraste grâce à un coronographe associé à de l'OA extrême.

Le maître d'oeuvre du système d'OA, SPHERE Adaptive optics for eXoplanet Observation (SAXO) [Fusco *et al.*(2006)], est l'Onera. Une représentation de SAXO est présentée figure 5.27(b), dans la configuration où il était intégré à l'Observatoire de Meudon pour valider le module OA et sur laquelle j'ai effectué les tests. L'étage correctif de SAXO se compose d'un MD de 41*41 actionneurs, c'est à dire environ 1300 actionneurs utiles de couplage 28%, sur un diamètre de 180 mm et d'un miroir de correction de tip-tilt. L'ASO est un Shack-Hartmann de 40*40 sous-pupilles associées à un détecteur 240*240 pixels fonctionnant à une fréquence de 1.2 kHz. Les spécifications d'alignement sont 1/10^ede sous-pupille en translations et rotation en bord de pupille relatives ASO/MD.



(A) SPHERE et ses différents sous-systèmes



(B) SAXO, le banc d'OA extrême de SPHERE tel qu'il était intégré à l'Observatoire de Paris-Meudon.

FIGURE 5.27 – Représentation de SPHERE et de SAXO

Afin de valider l'identification du désalignement relatif, l'ASO a été translaté suivant une direction. Se trouvant sur une platine de translation de haute précision, l'incertitude sur la translation introduite est de ± 2 microns, ce qui correspond à ± 0.015 sous-pupille. Pour chaque position, 5 matrices d'interaction ont été enregistrées en fort flux en utilisant une méthode de type Hadamard [Kasper *et al.*(2004)] qui permet d'améliorer la vitesse d'acquisition ainsi que le RSB de la matrice en actionnant non plus les moteurs un par un mais des modes donnés par la matrice Hadamard. Le RSB sur la matrice d'interaction est très bon, il est égal à 3000. Un exemple de matrice d'interaction obtenue est visible sur la figure 5.28, elle a une structure différente de celle de HOMER (figure 5.24), la réponse des actionneurs est bien plus localisée. Comme sur HOMER, on a utilisé un masque afin de ne pas tenir compte des sous-pupilles non éclairées (seuil fixé à 25% du maximum, plus élevé que sur HOMER car les fonctions d'influence sont plus piquées). L'algorithme est testé sur toutes les matrices. Le modèle ASO utilisé est un modèle de type géométrique, et les fonctions d'influence du moteur sont modélisées par des fonctions gaussiennes de coefficient de couplage égal à 28%. La barre d'erreur sur la translation estimée correspond à $\pm 3\sigma = 0.002$ sous-pupille. Le graphe 5.29(a) présente la translation estimée en fonction de la translation introduite, le 0 de la translation introduite correspond à la position à laquelle le banc avait été au préalable aligné. En pointillés rouge est tracée la droite d'équation $y = x + b$. On voit donc la très bonne linéarité de l'algorithme, et le paramètre b permet de remonter à la position optimale d'alignement, identifiée à une translation de -0.04 sous-pupille

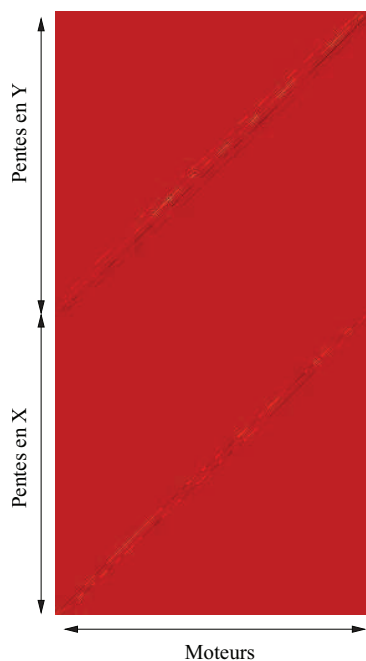
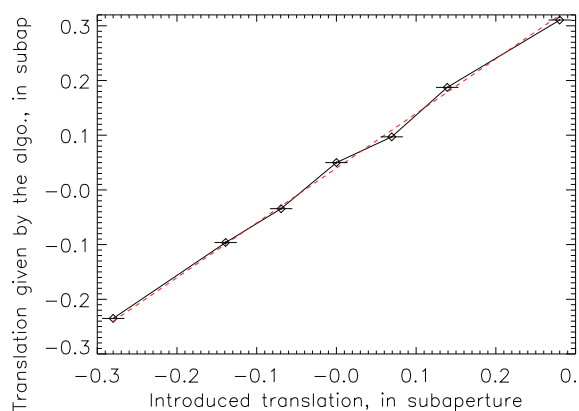
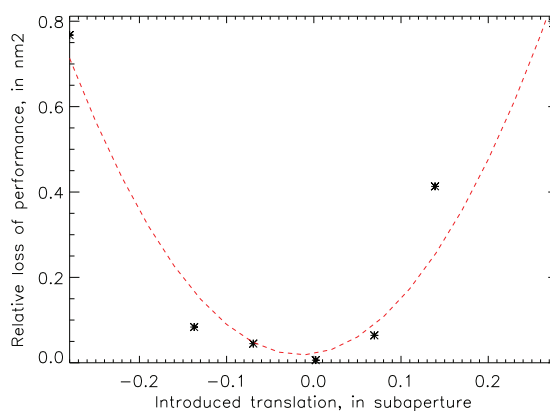


FIGURE 5.28 – Matrice d’interaction enregistrée sur SAXO dans des conditions de bruit faible (RSB=3000).



(A) Identification de la translation sur SAXO. En pointillés rouges est tracée la droite d’équation $y = x + b$. L’identification est bien linéaire, et b donne la position nominale identifiée à -0.04 sous-pupilles.



(B) Perte de performance par rapport à la position 0. En pointillés rouges est tracé le polynôme d’ordre 2 approchant au mieux la courbe. Son minimum est à -0.02 sous-pupilles.

FIGURE 5.29 – Résultats de l’identification de la translation relative ASO/MD sur SAXO. Les barres d’erreur correspondent en x à ± 0.015 sous-pupilles qui est la précision mécanique de la platine de translation, et en y à ± 0.002 qui l’écart-type de la valeur estimée sur une population de 5 matrices d’interaction (valeur trop petite pour être visualisée sur le graphe).

par rapport à la position actuelle.

Afin de vérifier ce dernier point, la boucle d'OA a été fermée et une performance a été calculée pour chaque position de l'ASO. La matrice d'interaction utilisée n'est pas remise à jour, c'est la matrice d'interaction enregistrée pour la position 0. Le graphe 5.29(b) présente la perte de performance quadratique par rapport à la position 0 en fonction de la translation introduite. On a tracé en pointillés rouges le polynôme d'ordre 2 approchant au mieux la courbe afin d'identifier son minimum, puisque le pas de translation est plus grossier que la translation identifiée. Le minimum de la courbe est en -0.02, ce qui compte tenu des erreurs sur la translation introduite confirme la position nominale identifiée par l'algorithme. Cela permet d'atteindre une précision de l'ordre de $\pm 1/50^{\text{e}}$ sous-pupille, ce qui est bien au delà des $1/10^{\text{e}}$ requis.

La procédure d'identification que j'ai développée donne donc de très bonnes précisions sur l'alignement pour un système aussi complexe que SAXO, comme sur un système aux caractéristiques particulières qu'est HOMER et a été utilisée pour ré-aligner très finement ces systèmes. Son implantation directe pour l'optique adaptative extrême SAXO et l'implantation d'une procédure similaire sur GeMS (voir annexe) ouvrent la voie à son application sur des bancs d'optique adaptative à haute performance.

5.9 Conclusions sur l'optimisation de HOMER

Ce chapitre a présenté les différentes procédures d'optimisation qui ont été développées et implantées sur HOMER. La première partie a été consacrée à l'optimisation de la performance au niveau de la caméra imagerie, sur axe et sans turbulence. Pour ce faire, la gestion de l'élongation de la réponse de la caméra imagerie ainsi qu'une correction des aberrations non communes par diversité de phase ont été mises en place, et permettent d'obtenir un Strehl de 97.5% sur axe sans turbulence. De plus, une étude des aberrations non communes dans le champ a montré un faible intérêt de les corriger en regard de la complexité de mise en oeuvre d'une telle correction.

La deuxième partie a été consacrée à l'identification de paramètres système, en particulier du désalignement relatif entre l'analyseur et le miroir déformable, ainsi que des directions d'analyse. La procédure d'identification du désalignement relatif ASO/MD a pu être validée sur deux systèmes aux caractéristiques et aux précisions d'alignement requises différents : HOMER à fort coefficient de couplage et peu de sous-pupilles, peu sensible à un désalignement, et sur un banc d'optique adaptative extrême aux fonctions d'influence piquées et avec beaucoup de sous-pupilles demandant un alignement beaucoup plus fin. Dans les deux cas, les résultats fournissent une précision bien au-delà des spécifications. La procédure que j'ai développée est donc utilisée de façon fiable pour mettre à jour les modèles et ré-aligner le banc de façon très fine. Les procédures développées sur HOMER ont été testées sur des systèmes opérationnels comme GeMS (ou en passe de l'être comme SAXO) sur des télescopes de 8m. Ceci valide à la fois l'approche présentée et l'intérêt des méthodes développées mais aussi le fait que des résultats obtenus pour et sur HOMER sont directement applicables à des systèmes allant sur ciel. Ceci valide par là-même l'intérêt du banc HOMER comme outil de test essentiel pour les futurs systèmes d'OA grand champ.

Grâce à ces différentes procédures, le banc HOMER est aligné et calibré finement, prêt à être utilisé comme outil de comparaison entre différentes solutions proposées pour la commande. Le prochain chapitre est donc consacré à l'implantation et à la comparaison des lois de commande.

CHAPITRE 6

IMPLANTATION ET ÉTUDE DE LOIS DE COMMANDES TOMOGRAPHIQUES SUR HOMER

Ce chapitre est consacré à l'implantation des lois de commande présentées au chapitre 3 sur le banc HOMER. Cette étude est motivée par les projets d'optique adaptative grand champ qui sont actuellement en cours de développement pour les télescopes de type VLT et ELT. Comme nous l'avons vu au chapitre 2 ces projets sont nombreux et diversifiés. Les différents concepts d'optique adaptative grand champ ont été validés, mais avec très peu de lois de commande. La plupart ont utilisé une commande de type intégrateur associé à un reconstruteur moindres carrés [Quiros-Pacheco(2006), Marchetti *et al.*(2008)]. Seuls quelques tests succincts ont été effectués pour la commande de type POLC [Laag *et al.*(2008)]. Le reconstruteur MMSE où un facteur multiplicatif sur la matrice de covariance du bruit est introduit est implanté sur le système d'OAMC GeMS [Neichel *et al.*(2010a)]. La commande LQG a quant à elle été validée en OAMC sur HOMER mais dans un cas de turbulence générée par les miroirs déformables eux-mêmes [Costille *et al.*(2010)]. Comme on peut le voir, chaque banc d'OA grand champ fonctionne avec une loi de commande optimisée pour lui-même, il est donc ardu de comparer les performances des différentes lois de commande, étant implantées sur des systèmes différents.

Dans ce chapitre, quatre lois de commande envisagées pour des futurs systèmes et représentatives des grandes familles de commandes proposées sont implantées expérimentalement sur le banc HOMER dans les mêmes conditions de turbulence ou d'alignement de banc. Un des buts premiers est de valider la possibilité d'implanter sur banc ces lois de commande ce qui pour certaines n'avait été que partiellement ou pas encore validé jusqu'à présent. Ces conditions de laboratoire contrôlées identiques permettent de comparer ces lois de commande en terme de performance obtenue dans une configuration de champ ou de bruit donnée. En outre, elles autorisent une étude comparative de leur robustesse aux erreurs de modèles, ainsi qu'au bruit de mesure. La souplesse dans l'optimisation de leurs paramètres est aussi étudiée afin d'envisager leur simplicité d'utilisation pour des utilisateurs.

Le coeur de ce chapitre est un article en cours de soumission, présentant les résultats obtenus

sur l'implantation et l'optimisation des lois de commandes en LTAO.

Analysis and comparison of closed-loop tomographic control solution on WFAO laboratory bench

Amélie Parisot^{1,2,*}, Cyril Petit¹, Thierry Fusco^{1,2} and Jean-Marc Conan¹

¹*Onera, DOTA-HRA, BP72 29 avenue de la division Leclerc, 92322 Chatillon Cedex, France*

²*Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Pôle de l'Etoile, Site de Château-Gombert, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, 13388 Marseille Cedex, France*

** Corresponding author: amelie.parisot@onera.fr*

© 2012 Optical Society of America

OCIS codes: 010.1080,010.1285,100.3190,170.6960

1. Introduction

Classical Adaptive Optics (AO) systems [1] on ground based telescopes have demonstrated a deep benefit to the scientific community. Several Wide Field Adaptive Optics (WFAO) instruments are currently studied in order to enlarge sky coverage or get a wider Field Of View (FoV). Second generation instruments for Very Large Telescopes (VLT) and first light instruments for the Extremely Large Telescopes (ELT) are under study to tackle new astronomical objectives, and rely on these different WFAO concepts. The force of these latter are their tomographic reconstruction abilities: atmospheric turbulence is probed in different directions thanks to Guide Stars (GS) and the turbulent volume is reconstructed. Correction can then be performed with one Deformable Mirror (DM) conjugated to the ground in one direction in order to obtain diffraction limited images, it is called Laser Tomographic AO

(LTAO) [2] or in a large FoV (around 10 arcminutes) with a very moderate correction (typically a factor two or four on Point Spread Functions (PSF) full width at half maximum with respect to seeing limited images) and it is Ground Layer AO (GLAO) [3]. Multi-Conjugate AO (MCAO) [4–6] uses several DM conjugated at different altitudes allowing an uniform correction in a quite large FoV (around 2 arcminutes). Finally, Multi-Object AO (MOAO) [7] will allow a good correction (close to the diffraction limit) in several specific directions of interest throughout a large FoV (typically larger than five arcminutes), one DM being assigned per science target.

Control aspect is the corner stone of any of these WFAO concepts. This paper proposes an experimental comparison of several control laws dedicated to WFAO and proposed during the last years. Indeed the classic control law, relying on a least square reconstructor associated to an integrator control, is not well adapted and several complex and efficient tomographic control laws have been proposed in the past 15 years to deal with the 3-dimensional estimation and correction of the turbulent volume. Even though classical integrator laws (with optimal modal gain [8], [9]) have been commonly used in AO and have also been extended to MCAO [10] towards on sky demonstration [11, 12] such kind of approaches suffer from intrinsic limitations. In particular the lack of tomographic reconstruction of the turbulent volume capabilities that can not be overcome dramatically reduces their performance and their versatility. Several solutions have been proposed to meet the WFAO control issue in closed loop, which aims at image quality improvement through minimizing the residual phase variance. The Linear Quadratic Gaussian (LQG) approach applied for AO systems has been initiated in [13, 14] then in [15, 16]. LQG control adapted to the AO and MCAO in a discrete framework has been proposed in [17]. It has been shown that this approach was optimal in AO and MCAO in the sense of the minimum residual phase variance [18]. The first experimental validation in AO and off-axis AO has been performed in [19, 20]. It can also be used in the turbulent and vibrational tip-tilt control as on the extreme AO of SPHERE [21] or on the MCAO system of Gemini GeMS [22]. The experimental validation of the LQG control

in a LTAO and a MCAO case has been performed on the WFAO bench HOMER [23] and it has been successfully implemented on the MOAO bench CANARY in laboratory [24]. The main drawback of its optimality is its high computational complexity (off-line and on-line).

Intermediate control law strategies between the simplest integrator and the complex LQG have been developed. They rely on the optimal static tomographic reconstructor of the turbulence in open-loop [25–27] which is adapted with *ad hoc* solutions to a dynamic and closed-loop framework. Virtual Deformable Mirror (VDM) control [28,29] directly applies this reconstructor to closed-loop measurements in artificially increasing noise in order to handle the closed-loop framework and thus the model errors which results from this. This solution has a complexity as low as the classic control (least square reconstructor associated to an integrator controller) but is sub-optimal. The Pseudo-Open Loop Control (POLC) [30, 31] reconstructs pseudo open loop measurements before applying the static optimal tomographic reconstructor. Dynamics is handle through a temporal filter. A first experimental demonstration on a MCAO laboratory bench has been performed [32] but only on about twenty static iterations, which did not allow a comprehensive conclusion on its experimental stability.

Implementation and comparison of other sub-optimal control schemes developed to handle a large number of degrees of freedom (e.g. FrIM [33], Fourier space control [34]...) are beyond the scope of this paper.

Experimental implementation of the different solutions is now essential in order to evaluate their respective performance and robustness in experimental conditions, and also to validate their numerical simulation results. An other key point is to assess their respective calibration needs and potential issues. Indeed, a trade-off between computation costs, performance and robustness to model errors and to noise has to be deeply analyzed. In this framework the Onera WFAO facility (HOMER bench) has been developed. Gathering a 3D turbulence generator, two deformable mirrors with variable altitude positions and a PC-based flexible and user-friendly Real Time Computer, HOMER allows the implementation of matrix-vector type control schemes. We present here an experimental validation and comparison of differ-

ent control schemes for LTAO concept using the HOMER bench. We define the formalism of WFAO used in this paper in section 2. In section 3 we introduce the different control laws formalism. For the sake of brevity we only present the ones actually implemented on the HOMER bench. It goes from the simplest least-square associated to an integrator control to the optimal (but the most complex) Linear Quadratic Gaussian solution, through solutions relying on the minimum mean square reconstructor like the Virtual Deformable Mirror control or a Pseudo-Open loop approach. The parameters to tune in each control law are highlighted. The HOMER bench structure is recalled in section 4. We present then the numerical and experimental results obtained for the different control schemes. First we begin with classical AO results in section 5, then we focus on LTAO case. In section 6 we present their optimization by tuning the parameters described in the previous section. In section 7 performance achieved with these four control laws is evaluated for different field of view and compared to end-to-end simulations results. Then experimental performance robustness to noise is studied.

2. WFAO system model

In this section we describe a WFAO system and the main assumptions used in this article. We also define the optimality criterion using the formalism introduced beforehand. Figure 1 describes a general WFAO system implemented on a telescope with a pupil diameter D . n_{gs} WFS are used to analyze the turbulence, they look at Guide Stars (natural in this study) whose positions are given by the angle $\alpha = \alpha_i$ with i comprised between 1 and n_{gs} , α_{max} is the largest angle between two guide stars. Correction in n_{obj} directions of interest $\beta = \beta_j$ with j comprised between 1 and n_{obj} is performed by n_m DM optically conjugated to altitude h_n with n comprised between 1 and n_m . These notations allow to describe several types of WFAO:

- a MCAO system : $n_{gs} > 1$ et $n_m > 1$;
- a LTAO or GLAO system : $n_{gs} > 1$ et $n_m = 1$;

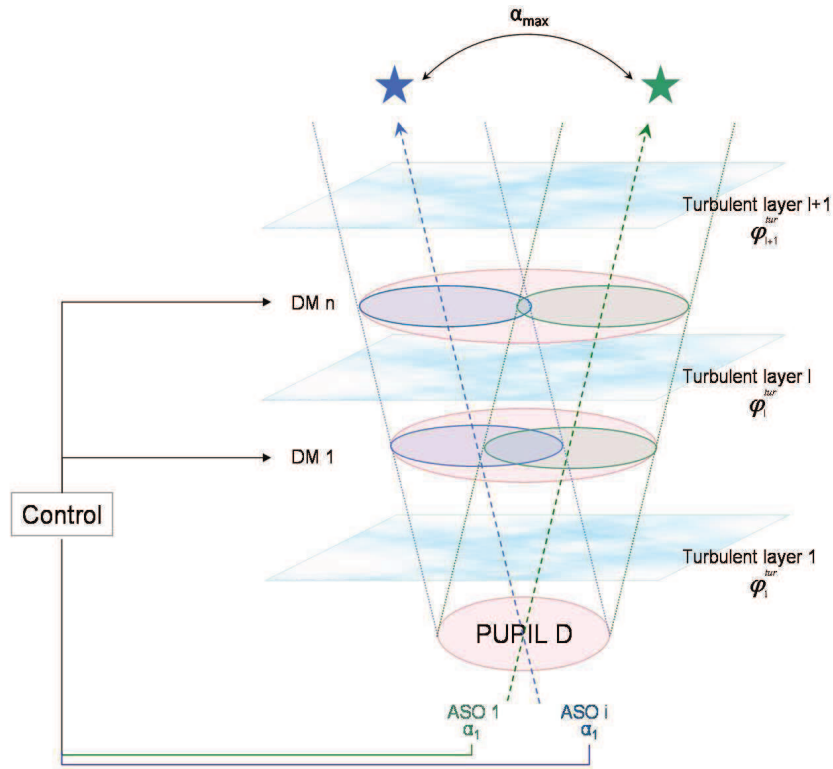


Fig. 1. Illustration of a WFAO system and notations used. Turbulence is modeled by n_ℓ discrete layers and is analyzed by n_{gs} WFS. Correction in n_{obj} directions of interest β is performed by n_m DM.

- a SCAO system : $n_{gs} = 1$ et $n_m = 1$.

We consider a 2-frame delay system: the WFS has a one frame integration time, denoted T , and CCD read-out, slopes calculation and control computation are assumed to be performed during the next frame. Control is then applied at the beginning of the following frame. The chonogram of the system is shown on Fig. 2. For more complex chronogram, see [35–37]. The time-average phase at time nT , φ_n is defined by:

$$\varphi_n = \frac{1}{T} \int_{(n-1)T}^{nT} \varphi(t) dt. \quad (1)$$

Atmosphere is modeled by n_ℓ turbulent layers statistically independent, each layer ℓ is located at altitude h_ℓ . The maximum observing angle is θ . It defines at altitude h_ℓ a meta-

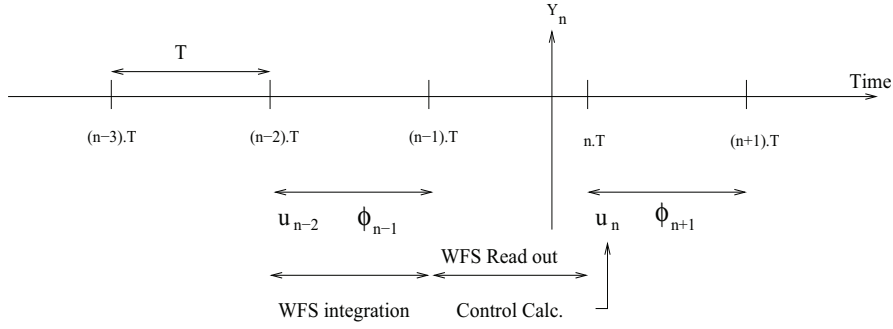


Fig. 2. Chronogram of the system process.

pupil, the diameter of which is :

$$D_\ell^{meta} = D + \alpha_{max} h_\ell \quad (2)$$

assuming that $\theta \ll \pi/2$, that will be the case in the following.

The time-average turbulent phase at altitude h_ℓ at time nT is defined on the meta-pupil D_ℓ^{meta} and is denoted $\varphi_{\ell,n}^{tur}$. It can be expanded on a convenient modal basis. In this article this basis is the usual Zernike basis unless otherwise specified. The turbulent phase in the volume φ_n^{tur} is defined by the concatenation of the turbulent phases in each layer ℓ .

The turbulent phase is then corrected by n_m deformable mirrors at time n through the control vector \mathbf{u}_n gathering all the DM control vectors $\mathbf{u}_{m,n}$ with m comprised between 1 and n_m : $\mathbf{u}_n = ((\mathbf{u}_{1,n})^t, \dots, (\mathbf{u}_{n_m,n})^t)^t$ where t stands for transposition. We define a DM global influence matrix \mathbf{N} , a block-diagonal matrix, each block being an influence matrix of the mirrors, DM are considered as linear components with no dynamics. So the correction phase in the volume φ_n^{cor} is defined as:

$$\varphi_n^{cor} = \frac{1}{T} \int_{(n-1)T}^{nT} \varphi^{cor}(t) dt = \mathbf{N} \mathbf{u}_{n-1}. \quad (3)$$

The system is assumed to work in closed-loop, so the resulting residual phase seen in the telescope pupil in directions β at time $n-1$ $\phi_{\beta,n-1}^{res}$ defined as the sum of the turbulent phase seen in the telescope pupil $\phi_{\beta,n-1}^{tur}$ in directions β and of the corrective phase applied by the DM projected in the pupil in the same direction $\phi_{\beta,n-1}^{corr}$:

$$\begin{aligned}\phi_{\beta,n-1}^{res} &= \phi_{\beta,n-1}^{tur} + \phi_{\beta,n-1}^{cor} \\ &= \mathbf{M}_{\beta}^{n_{\ell}} \varphi_{n-1}^{tur} + \mathbf{M}_{\beta}^{n_m} (\mathbf{N} \mathbf{u}_{n-2})\end{aligned}\quad (4)$$

where $\mathbf{M}_{\beta}^{n_{\ell}}$ is the linear projector of the n_{ℓ} turbulent phases seen in the β directions in the pupil and $\mathbf{M}_{\beta}^{n_m}$ the linear projector of the n_m correction phases seen in the same β directions in the pupil as defined in [38]. It is worth pointing out that the residual phase has often been defined as the difference between the turbulent phase and the corrective phase, the convention of sum here defined has been made in order to be more consistent with bench and RTC implementation.

Wavefront sensors are assumed to be linear, they are modeled by their matrix \mathbf{D}_{α_i} which describes the linear link between the phase measured in the pupil in the direction α_i and measured slopes of the corresponding WFS. Similarly to \mathbf{N} , we define a global WFS matrix $\mathbf{D}_{n_{gs}}$ as a block-diagonal matrix concatenating all the matrices \mathbf{D}_{α_i} . So the residual WFS measurements are :

$$\mathbf{y}_n = \mathbf{D}_{n_{gs}} \phi_{\alpha,n-1}^{res} + \mathbf{w}_n, \quad (5)$$

where \mathbf{w}_n is a generalized measurement noise vector for all WFS. It is assumed to be a zero-mean white Gaussian noise, decorrelated between sub-apertures and directions, hence its covariance matrix, Σ_w , is diagonal. We define a WFAO interaction matrix $\mathbf{M}_{int}^{n_{gs},n_m}$ that links control space to WFS slope space:

$$\mathbf{y}_n = \mathbf{M}_{int}^{n_{gs},n_m} \mathbf{u}_n = \mathbf{D}_{n_{gs}} \mathbf{M}_{\alpha}^{n_m} \mathbf{N} \mathbf{u}_n. \quad (6)$$

The standard performance criterion is to minimize the residual phase variance in the directions of interest β which leads to the following WFAO optimality criterion:

$$\mathbf{J}(\mathbf{u})^{wfao} = \lim_{N \rightarrow +\infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left\| \mathbf{M}_{\beta}^{n_{\ell}} \varphi_n^{tur} + \mathbf{M}_{\beta}^{n_m} \mathbf{N} \mathbf{u}_{n-1} \right\|^2. \quad (7)$$

Note that the SCAO configuration is the particular case where $\mathbf{M}_{\alpha}^{n_{\ell}}, \mathbf{M}_{\alpha}^{n_m}, \mathbf{M}_{\beta}^{n_m}$ and $\mathbf{M}_{\beta}^{n_{\ell}}$ are identity matrices considering a single WFS performing on-axis analysis and a single DM correcting in one single direction. We explore in this article a LTAO case one DM is used for performing an on-axis correction. In this particular case, $\mathbf{M}_{\beta}^{n_m}$ and $\mathbf{M}_{\beta}^{n_{\ell}}$ are identity matrices

3. Control laws formalism

3.A. classic integrator based control law

This section is devoted to the very common control approach, the so-called classic integrator control. It is based on a least-square reconstructor associated with a temporal controller which is an integrator. The control \mathbf{u}_n applied to the DM at time nT is given by:

$$\mathbf{u}_n = \mathbf{u}_{n-1} + g \Delta \mathbf{u}_n = \mathbf{u}_{n-1} - g \mathbf{M}_{com} \mathbf{y}_n \quad (8)$$

where \mathbf{M}_{com} is the command matrix computed as the pseudo-inverse of the interaction matrix and g the integrator gain. To compute the command matrix a classical truncated singular value decomposition (TSVD) is usually used and unseen modes are filtered. Two solutions are considered for bad-seen modes [10, 39]: they are either roughly filtered and then an uniform integrator gain g is used or an optimized modal gain is used [8, 9, 40].

Despite its implementation simplicity this controller has several drawbacks.

- This solution does not provide a performance optimization in directions of interest because it minimizes a criterion on slopes measurements: it is related to directions of measurement. It has thus no tomographic abilities.

- Residual slopes minimization does not allow *a priori* assumptions on phase statistics and noise.
- A rough filtering of bad-seen modes needs a choice of the filtering level and the uniform gain and limits the number of degrees of freedom. If an optimized modal gain integrator is used, aliasing is assumed to be negligible and that can not be the case in MCAO anymore [10] and the method is rather complex although largely sub-optimal.

The parameters to optimize are :

- the integrator gain;
- the filtered modes number for the command matrix computing.

3.B. Optimal static estimation

In order to overcome the main limits brought up in paragraph 3.A the minimum mean square error (MMSE) approach is now generally considered. First, in a case of a static phase reconstruction, the function to minimize is:

$$\epsilon_{MMSE} = \langle \|\mathbf{M}_{\beta_i}^{n_\ell} \hat{\varphi}^{tur} - \mathbf{M}_{\beta_i}^{n_\ell} \varphi\|^2 \rangle_{\varphi^{tur}, noise} \quad (9)$$

$\langle \cdot \rangle_{\varphi^{tur}, noise}$ stands for a mathematical expectation on both turbulence and WFS noise outcomes. $\|\cdot\|^2$ denotes the spatial variance in the telescope pupil and $\hat{\varphi}^{tur}$ is the estimated turbulent phase direction β . Both turbulent phase and WFS noise are supposed to be zero-mean Gaussian random processes. The linear estimator \mathbf{R}_{mmse} minimizing this equation is [25–27]:

$$\hat{\varphi}^{tur} = \mathbf{R}_{mmse} \mathbf{y} \quad (10)$$

with

$$\mathbf{R}_{mmse} = \left[(\mathbf{D}\mathbf{M}_{\alpha_i}^{n_\ell})^t \Sigma_w^{-1} \mathbf{D}\mathbf{M}_{\alpha_i}^{n_\ell} + \Sigma_{\varphi^{tur}}^{-1} \right]^\dagger (\mathbf{D}\mathbf{M}_{\alpha_i}^\ell)^t \Sigma_w^{-1} \quad (11)$$

where \dagger stands for generalized inversion, and $\Sigma_{\varphi^{tur}}$ and Σ_w are respectively the turbulent phase and the measurement noise spatial covariance matrices. Then, DM commands are computed through a projection of estimated phase $\hat{\varphi}^{tur}$ on DM space, *eg* minimizing

$$\epsilon_{proj} = \sum_{i=1}^{n_{obj}} \|\mathbf{M}_{\beta_i}^{n_\ell} \hat{\varphi}^{tur} + \mathbf{M}_{\beta_i}^{n_m} \mathbf{N} \mathbf{u}\|^2. \quad (12)$$

The least square solution is:

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= - \left((\mathbf{M}_{\beta_i}^{n_m} \mathbf{N})^t \mathbf{M}_{\beta_i}^{n_m} \mathbf{N} \right)^\dagger (\mathbf{M}_{\beta_i}^{n_m} \mathbf{N})^t \mathbf{M}_{\beta_i}^{n_\ell} \hat{\varphi}^{tur} \\ &= - \mathbf{P}_\beta^{wfao} \hat{\varphi}^{tur} \end{aligned} \quad (13)$$

where \mathbf{P}_β^{wfao} is the projector of the turbulent phase in the volume in the directions of interest β on the DM space.

Nonetheless this solution has been developed in the framework of the static phase reconstruction and can not be roughly transposed to the fundamentally different framework of a dynamic and closed-loop system. Several solutions have been proposed to fit it to a dynamic closed-loop case.

3.C. VDM control formalism

The Virtual DM control was proposed by M. Le Louarn in [28] then in [29] using the Karhunen Loeve (KL) basis. Its development has been motivated by the MMSE reconstructor application to large number of degrees of freedom systems in closed-loop. The standard application case is LTAO. This control law is under study in particular in the framework of the future LTAO system, constituted by the AO Facility and GALACSI, which will equip the VLT second generation instrument, MUSE [41].

The VDM approach virtually adds a second DM strictly identical to the real one, in altitude. Turbulence is projected on the two DM, control is computed for both DM and then the virtual DM commands are added to the real DM ones in order to correct the turbulence

in one direction.

The main steps of this control law are the following:

1. Atmospheric KL modes are generated in the pupil, called \mathbf{K}_{KL}^{tur} .
2. In order to control the closest modes to the \mathbf{K}_{KL}^{tur} , for each atmospheric KL we compute the commands to be sent to the DM that best fit that mode. This step is done by minimizing the difference ϵ_{KL} :

$$\epsilon_{KL} = \|\mathbf{W}^{DM} (\mathbf{K}_{KL,i}^{tur} - \mathbf{N}\mathbf{u}_i)\|^2 \quad (14)$$

where \mathbf{W}^{DM} is the pupil weighting function, $\mathbf{K}_{KL,i}^{tur}$ the shape of the i^{th} polynomial to reproduce with the DM. The least-square solution is given by

$$\mathbf{u}_i = [(\mathbf{N})^t \mathbf{N}]^\dagger (\mathbf{N})^t \mathbf{K}_{KL,i}^{tur}. \quad (15)$$

3. These modes are pushed in order to get a modal interaction matrix \mathbf{M}_{int}^{KL} which relays DM modes generating \mathbf{K}_{KL}^{tur} to WFS slopes.
4. The tomographic reconstructor is computed using a MMSE reconstruction, with a fudge factor n_{Cw} to take into account the dynamic closed-loop process whereas it has been developed in a static reconstruction of atmospheric turbulence framework (WFS noise is artificially increased)

$$\mathbf{R}_{mmse}^{KL} = \left[(\mathbf{M}_{int}^{KL})^t (n_{Cw} \Sigma_w)^{-1} \mathbf{M}_{int}^{KL} + \Sigma_{\varphi^{tur}}^{-1} \right]^\dagger (\mathbf{M}_{int}^{KL})^t (n_{Cw} \Sigma_w)^{-1}. \quad (16)$$

Note that reconstruction is made on DM basis so there is no projection step as defined in Eq. (13).

5. The contribution of each DM is added and sent to the only real DM. As the two DM are identical it is a simple summation actuator by actuator.

6. A simple integrator with a scalar gain is then associated:

$$\mathbf{u}_{n+1} = \mathbf{u}_n - g_{KL} \mathbf{R}_{mmse}^{KL} \mathbf{y}_n. \quad (17)$$

Different parameters have to be optimized:

- the KL number controlled by each DM;
- the filtered modes number for step (2);
- the fudge factor n_{Cw} in step (4);
- the filtered modes number for \mathbf{R}_{mmse}^{KL} computation step (4);
- the integrator gain g_{KL} needed for step (6).

The VDM approach has several pros. The main advantage is that only one matrix-vector multiply is performed, between slope space and command space, so its complexity is as low as a simple least-square control.

Nevertheless some cons and limitations of this control law can be highlighted. It is obviously sub-optimal and MMSE reconstructor is applied to a dynamical and closed-loop system. We can also note that since turbulence is estimated on the DM basis, a sub-modeling error is made. Furthermore, the two DM are strictly identical so the generated DM KL modes are arbitrarily set to zero for every point outside the virtual DM, even if it is inside the meta-pupil.

3.D. POLC formalism

The Pseudo Open Loop Control (POLC) [30,31] is also based on the MMSE reconstructor. To circumvent the static open-loop framework of the MMSE reconstructor, the POLC approach takes into account the system dynamics and closed loop schemes: DM correction effect is subtracted to measurements in order to apply the MMSE reconstructor to these calculated

pseudo open loop measurements. An Infinite Input Response (IRR) filter is applied to handle temporal dynamics. The main operations are thus:

1. Reconstruction of the pseudo open loop measurements \mathbf{y}_n^{ol} from the closed-loop ones \mathbf{y}_n , the DM contribution is subtracted to these latter:

$$\mathbf{y}_n^{ol} = \mathbf{y}_n - \mathbf{M}_{int}^{n_{GS}, n_{MD}} \mathbf{u}_{n-2} \quad (18)$$

where $\mathbf{P}^{w_{fao}}$ is the projector defined in Eq. (13);

2. Turbulent phase estimation $\hat{\varphi}_n^{tur}$ using \mathbf{R}_{mmse} with a fudge factor n_{Cw} to take into account the pseudo open loop and possible model errors and comparison with the previous estimated one to derive an error term e_{n-1} :

$$\mathbf{e}_{n-1} = \mathbf{R}_{mmse}(n_{Cw}) \mathbf{y}_n^{ol} - \hat{\varphi}_{n-1}^{tur} ; \quad (19)$$

3. Prediction of the phase through a temporal filter:

$$\hat{\varphi}_{n+1}^{tur} = \alpha \hat{\varphi}_n^{tur} + \gamma \hat{\varphi}_{n-1}^{tur} + \delta \mathbf{e}_{n-1} , \quad (20)$$

parameters α , γ and δ used in this second order dynamical process are chosen to ensure stability;

4. Computation of the corrective DM commands by a least square projection (assuming that the DM is linear and has no temporal dynamics):

$$\mathbf{u}_n = -\mathbf{P}^{w_{fao}} \hat{\varphi}_{n+1}^{tur}. \quad (21)$$

The parameters to optimize are :

- the number of reconstructed layers;

- the altitude, the wind speed and turbulence strength for each layer;
- the number of reconstructed modes in each layer;
- the filtered modes number for the MMSE reconstructor computing;
- the fudge factor n_{Cw} ;
- the filtered modes number for the \mathbf{P}^{wfao} projector computing;
- the parameters α , γ and δ . L. Gilles [31] suggests $\alpha = \gamma = 0.495$ and $\delta = 0.5$.

Though suboptimal, this approach provides efficient tomographic reconstruction for closed-loop systems. Temporal dynamics is only taken into account through an *ad'hoc* second order temporal filter. It is being studied in the Thirty Meter Telescope framework and a numerical study has been carried out by P. Piatrou and L. Gilles [42] and has highlighted its good robustness towards alignment errors.

Though more complex than VDM control law, the phase reconstruction step can be avoided by working in the DM space since α , γ and δ are scalar coefficients. Multiplying Eq. (20) by the projector \mathbf{P}_β^{wfao} , we find:

$$\mathbf{u}_n = \alpha \mathbf{u}_{n-1} + (\gamma - \delta + \delta \mathbf{P}_\beta^{wfao} \mathbf{R}_{mmse} \mathbf{M}_{int}^{n_{GS}, n_{DM}}) \mathbf{u}_{n-2} - \delta \mathbf{P}_\beta^{wfao} \mathbf{R}_{mmse} \mathbf{y}_n. \quad (22)$$

Thus complexity is reduced through a decrease of matrices size without any computing change.

3.E. LQG control formalism

It is worth pointing out that none of these control laws presented beforehand can be considered optimal with respect to the criterion Eq. (7). This part just recalls the main equations and important characteristics of the optimal solution to this control problem, the Linear Quadratic Gaussian (LQG) control law. It has been fully described especially by C. Petit & *al.* [20].

The control problem in Eq.(7) finds its solution in a two step resolution in the considered case where DM dynamics is negligible. This classic result is known as the stochastic separation theorem [43,44] and states that the optimal control \mathbf{u}_n can be constructed by separately solving: (a) a deterministic control problem consisting in computing the optimal control in complete information and (b) a stochastic minimum variance estimation problem consisting in estimating and predicting the turbulent phase. The solution of this last step is provided by the Kalman filter in the linear Gaussian case. If the Gaussian assumption is released, the Kalman filter provides the best linear unbiased estimator.

To describe the LQG control, a state-space representation of the system is usually specified. For a simple turbulent phase model of the form $\varphi_{n+1} = \mathbf{A}_{tur}\varphi_n + \nu_n$, ν_n being a white Gaussian noise, a state-space model can be defined as in [20]. A higher order model of turbulence estimation can also be considered, but no significant increase of performance has been obtained on the HOMER bench. All the matrices of the state-model being stationary, the asymptotic formulation of the Kalman filter is applied. The estimate $\hat{\varphi}_{n/n}^{tur}$ of the turbulent phase φ_n knowing all the measurements $\{\mathbf{y}_0, \dots, \mathbf{y}_n\}$ and the prediction of the turbulence $\hat{\varphi}_{n+1/n}^{tur}$ can be found in Ref. [20]. The LQG optimal control comes down to the following and compact form:

1. Estimation of the phase $\hat{\varphi}_{n/n}$

$$\hat{\varphi}_{n/n}^{tur} = \hat{\varphi}_{n/n-1}^{tur} + \mathbf{H}_\infty [\mathbf{y}_n - (\mathbf{D}_{n_{gs}} \mathbf{M}_\alpha^{n_\ell} \hat{\varphi}_{n/n-1}^{tur} + \mathbf{D}_{n_{gs}} \mathbf{M}_\alpha^{n_m} \mathbf{N} \mathbf{u}_{n-2})] \quad (23)$$

where \mathbf{H}_∞ is the asymptotic Kalman gain which can be computed with a fudge factor n_{C_w} on the noise covariance matrix as commonly performed ([20]).

2. Prediction of $\hat{\varphi}$

$$\hat{\varphi}_{n+1/n} = \mathbf{A}_{tur} \hat{\varphi}_{n/n} \quad (24)$$

3. Computation of the corrective control voltages by a least square projection (assuming

that the DM is linear and has no temporal dynamics):

$$\mathbf{u}_n = -\mathbf{P}^{wfao} \hat{\varphi}_{n+1/n}. \quad (25)$$

The parameters to optimize are :

- the number of reconstructed layers;
- the altitude, the wind speed and turbulence strength for each layer;
- the number of reconstructed modes in each layer;
- the fudge factor n_{Cw} ;
- the filtered modes number for the \mathbf{P}^{wfao} projector computing.

LQG approach provides the optimal solution, it has been numerically and experimentally validated in off-axis AO [45], for tip-tilt control [21, 22, 46], and in WFAO configuration [23, 24, 47] where its higher performance towards classic control schemes have been experimentally demonstrated. The main drawback is its on-line and off-line complexity.

4. HOMER bench

HOMER bench is a laboratory bench devoted to implementation and validation of WFAO concepts such as GLAO, LTAO or MCAO. We can implement different control laws and perform experimental comparison between control solutions as a function of the noise or of the field of view. We can also study their calibration issues and strategies, in [47] system parameters identification is studied. Figure 3 shows a picture of the HOMER bench and the optical layout.

HOMER is representative of a telescope with a 8-meter diameter pupil (as the Very Large Telescope, VLT) observing at 2.2 microns a 2 arcminute field of view, in particular for anisoplanatism and turbulence.

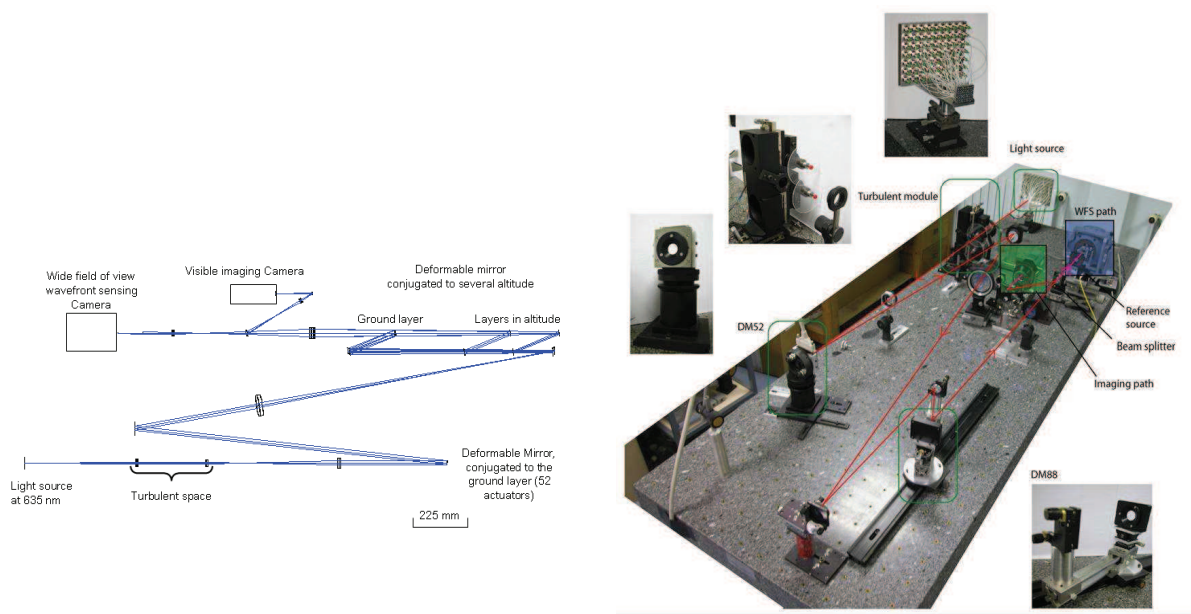


Fig. 3. Left: Optical layout of HOMER. Right: Picture of the bench and its main components

The source module is made up with 7×9 unresolved sources in the visible wavelengths ($\lambda = 635 \pm 5$ nm) dispatched over a reconfigurable cartesian grid. This leads to a field of view of $427\lambda/D * 484\lambda/D$. The source module is associated with a collimator D_s to simulate Natural Guide Stars (NGS).

Then light comes through three Kolmogorov type turbulent layers mounted on a rotating stage to simulate wind. A wide field WaveFront Sensor (WFS) analyzes GS light and correction is performed with two deformable mirrors (DM). As this paper focuses on a LTAO configuration, only one DM will be used. A wide field imaging camera is used for performance computation.

A detailed description can be found in [23]. Hereafter we briefly remind the main components characteristics and highlight the new ones implemented.

4.A. Turbulence generator

The major upgrade of HOMER has been the turbulence generator implementation. Up to three rotating transmitting phase screens simulating a realistic atmospheric turbulence can

be inserted in the collimated beam turbulent space. Altitude of turbulent layers can be chosen between 0 and 13 km in an equivalent VLT case.

Phase screens (PS) are those manufactured by SILIOS for the turbulence generator of the MCAO demonstrator MAD: the Multi-Atmospheric Phase screens and Stars (MAPS) [48]. The PS surface is encoded with a bi-dimensional aberrations map with spatial distribution typical of the atmospheric turbulence Van Karman type by a technique of wet etching on glass substrate. They are mounted on step-by-step motor, simulating wind speed between 5 and 20 m.s⁻¹. The module has been manufactured by the GEPI of Paris Observatory. Table 1 gathers spatial and temporal characteristics of turbulent layers on HOMER.

	Ground layer	Intermediate layer	High layer
PS name	PS2	PS4	PS3
L_0 (m)	22	22	22
D/r_0 (per screen 633 nm))	5.4	2.7	4.1
C_n^2 (%)	52	16	32
v^{VLT} (m.s ⁻¹)	9	5	20
v^{HOMER} (rad.s ⁻¹)	$9 \cdot 10^{-3}$	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$5.3 \cdot 10^{-3}$
$v_{rotation}^{HOMER}$ (min.rotation ⁻¹)	43	79	19

Table 1. Spatial and temporal characteristics of turbulence on HOMER. v^{VLT} is wind speed on a VLT-equivalent telescope, v^{HOMER} and $v_{rotation}^{HOMER}$ are the corresponding motor speeds on HOMER.

4.B. Corrective optics

The corrective optics of HOMER are composed of two DM from ALPAO firm. Both are magnetic membrane mirrors: a continuous membrane is deformed by the magnets placed in front of solenoids. They have very attractive technical characteristics such as high stroke or correct linearity. Both mirrors are controlled with intensities, that avoids any dependence of the effective command received by actuators and power supply cable constraints.

The first deformable mirror DM1 is conjugated with the pupil of the system. In Costille, it was a 52-actuator DM. It has been replaced by a 88 actuator DM (10×10 grid), 52 effective

actuators in the pupil plus a ring of guard actuators in order to avoid edge effects. Coupling factor of its actuators is 0.4. The second deformable mirror DM2 is conjugated either to the pupil plane or to altitude thanks to a translation rail (0 km to 16500 km). It has 88 effective actuators, with a coupling factor of 0.65. Usually the altitude DM is placed within a collimated beam: the meta-pupil increases with respect to altitude and each GS's footprint keeps its size. Our configuration is a “constant envelope collimator” [23,49], the DM is placed within a diverging beam.

Since framework of the studies presented in this article is GLAO and LTAO, only the first DM is used. The second one is replaced by its equivalent flat mirror with a $\lambda/10$ optical quality. In the following DM1 is modeled by its influence functions which represents the link between DM commands and phase expanded in a certain basis. They are gathered in the influence matrix denoted \mathbf{N} , which are deduced from experimental calibrations. We assume that the DM has no dynamics and is linear.

4.C. Wavefront sensors

HOMER WFS is a wide field Shack-Hartmann type WFS, made up of a 7x7 sub-aperture lenslet array (37 effective sub-pupils) and an ANDOR iXon DU895LC camera, which is a low noise EMCCD with 1004x1002 pixels of 8 μm . A distinctive feature of HOMER design is that a single wide field Shack Hartmann WFS is used: each sub-aperture can see a field of view equal to $FoV = 427\lambda/D$, corresponding to 142x142 pixels on the EMCCD detector (at Shannon sampling). Wavefront sensing is performed on up to 5 regions (this number can be extended, it depends on RTC memory size) by numerical windowing around each selected GS. This single WFS configuration allows to easily change the number and the configuration of the GSs while it reduces the calibration and synchronization issues.

4.D. Real Time Computer

The whole system assembly is controlled using a Linux PC RTC from the SHAKTI company, working at around $F_{samp}=10$ Hz. This limited frequency F is due to the WFS camera frames

transfer. However the ratio $V/(DF_{samp})$, where V is the wind speed and D the pupil diameter is representative of a VLT case.

Apart from the classic integrator control law, various control laws can be implemented on the RTC. Indeed, any control law that can be written in the form:

$$\begin{aligned} \mathbf{X}_{n+1} &= \mathbf{M}_1 \mathbf{X}_n + \mathbf{M}_2 (\mathbf{y}_n + \mathbf{M}_3 \mathbf{u}_{n-2}) \\ \mathbf{u}_n &= \mathbf{M}_4 \mathbf{X}_{n+1} \end{aligned} \tag{26}$$

may be implemented on the RTC, as long as matrices M_1, M_2, M_3 and M_4 are defined by the user. This generic expression of the control law allows to implement LQG but also POLC, VDM, classic integrator etc.

5. Experimental AO results

Firstly we present the results obtained in classical AO on the HOMER bench, we perform analysis and correction on the on-axis direction. The bench alignment is optimized as described in [50], non common path aberrations are corrected thanks to a classical phase diversity procedure [51]. Slopes are computed by a thresholded center of gravity. Loop is closed using a classic integrator control (3.A) with an uniform gain. The control matrix is computed as the pseudo-inverse of the interaction matrix with a filtering of 38 bad-seen modes. We use an integrator gain of 0.4 in low noise conditions. These two values have been tuned to optimized the on-axis performance. The Strehl Ratio (SR) obtained without any turbulence from long exposure PSF is 85% on axis (internal SR) at 633 nm. It represents the ultimate performance, taking into account the local turbulence. The strength of this latter has been evaluated from ASO measurements without phase screens to an equivalent D/r_0 approximately equal to 2.5. The bench is sensitive to it because of the low working frequency. Note that in the following, all SR are given at 633 nm. Turbulence is then added and is generated through three layers, their characteristics are gathered together in table 1, the global D/r_0 is 8. The open-loop SR without any correction is about 3%.

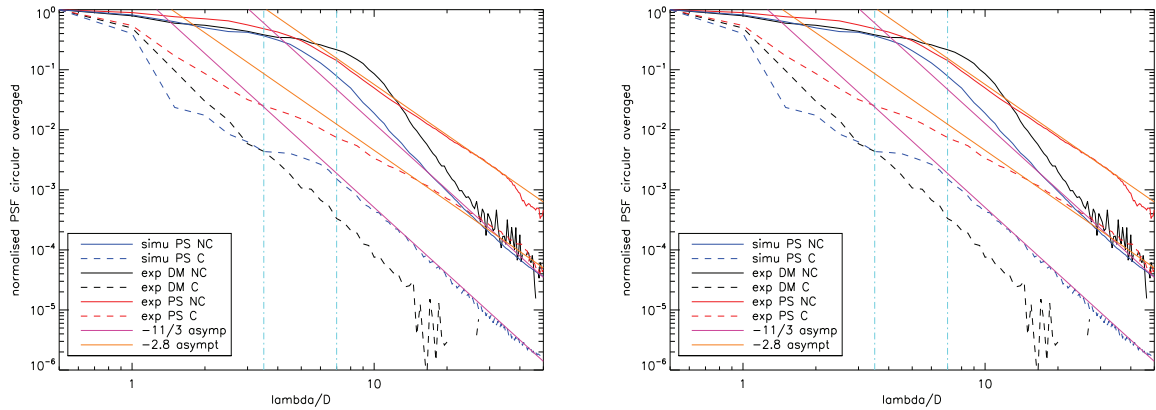


Fig. 4. Open (solid line) and closed loop (dashed line) circular average of PSF obtained in numerical simulation (blue) and on the bench with turbulence generated thanks to the DM (black) and thanks to the phase screens (red).

The obtained SR on axis is 28%. It is very low compare to results obtained in end-to-end simulations of HOMER bench (more details on this simulation can be found in [23]) which give a SR of 60% (scaled to the bench through the internal SR). Figure 4 shows open and closed loop circular average of PSF obtained on the bench or in numerical simulation in various conditions, plotted in loglog and linlog scaling. These results show that:

- as expected the PSF profile obtained in open-loop in numerical simulation follows a $-11/3$ slope at high spatial frequency typical from Kolmogorov type turbulence. This behavior is also found on the corrected PSF beyond the cut-off frequency of correction provided by the loop, that is $\lambda/(2d) = 3.5\lambda/D$ where d is the subaperture diameter. Before this frequency we found a standard corrected PSF profile. Close to this cut-off frequency, some aliasing effect can be detected as a slight increase of residuals on frequencies lower and very close to the cut-off frequency ;
- now considering the PSF obtained in open-loop on the bench with turbulence induced by the DMs, we can see the standard Kolmogorov profile up to the maximum spatial frequency of the DM ($3.5\lambda/D$), indicating that the DM induces the correct turbulence. Beyond we also found some Kolmogorov type profile but with much less energy,

with a $-11/3$ slope. This is simply due to the local turbulence. This is clearer on the closed-loop PSF profile, as the low spatial frequencies are corrected, the higher spatial frequency behavior is clearly seen. Virtually no aliasing is detected in the absence of significant high spatial frequencies. This result shows that the closed-loop correction works fine (in fact it is strictly similar to what is obtained in numerical simulation with the same turbulent input);

- finally, considering the PSF profile obtained on the phase screens, various effects can be underlined. First, the open-loop PSF profile shows a high spatial frequency behavior that is not compliant with a Kolmogorov type turbulence, as the energy of spatial frequencies decreases with a -2.8 slope. This leads to relatively higher energy on high spatial frequencies. This effect is of course clearly found also in the closed-loop profile, for spatial frequencies bigger than frequencies around $15\lambda/D$ and $20\lambda/D$. The -2.8 asymptote has been added to stress this effect. Considering the closed-loop PSF profile, the low spatial frequencies are corrected but with a lower efficiency and clearly we can see that even below the cut-off frequency turbulence correction is of lower quality with high aliasing effects.

As a conclusion, these PSF profiles show that the turbulence induced by the phase screens on the bench is not compliant with a Kolmogorov type turbulence and induces a higher amount of energy on high spatial frequencies. Now, we have to understand the origin of this high spatial frequency behaviour induced by phase screens by further studies than in subsection 4.A. Figure 5 shows the variance distribution of radial orders of Zernike coefficients. This distribution is in compliance with a Von Karman profile distribution for radial orders below approximately twenty. Beyond that a -2.8 slope asymptote is followed. Radial orders roughly correspond to spatial frequencies, so it is in agreement about images analysis performed above.

This will of course clearly reduce the performance of all control laws in AO the same way, with an increased fitting error, and, stronger aliasing effect. More studies are in progress

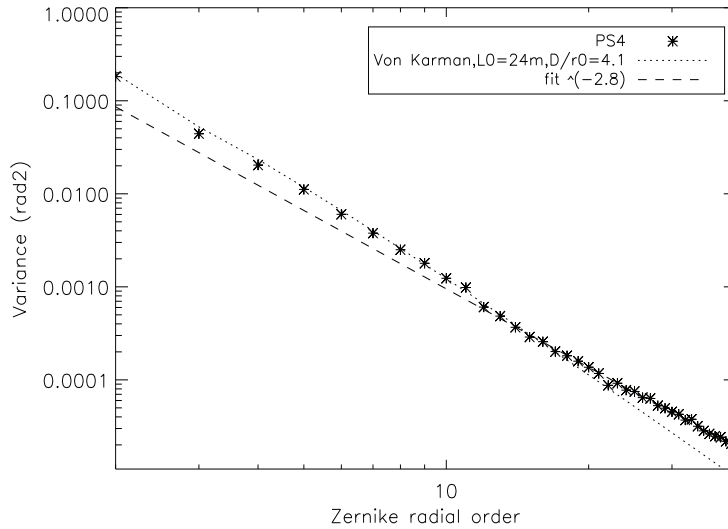


Fig. 5. Characterization of the phase screen PS4: experimental and best-fit variance distribution of Zernike coefficients.

to model this effect. Nevertheless we are interested in comparing various control laws in numerical and experimental conditions in different conditions, so the quantity of interest is the ratio between the SR of interest and the SR obtained in classical AO in simulation or experimentation.

An Auto Regressive of order 2 has been tested as a model of turbulence evolution in the LQG control in order to increase the accuracy of it. No performance gain has been obtained in our experimental conditions. This model is thus not the main limitation in performance, because of the tomographic errors due to phase screens. However AR2 model has been highlighted to bring valuable gain for more optimized systems like the extreme AO SAXO.

In order to scale noise conditions for studies on comparison of control laws in WFAO, we study the loss of performance as a function of noise variance. Numerical results are shown on figure 6-left, and experimental results on the right. It represents the impact of noise conditions on the normalized on-axis performance (e.g. the ratio between the SR of interest and the SR obtained in low noise condition). A 5% loss of performance is obtained for a noise variance of 0.002 pixels², and beyond 0.01 pixels² there is a steep loss of performance.

Same behaviour is retrieved in simulation, but loss of performance is slower, it may be due to an optimistic WFS model. We can already highlight that the actual set-up of the bench prevent from achieving the second knee in performance obtained in simulation for a noise variance of 0.1 pixels².

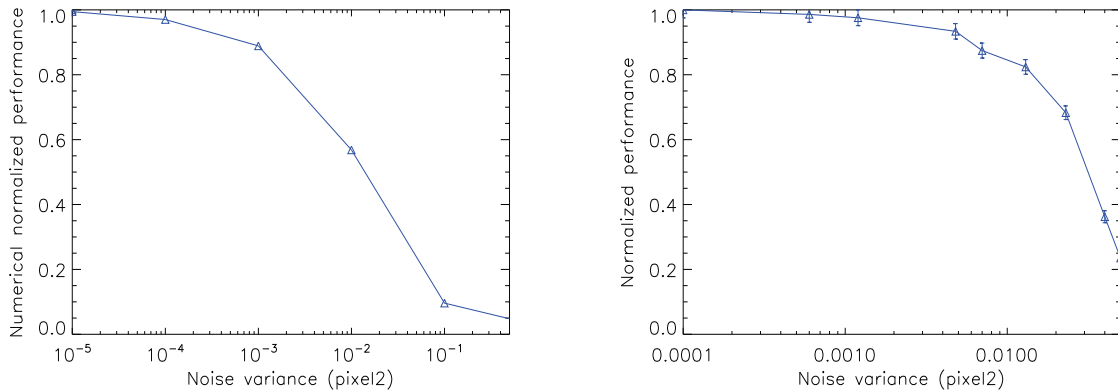


Fig. 6. Normalized on-axis performance with classical integrator control as a function of noise variance in numerical simulation on the left and on HOMER bench on the right.

6. Experimental optimization of control laws

In this section, the different control laws presented in section 3 are implemented on HOMER bench in a LTAO configuration. We present first the experimental conditions and then the optimization of the control schemes relative to the Field of View (FoV) and noise.

6.A. Experimental conditions

To probe turbulence, we use four natural GS for analysis, which can be put in three FoV configurations. The narrow FoV has a radius of 18", the radius of the medium FoV is 36" and of the largest FoV it is 54". Correction is optimized for the central star and is performed by the ground DM.

The four control laws that have been tested are:

- classical controller, which is a least-square plus a simple integrator, thus comes down to GLAO. The optimal number of filtered modes for the command matrix computing is 38 modes (so many modes have to be filtered because the DM has 36 guard actuators which are very badly seen). The single global gain is optimized for each configuration of GS and noise, its value is 0.35 for low noise conditions;
- VDM which estimates 28 KL modes in altitude and 52 on the ground (these values have been optimized in a low noise case), 38 modes are filtered for the projector computing step (Eq. (13)), we can note a parallel with the number of bad-seen modes to filtered in the GLAO interaction matrix. The single global gain g_{KL} in Eq. (17) has been optimized and its optimal value is 0.3. No mode is filtered for the MMSE reconstructor computing but the fudge factor in the MMSE reconstructor is optimized for each configuration of noise and each FoV;
- POLC which estimates the three layers of turbulence with the exact profile, on respectively [74, 84, 90] Zernike modes for the narrow FoV, [74, 93, 106] for the medium FoV and [74, 103, 122] for the large FoV (in the ratio of meta-pupils diameter, see below for these choices of numbers). 38 modes are filtered for the \mathbf{P}^{wfao} projector computation. A few values of α and γ around 0.495 with $\alpha + \gamma < 1$ [31] to guarantee stability have been tested (between 0.4 and 0.6) as well as a few values of the δ gain (between 0.3 and 0.6). $\delta = 0.5$ is clearly an optimal value, but no significant change has been observed for the tested values of α and γ , so we kept $\alpha = \gamma = 0.495$. No mode is filtered for the MMSE reconstructor computing but the fudge factor is optimized in each case;
- LQG, which also estimates the three turbulent layers, with the same number of Zernike modes as in a POLC case and \mathbf{P}^{wfao} is also computed with the same number of filtered modes as in a POLC case. The fudge factor is optimized for each FoV and each noise conditions.

Since POLC and LQG estimate the turbulent volume, the number of layers, their altitude

and the number of estimated modes for each layer has to be set. In our case turbulence is known so we reconstruct the three actual layers at their real altitudes. A. Costille & *al.* [52] performed a study on the number of estimated modes for LQG. We have checked that the optimized number was indeed the one outlined in the previous paragraph.

6.B. Experimental fudge factor tuning for control laws

The three tomographic control schemes of interest, VDM control, POLC and LQG control, can be computed in introducing a fudge factor on the noise covariance matrix. The fudge factor interpretation is different between control laws despite its global goal to take into account errors. In a VDM case it is obvious that a significant error is performed by applying MMSE reconstructor to dynamical closed-loop measurements, so fudge factor is defined in order to absorb the structural errors in the control law. On the opposite LQG control scheme is potentially optimal but modeling error between measurement and control equations can exist and fudge factor is usually inserted to absorb them. For instance, the noise covariance matrix is not entirely diagonal, and sub-optimal error on the number of turbulent modes is performed, the generated aliasing is not taken into account on reconstructed modes. Furthermore, the fudge factor is involved in different equations for the LQG control, since it is also used for the computation of the asymptotic Kalman gain \mathbf{H}_∞ involved in Eq. (23), the way the noise is taken into account in control equations is also different. All these points lead to the need of an over-estimation of noise variance in order to maximize performance.

Fudge factor optimization is an inherent issue in these control laws but it is seldom addressed. As far as we know there is no comprehensive experimental analysis of fudge factor tuning for these kind of control laws. The following work highlight the key aspects of this optimization.

For this fudge factor optimization, the other parameters are assumed to have already been optimized. We highlight the medium FoV configuration, with low noise, noise variance is estimated to 10^{-4} pixels². On figure 7 the evolution of the on-axis normalized performance

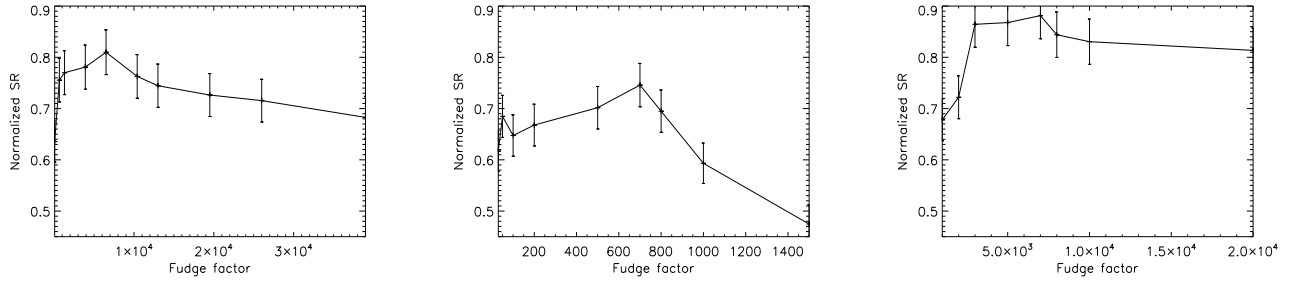


Fig. 7. On-axis performance (normalized Strehl ratio) as a function of the fudge factor for (from left to right) VDM control, POLC control and LQG control at high Signal to Noise Ratio (SNR) and for the medium FoV.

is plotted as a function of the fudge factor for the three control laws. The normalized performance is the ratio between the SR and the best SR obtained in classical AO (it is in LQG after parameters optimization in classical AO), note that this SR is 29% with a fudge factor of 1500. In LQG and VDM the performance is not very sensitive to this parameter but an over-estimation is clearly preferable to a sub-estimation to take into account the inevitable model errors. Performance is more sensitive for a POLC case, which is thus more touchy to experimentally tune. The optimal fudge factor depends on the control scheme since model errors which are made are different for each one.

Same study has been performed for the small and the large field of view. The performance evolution with respect to the fudge factor follows the same trend as figure 7, but the optimal value can change. Because fudge factor values are different from a control law to an other, in order to compare fudge factor evolution as a function of the FoV, the value of interest will be the ratio between the optimal fudge factor at the FoV of interest and the optimal fudge factor at the small FoV. Figure 8 shows this ratio with respect to the FoV, in low noise conditions. For POLC and VDM control the larger is the FoV, the greater is the fudge factor. Indeed, model errors especially tomographic errors, are also increased. This behavior is also observed for the LQG fudge factor evolution but it is more smooth. LQG fudge factor optimization is hardly sensitive to these tomographic errors; thus it is easier to tune it.

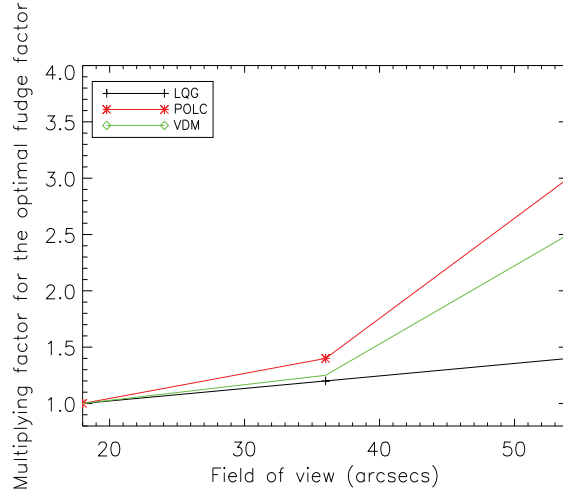


Fig. 8. Optimal multiplying factor on the fudge factor (reference is the one obtained in the small FoV configuration as a function of the FoV for VDM control, POLC control and LQG control at high Signal to Noise Ratio.

Now we focus on the fudge factor optimization for the different noise conditions. It is worth pointing out that the quantity $n_{c_w} * \sigma_w^2$, where σ_w^2 is the noise variance, is constant for POLC control or roughly constant for VDM and LQG control for the different tested noise conditions for each FoV. We can note this point on figure 9 which presents the evolution of this product as a function of the noise variance for the medium FoV. Considering that fudge factor plays a key-role in model errors absorption, it seems to indicate that modeling errors dominate noise impact.

The bench conditions have not allowed us to test lower noise conditions, as shown on figure 6 performance is very poor for noise variance greater than 0.05 pixel^2 . Nonetheless it would be interesting to test noise conditions such as the noise impact dominates model errors. In this case, we expect that noise impact being higher than model errors the fudge factor would tend to one. However it is a very interesting feature for experimental control tuning: the fudge factor does not need to be optimized if noise conditions change as long as noise does not dominate model errors. In the same way, fudge factor value can provide information on model errors level. These results need numerical support. Numerical simulations are in progress in order to confirm this behavior for different levels of model errors.

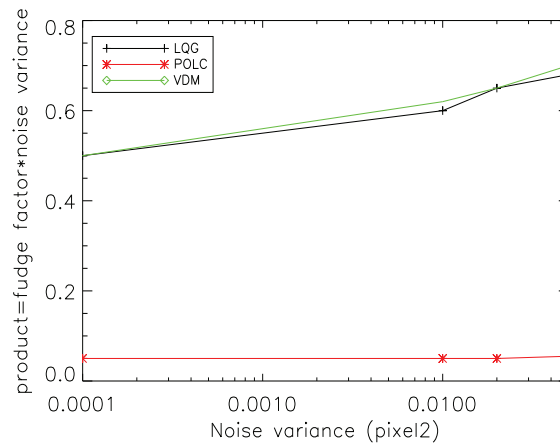


Fig. 9. Product of the optimal fudge factor by noise variance (in pixel²) as a function of noise variance for VDM control, POLC control and LQG control at high Signal to Noise Ratio for the medium FoV configuration.

7. Experimental tomographic AO performance

In this section we assume that all the listed parameters have been optimized, especially the fudge factor. We present the performance achieved on the HOMER bench, for different FoV and different noise conditions.

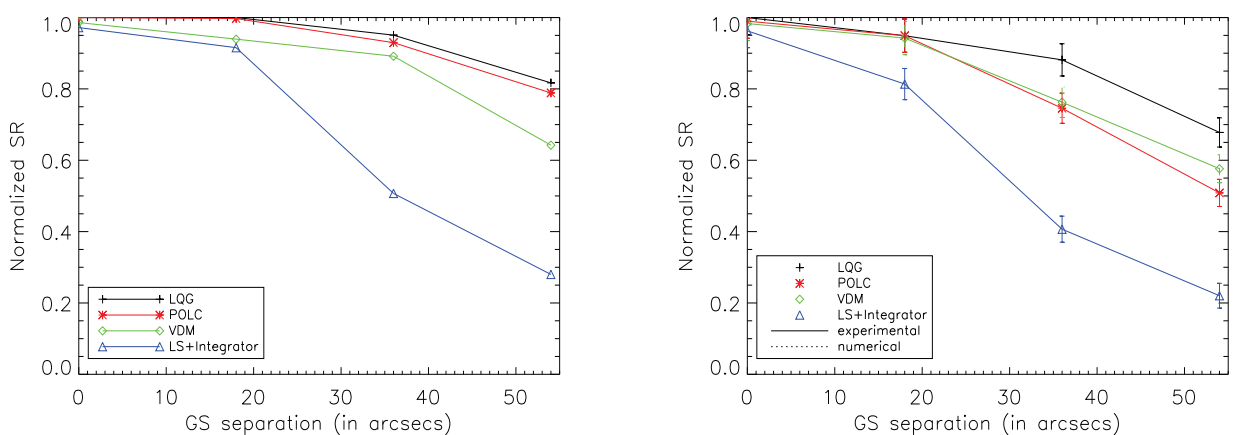


Fig. 10. Performance (normalized SR on axis) versus the field of view for Integrator, VDM, POLC and LQG control, at high SNR. Left: numerical results, right: experimental results

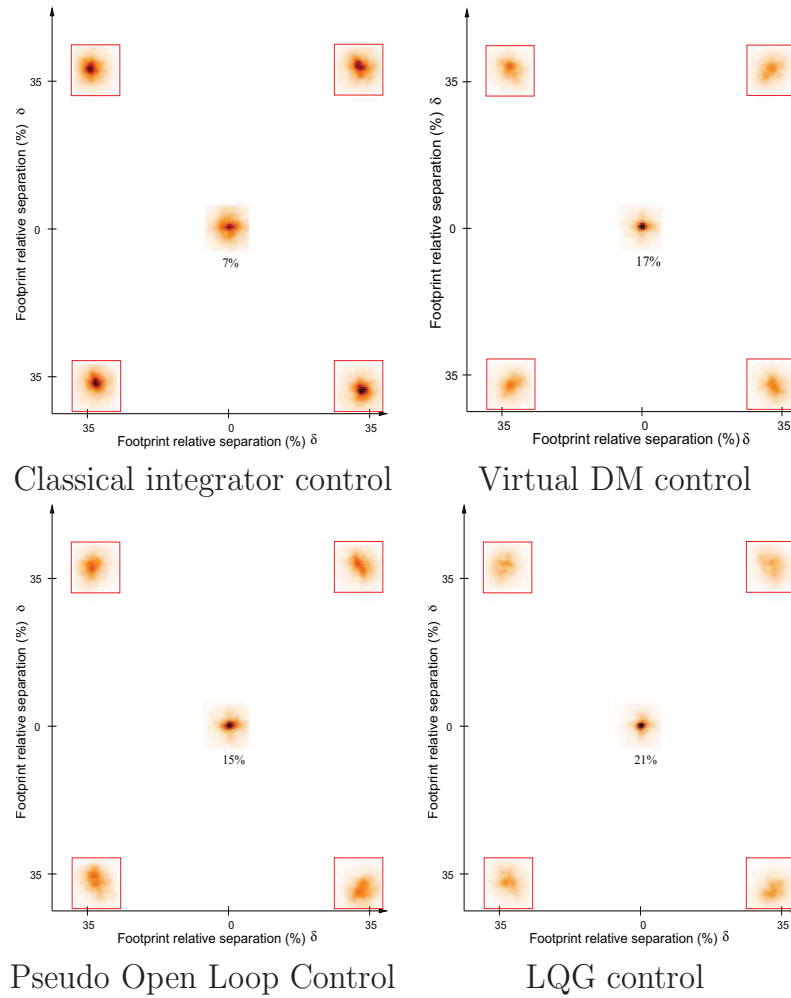


Fig. 11. Map of PSF for the largest FoV for Integrator, VDM control, POLC and LQG control, at high SNR. Performance in the optimized direction (central star) is given in Strehl Ratio. Direction of analysis are surrounded with a red square, they are defined by their associated footprint relative separation with respect to the on-axis direction, at 13800 m.

Figure 10 shows the normalized performance of correction (normalization with respect to the SR obtained in classical AO with LQG control) on the central star of interest according to the angular separation between GSs and the central star in high SNR conditions. Figure 10-left presents the normalized performance obtained with the end-to-end simulation of HOMER (all the control laws have also been optimized). First, we clearly see the gain obtained in performing tomographic estimation for all the FoV, compare to a simple least square minimization. In particular the optimal control gives the best results for all the FoV, and

the impact of this latter is the lowest for this control law. POLC gives approximately the same results as LQG control at low noise especially for small fields of view. The VDM approach gives same performance as GLAO for small FoV but its tomographic abilities make it performing far better performance for medium and large FoV.

We highlight now experimental results. To illustrate this point, the PSF obtained in the largest FoV configuration in low noise conditions are presented on figure 11 for the four control law solutions. Compared with the classical integrator solution, which provides an uniform correction in the FoV, we can clearly see the on-axis performance optimization of the tomographic control laws. In these conditions, the SR is thus doubled with the VDM and POLC solution (w.r.t. GLAO) and trebled with the LQG solution. Figure 10-right shows the normalized performance obtained on the HOMER bench. The classical integrator experimental results and numerical results tally, so it ensures we have a good simulation of HOMER. We retrieve that LQG control gives the best results, but its decrease is slightly faster than numerical results. For small FoV, POLC, LQG and VDM controls have approximately the same performance. The gap between experimental and numerical results in POLC widens with the GSs angular distance. The difference is equal to 35% for a POLC control whereas it is 12% in a LQG case, as for VDM control the difference varies from 9% to 16%. When GSs angular distance increase, potential tomographic errors increase as well. High spatial frequencies that have been highlighted in section 5 have a limited impact on corrected modes due to the high impacted orders, but local turbulence mentionned in the same section is spread throughout the bench and contributes to tomographic errors. Thus POLC seems to be more sensitive to model errors.

We focus also on the experimental noise impact on performance of the four control schemes. Noise variance is modified by changing the fibers injection and by inserting density filters on the bench. Figure 12 presents their experimental robustness to noise. The experimental normalized on-axis performance is plotted as a function of noise variance. All control laws have been optimized for each noise condition by tuning their fudge factor and gains. Least

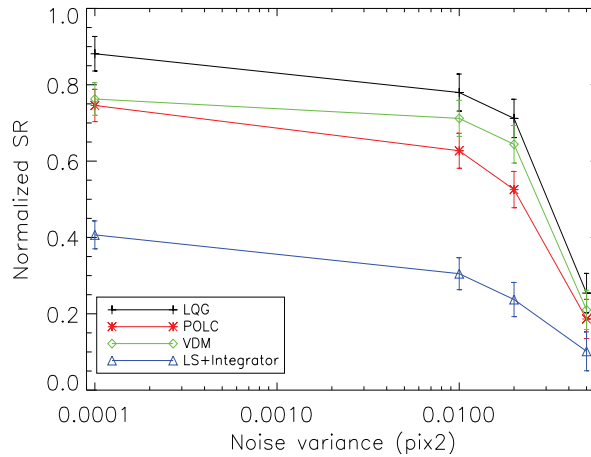


Fig. 12. Performance (normalized SR on axis) versus noise variance for the medium FoV case.

square controller sensitivity has the same trend as in classical AO configuration (section 5) as expected. VDM and LQG have roughly the same sensitivity to noise whereas POLC appears to be the least robust to noise. It starts from the same performance as the one obtained in a VDM case but its fall in SR is faster. Numerical studies on a HOMER configuration is currently in progress, especially on a more realistic behavior of the WFS model as mentioned in section 5.

To conclude on control schemes comparisons, experimental behavior confirms numerical simulations. However due to bench model errors, loss of performance with respect to FoV is faster on the bench. The different sensitivities between control laws highlight a good robustness of LQG control towards noise and model errors whereas POLC robustness is lower. The four control schemes performance decrease the same way as numerical performance computed in a MUSE-GALACSI configuration [53].

8. Conclusion

These results give a successful demonstration of the applicability of the LQG, the POLC and the VDM control on a real LTAO system despite inevitable model errors. All these control schemes have been optimized, parameters tuning have been and are still being studied. These

results give information on the tuning procedure, and its easiness for an user. The key-point is the fudge factor optimization to take into account model errors, we have given some clues to tune it, especially its undependency towards noise conditions as soon as model errors are predominant.

We have validated that LQG gives the best performance, even in bad SNR conditions, and highlighted that POLC and VDM give roughly the same experimental results. LQG control appears to be not very sensitive to tomographic model errors. Our study also shows good robustness for both modeling errors and noise from VDM. It is an optimistic point for its compatibility with a real on-sky implementation where tomographic errors are inevitable. Thus in these conditions the VDM appears as a good trade-off between complexity, performance and robustness. For an equivalent on-line complexity to the LQG, POLC appears to be less robust to model errors and noise. To confirm this point, an experimental study on all POLC parameters should be performed. Indeed POLC tuning is more touchy since the three values α , γ and δ have to be optimized together and in the same time to guarantee the stability of the IRR filter.

Future work shall include HOMER baffling in order to reduce local turbulence and thus tomographic errors. It shall also explore a larger scale of noise, especially very high noise conditions in order to be study conditions such as noise impact is higher than model errors. Although the HOMER bench has been optimized beforehand, it seems to be difficult to achieve on this bench since performance is very poor in this case, so it would be first a numerical study. Future numerical studies shall also explore smaller FoV, particularly for fudge factor optimization. Indeed the smallest FoV on the HOMER bench is not so small, and it would help to get a better understanding of the high fudge factor value obtained as soon as we are in a small FoV on the bench. Furthermore the turbulent profil will be change in the end-to-end simulation tool in order to be consistent with turbulence introduced by the phase screens in particular for high frequencies behavior.

All this study has been performed using natural guide stars. Most of the future WFAO

projects will use laser guide stars, so the next main step of the work on HOMER will be the implementation of LGS to study the impact of the cone effect on the control laws performance, stability and tuning. This point is ongoing.

9. Acknowledgments

The authors thank J. Montri, B. Fleury and F. Mendez for back-up help in respectively electronics and LabView, optical design and optomechanics. The authors are also grateful for loan of the phase screens from ESO. This work received the support of PHASE, the high angular resolution partnership between Onera, Observatoire de Paris, CNRS and Université Paris Diderot.

References

1. F. Roddier, ed., *Adaptive Optics in Astronomy* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999).
2. N. Hubin, R. Arsenault, R. Conzelmann, B. Delabre, M. Le Louarn, S. Stroebele, and R. Stuik, “Ground layer adaptive optics,” *C. R. Physique* 6 pp. 1099–1109 (2005).
3. F. Rigaut, “Ground-conjugate wide field adaptive optics for the elts,” in “Beyond Conventional Adaptive Optics: a conference devoted to the development of adaptive optics for extremely large telescopes. Proceedings of the topical Meeting held May 7-10 2001,” , vol. 58, S. E. E. Vernet, R. Ragazzoni and N. Hubin, eds. (ESO conference and Workshop proceedings, 2002), vol. 58.
4. J.-M. Beckers, “Increasing the size of the isoplanatic patch with multiconjugate adaptive optics,” *ESO conference and workshop proceedings* **2**, 693–703 (1988).
5. D. C. Johnston and B. M. Welsh, “Analysis of multiconjugate adaptive optics,” *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 394–408 (1994).
6. B. Ellerbroek, “First-order performance evaluation of adaptive optics systems for atmospheric turbulence compensation in extended field of view astronomical telescopes,” *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 783–805 (1994).
7. F. Hammer, M. Puech, F. Assemat, E. Gendron, F. Sayede, P. Laporte, M. Marteau, A. Liotard, and F. Zamkotsian, “Falcon : a concept to extend adaptive optics correction to cosmological fields,” in “Second Backaskog Workshop on Extremely Large Telescopes,” , vol. 5382 (2004), vol. 5382, pp. 727–736.
8. E. Gendron and P. Léna, “Astronomical adaptive optics: I. modal control optimization,” *Astron. Astrophys.* **291**, 337–347 (1994).
9. C. Dessenne, “Commande modale et prdictive en optique adaptative classique,” Ph.D. thesis, Université Paris VII (1998).
10. F. Quiros-Pacheco, “Reconstruction and control laws for multi-conjugate adaptive optics in astronomy,” Ph.D. thesis, Imperial College London (2006).

[Http://optics.nuigalway.ie/theses/FernandoQuiros_PhDthesis.pdf](http://optics.nuigalway.ie/theses/FernandoQuiros_PhDthesis.pdf).

11. E. Marchetti, R. Brast, B. Delabre, R. Donaldson, E. Fedrigo, and al., “Mad on sky results in star oriented mode,” in “Adaptive Optics Systems,” , vol. 7015-14, N. Hubin, C. E. Max, and P. L. Wizinowich, eds. (Proc. SPIE , 2008), vol. 7015-14.
12. C. Arcidiacono, M. Lombini, R. Ragazzoni, J. Farinato, E. Diolaiti, and al., “Layer oriented wavefront sensor for mad on sky operations,” in “Adaptive Optics Systems,” , vol. 7015 (Proc. SPIE , 2008), vol. 7015.
13. R. N. Paschall, M. A. Von Bokern, and B. M. Welsh, “Design of a linear quadratic gaussian controller for an adaptive optics system,” (IEEE Conf. on Decision and Control, Brighton, UK, 1991), vol. 2, pp. 1761–1769.
14. R. Paschall and D. Anderson, “Linear quadratic gaussian control of a deformable mirror adaptive optics system with time-delayed measurements,” *Appl. Opt.* **32**, 6347–6358 (1993).
15. D. P. Looze, M. Kasper, S. Hippler, O. Beker, and R. Weiss, “Optimal compensation and implementation for adaptive optics systems,” *Experimental Astronomy* **15**, 67–88 (2003).
16. D. Wiberg and D. T. Gavel, “A spatial non-dynamic lqg controller: Part i, application to adaptive optics,” (IEEE Conf. on Decision and Control, Nassau, Bahamas, 2004), vol. 3, pp. 3326–3332.
17. B. Le Roux, J.-M. Conan, C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, L. M. Mugnier, and T. Fusco, “Optimal control law for multiconjugate adaptive optics,” in “Adaptive Optical System Technology II,” , vol. 4839 (Proc. SPIE , 2002), vol. 4839, pp. 878–889.
18. C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, C. Petit, J.-M. Conan, and P. Viaris de Lesegno, “Optimal control, observers and integrators in adaptive optics,” *Opt. Express* **14**, 7464–7476 (2006).
19. C. Petit, J.-M. Conan, C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, T. Fusco, J. Montri, F. Chemla, and D. Rabaud, “Off-axis adaptive optics with optimal control : Experimental and numerical

- validation,” in “Advancements in Adaptive Optics,” , vol. 5903 (Proc. SPIE , 2005), vol. 5903.
20. C. Petit, J.-M. Conan, C. Kulcsár, and H.-F. Raynaud, “Linear quadratic gaussian control for adaptative optics and multi-conjugate adaptative optics: experimental and numerical analysis,” *J. Opt. Soc. Am. A* **26**, 1307–1325 (2009).
 21. C. Petit, T. Fusco, J.-F. Sauvage, A. Sevin, M. Suarez, J. Charton, P. Baudoz, J.-L. Beuzit, T. Buey, K. Dohlen, P. Feautrier, E. Fedrigo, B. Fleury, J.-L. Gach, N. Hubin, M. Kasper, D. Mouillet, D. Perret, P. Puget, J.-C. Siquin, C. Soenke, and F. Wildi, “Integration, tests and laboratory performance of saxo, the vlt-sphere extreme ao system,” (2nd AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 2011).
 22. A. Guesalaga, B. Neichel, F. Rigaut, J. Osborn, and D. Guzman, “A comparison of vibration mitigation controllers for adaptive optics systems,” *Applied Optics* (2012).
 23. A. Costille, C. Petit, J.-M. Conan, C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, and T. Fusco, “Wide field adaptative optics laboratory demonstration with closed loop tomographic control,” *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 469–483 (2010).
 24. G. Sivo, C. Kulcsár, J.-M. Conan, H.-F. Raynaud, E. Gendron, F. Vidal, and A. G. Basden, “Lqg control performance with the canary moao pathfinder. laboratory results and on-sky tests plan,” in “Adaptive Optics Systems III,” (Proc. SPIE , 2012).
 25. E. P. Wallner, “Optimal wave-front correction using slope measurements,” *J. Opt. Soc. Am. A* **73**, 1771–1776 (1983).
 26. T. Fusco, J.-M. Conan, G. Rousset, L. M. Mugnier, and V. Michau, “Optimal wavefront reconstruction strategies for multiconjugate adaptive optics,” *J. Opt. Soc. Am. A* **18**, 2527–2538 (2001).
 27. B. Ellerbroek, “Efficient computation of minimum-variance wave-front reconstructors with sparse matrix techniques,” *J. Opt. Soc. Am. A* **19**, 1803–1816 (2002).
 28. M. Le Louarn, “Multi-conjugate adaptive optics with laser guide stars: performance in the infrared and visible,” *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **334**, 865–874 (2002).

29. M. Le Louarn, “Very large telescope - ao simulation methods,” Tech. Rep. VLT-TRE-ESO-14850-4204, ESO (2007).
30. B. L. Ellerbroek and C. R. Vogel, “Simulations of closed-loop wavefront reconstruction for multiconjugate adaptive optics on giant telescopes,” in “Adaptive Optical System Technologies II,” , vol. 5169 (Proc. SPIE , 2003), vol. 5169, pp. 206–217.
31. L. Gilles, “Closed-loop stability and performance analysis of least-squares and minimum variance control algorithms for multi-conjugate adaptive optics,” Appl. Opt. **44**, 993–1002 (2005).
32. E. Laag, M. Ammons, T. Gavel, and R. Kupke, “Multiconjugate adaptive optics results from the laboratory for adaptive optics mcao/moao testbed,” J. Opt. Soc. Am. A **25**, 2114 – 2121 (2008).
33. C. Béchet, M. Tallon, and E. Thiébaud, “Frim: minimum-variance reconstructor with a fractal iterative method,” in “Advances in Adaptive Optics II,” , vol. 6272 (Proc. SPIE , 2006), vol. 6272, p. 62722U.
34. L. Poyneer, D. T. Gavel, and J. M. Brase, “Fast wavefront reconstruction in large adaptive optics systems with use of the fourier transform,” J. Opt. Soc. Am. A **19**, 2100–2111 (2002).
35. D. Looze, “Discrete-time model of an adaptive optics system,” J. Opt. Soc. Am. A **24**, 2850–2862 (2007).
36. K. Hinnen, M. Verhaegen, and N. Doelman, “Exploiting the spatio-temporal correlation in adaptive optics using data-driven h2-optimal control,” J. Opt. Soc. Am. A **24**, 1714–1725 (2007).
37. H.-F. Raynaud, C. Kulcsár, C. Correia, and J.-M. Conan, “Multirate lqg ao control,” in “Adaptive Optics System,” , vol. 7015-115 (Proc. SPIE , 2008), vol. 7015-115.
38. B. Le Roux, J.-M. Conan, C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, L. M. Mugnier, and T. Fusco, “Optimal control law for classical and multiconjugate adaptive optics,” J. Opt. Soc. Am. A **21**, 1261–1276 (2004).

-
39. T. Fusco, “Correction partielle et anisoplanétisme en optique adaptative : traitement a posteriori et optique adaptative multiconjugue.” Ph.D. thesis, Université de Nice-Sophia Antipolis (2000).
 40. E. Gendron, “Optimisation de la commande modale en optique adaptative : applications l’astronomie,” Ph.D. thesis, Université Paris 7 (1995).
 41. R. Stuik, R. Bacon, R. Conzelmann, B. Delabre, E. Fedrigo, N. Hubin, M. L. Louarn, and S. Strbele, “Galaxi . the ground layer adaptive optics system for muse,” in “New Astronomy Reviews,” , vol. 49 (2006), vol. 49, pp. 618–624.
 42. P. Piatrou and L. Gilles, “Robustness study of the pseudo open-loop controller for multiconjugate adaptive optics,” *Appl. Opt.* **44**, 1003–1010 (2005).
 43. P. Joseph and J. Tou, “On linear control theory,” *AIEE Trans. on Appl. and Indus* **80**, 193–196 (1961).
 44. Y. Bar-Shalom and E. Tse, “Dual effect, certainty equivalent and separation in stochastic control,” *IEEE Trans. Automat. Contr* **19**, 494–500 (1974).
 45. C. Petit, J.-M. Conan, C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, and T. Fusco, “First laboratory validation of vibration filtering with LQG control law for Adaptive Optics,” *Opt. Express* **16**, 87–97 (2008).
 46. J. Lozi, “Caractrisation du banc stabilis d’interferométrie en frange noire perse,” Ph.D. thesis, Université Paris 11 (2012).
 47. A. Parisot, C. Petit, T. Fusco, and J.-M. Conan, “Experimental comparison of wide field ao control schemes using the homer ao bench,” (2nd AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 2011).
 48. J. Kolb, S. Oberti, E. Marchetti, and F. Quirós-Pacheco, “Full characterization of the turbulence generator maps for mcao.” in “Advances in Adaptive Optics II,” , vol. 6272-122 (*Proc. SPIE* , 2006), vol. 6272-122.
 49. W. Gaessler, C. Arcidiacono, S. Egner, T. M. Herbst, D. Andersen, and al., “Linc-nirvana: Mcao toward extremely large telescopes,” *C. R. Physique* **6** pp. 1129–1138

(2005).

50. B. Neichel, A. Parisot, C. Petit, T. Fusco, and F. Rigaut, “Identification and calibration of the interaction matrix parameters for ao and mcao,” in “Adaptive Optics Systems III,” (Proc. SPIE , 2012).
51. J.-F. Sauvage, T. Fusco, G. Rousset, and C. Petit, “Calibration and pre-compensation of non-common path aberrationsfor extreme adaptive optics,” J. Opt. Soc. Am. A **24**, 2334–2346 (2007).
52. A. Costille, “Les optiques adaptatives grand champ : strategie de correction et validations exprimentales,” Ph.D. thesis, Université Paris 7 - Denis Diderot (2009).
53. C. Petit, “Development of a new control law for the adaptive optics facility (aof),” Tech. Rep. RF 1/17838 DOTA, Onera (2011).

CHAPITRE 7

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Conclusion générale

L'objectif de mes travaux présentés dans ce mémoire était l'implantation et la comparaison de différentes lois de commande tomographiques représentatives du spectre des grandes familles de solutions proposées. Ces travaux se sont articulés autour de deux axes principaux.

Dans un premier temps, l'exploitation expérimentale du banc d'optique adaptative grand champ HOMER a nécessité au préalable d'appréhender la problématique de calibration et d'optimisation soulevée par un système d'optique adaptative grand champ. J'ai ainsi étalonné et intégré différents nouveaux sous-systèmes du banc et optimisé sa performance sur axe. Tout d'abord, afin d'améliorer ses performances, plusieurs éléments détectés comme étant limitants ont été changés et un simulateur de turbulence réaliste a été implanté. J'ai été au coeur de l'étalonnage de ces nouveaux composants et de leur implantation sur le banc. Ceci a permis d'obtenir un banc performant, dont l'optimisation a ensuite été étudiée. Mes travaux se concentrant sur l'analyse de performance sur axe car le cas d'étude a été la configuration LTAO, c'est cette performance qui a été optimisée. Dans une première partie, je me suis intéressée à la calibration et à la correction des aberrations non communes, afin d'optimiser la performance sur la caméra imagerie. Pour cela un algorithme de diversité de phase a été utilisé sur axe pour pré-compenser ces aberrations non communes. Une analyse de l'évolution des aberrations de champ a été conduite, et il a été mis en évidence une uniformité acceptable de celles-ci. Dans un second temps, j'ai développé un algorithme permettant d'identifier les paramètres clé du système. Cet algorithme a deux buts : il peut être utilisé comme un outil de diagnostique et permet alors un ré-alignement fin du banc dans le but d'améliorer la performance ultime de l'OA. Il permet aussi de conduire les différentes études dans des conditions expérimentales mieux maîtrisées. Soit les modèles utilisés par les lois de commande d'OA grand champ tomographiques sont mis à jour pour les rendre plus proches de la réalité du banc, et ainsi améliorer la performance, soit l'impact du désalignement est pris en compte dans le calcul des performances. Plus particulièrement deux ensembles de paramètres peuvent être identifiés grâce à cet algorithme : d'une part le jeu décrivant la géométrie relative ASO/MD dans la pupille, et d'autre part celui décrivant les directions d'analyse et l'altitude du deuxième miroir déformable si on travaille dans un cas d'OAMC. L'algorithme a été

validé numériquement et, en ce qui concerne le désalignement relatif ASO/MD, aussi de façon expérimentale. En outre, ce dernier a pu être validé sur un vrai système aux caractéristiques et exigences différentes, l'optique adaptative extrême de SPHERE, SAXO, ce qui ouvre la voie à son application sur d'autres systèmes d'optique adaptative à haute performance. Dans les deux cas applicatifs, les précisions fournies sont bien au-delà des spécifications requises. La correction des aberrations non communes et l'identification des paramètres système mentionnés ont permis d'optimiser HOMER afin de le préparer aux tests de comparaison des lois de commande.

Le banc calibré et optimisé est alors un outil fiable pour tester et comparer différents concepts et lois de commandes d'optique adaptative grand champ. J'ai donc implanté et validé différentes lois de commande en LTAO. Quatre lois de commande sont étudiées, du simple reconstruteur moindres carrés associé à un intégrateur à la commande optimale linéaire quadratique gaussienne, en passant par des approches de type POLC ou VDM reposant sur le reconstruteur tomographique optimal boucle ouverte. Cet ensemble permet de balayer le spectre des principaux types de solutions de contrôle proposées. Les trois dernières lois de commande mentionnées reposent sur des *a priori* sur la turbulence et des modèles du système, et permettent d'optimiser la correction dans différentes directions d'intérêt, au contraire du reconstruteur moindres carrés. En parallèle des simulations numériques ont été conduites afin de valider les comportements attendus et de mettre en regard les éventuelles différences observées. L'étude en optique adaptative classique préalablement menée a soulevé un problème dans le spectre de turbulence injectée sur le banc. En effet, le profil de cette dernière ne correspond pas à un profil de type Kolmogorov et les hautes fréquences sont surexcitées. L'implantation expérimentale de toutes les lois de commande tomographiques est donc sujette à une erreur sur le modèle de turbulence utilisé, puisque ce dernier est de type Kolmogorov. Ceci permet indirectement de mettre en évidence leur robustesse expérimentale à de telles erreurs.

Les travaux menés expérimentalement en optique adaptative grand champ ont conduit à plusieurs contributions majeures. C'est à notre connaissance la première implantation expérimentale dans des conditions réalistes dans un cadre dynamique boucle fermée du POLC et du VDM dans différentes configurations de bruit. De plus, chaque loi de commande avait été numériquement validée par différentes équipes, mais ceci représente la première comparaison de celles-ci effectuée de façon expérimentale dans un cadre contrôlé afin de pouvoir mettre en regard leur performance de façon cohérente sur un même système. Pour chacune des lois de commande implantées en grand champ, une optimisation des facteurs de réglage a été effectuée en simulation numérique et sur le banc. En particulier, nous avons soulevé des points intéressants sur le réglage du facteur multiplicatif de la variance de bruit, qui permettent de faciliter l'implantation. Différents champs d'analyse ont été testés. Les erreurs de modèles tomographiques augmentant alors, l'écart entre les résultats expérimentaux et simulés ont permis d'étudier qualitativement de façon comparative la robustesse des lois de commande à ces erreurs. De même, différentes valeurs de bruit ont été explorées. Les lois de commande ont pu ensuite être comparées en terme de performance, robustesse et simplicité de mise en oeuvre. Ceci a permis de mettre en évidence le gain apporté par la loi de commande optimale en regard des autres lois de commande et sa bonne robustesse aux erreurs de modèles, en particulier aux erreurs tomographiques et au bruit. En contrepartie, la complexité calculatoire associée est très importante. Le contrôle de type VDM semble se placer en tant que solution intermédiaire intéressante car présentant une complexité réduite, similaire à la commande classiques moindres carrés associée à un intégrateur, tout en présentant une bonne robustesse au bruit et à l'implantation expérimentale et aux erreurs de modèles en découlant. De plus son optimisation n'est pas très ardue car seul le facteur multiplicatif sur le bruit doit être mis à jour suivant les conditions, les autres paramètres

n'étant que peu sensibles aux configurations testées. La solution de type POLC quant à elle semble présenter une robustesse moindre aux erreurs de modèles tomographiques et au bruit, alors que sa complexité est intermédiaire. Toutefois, présentant plus de paramètres de réglages, la performance optimum est de ce fait plus délicate à obtenir, et cette conclusion préliminaire mérite des études plus approfondies.

Perspectives

L'ensemble des travaux présentés dans ce mémoire soulève plusieurs questions nécessitant soit des compléments d'étude, soit des recherches approfondies dans différentes directions.

La plus grande partie des travaux a été effectuée dans une configuration LTAO avec un unique miroir déformable pour la correction. Les problématiques propres ce type de système ont donc été explorées. Il serait utile d'approfondir les études en considérant une configuration OAMC. Le banc HOMER offre la possibilité de fonctionner dans cette dernière configuration grâce à son deuxième miroir déformable qui peut être conjugué à l'altitude choisie. L'optimisation des performances optiques effectuée dans ce mémoire devra alors être transposée à tout le champ, en particulier une correction des aberrations non communes dans le champ pourra être envisagée. J. Kolb [Kolb(2006)] a proposé une approche se basant sur l'enregistrement d'une matrice d'interaction entre la caméra d'imagerie et les miroirs déformables, puis de l'inverser pour trouver les commandes à appliquer aux miroirs. Mais cette méthode n'est intrinsèquement pas tomographique et souffre de plusieurs limitations, comme le filtrage des modes mal-vus lors de l'inversion, la robustesse au bruit. Une autre approche envisageable est de répéter la méthode d'identification des aberrations non communes par diversité de phase dans plusieurs directions du champ, puis d'appliquer un reconstruteur tomographique permettant de reconstruire la turbulence dans des couches conjuguées aux positions des optiques supposées les plus aberrantes. Dernièrement un algorithme de diversité de phase tri-dimensionnelle a été développé et implanté avec succès sur GeMS [Gratadour *et al.*(2011)], permettant d'estimer directement la phase aberrante volumique à partir des FEP dans les différentes directions. En sur-contrainant le problème inverse de la sorte par rapport à une diversité de phase classique, la robustesse de l'algorithme est améliorée. L'optimisation de l'OAMC nécessite aussi une étude plus poussée de l'algorithme d'identification des directions d'analyse et de l'altitude de conjugaison du deuxième miroir déformable. En effet, il n'a pu être implanté tel quel sur le banc HOMER à cause de problèmes numériques, il est donc nécessaire de compléter cette étude. Il faut aussi mentionner le cadre restrictif de son application à l'OAMC. En effet, une matrice d'interaction d'un miroir déformable en altitude est nécessaire pour identifier les directions d'analyse. Parallèlement, les paramètres système identifiés pourront être injectés dans les modèles utilisés pour les lois de commande tomographiques afin d'en étudier l'intérêt expérimental. En effet, j'ai utilisé les données identifiées à des fins d'alignement précis du banc, afin de rester dans les meilleures conditions. Or, le ré-alignement d'un système n'est pas toujours possible, il est alors nécessaire de prendre en compte les erreurs directement dans les modèles.

De manière plus générale, au sujet de la méthode d'identification des paramètres système développée sur HOMER on peut souligner le fait qu'elle repose uniquement sur la matrice d'interaction. Elle est facilement obtenue sur un banc de laboratoire grâce à une source de calibration interne, en revanche elle n'est pas toujours accessible pour des bancs fonctionnant sur ciel. En effet, l'acquisition d'une matrice d'interaction sur ciel est difficile en présence de turbulence et fastidieuse d'autant plus que le nombre d'actionneurs est important. Des matrices pseudo-synthétiques peuvent alors être utilisées [Oberti *et al.*(2006)], donc calculées à partir de modèles

de composants. Cela représente la principale limitation de notre méthode. D'autres solutions doivent être envisagées dans ce cas. C. Béchet [Bechet *et al.*(2011)] a par exemple proposé dans le cadre de l'*AO Facility* une méthode se basant sur les mesures de pentes et les commandes en boucle fermée, sans entraîner de perte de performance.

Concernant la mise en oeuvre expérimentale des lois de commande, les travaux présentés ici montrent une robustesse du POLC plus faible aux erreurs tomographiques et au bruit dans les conditions d'implantation. Néanmoins, l'optimisation des trois coefficients du contrôleur temporel a été conduite de façon relativement succincte. Il serait nécessaire de réaliser une optimisation plus poussée de ces derniers pour conclure de manière plus probante sur cet aspect, et ce de façon numérique et expérimentale. Plus généralement, la robustesse pourra être étudiée de façon systématique pour chacune des lois de commande. Une étude sur l'impact d'une erreur sur les *a priori* turbulents pour les différentes lois de commande serait nécessaire afin de mieux analyser la perte de performance en fonction du champ de vue plus importante sur le banc qu'attendue. L'hypothèse proposée à ce jour est une turbulence locale importante et répartie sur tout le banc, non prise en compte dans le profil modélisé, ce qui pourra être confirmé par ces simulations numériques. Nous avons montré une dépendance des facteurs de réglage aux conditions expérimentales (champ de vue et bruit) il est donc important de mener une étude de robustesse approfondie permettrait de mettre en relief les paramètres critiques à remettre à jour lorsque les conditions d'observation varient.

Toutes les études effectuées sur les lois de commande ont considéré des étoiles guides naturelles. Or la plupart des futurs systèmes d'optique adaptative grand champ en cours de développement utilisent des étoiles guides laser afin d'améliorer la couverture de ciel. Comme nous l'avons souligné, ces dernières posent de nouvelles problématiques comme l'élongation du spot ou l'effet de cône. De plus, une ou plusieurs étoiles guides naturelles doivent être utilisées en complément afin de déterminer les modes tip, tilt et défocalisation que les étoiles guides laser ne peuvent mesurer. Deux types d'analyseurs (EG naturelles et EG laser) sont donc utilisés et ils présentent des caractéristiques différentes, comme une fréquence d'échantillonnage plus faible dans le cas des EG naturelles (les trois modes d'intérêt évoluant plus lentement) ce qui permet d'utiliser des étoiles de magnitude plus importantes pour ces dernières. Les lois de commande tomographiques doivent donc gérer ces deux types de données différents. Deux approches peuvent être envisagées. Dans la première, les données sont gérées de façon indépendantes : les mesures sur EG naturelles permettent de reconstruire les modes tip, tilt, défocalisation ainsi que le tip-tilt anisoplanétique (des modes de plus hautes fréquences se combinant en altitude pour n'engendrer que du tip-tilt dans la pupille dans les directions de mesure) et les EG laser sont utilisées pour reconstruire les autres modes. L'autre approche consiste à gérer conjointement les deux types de données afin de déterminer les caractéristiques complètes du volume turbulent. Cette solution est optimale, mais plus complexe que la précédente [Kulcsár *et al.*(2010)]. Plusieurs études sont menées afin d'explorer ces approches. La prochaine étape est maintenant de tester expérimentalement les solutions proposées. Le banc HOMER s'est donc doté d'un module source laser qui vient d'être implanté. Il est la réplique exacte du module étoiles naturelles utilisé, mais conjugué à une distance de 90 km en équivalent VLT afin de simuler l'effet de cône. Différentes solutions proposées quant à la gestion conjointe des différentes données pourront alors être validées et comparées expérimentalement. En outre les études effectuées sur l'implantation et la robustesse expérimentale des lois de commandes déjà implantées s'enrichiront d'analyse mixte EG naturelles/EG laser et de l'influence de l'effet de cône.

Toujours concernant les perspectives d'évolution du banc HOMER, il est envisagé d'im-

planter un analyseur de surface d'onde supplémentaire entre les deux miroirs déformables. Ceci permettra de simuler une structure de type ELT dont le miroir M4 est directement adaptatif. En effet, celle-ci soulève de nouvelles problématiques quant à la gestion de la correction multi-étages effectué d'une part par le miroir M4 et d'autre part par l'instrument d'optique adaptative placé derrière ce premier étage de correction. D'un point de vue général, deux solutions peuvent être envisagées. La première est de gérer de façon séquentielle les deux étages et leur correction et ainsi fonctionner en cascade, la deuxième option est de gérer conjointement les deux étages.

Dans la perspective de ces futurs ELT les optiques adaptatives développées font face à la problématique du grand nombre de degrés de liberté, de l'ordre de dix à cinquante fois supérieur aux systèmes actuels. Cet aspect sortait du cadre de mes travaux, mais est un point essentiel dans la comparaison des lois de commande. En effet, à l'heure actuelle, l'implantation d'une commande LQG sur un ELT est par exemple difficilement envisageable. De nouvelles lois de commande sont en cours d'étude, notamment basées sur l'approche LQG et les solutions se ramenant à un simple produit matrice-vecteur pourront être implantées sur HOMER afin de valider expérimentalement leurs performances, ainsi que des approches de type FrIM grâce à l'adaptabilité du banc et en particulier du RTC.

Annexe

Identification and calibration of the interaction matrix parameters for AO and MCAO systems

Benoit Neichel^a, Amelie Parisot^b, Cyril Petit^b, Thierry Fusco^b, François Rigaut^a

^a Gemini Observatory, c/o AURA, Casilla 603 La Serena, Chile

^b ONERA, DOTA, Unité HRA, 29 avenue de la division Leclerc, 92322 Chatillon, France

ABSTRACT

New tomographic AO concepts require a good knowledge of the system geometry and characteristics. These parameters are used to feed the tomographic reconstructors. In this paper we present a method to precisely identify the parameters required to construct an accurate synthetic set of models such as influence functions, mis-registrations, directions of analysis or altitude of the DMs. The method is based on a multi-parameter fit of the interaction matrix. This identification method finds also its application in high contract AO systems, such as SPHERE : in that case it is used as a diagnostic tool in order to precisely realign the system. The method has been tested and successfully implemented on HOMER, SPHERE and GeMS. Experimental results for these three systems are presented.

Keywords: Calibration, interaction matrix

1. INTRODUCTION

Until recently, almost all the Adaptive Optics (AO) systems were classical AO systems, using a single Deformable Mirror (DM) and a single wave-front sensor (WFS), and working on-axis. In such configuration, the relation between the phase introduced by the DM and the WFSs can be measured directly, through an interaction matrix (noted iMat in the following). Measured iMat are convenient as they include all the actual system characteristics and idiosyncrasies, such as WFS response and gain, DM actuator gains, optical misalignment, etc.. So even if an AO system is not perfectly aligned, or well characterized, these effects are taken into account when one measures the iMat. Looking at the problem from the other side, this measured iMat could be used as a tool to evidence optical mis-alignments and monitor system stability. This, however, requires tools to interpret the iMat and retrieve such information.

New generation of AO systems including extremely high-order systems or wide field systems are bringing new constraints. In the case of high order system like SPHERE¹ or GPI² maintaining a good registration between the DM actuators and the WFS sub-apertures is critical, as performance loose and loop instabilities will start to appear for mis-registration as small as 10% of an actuator pitch. Measuring an iMat may not be convenient for systems with a large number of actuators as it is time consuming. New methods based on the Hadamard approach have been developed to speed up the iMat measurement.^{3,4} Analyzing these iMat in order to monitor mis-registration and calibration drifts is then very important. In the case of wide field system (e.g. GeMS⁵ or ATLAS⁶) the situation is more complex, as the tomographic reconstructor requires an iMat for many directions. On top of mis-registration, the direction of analysis and correction of the turbulence should be known for an accurate tomographic reconstruction.

What are the parameters that should be determined ?

A tomographic reconstructor (let's call it W) can usually be divided in two contributors:⁷

$$\mathbf{W} = \mathbf{P}_{\text{opt}} \mathbf{W}_{\text{tomo}} \tag{1}$$

These two matrices being defined by:

Further author information: (Send correspondence to bneichel@gemini.edu or amelie.parisot@onera.fr)

- A tomographic reconstructor \mathbf{W}_{tomo} corresponding to a step of phase reconstruction into a volume. This operator only depends on the GS geometry.
- A projector \mathbf{P}_{opt} of the estimated volume reconstruction on the DMs. This operator only depends on the altitude conjugation of the DMs and the direction of optimizations.

Let's use the following notations:

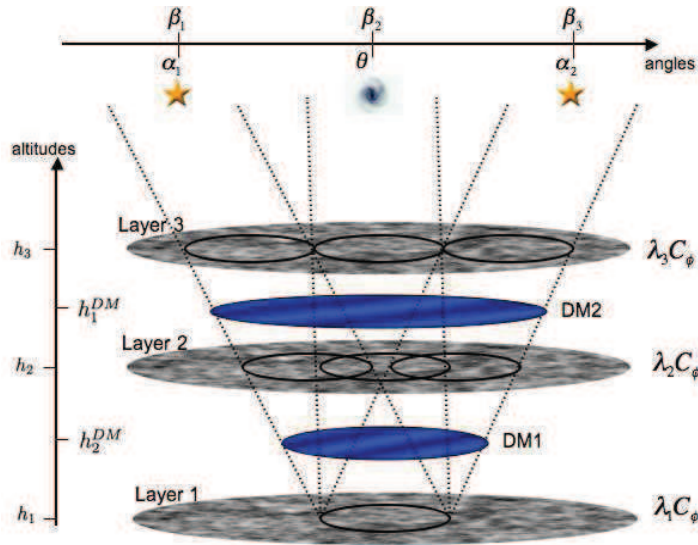


Figure 1. Illustration of system geometry and notations used.

The measurement is performed with several WFSs, each WFS looking at one Guide Star. The GS positions are given by $\alpha = \alpha_i$. The correction is performed by N_{DM} DMs, optically conjugated to altitudes h_n^{DM} . The FoV of interest, where the correction has to be optimized, is discretized into N_{ang} angles $\beta = \beta_j$. Neglecting the time aspect, the measurement done by the WFSs ϕ^{mes} , can be described by the following equation:

$$\phi^{\text{mes}} = \mathbf{M}(\mathbf{P}_\alpha^L \varphi_{\text{turb}} - \mathbf{P}_\alpha^N \mathbf{N}u) + \mathbf{b} \quad (2)$$

where \mathbf{M} is a model of the WF sensing operation, \mathbf{P}_α^L projects the L turbulent phases seen in the α direction in the pupil, \mathbf{P}_α^N projects the n correction phases produced by the DMs in the same α directions, \mathbf{N} is a model of the DMs influence functions, u are the voltages sent to the DMs, and b is the WFS noise.

Assuming an MMSE like reconstruction, we can detail the two matrices defined in equation 1:

$$\begin{aligned} \mathbf{W}_{\text{tomo}} &= [(\mathbf{M}\mathbf{P}_\alpha^L)^T (\mathbf{C}_b^{\text{noise}})^{-1} \mathbf{M}\mathbf{P}_\alpha^L + \mathbf{C}_{\varphi_n}^{-1}]^{-1} (\mathbf{M}\mathbf{P}_\alpha^L)^T (\mathbf{C}_b^{\text{noise}})^{-1} \\ \mathbf{P}_{\text{opt}} &= \left[\langle (\mathbf{P}_{\beta_j}^{\text{DM}} \mathbf{N})^T \mathbf{P}_{\beta_j}^{\text{DM}} \mathbf{N} \rangle_\beta \right]^{-1} \langle (\mathbf{P}_{\beta_j}^{\text{DM}} \mathbf{N})^T \mathbf{P}_{\beta_j}^L \rangle_\beta \end{aligned} \quad (3)$$

Hence, the parameter that one must know to be able to construct a tomographic reconstructor are the following:

- \mathbf{N} : the DMs influence functions
- \mathbf{M} : the WF sensing model (including e.g. mis-registrations)
- \mathbf{P}_α : the projection in the direction of analysis

- \mathbf{P}_β : the projection in the direction of optimization
- h_n^{DM} the altitude of the DMs

The relative geometry between the various components is also of significant interest.

What is the sensibility of the tomography to these parameters ?

The exact sensitivity of the system performance to misalignment and calibration errors affecting all these parameters will of course depend on the system itself, the control law, and requires an extensive study. Still, some well known rule of thumbs have been validated in various systems analysis and lead to the following first tolerances:

- relative translation between DM and WFS is acceptable up to 1/10 of a sub-aperture,
- relative rotation between DM and WFS is acceptable up to 1/10 of an edge sub-aperture,
- relative position of pupil footprint in the DM meta-pupil (for MCAO systems for instance) follows the same sensitivity (e.g.)

How can we determine all the matrices required for the tomography ?

Following the same formalism as above, and assuming a multi-DMs, multi-WFS systems, an interaction matrix would be described by:

$$\mathbf{iMat} = \mathbf{M}\mathbf{P}_\theta^N \mathbf{N} \quad (4)$$

where θ are the directions in which one can measure the iMat. For practical reasons, iMat is only measured in specific directions which may be different from the ones required to build the tomographic reconstructor. In general, iMat is measured with calibration sources installed on the AO bench, and usually $\theta = \alpha$. However, this might not be always the case, especially in systems using NGS, the constellation will be different for every targets, and measuring the iMat for all the configuration is not possible. In that case, a first solution proposed by Kolb et al.⁸ was to interpolate the iMat, based on reference iMat measured in specific directions. Another possibility is to measure the interaction matrix on-sky for each target, even though it consumes valuable telescope time. Another approach is building a numerical model of the AO components, and working with synthetic matrices.⁹ The main advantage of these synthetic matrices are that they are noiseless, and for systems with a large number of degrees of freedom, the stability and accuracy of the inversion process critically depends on the signal-to-noise of the input iMat. Synthetic matrices can be readily pre-computed, which is very relevant if iMat is dependent on operational parameters. Synthetic matrices however can not be generated without any precautions, and a necessary set of conditions are that:

- DM actuator gains and, if necessary, WFS sub-aperture gains (centroid gains, if using quad-cells) have to be calibrated and factored into the synthetic iMat (or the actuator/measurement vector gain-compensated in the real-time software).
- The DMs influence functions have to be adjusted to match the actual ones.
- Mis-registration and system geometries (GS directions, DM altitudes) has to be factored in.

Moreover, having a way to calibrate these models with the real hardware, and with the real bench environment then becomes primordial. In this paper, we present a method for the parameter identification process, based on a minimization algorithm using the interaction matrix as input data. This method gives a way to calibrate the numerical models, and build the set of necessary matrices. Two remarks are important to emphasize at that point:

- the models that can be identified from the analysis of the iMat do not include anything related to the turbulence itself. Some matrices required to build the tomographic reconstructors include some knowledge of the turbulence altitude and strength. From numerical models, it has been shown in previous studies^{10,11} that the tomographic reconstruction is very sensitive to model errors in altitude and number of layers used in the volume estimation. The information on the turbulence profile can be acquired by other methods⁽¹²⁻¹⁴⁾ ;
- in this paper, we are not addressing any dynamical changes of the registration. In a real system, the mis-registration may change with flexures, local pupil distortion or even motor (encoder) malfunctions.¹⁵ Many AO systems include some kind of field selection, or zoom mechanism to compensate for the LGS range variations and differential flexures between the DM(s) and WFS(s). These mechanisms can not behave perfectly, and induce mis-registrations. Addressing dynamical registration errors is out of the scope of this paper. It can be done by more sophisticated methods, like Bechet et al.¹⁶

The paper is organized as follow: in section 2 we introduce the method and we validate it with some simulations, in section 3 we introduce the three systems on which we tried it and section 4 shows the experimental results.

2. IDENTIFICATION METHOD

2.1 Description of the method

Let *params* be the parameters to be identified from an experimental interaction matrix $\mathbf{iMat}_{exp}(params, noise)$. Since any system mis-calibration has an effect on this matrix, parameters will be identified thanks to an iterative comparison between the experimental matrix and the estimated one. The latter is recalculated at each iteration with parameters which are adjusted to minimize the Froebenius norm between the two matrices. This criterion can be written:

$$\begin{aligned} criterion &= \|\mathbf{W}(\mathbf{iMat}_{exp}(params, \sigma_{bruit}) - \mathbf{iMat}_{est}(params))\|^2 \\ criterion &= \sum_{i,j} (w[i,j](\mathbf{iMat}_{exp}[i,j] - \mathbf{iMat}_{est}[i,j]))^2 \end{aligned} \quad (5)$$

where \mathbf{W} is a weight function and $m[i,j]$ represents the term set at the i th row and the j th column of \mathbf{M} . A multi-variable minimization algorithm is used to perform the estimation. We use a Levenberg-Marquardt type algorithm.¹⁷ Based on this minimization, we have developed two approaches depending on the kind of calibration needed.

In the first approach, the free parameters are the positions and Influence Functions (IF) of each actuator. For each actuator, we extract the corresponding line of the experimental iMat, and we adjust its mis-registration and shape to find the right measurement. For instance, for GeMS we consider IF with the following analytical form :

$$IF = sinc(x/a) * sinc(y/a) * exp(-(x/b)^2 - (y/b)^2) \quad (6)$$

where a and b are left free during the optimization procedure. This is done for each actuator of the different DMs, and for each WFS. To speed-up the process, only the first subapertures around the actuators of interest are used in the fit thanks to a binary weight map. The result of this fit is a map of mis-registration and IF for each couple WFS/DM. The registration maps are projected on an orthogonal basis formed by a two direction translation (Tip / Tilt), a magnification (Focus) and a Rotation for each WFS on each DM. For a multi-WFS configuration, anything which is common to all WFS in terms of translation can be compensated by shifting the DM, so can be interpreted as a DM mis-alignment. Once we subtract this common part, we are left with differential mis-registration between the WFS. To understand the origin of this differential mis-registration, we project it on 2 terms: a rotation and a magnification. The global rotation is due to a rotation of the DM, and can be subtracted. Everything left would likely be due to errors in the analysis directions, however, the projection of this differential mis-registration on a magnification term could also be interpreted as an error on the DM altitude. Let's illustrate this on a simple example. If we take the case of a DM in altitude, and 2

directions of analysis, a shift in altitude of the DM will create a mis-registration in $+X$ for the WFS on the left, and $-X$ for the one on the right. Shifting both direction of analysis by the same amount would produce an exact same $iMat$, and we have no ways to disentangle them. Let's consider a realistic case with sub-apertures of 0.5m, a DM in altitude conjugated at 10km, and a constellation angle of 1arcmin. If the DM is 200m off, that would produce a mis-registration of 0.06subaperture, which could also be interpreted as an angle of 0.6arcsec. This is an intrinsic limitation of the method. Obviously, the more DMs used to measure the $iMat$, the more constraints are added to disentangle both effects. It is also important to note that this degeneracy is solved for systems working with sources which are not at infinity (e.g. LGS), or for AO systems working with non-collimated beams (e.g. HOMER) as a DM altitude error will produce an additional magnification error term, common for all the WFSs.

Once all the effects due to the DM and direction of analysis have been subtracted on the mis-registration maps, we are left with the lenslet defaults which is a good indicator of their optical quality. This gives us an information on the intrinsic lenslet local alignment issues, which can not be adjusted by any alignments. But this residual map can be introduced in the synthetic models when they are generated, and it also provides a way to monitor the aging of this optical element.

In the second approach, we fix the IF and location of each actuator, and the free parameters are now the DM position (Tip/Tilt and altitude) and the WFS pointing directions. The WFS directions are defined by their polar coordinates (ρ, Ψ) , where ρ is the polar radius, and Ψ the polar angle as defined in figure 2.

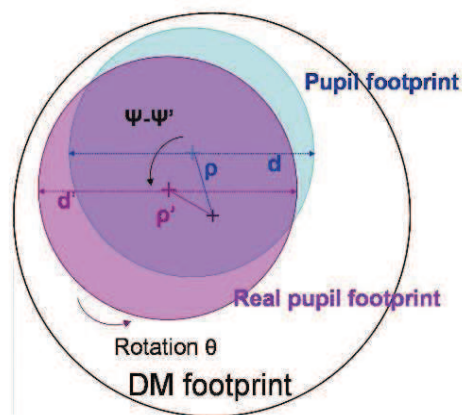


Figure 2. Altitude DM footprint. Analysis direction is labeled with its polar coordinates (ρ, Ψ) .

When the IF are not required, this second approach provides much faster results.

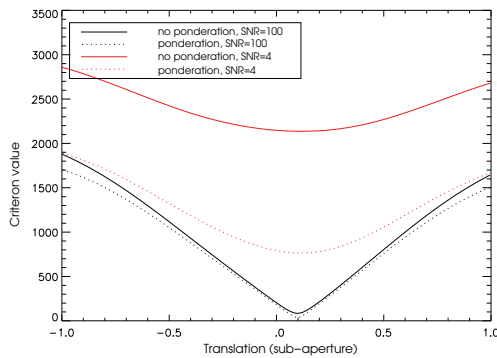
2.2 Validation on simulation

We have tested the method with different simulations cases. Simulations results have been presented in a previous paper.¹⁸ We recall here the main results. The identification process converges well. The criterion is plotted on figure 3.1, with respect to the translation value, for a non-weighted criterion and for a weighted criterion. Two noise conditions are presented : a very poor one $SNR=4$, and a good one $SNR=100$. Note that SNR is defined by :

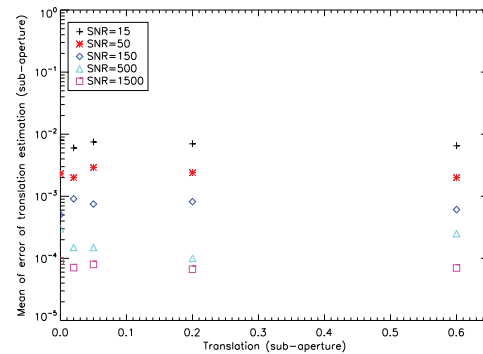
$$SNR = \frac{\max(iMat)}{\sigma_{noise}}, \quad (7)$$

where σ_{noise} is the noise standard deviation. In all cases the criterion is convex and the global minimum corresponds to the introduced translation. The convexity of the criterion has also been checked with respect to rotation and to magnification. On figure 3.2 the mean of the absolute value of the estimation error (100

iMat population for each SNR) is plotted. And even at low SNR conditions this estimation error is very low. For a simulated matrix with a translation in one direction of 10% of the sub-pupil, a rotation of $\pi/16$, and a magnification of 1.01, the absolute value of the error of estimation for a SNR of 15 (uncertainty is defined at 3σ) is $8.10^{-3} \pm 0.03$ sub-aperture for translation, $2.5.10^{-3} \pm 0.03$ edge sub-aperture for rotation, and $5.10^{-4} \pm 0.002$ for the magnification.



3.1 Criterion function of the translation value with a fixed value of rotation. The introduced translation is 0.1 sub-aperture.



3.2 Algorithm performance: mean of the absolute value of the error of estimation of translation is plotted vs translation values, for different values of SNR. Uncertainty defined at 3σ (σ is the standard deviation) is 0.03, 0.009, 0.003, 0.009 and 0.003 sub-aperture respectively for SNR of 15, 50, 150, 500 and 1500

Figure 3. Pseudo-experimental interaction matrix has been simulated with a translation in one direction of 10% of the sub-pupil, a rotation of $\pi/16$, and a magnification of 1,01.

In a WFAO system, like MCAO, one or several DMs are conjugated in altitude. We recall that the parameters to identify then correspond to the area analyzed by the WFS, defined by the polar coordinates ρ , Ψ and h , the DM altitude. The three parameters ρ , Ψ , h are simultaneously adjusted by the minimization algorithm. Figure 4 shows the performance of the algorithm to retrieve these three parameters on a simulation case, for $\Psi = 45$ degrees, $\rho=11.7''$ and $h=5000$ m. The estimation of the altitude is quite the same for all considered values of Ψ and ρ : the altitude is an independent parameter. On the contrary, ρ and Ψ are coupled. The larger ρ is, the larger the standard deviation of the error on ρ is and the lower the standard deviation of the error on Ψ is. The impact of a rotation Ψ is indeed higher when the distance to the centre is larger.

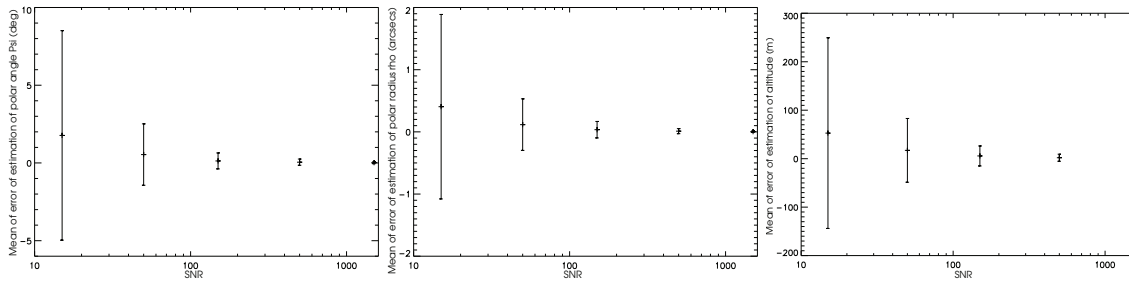
The very good precision on parameters estimation obtained even in bad SNR conditions validates the identification process and is very encouraging for the implementation of this process on a bench.

3. HOMER, GEMS AND SAXO

In this paper we have tested and used the method on 3 different AO benches, respectively HOMER, GeMS and SAXO. We give some background informations about these systems in the following:

3.1 The Homer test bench

HOMER bench is a laboratory bench devoted to implementation and validation of WFAO concepts such as GLAO, LTAO or MCAO. After two years of design and integration, HOMER is now fully operational and has begun to be exploited in 2009. See¹⁹ for a detailed description of the bench. Just a brief reminder is done about its set-up.



4.1 Mean of the absolute value of the error on estimation of Ψ function of the value of Ψ in degrees.

4.2 Mean of the absolute value of the error on estimation of ρ function of the value of ρ in arcsecs.

4.3 Mean of the absolute value of the error on estimation of the altitude h function of the value of h in meters

Figure 4. Mean of the absolute value of the error on estimation of one of the parameters of interest in WFAO. Uncertainty defined à 3σ where σ is the standard deviation is plotted, computed for a 100 matrix population for each SNR.

The source module is made up with 7×9 unresolved sources in the visible wavelengths ($\lambda = 635 \pm 5$ nm) dispatched over a reconfigurable cartesian grid. This leads to a field of view of $427\lambda/D * 484\lambda/D$. The source module is associated with a collimator to simulate Natural Guide Stars. Then light comes through three Kolmogorov type turbulent layers on a rotating stage. A wide field WaveFront Sensor analyses GS.s light. It has 7×7 sub-apertures, each one has 142×142 pixels. A wide field imaging camera is used for performance computation. Correction is performed with two deformable mirrors. Both are magnetic membrane mirrors: a continuous membrane is deformed by the magnets placed in front of solenoids.

The first deformable mirror DM1 is conjugated with the pupil of the system: this DM1 has 52 effective actuators, with a coupling factor of 40%. The second deformable mirror DM2 is placed in a diverging beam, it can be conjugated either to the pupil plane or to altitude thanks to a translation rail (0 km to 16500 km in a VLT-equivalent case). It has 88 effective actuators with a coupling factor of 65%.

3.2 GeMS

GeMS is the Gemini Multi-conjugated adaptive optics System. It is a facility instrument that delivers a uniform, diffraction-limited corrected near-infrared image over a field of view of 2 arcmin . A detailed description of each sub-system can be found in previous papers.^{5,20} In short, a 50W laser is split in 5×10 W beacons to produce the 5 laser guide stars (LGS) placed on the sky at the corner and center of a 60 arcsec square. These five LGS are seen by five, 16×16 subapertures, Shack-Hartmann wavefront sensors. The 2040 slope measurements are used to compute the MCAO high-order correction, correction provided at 800Hz by three deformable mirrors conjugated to 0, 4.5 and 9km and totaling 917 actuators. Besides that, up to three either visible or NIR natural guide stars (NGS) provide the measurements for the compensation of the tip-tilt and anisoplanatic modes.

3.3 SAXO

SPHERE (Spectro-Polarimetry High-contrast Exoplanet Research)²¹ is an European instrument which will equip one of the four 8-m telescopes of the European Southern Observatory Very Large Telescope at Paranal (Chile). Its main scientific objective is direct detection of exoplanets and their spectral characterization. Such a challenging goal requires a relatively complex high-contrast instrument whose the core is the extreme AO system: SAXO (SPHERE Adaptive optics for eXoplanet Observation). Requirements and a detailed description of the system can be found in previous articles.^{1,22,23} We just highlight here the main features, gathered together in table 2.

Wavefront analysis is performed thanks to a 40×40 visible Spatially filtered Shack-Hartmann (VIS-WFS)^{24,25} with EMCCD 240×240 pixels working at 1200 Hz and a read out noise smaller than 1 e-. Correction is provided through a high spatial frequencies (41×41 actuators) and high bandwidth deformable mirror manufactured

Table 1. LGS-WFS and DMs characteristics of GeMS.

WFS location in FoV	Pointing at LGS located at $[0'',0'']; [-30'',+30'']; [+30'',+30'']; [+30'',-30'']; [-30'',-30'']$
Number of valid subapertures	204 per WFS (total 1020)
Sampling frequency	up to 800Hz
WFS pixel size	1.38''
WFS RON (measured)	3.5e-
LGS Spot Size	1''
4.5km, 9km]	
Number of Actuators	[293 (240 valid), 416 (324 valid), 208 (120 valid)]
Inter-actuator Coupling	[33%, 33%, 33%]
Physical actuator pitch	[5mm, 5mm, 10mm]

Table 2. WFS and DM characteristics of SAXO.

Number of valid subapertures	1240
Sampling frequency	1200 Hz
WFS pixel size	0.36''
WFS RON (measured)	< 1e-
Number of Actuators	1377 (1304 dynamically controlled)
Inter-actuator Coupling	28%
Physical actuator pitch	4.5 mm

by CILAS, totaling 1377 actuators with a coupling factor of 28%. A fast (bandwidth at -3db larger than 800 Hz) image Tip-Tilt mirror is used for image motion correction.

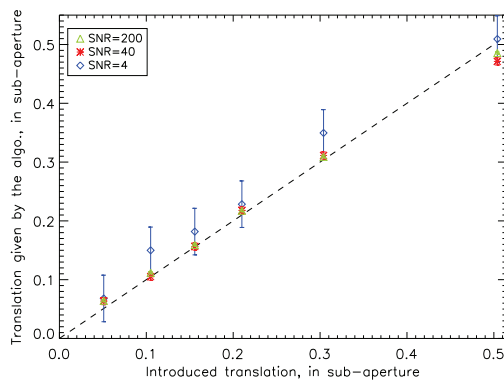
Relative alignment specifications between the DM and the WFS are 1/10 sub-aperture in translation and 1/10 edge sub-aperture in rotation.

4. APPLICATION OF THE METHOD

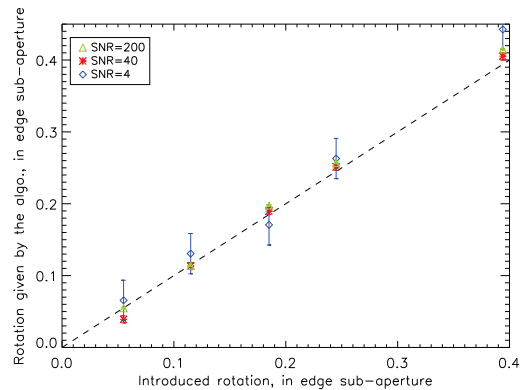
4.1 HOMER: Identification of DM/WFS mis-registration

Considering the HOMER test-bench, we can introduce a known mismatch between the WFS and the DM by translating and/or rotating the micro-lens matrix of the WFS, (but not the camera itself), in order to test the method performance. The translation / rotation introduced are precisely calibrated thanks to the WFS slopes registered at high SNR. For each position WFS slopes are recorded and translation and rotation is computed by the difference between the two sets of slopes. In these low noise conditions slopes variance is 5.10^{-4} pixel². Defining the error slopes computation by $3\sigma_{slopes}$ where σ_{slopes} is the slopes standard deviation, the precision on micro-lens matrix displacement estimation is $\sqrt{2} * 3\sigma_{slopes}$, equal to 0.1 pixel that is to say a precision better than 1/1000 sub-aperture since each subaperture has 142x142 pixels. For each position, 10 matrices are computed in different SNR conditions. A joint estimation of the relative translation, the relative rotation and the magnification is then performed using the method.

Results are shown in figure 5. They present the performance achieved by the algorithm in translation and the rotation estimation, for 3 SNR conditions representative of noise conditions on HOMER : a high SNR (200), a medium SNR (40) and a very poor SNR (4). The plotted error bars correspond to $\pm\sigma$ where σ is the standard deviation of the values estimated by our algorithm based on a 10 matrix population. The function $y = x$ is plotted in dashed line, it goes through all the data points. Identification process is thus linear. For translations lower than 0.5 sub-aperture, the precision is better than 1/100 subaperture, and even for poor SNR condition, it is better than 1/20 subaperture, which is beyond requirements. Performance achieved for rotation estimation is similar. The identified magnification is uniform and equal to 0.988 ± 0.002 . It is worth noting that performance is similar for a mis-registration composed of a X-Y translation plus a rotation, and that all the different modes are well decoupled.



5.1 Relative translation identification



5.2 Relative rotation identification

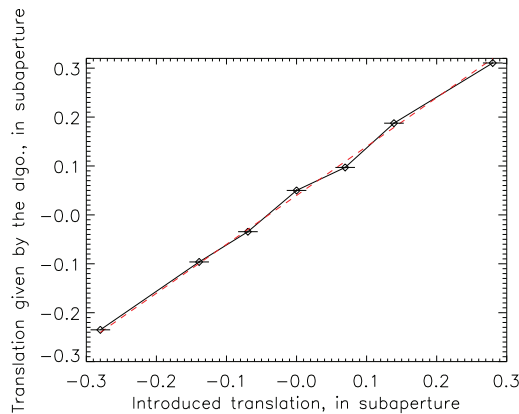
Figure 5. Experimental results of estimation of the relative translation and rotation between the WFS and the DM in the pupil on Homer bench. Three SNR cases are tested. Error bars represent \pm the standard deviation of the estimated value for a population of 10 iMat.

4.2 SPHERE: mis-registration

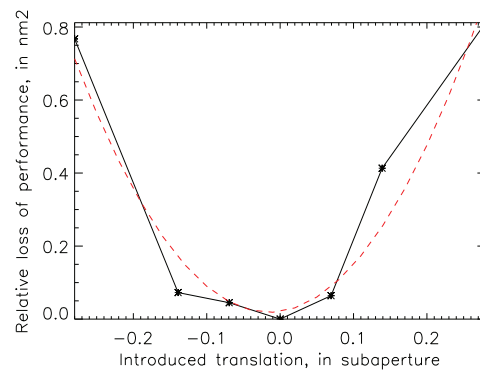
The same algorithm has been implemented and validated on the AO bench of SPHERE: Saxo. The procedure is the same as the one applied on the HOMER bench: a known translation is introduced thanks to the WFS that is latter retrieved by our method. The precision of the translation induced on the WFS is the one achieved by the translation plate: ± 2 microns (± 0.015 subaperture) because translation is applied to the whole WFS (micro-lens matrix and camera) and not just to the micro-lens matrix as on HOMER. Five iMat based on the classical Hadamard technique are computed at each position, for good SNR conditions.

Identification process uses a binary weight map defined by a threshold of 25% of the maximum value of slopes for each actuator. The identified translation versus the introduced translation is plotted on figure 6.1. The standard deviation calculated on the 5 iMat = 0.002 subaperture (better than the precision on the introduced translation). The function $y = x + b$ is plotted in red dashed line, it shows the good linearity of the process, and finding the parameter b leads the identification of the optimal position, here identified to a translation of -0.04 sub-aperture with respect to the actual position.

In order to verify this result, performance in closed-loop is also computed for each relative translation value so we can compare the zero-position given by the algorithm with the position where the performance is the highest. On figure 6.2 the relative loss of performance compared to the initial performance is plotted with respect to the relative translation. A second order fit is computed (red dashed line), whose minimum is found for a relative translation of -0.02 sub-aperture. Taking into account of error bars, it confirms the optimal position computed by the algorithm.



6.1 Relative translation identification on Sphere. The red dashed line is a linear fit.



6.2 Loss of performance against the one computed at the reference position, versus the introduced translation. The red dashed line is a 2nd order polynomial fit.

Figure 6. Experimental identification of the relative translation between the DM and the WFS on Sphere

The developed method leads to a precise identification of the mismatch WFS/MD pupil which meets the needs on SAXO: relative translation is identified with a $1/50$ sub-aperture precision compared to a requirement of $1/10$ sub-aperture.

4.3 GeMS: influence functions, mis-registration and DM altitudes

The same method has been applied for GeMS. In that case we are not introducing fake mis-alignments, but we want to characterize them. In GeMS, the registration between the 5LGSWFS and DM0 is adjusted by the LGSWFS zoom mechanisms. We use a set of two zoom lenses and 5 pupil adjustment mechanisms to minimize the registration on each WFS. The procedure is the following:

1. Close the loop on 1 WFS with DM0 only
2. Remove static focus on DM0 by fine tuning zoom positions
3. Save reference slopes
4. Poke on 9 actuators on DM0 and save slopes
5. compute translation, magnification and rotation
6. adjust pupil mechanism to null translation and magnification
7. Do it iteratively on all the WFS, and while the total magnification is greater than a threshold (usually set to 0.5%)

This procedure allows to center almost perfectly the 5WFS on DM0, however results are not exactly zero as the zoom mechanisms provide 8 degree of freedom, for the 10 (5WFSx2 axis) adjustments to be done. This procedure is ran before grabbing any iMat. iMats are saved based on the classical Hadamard technique, and we also save iMats for different LGS ranges, from 90km to 160km. We then applied the full optimization method on these iMat, trying to identify all the free parameters: IF shape, mis-registration, direction of analysis and DM altitudes. Different analytical forms has been tried for the IF, and we have found that a shape like:

$$IF = \text{sinc}(x/a) * \text{sinc}(y/a) * \exp(-(x/b)^2 - (y/b)^2) \quad (8)$$

where a and b are left free during the optimization procedure, gives the best results.

Fig7 shows an example of the fitting process for the central WFS on DM0 and on DM9. The IF fit gives average values of $a = 26.246$ and $b = 8.37$, with an rms of respectively 0.5 and 0.2.

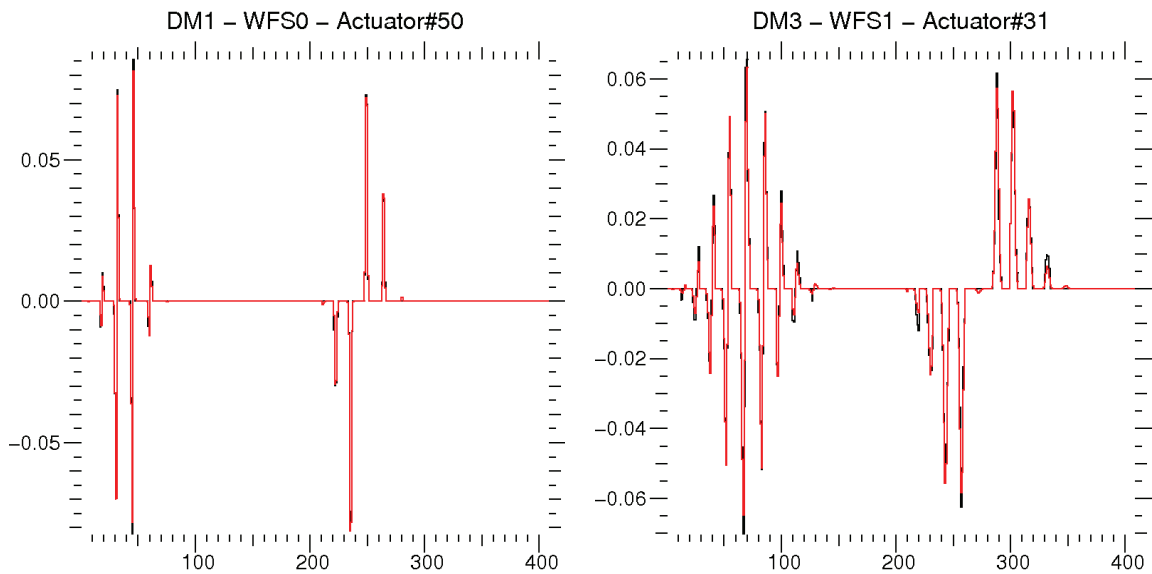


Figure 7. Example of fitting process for an actuator on DM0 (left) and on DM9 (right) seen by the central WFS of GeMS. Black is the experimental iMat and red is the fit result

In Fig. 8 we show the registration map for a WFS with respect to DM0, and the same map once the contribution of the DM has been removed, i.e., when we remove the common Translation/rotation to all WFS. Note that all the bad actuators are removed, and this is taking into account when we project on the modes. On Fig.8-right, the residual mis-registration has an rms of 0.3% of an subaperture and a peak value of 1.3%. This is the limitation imposed by the lenslet optical quality, and can not be compensate for.

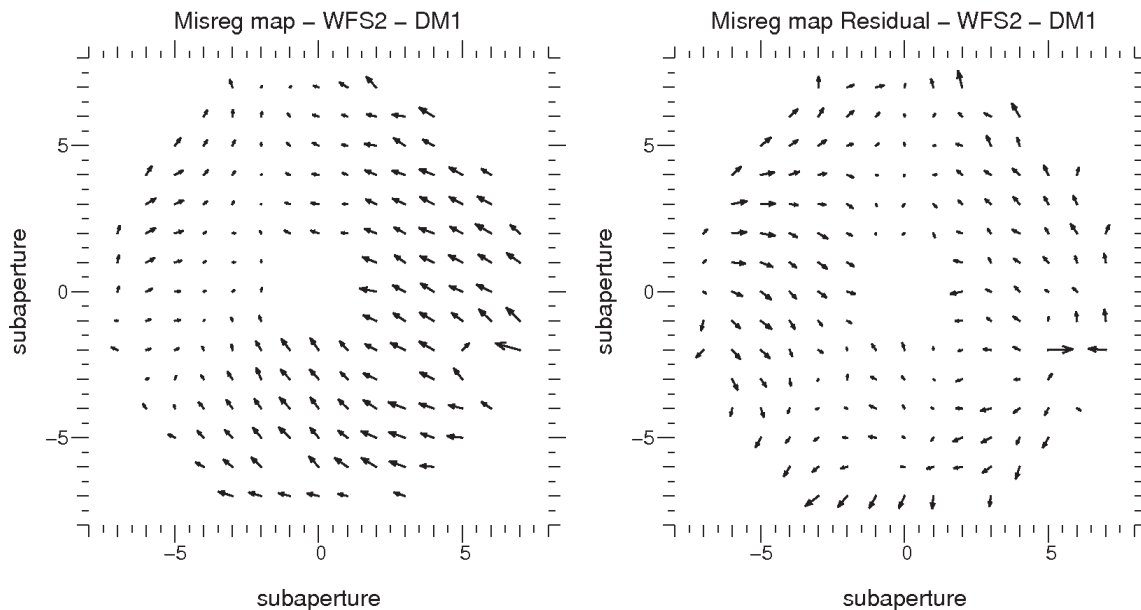


Figure 8. Registration maps as a result of the fitting procedure for a given WFS and DM0. Left: Raw registration. Right: residual registration once the DM part has been subtracted.

For the registration of the 5 WFS with respect to DM0, we find that the global translation is of the order of 2% of a subaperture, which is the result of the limitation of the registration procedure described at the beginning of this section. The average magnification has been optimized by the same procedure, and we check that its value is below the asked threshold of 0.5% (100% magnification is such as the spot falls in the next sub-pupil). Finally, the rotation (and differential rotation) are very small, of the order of 0.03degree. For DM0, the method has been cross-checked with an independent method based on a waffle pattern used by J.-P. Veran for Altair.²⁶ Using the same iMat, but this waffle method, results are very similar. Fig.9 shows the correspondence between both methods for the 20 parameters (20 = 4 modes x 5 WFS). No obvious bias are seen.

For the DMs in altitude, we have tried to estimate the altitude and direction errors from the individual mis-registration maps. As GeMS is working with LGS, the altitude error can be identified by a global magnification error. For instance, for the DM conjugated at 9km, and error of +200m in its altitude (if the DM is at 9.2km instead of 9km) would produce a magnification of -0.2% of the total pupil (pupil stretched by 0.2%), which would be 3% of a subaperture. The associated registration error would be 0.03m in X and Y, which is around 6% of a subaperture.

Results for DM0 and DM9 shows almost no individual magnification error: -0.3% for the DM at 4.5 km and -0.5% for the DM at 9km. The global magnification error (i.e. the one derived from the global mis-registration of each WFS) is also indicating a very small error in altitude: 20m for the DM at 4.5km and 40m for the DM at 9km. This is consistent with the WFS individual magnification. For illustration purpose, we can fix the altitude in the fitting process, and use a theoretical iMat that would have been computed with a wrong altitude. For instance, if we use a an altitude of 8.5km for the DM that is conjugated at 9km, we retrieve an offset of 0.06m in X and Y for each WFS which would be equivalent to an error in altitude of ~450m. We also measure an individual magnification of ~1%, which is consistent with the artificial altitude shift induced. Still for illustration purpose, we can use a theoretical iMat that would have been computed for a different LGS range. For instance we use a range of 104.3km (equivalent to a telescope elevation of 60degree). This produces a magnification on each WFS of about 1.4%, but no changes in their individual registration is measured. direction. so that's good. 30degree, we are going from 90km to 104.3km, so the mag difference on DM9 is what ?

As stated in sect.2, once we have removed all the DM part, the residual shift per WFS are due to pointing errors. For GeMS the remaining pointing errors for DM4.5 and DM9 are illustrated in Fig. 10. Results are consistent

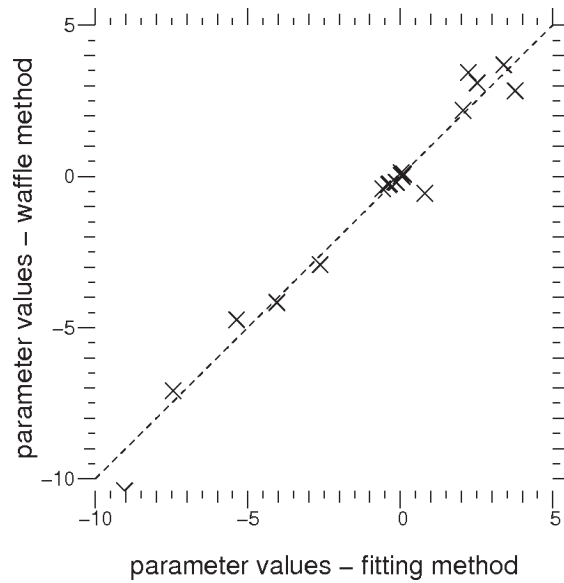


Figure 9. Registration maps as a result of the fitting procedure for a given WFS and DM0. Left: Raw registration. Right: residual registration once the DM part has been subtracted.

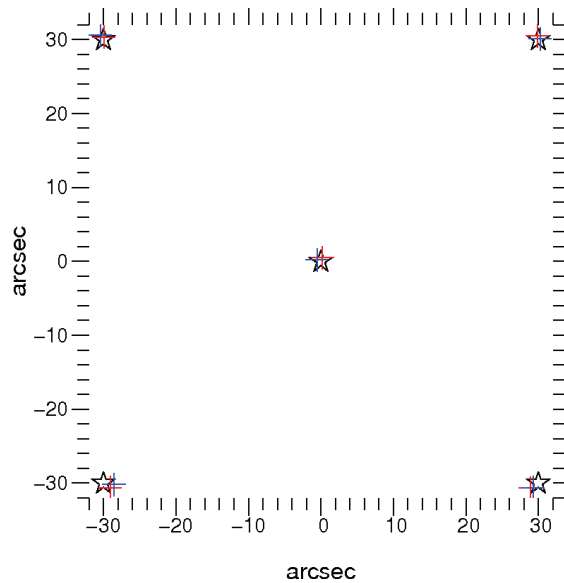


Figure 10. errors for the 5LGSWFS of GeMS. Stars are the canonical ± 30 arcsec that defines the constellation. Red is the pointing determined from the registration on DM4.5 and blue is from DM9.

for both DMs, even though they are not exactly the same. We believe that this is due the fact that the DM9 has only a small number of actuators which reduce the sensitivity of the method.

In conclusion, we have been able to identify the IF, the lenslet quality, the altitude of the DMs and the WFS pointing directions. All these parameters are used to build the synthetic interaction matrix.

5. CONCLUSION

We have presented a method used for the identification and calibration of the interaction matrix parameters for AO and MCAO systems. The method allows to precisely determine parameters like the influence functions, lenslet optical quality, mis-registration and in the case of MCAO systems: DM altitude and WFS pointing directions. The method has been validated in simulations and on three different AO bench, namely: HOMER, GeMS and SPHERE.

ACKNOWLEDGMENTS

Authors want to acknowledge Jean-Pierre Véran for his participation in this project. The Gemini Observatory is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the Science and Technology Facilities Council (United Kingdom), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), the Australian Research Council (Australia), Ministério da Ciência e Tecnologia (Brazil) and Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina).

REFERENCES

- [1] Petit, C., Fusco, T., Sauvage, J.-F., and et al., A. S., “Integration, tests and laboratory performance of saxo, the vlt-sphere extreme ao system,” in [*2st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*], Véran, J., Clénet, Y., and Fusco, T., eds., *EDP Sciences* **2**, 0000 (2012).
- [2] S., T., Macintosh, B., Palmer, D., and et al., L. S., “Gemini planet imager: From integration and test to planning observations,” in [*American Astronomical Society (AAS) meeting*], AAS, ed., *219* **245**, 14 (2012).
- [3] Kasper, M., Fedrigo, E., Looze, D., and Bonnet, H., “Fast calibration of high-order adaptive optics systems,” *JOSA-A* **21**, 1004–1008 (2004).
- [4] Meimon, S., Fusco, T., and Petit, C., “The slope-oriented hadamard scheme for in-lab or on-sky interaction matrix calibration,” in [*2st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*], Véran, J., Clénet, Y., and Fusco, T., eds., *EDP Sciences* **2**, 0000 (2012).
- [5] Rigaut, F. and et al., B. N., “Gemini south mcao on-sky results,” in [*2st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*], Véran, J., Clénet, Y., and Fusco, T., eds., *EDP Sciences* **2**, 0000 (2012).
- [6] Fusco, T., Meimon, S., Thatte, N., and et al., H. S., “Laser tomographic ao system for an integral field spectrograph on the e-elt: the atlas project,” in [*2st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*], Véran, J., Clénet, Y., and Fusco, T., eds., *EDP Sciences* **2**, 0000 (2012).
- [7] Fusco, T., Conan, J.-M., Rousset, G., and et al., L. M., “Optimal wave-front reconstruction strategies for multiconjugate adaptive optics,” *JOSA-A* **18**, 2527–2538 (2001).
- [8] Kolb, J., [*Calibration and test tools for MCAO systems: Application to the ESO Demonstrator MAD*], Paris VI (2005).
- [9] Oberti, S., Quiros-Pacheco, F., Esposito, S., and Muradore, R., “Large dm ao systems: synthetic im or calibration on sky?,” in [*Advances in Adaptive Optics II*], Ellerbroek, B. L. and Bonaccini, D., eds., *Proc. SPIE* **6272**, 627220 (2006).
- [10] Neichel, B., Fusco, T., and Conan, J.-M., “Tomographic reconstruction for wide-field adaptive optics systems: Fourier domain analysis and fundamental limitations,” *JOSA-A* **26**, 219 (2008).
- [11] Costille, A. and Fusco, T., “Impact of the cn2 description on wide field ao performance,” in [*2st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*], Véran, J., Clénet, Y., and Fusco, T., eds., *EDP Sciences* **2**, 0000 (2012).
- [12] Cortes, A., Neichel, B., and et al., A. G., “Atmospheric turbulence profiling using multiple laser star wavefront sensors,” *MNRAS accepted for publication* (2012).
- [13] Gilles, L. and Ellerbroek, B., “Real-time turbulence profiling with a pair of laser guide star shack-hartmann wavefront sensors for wide-field adaptive optics systems on large to extremely large telescopes,” *JOSA-A* **27**, A76 (2010).

- [14] Vidal, F., Gendron, E., Brangier, M., Sevin, A., Rousset, G., and Hubert, Z., "Tomography reconstruction using the learn and apply algorithm," in [*1st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*], Clénet, Y., Conan, J.-M., Fusco, T., and Rousset, G., eds., *EDP Sciences* **1**, 07001 (2010).
- [15] Tordo, S., "Integration and alignment of adaptive optics systems: 10 years of experience at the vlt," in [*Adaptive Optics Systems II*], Ellerbroek, B. L., Wizinowich, P., Hart, M., and Hubin, N., eds., *Proc. SPIE* **7736**, 7736 (2010).
- [16] Bechet, C., Thiebaut, E., Tallon, M., and et al., J. K., "Identification of system misregistrations during ao-corrected observations," in [*2st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*], Véran, J., Clénet, Y., and Fusco, T., eds., *EDP Sciences* **2**, 0000 (2012).
- [17] Marquardt, D. W., "An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters," *Journal of Optical Society for Industrial and Applied Mathematics* **11**, 431-441 (1963).
- [18] Parisot, A., Costille, A., Petit, C., and Fusco, T., "Closed-loop tomographic control on homer wide-field ao bench: experimental results and identification issues," in [*Adaptive Optics Systems II*], Ellerbroek, B. L., Wizinowich, P., Hart, M., and Hubin, N., eds., *Proc. SPIE* **7736**, 773637-13 (2010).
- [19] Costille, A., Petit, C., Conan, J.-M., Kulcsár, C., Raynaud, H.-F., and Fusco, T., "Wide field adaptive optics laboratory demonstration with closed loop tomographic control," *JOSA-A* **27**, 469-483 (2010).
- [20] Neichel, B. and et al., F. R., "The gemini mcao system gems: nearing the end of a lab-story," in [*Adaptive Optics Systems II*], Ellerbroek, B. L., Wizinowich, P., Hart, M., and Hubin, N., eds., *Proc. SPIE* **7736**, 7736 (2010).
- [21] Beuzit, J.-L., Mouillet, D., Moutou, C., Dohlen, K., Puget, P., Fusco, T., and Boccaletti, A., "A planet finder instrument for the vlt," *Proceedings of IAU Colloquium 200, Direct Imaging of Exoplanets: Science & Techniques*, Cambridge University Press, 317-323 (2005).
- [22] Fusco, T., Rousset, G., Sauvage, J.-F., Petit, C., Beuzit, J.-L., Dohlen, K., Mouillet, D., Charton, J., Nicolle, M., Kasper, M., and Puget, P., "High order adaptive optics requirements for direct detection of extra-solar planets. application to the sphere instrument," *Opt. Express* **14**(17), 7515-7534 (2006).
- [23] Petit, C., Fusco, T., Charton, J., Mouillet, D., Rabou, P., Buey, T., Rousset, G., Baudoz, P., P.Gigan, Kasper, M., Fedrigo, E., Hubin, N., Feautrier, P., Beuzit, J.-L., and Puget, P., "The sphere xao system: Design and performance," in [*Adaptive Optics Systems*], Hubin, N., Max, C., and Wizinowich, P., eds., *Proc. SPIE* **7015**, 70151U (2008).
- [24] Poyneer, L. A. and Macintosh, B., "Spatially filtered wave-front sensor for high-order adaptive optics," *JOSA-A* **21**, 810.819 (2004).
- [25] Fusco, T., Petit, C., Rousset, G., Conan, J.-M., and Beuzit, J.-L., "Closed-loop experimental validation of the spatially filtered shack-hartmann concept," *Opt. Letters* **30**(11), 1255-1257 (2005).
- [26] Olikier, M., "Alignment techniques for dm, lenslet, and wfs camera at the sor," in [*Adaptive Optics and Applications*], Tyson, R. K. and Fugate, R. Q., eds., *Proc. SPIE* **3126**, 3126 (1997).

LISTE DE PUBLICATIONS

Revue à comité de lecture

Parisot A., Petit C., Fusco T., Conan J.-M., « Analysis and comparison of closed-loop tomographic control solutions on WFAO laboratory bench », JOSAA

Actes de conférence

Parisot A., Petit C., Fusco T., Conan J.-M., « Experimental comparison of tomographic control schemes using the Onera WFAO bench », Astronomical Telescopes and Instrumentation SPIE (2012)

Benoit Neichel, **Parisot A.**, Cyril Petit, Thierry Fusco, François Rigaut, « Identification and calibration of the interaction matrix parameters for AO and MCAO systems », Astronomical Telescopes and Instrumentation SPIE (2012)

Parisot A., Petit C., Fusco T., « Experimental comparison of Wide Field AO control schemes using the Homer AO bench », AO for ELT 2 (2011)

Parisot A., Petit C., Fusco T., « Experimental comparison of Wide Field AO control schemes using the Homer AO bench », Optical Systems Design SPIE (2011)

Parisot A., Petit C., Fusco T., Costille A., « Closed loop tomographic control on HOMER Wide Field AO bench : experimental results and identification issue », Proc. SPIE 7736, Astronomical Telescopes and Instrumentation SPIE (2010)

Parisot A., Petit C., Fusco T., Costille A., « Démonstration expérimentale des concepts d'OA à grand champ pour l'ELT. Caractérisation, étalonnage et premiers résultats sur le banc HOMER », Journées Recherche Industrie de l'Optique Adaptative (2010)

BIBLIOGRAPHIE

- [Ammons *et al.*(2010)] S. M. Ammons, L. Johnson, E. A. Laag, R. Kupke, D. T. Gavel, B. J. Bauman, et C. E. Max. Integrated laboratory demonstrations of Multi-Object Adaptive Optics on a simulated 10-Meter telescope at Visible wavelengths. *Pub. Astron. Soc. Pacific* **122** 891, 573–589, 2010.
- [Ammons *et al.*(2006)] S. M. Ammons, R. Kupke, E. A. Laag, D. T. Gavel, D. R. Dillon, M. R. Reinig, B. J. Bauman, C. E. Max, et J. A. Johnson. First results from the UCSC laboratory for adaptive optics multi-conjugate and multi-object adaptive optics testbed. Volume 6691-08, Proc. SPIE, 2006.
- [Andersen *et al.*(2011)] D. Andersen, C. Bradley, O. Lardiere, C. Blain, D. Gamroth, M. Ito, K. Jackson, P. Lach, R. Nash, L. Pham, D. Robertson, et J.-P. Véran. Raven, a Multi-Object Adaptive Optics technology and science demonstrator. 2nd AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 2011.
- [Anderson et Moore(1990)] B. Anderson et J. Moore. *Optimal control, linear quadratic methods*. London Prentice Hall, 1990.
- [Arcidiacono *et al.*(2008)] C. Arcidiacono, M. Lombini, R. Ragazzoni, J. Farinato, E. Diolaiti, et al. Layer oriented wavefront sensor for MAD on sky operations. Dans *Adaptive Optics Systems*, Volume 7015, Proc. SPIE, 2008.
- [Arsenault *et al.*(2008)] R. Arsenault, P.-Y. Madec, N. Hubin, J. Paufigue, S. Stroebele, et al. ESO adaptive optics facility. Dans *Adaptive optics systems*, Volume 7015-24, Proc. SPIE, 2008.
- [Arsenault *et al.*(2012)] R. Arsenault, P.-Y. Madec, J. Paufigue, P. L. Penna, S. Ströbele, E. Verdet, J. Pirard, W. K. Hackenberga, H. Kuntschner, et al. The ESO adaptive optics facility : integration completed and readiness for system tests. Dans *Adaptive Optics Systems III*, Proc. SPIE, 2012.
- [Avila *et al.*(1998)] R. Avila, J. Vernin, et S. Cuevas. Turbulence profiles with generalized SCIDAR at San Pedro Mártir Observatory and isoplanatism studies. *Pub. Astron. Soc. Pacific* **110**, 1106–1116, 1998.
- [Babcock(1953)] H. Babcock. The Possibility of Compensating Astronomical Seeing. *Pub. Astron. Soc. Pacific* **65** 229, 1953.
- [Bar-Shalom et Tse(1974)] Y. Bar-Shalom et E. Tse. Dual effect, certainty equivalent and separation in stochastic control. *IEEE Trans. Automat. Contr* **19**, 494–500, 1974.

- [Baranec *et al.*(2006)] C. Baranec, M. Lloyd-Hart, N. Milton, T. Stalcup, M. Snyder, et R. Angel. Tomographic reconstruction of stellar wavefronts from multiple laser guide stars. Dans *Advances in Adaptive Optics II*, Volume 6272, p. 627203, Proc. SPIE, 2006.
- [Bec *et al.*(2008)] M. Bec, F. Rigaut, R. Galvez, G. Arriagada, M. Boccas, et al. The Gemini MCAO bench : system overview and lab integration. Dans *Adaptive Optics Systems*, Volume 7015-228, Proc. SPIE, 2008.
- [Béchet *et al.*(2010)] C. Béchet, M. Tallon, I. Tallon-Bosc, E. Thiébaud, M. Le Louarn, et R. M. Clare. Optimal reconstruction for closed-loop ground layer adaptive optics with elongated spots. *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, A1–A8, 2010.
- [Béchet *et al.*(2006)] C. Béchet, M. Tallon, et E. Thiébaud. FRIM : minimum-variance reconstructor with a fractal iterative method. Dans *Advances in Adaptive Optics II*, Volume 6272, p. 62722U, Proc. SPIE, 2006.
- [Bechet *et al.*(2011)] C. Bechet, E. Thiebaut, M. Tallon, et J. K. eand P.-Y. Madec. Identification of system misregistrations during AO-corrected observations. Volume 2, 2nd AO4ELT conference - Adaptative Optics for Extremely Large Telescopes, 2011.
- [Beckers(1988)] J.-M. Beckers. Increasing the size of the isoplanatic patch with multiconjugate adaptive optics. *ESO conference and workshop proceedings* **2**, 693–703, 1988.
- [Berkefeld *et al.*(2003)] T. Berkefeld, D. Soltau, et O. Von der Lühe. Multi-conjugate Adaptive Optics at the Vacuum Tower Telescope, Tenerife. Volume 4839, pp. 544–553, Proc. SPIE, 2003.
- [Beuzit *et al.*(2005)] J.-L. Beuzit, D. Mouillet, C. Moutou, K. Dohlen, P. Puget, T. Fusco, et A. Boccaletti. A planet finder instrument for the VLT. *Proceedings of IAU Colloquium 200, Direct Imaging of Exoplanets : Science & Techniques*, Cambridge University Press pp. 317–323, 2005.
- [Blanc *et al.*(2003a)] A. Blanc, T. Fusco, M. Hartung, L. M. Mugnier, et G. Rousset. Calibration of NAOS and CONICA static aberrations. Application of the phase diversity technique. *Astron. Astrophys.* **399**, 373–383, 2003a.
- [Blanc *et al.*(2003b)] A. Blanc, L. M. Mugnier, et J. Idier. Marginal estimation of aberrations and image restoration by use of phase diversity. *J. Opt. Soc. Am. A* **20**, 1035–1045, 2003b.
- [Bonnet(2009)] H. Bonnet. Rapport Technique E-TRE-ESO-131-0394, ESO, 2009.
- [Bouchez(2011)] A. Bouchez. Review of the GMT AO program. 2nd AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 2011.
- [Chassat(1992)] F. Chassat. *Propagation optique à travers la turbulence atmosphérique. Etude modale de l'anisoplanétisme et application à l'optique adaptative*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 1992.
- [Clare *et al.*(2010)] R. M. Clare, M. Le Louarn, et C. Béchet. Optimal noise-weighted reconstruction with elongated Shack-Hartmann wavefront sensor images for laser tomography adaptive optics. *Applied Optics* **49** 31, G27–G36, 2010.
- [Conan(1994)] J.-M. Conan. *Etude de la correction partielle en optique adaptative*. Thèse de doctorat, Université Paris 11, 1994.
- [Conan *et al.*(1998)] J.-M. Conan, L. M. Mugnier, T. Fusco, V. Michaud, et G. Rousset. Myopic deconvolution of adaptive optics images by use of object and point-spread function power spectra. *Applied Optics* **37**, 4614–4622, 1998.

- [Conan *et al.*(1995)] J.-M. Conan, G. Rousset, et P.-Y. Madec. Wave-front temporal spectra in high resolution imaging through turbulence. *J. Opt. Soc. Am. A* **12**, 1559–1570, 1995.
- [Consortini *et al.*(1973)] A. Consortini, L. Ronchi, et E. Moroder. Role of the outer scale of turbulence in atmospheric degradation of optical images. *J. Opt. Soc. Am. A* **63** 10, 1246–1248, 1973.
- [Correia(2010)] C. Correia. *Conception de lois de commande à hautes performances pour l'optique adaptative des grands/ très grands télescopes*. Thèse de doctorat, Université Paris 13, 2010.
- [Correia *et al.*(2010a)] C. Correia, J.-M. Conan, C. Kulcsár, et H.-F. Raynaud. Adapting optimal LQG methods to ELT-sized AO systems. Dans *1st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*, 2010a.
- [Correia *et al.*(2010b)] C. Correia, H.-F. Raynaud, C. Kulcsár, et J.-M. Conan. On the optimal wave-front reconstruction and control in Adaptive Optics with mirror dynamics. *J. Opt. Soc. Am. A* **26** 2, 333–349, 2010b.
- [Cortes et al(2012)] A. Cortes et B. N. et al. Atmospheric turbulence profiling using multiple laser star wavefront sensors. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* To be published, 2012.
- [Costille(2009)] A. Costille. *Les optiques adaptatives grand champ : stratégie de correction et validations expérimentales*. Thèse de doctorat, Université Paris 7 - Denis Diderot, 2009.
- [Costille et Fusco(2011)] A. Costille et T. Fusco. Impact of the Cn2 description on Wide Field AO performance. 2nd AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 2011.
- [Costille *et al.*(2010)] A. Costille, C. Petit, J.-M. Conan, C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, et T. Fusco. Wide field adaptative optics laboratory demonstration with closed loop tomographic control. *J. Opt. Soc. Am. A* **27**, 469–483, 2010.
- [Cuby *et al.*(2010)] J.-G. Cuby, S. Morris, T. Fusco, M. Lehnert, P. Parr-Burman, G. Rousset, J.-P. Amans, S. Beard, I. Bryson, M. Cohen, N. Dipper, C. Evans, M. Ferrari, E. Gendron, J.-L. Gimenez, D. Gratadour, P. Hastings, Z. Hubert, E. Hugot, P. Jagourel, P. Laporte, V. Lebrun, D. L. Mignant, F. Madec, R. Myers, B. N. T. Morris, C. Robert, H. Schnetler, M. Swinbank, G. Talbot, W. Taylor, F. Vidal, S. Vivès, P. Vola, N. Welikala, et M. Wells. EAGLE : a MOAO fed multi-IFU NIR workhorse for E-ELT. Volume 7736, Proc. SPIE, 2010.
- [Dessenne(1998)] C. Dessenne. *Commande modale et prédictive en optique adaptative classique*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, 1998.
- [Dicke(1975)] R. H. Dicke. Phase-contrast detection of telescope seeing and their correction. *Astron. Journal* **198** 4, 605–615, 1975.
- [Diolaiti *et al.*(2010)] E. Diolaiti, J.-M. Conan, I. Foppiani, E. Marchetti, A. Baruffolo, M. Bellazzina, G. Bregoli, C. R. Butler, P. Ciliegi, G. Cosentino, B. Delabre, M. Lombini, C. Petit, C. Robert, P. Rossettini, L. Schreiber, R. Tomelleri, V. Biliotti, S. D'Odorico, T. Fusco, N. Hubin, et S. Meimon. Conceptual design and performance of the multiconjugate adaptive optics module for the European Extremely Large Telescope. Volume 7736, Proc. SPIE, 2010.
- [Ellerbroek(1994)] B. Ellerbroek. First-order performance evaluation of adaptive optics systems for atmospheric turbulence compensation in extended field of view astronomical telescopes. *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 783–805, 1994.

- [Ellerbroek(2002)] B. Ellerbroek. Efficient computation of minimum-variance wave-front reconstructors with sparse matrix techniques. *J. Opt. Soc. Am. A* **19**, 1803–1816, 2002.
- [Ellerbroek et Rigaut(2001)] B. Ellerbroek et F. Rigaut. Methods for correcting tilt anisoplanatism in laser-guide-star-based multiconjugate adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A* **18**, 2539–2547, 2001.
- [Ellerbroek et Vogel(2003)] B. L. Ellerbroek et C. R. Vogel. Simulations of closed-loop wave-front reconstruction for multiconjugate adaptive optics on giant telescopes. Dans *Adaptive Optical System Technologies II*, Volume 5169, pp. 206–217, Proc. SPIE, 2003.
- [Esposito *et al.*(2010)] S. Esposito, A. Riccardi, L. Fini, A. Puglisi, E. Pinna, M. Xompero, R. Briguglio, F. Quiros-Pacheco, P. Stefanini, J. Guerra, L. Busoni, A. Tozzi, F. Pieralli, G. Agapito, G. Brusa-Zappellini, R. Demers, J. Brynnel, C. Arcidiacono, et P. Salinari. First light AO (FLAO) system for LBT : final integration, acceptance test in Europe, and preliminary on-sky commissioning results. Volume 7736, Proc. SPIE, 2010.
- [Fleury *et al.*(2004)] B. Fleury, J.-M. Conan, C. Coudrain, F. Mendez, V. Michau, J. Montri, et C. Robert. INCA passif : définition des moyens expérimentaux. Rapport Technique 1/08467 DOTA, ONERA, 2004.
- [Foy et Labeyrie(1985)] R. Foy et A. Labeyrie. Feasibility of adaptive optics telescope with laser probe. *Astron. Astrophys.* **152**, 129–131, 1985.
- [Fried(1982)] D. Fried. Anisoplanatism in adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A* **72**, 52–61, 1982.
- [Fusco(2000)] T. Fusco. *Correction partielle et anisoplanétisme en Optique Adaptative : traitement a posteriori et Optique Adaptative Multiconjuguée*. Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2000.
- [Fusco *et al.*(1999)] T. Fusco, J.-M. Conan, V. Michau, L. M. Mugnier, et G. Rousset. Efficient phase estimation for large-field-of-view adaptive optics. *Optics Letter* **24**, 1472–1474, 1999.
- [Fusco *et al.*(2000)] T. Fusco, J.-M. Conan, V. Michau, G. Rousset, et L. Mugnier. Isoplanatic angle and optimal guide star separation for multiconjugate adaptive optics. Dans *Adaptive Optical Systems Technology*, Volume 4007, pp. 1044–1055, Proc. SPIE, 2000.
- [Fusco *et al.*(2001)] T. Fusco, J.-M. Conan, G. Rousset, L. M. Mugnier, et V. Michau. Optimal wavefront reconstruction strategies for Multiconjugate Adaptive Optics. *J. Opt. Soc. Am. A* **18** 10, 2527–2538, 2001.
- [Fusco *et al.*(2005)] T. Fusco, C. Petit, G. Rousset, J.-M. Conan, et J.-L. Beuzit. Closed-loop experimental validation of the spatially filtered Shack-Hartmann concept. *Optics Letter* **30**, 1255, 2005.
- [Fusco *et al.*(2006)] T. Fusco, G. Rousset, J.-F. Sauvage, C. Petit, J.-L. Beuzit, K. Dohlen, D. Mouillet, J. Charton, M. Nicolle, M. Kasper, et P. Puget. High order Adaptive Optics requirements for direct detection of Extra-solar planets. Application to the SPHERE instrument. *Optics Express* **14** 17, 7515–7534, 2006.
- [Fusco *et al.*(2010)] T. Fusco, S. Meimon, Y. Clénet, M. Cohen, H. Schnetler, J. Paufique, V. Michau, J.-P. Amans, D. Gratadour, C. Petit, C. Robert, P. Jagourel, E. Gendron, G. Rousset, J.-M. Conan, et N. Hubin. ATLAS : the E-ELT laser tomographic adaptive optics system. Volume 7736, Proc. SPIE, 2010.
- [Gaessler *et al.*(2005)] W. Gaessler, C. Arcidiacono, S. Egner, T. M. Herbst, D. Andersen, et al. LINC-NIRVANA : MCAO toward extremely large telescopes. *C. R. Physique* **6** pp. 1129–1138, 2005.

- [Gendron(1995)] E. Gendron. *Optimisation de la commande modale en optique adaptative : applications à l'astronomie*. Thèse de doctorat, Université Paris 7, 1995.
- [Gendron et Léna(1994)] E. Gendron et P. Léna. Astronomical adaptive optics : I. Modal control optimization. *Astron. Astrophys.* **291** 1, 337–347, 1994.
- [Gendron *et al.*(2011)] E. Gendron, F. Vidal, M. Brangier, T. Morris, Z. Hubert, A. Basden, G. Rousset, R. Myers, F. Chemla, A. Longmore, T. Butterley, N. Dipper, C. Dunlop, D. Geng, D. Gratadour, D. Henry, P. Laporte, N. Looker, D. Perret, A. Sevin, G. Talbot, et E. Younger. MOAO first on-sky demonstration with CANARY. *Astron. Astrophys.* **529**, L2, 2011.
- [Gilles(2005)] L. Gilles. Closed-loop stability and performance analysis of least-squares and minimum variance control algorithms for multi-conjugate adaptive optics. *Applied Optics* **44** 6, 993–1002, 2005.
- [Gilles et Ellerbroek(2006)] L. Gilles et B. Ellerbroek. Shack-Hartmann wavefront sensing with elongated sodium laser beacons : centroiding versus matched filtering. *Applied Optics* **45** 25, 6568–6576, 2006.
- [Gilles et Ellerbroek(2010)] L. Gilles et B. L. Ellerbroek. Real-time turbulence profiling with a pair of laser guide star shack-hartmann wavefront sensors for wide-field adaptive optics systems on large to extremely large telescopes. *J. Opt. Soc. Am. A* **27** 11, A76–A83, 2010.
- [Gonsalves(1982)] R. A. Gonsalves. Phase retrieval and diversity in adaptive optics. *Optics Express* **21**, 829–832, 1982.
- [Gratadour *et al.*(2010)] D. Gratadour, E. Gendron, G. Rousset, et F. Rigaut. Fratricide effect on ELTs. Dans *1st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*, 2010.
- [Gratadour *et al.*(2011)] D. Gratadour, F. Rigaut, et B. Neichel. Tomographic phase diversity for non-common path aberrations retrieval on wide field AO systems. Volume 2, 2nd AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 2011.
- [Gray *et al.*(2012)] M. Gray, J.-M. Conan, L. Bertino, B. Le Roux, et C. Petit. Ensemble transform Kalman filter, a dynamic control law for AO on ELTs : theoretical aspects and first simulation results. Dans *Adaptive Optics Systems III*, Proc. SPIE, 2012.
- [Guesalaga *et al.*(2012)] A. Guesalaga, B. Neichel, F. Rigaut, J. Osborn, et D. Guzman. A Comparison of Vibration Mitigation Controllers for Adaptive Optics Systems. *Applied Optics* 2012.
- [Hammer *et al.*(2004)] F. Hammer, M. Puech, F. Assemat, E. Gendron, F. Sayede, P. Laporte, M. Marteaud, A. Liotard, et F. Zamkotsian. FALCON : a concept to extend adaptive optics correction to cosmological fields. Dans *Second Backaskog Workshop on Extremely Large Telescopes*, Volume 5382, pp. 727–736, 2004.
- [Hartung *et al.*(2003)] M. Hartung, A. Blanc, T. Fusco, F. Lacombe, L. M. Mugnier, , G. Rousset, et R. Lenzen. Calibration of NAOS and CONICA static aberrations. Experimental results. *Astron. Astrophys.* **399**, 385–394, 2003.
- [Herbst *et al.*(2011)] T. Herbst, R. Ragazzoni, C. Arcidiacono, P. Bizenberger, M. Bergomi, T. Bertram, A. Brunelli, A. Conrad, F. D. Alessio, M. Dima, J. Farinato, G. L. Causi, D. Lorenzetti, V. Viotto, F. Vitali, et X. Zhang. Novel Adaptive Optics on the Pathway to ELTs : MCAO with LINC-NIRVANA on LBT. Volume 2, 2nd AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 2011.

- [Herriot *et al.*(2011)] G. Herriot, D. Andersen, J. Atwood, P. Byrnes, C. Boyer, K. Caputa, C. Correia, J. Dunn, B. Ellerbroek, J. Fitzsimmons, L. Gilles, P. Hickson, A. Hill, J. Pazder, V. Reshetov, M. Smith, J.-P. Véran, L. Wang, et I. Wevers. NFIRAOS. TMT Early Light Adaptive Optics System. 2nd AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 2011.
- [Hubin *et al.*(2005a)] N. Hubin, R. Arsenault, R. Conzelmann, B. Delabre, M. Le Louarn, S. Stroebele, et R. Stuik. Ground Layer Adaptive Optics. *C. R. Physique* **6** pp. 1099–1109, 2005a.
- [Hubin *et al.*(2004)] N. Hubin, M. Le Louarn, B. Delabre, E. Fedrigo, et R. Stuik. Ground Layer AO correction for the VLT MUSE project. Dans *Advancements in adaptive optics*, Volume 5490-846, Proc. SPIE, 2004.
- [Hubin *et al.*(2005b)] N. Hubin, B. L. Ellerbroek, R. Arsenault, R. M. Clare, R. Dekany, L. Gilles, M. Kasper, G. Herriot, M. Le Louarn, E. Marchetti, S. Oberti, J. Stoesz, J.-P. Véran, et C. Vérinaud. Adaptive optics for Extremely Large Telescopes. pp. 60–85, Proceedings of the International Astronomical Union : Scientific Requirements for Extremely Large Telescopes, Cambridge U. Press, 2005b.
- [Jazwinski(1970)] A. H. Jazwinski. *Stochastic Processes and Filtering Theory*. Academic Press, 1970.
- [Johnston et Welsh(1994)] D. C. Johnston et B. M. Welsh. Analysis of multiconjugate adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A* **11** 1, 394–408, 1994.
- [Joseph et Tou(1961)] P. Joseph et J. Tou. On linear control theory. *AIEE Trans. on Appl. and Indus* **80**, 193–196, 1961.
- [Karman(1948)] T. V. Karman. Progress in the statistical theory of turbulence. Dans *Proceedings of the National Academy of Science*, Volume 34, pp. 530–539, 1948.
- [Kasper *et al.*(2004)] M. Kasper, E. Fedrigo, D. P. Looze, H. Bonnet, L. Ivanescu, et S. Oberti. Fast calibration of high-order adaptive optics systems. *J. Opt. Soc. Am. A* **21** 6, 1004–1008, 2004.
- [Kern *et al.*(1989)] P. Kern, P. Léna, P. Gigan, J.-C. Fontanella, G. Rousset, et F. Merkle. Come-On : an adaptive optics prototype dedicated to infrared astronomy. Dans *Active telescope systems*, Volume 1114, pp. 54–65, Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng., Orlande, USA, 1989.
- [Knutsson et Owner-Petersen(2003)] A. Knutsson et M. Owner-Petersen. Emulation of dual-conjugate adaptive optics on an 8-m class telescope. *Optics Express* **11**, 2231–2237, 2003.
- [Kolb(2006)] J. Kolb. Eliminating the static aberrations in an MCAO system. Dans *Advances in Adaptive Optics II*, Volume 6272-122, p. 62723, Proc. SPIE, 2006.
- [Kolb *et al.*(2006)] J. Kolb, S. Oberti, E. Marchetti, et F. Quirós-Pacheco. Full characterization of the turbulence generator MAPS for MCAO. Dans *Advances in Adaptive Optics II*, Volume 6272-122, Proc. SPIE, 2006.
- [Kolmogorov(1941)] A. N. Kolmogorov. Local structure of turbulence in incompressible fluids with very high Reynolds number. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR* **30** 4, 301–305, 1941.
- [Kulcsár *et al.*(2007)] C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, C. Petit, et J.-M. Conan. Can LQG Adaptive Optics Control Cope with Actuator Saturation ? Dans *Adaptive Optics : Analysis and Methods/Computational Optical Sensing and Imaging/Information Photonics/Signal Recovery and Synthesis Topical Meetings*, Optical Society of America, OSA Technical Digest, 2007.

- [Kulcsár *et al.*(2008)] C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, C. Petit, et J.-M. Conan. Minimum variance control in presence of actuator saturation in adaptive optics. Dans *Adaptive Optics System*, Volume 7015-51, Proc. SPIE, 2008.
- [Kulcsár *et al.*(2010)] C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, C. Petit, et J.-M. Conan. Optimal AO control with NGS/LGS wavefront sensors : the multirate case. Volume 7736, Proc. SPIE, 2010.
- [Kulcsár *et al.*(2012)] C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, C. Petit, et J.-M. Conan. Minimum variance prediction and control for adaptive optics. *Automatica* To be published, 2012.
- [Kulcsár *et al.*(2006)] C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, C. Petit, J.-M. Conan, et P. Viaris de Lesegno. Optimal control, observers and integrators in adaptive optics. *Optics Express* **14** 17, 7464–7476, 2006.
- [Laag *et al.*(2008)] E. Laag, M. Ammons, T. Gavel, et R. Kupke. Multiconjugate adaptive optics results from the laboratory for adaptive optics MCAO/MOAO testbed. *J. Opt. Soc. Am. A* **25** 8, 2114 – 2121, 2008.
- [Langlois *et al.*(2004a)] M. Langlois, G. Moretto, K. Richards, S. Hegwer, et T. Rimmele. Solar multiconjugate adaptive optics at the Dunn Solar Telescope : preliminary results. Volume 5490-59, Proc. SPIE, 2004a.
- [Langlois *et al.*(2004b)] M. Langlois, C. D. Saunter, C. N. Dunlop, R. M. Myers, et G. D. Love. Multiconjugate adaptive optics : laboratory experience. *Optics Express* **12**, 1689–1699, 2004b.
- [Le Louarn(2000)] M. Le Louarn. *Laser guide stars for large telescopes : cone effect and astrophysical implications*. Thèse de doctorat, CRAL -Observatoire de Lyon and European Southern Observatory - Garching, 2000.
- [Le Louarn(2002)] M. Le Louarn. Multi-Conjugate Adaptive Optics with laser guide stars : performance in the infrared and visible. *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **334**, 865–874, 2002.
- [Le Louarn(2007)] M. Le Louarn. Very Large Telescope - AO simulation methods. Rapport Technique VLT-TRE-ESO-14850-4204, ESO, 2007.
- [Le Roux(2003)] B. Le Roux. *Commande Optimale en Optique Adaptative Classique et Multi-Conjuguée*. Thèse de doctorat, Université de Nice Sophia-Antipolis, 2003.
- [Le Roux *et al.*(2002)] B. Le Roux, J.-M. Conan, C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, L. M. Mugnier, et T. Fusco. Optimal control law for multiconjugate adaptive optics. Dans *Adaptive Optical System Technology II*, Volume 4839, pp. 878–889, Proc. SPIE, 2002.
- [Le Roux *et al.*(2004)] B. Le Roux, J.-M. Conan, C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, L. M. Mugnier, et T. Fusco. Optimal control law for classical and Multiconjugate Adaptive Optics. *J. Opt. Soc. Am. A* **21** 7, 1261–1276, 2004.
- [Lloyd-Hart *et al.*(2006)] M. Lloyd-Hart, C. Baranec, N. Mark Nilton, M. Snyder, T. Stalcup, et J. R. P. Angel. Experimental results of ground-layer and tomographic wavefront reconstruction from multiple laser guide stars. *Optics Express* **14** 17, 7541 – 7551, 2006.
- [Looze(2006)] D. Looze. Minimum variance control structure for adaptive optics systems. *J. Opt. Soc. Am. A* **23** 3, 603–612, 2006.
- [Looze(2007)] D. Looze. Discrete-time model of an adaptive optics system. *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 9, 2850–2862, 2007.
- [Lozi(2012)] J. Lozi. *Caractérisation du banc stabilisé d'interférométrie en frange noire PER-SÉE*. Thèse de doctorat, Université Paris 11, 2012.

- [Macintosh *et al.*(2008)] B. A. Macintosh, J. R. Graham, D. W. Palmer, R. Doyon, J. Dunn, D. T. Gavel, J. Larkin, B. Oppenheimer, L. Saddlemyer, A. Sivaramakrishnan, J. K. Wallace, B. Bauman, D. A. Erickson, C. Marois, L. A. Poyneer, et R. Soummer. The Gemini Planet Imager : from science to design to construction. Dans *Adaptive Optics Systems*, Volume 7015, Proc. SPIE, 2008.
- [Mahé(2000)] F. Mahé. *Application d'un modèle atmosphérique à l'étude des fluctuations d'indice de réfraction dans la couche limite. Influence de la scintillation sur l'analyse de front d'onde*. Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, Nice France, 2000.
- [Marchetti *et al.*(2005)] E. Marchetti, R. Brast, B. Delabre, R. Donaldson, E. Fedrigo, et al. MAD : Practical implementation of MCAO concepts. *C. R. Physique 6* pp. 1118–1128, 2005.
- [Marchetti *et al.*(2008)] E. Marchetti, R. Brast, B. Delabre, R. Donaldson, E. Fedrigo, et al. MAD on sky results in star oriented mode. Dans *Adaptive Optics Systems* (N. Hubin, C. E. Max, et P. L. Wizinowich, eds.), Volume 7015-14, Proc. SPIE, 2008.
- [Marquardt(1963)] D. W. Marquardt. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics* **11** 2, 431–441, 1963.
- [Massioni *et al.*(2011)] P. Massioni, C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, et J.-M. Conan. Fast computation of an optimal controller for large-scale adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A* **28** 11, 2298–2309, 2011.
- [Meimon *et al.*(2010)] S. Meimon, C. Petit, T. Fusco, et C. Kulcsár. Tip Tilt disturbance model identification for Kalman-based control scheme : application to XAO and ELT systems. *J. Opt. Soc. Am. A* **27** 11, 122–132, 2010.
- [Meynadier *et al.*(1999)] L. Meynadier, V. Michau, M.-T. Velluet, J. M. Conan, L. M. Mugnier, et G. Rousset. Noise propagation in wave-front sensing with phase diversity. *Applied Optics* **38**, 4967–4979, 1999.
- [Michau *et al.*(1992)] V. Michau, G. Rousset, et J.-C. Fontanella. Wavefront sensing from extended sources. Dans *Real Time and Post Facto Solar Image Correction* (R. R. Radick, ed.), Volume 13 de *NSO/SP Summer Workshop Series*, pp. 124–128, National Solar Observatory/Sacramento Peak, Sunspot, New Mexico, USA, 1992.
- [Mugnier *et al.*(2004)] L. M. Mugnier, T. Fusco, et J.-M. Conan. MISTRAL : a myopic edge-preserving image restoration method, with application to astronomical adaptive-optics-corrected long-exposure images. *J. Opt. Soc. Am. A* **21**, 1841–1854, 2004.
- [Muller *et al.*(2010)] N. Muller, V. Michau, T. Fusco, C. Robert, S. J. Thomas, et G. Rousset. Wave Front Sensing with Laser Guide Stars on the ELTs. Volume 7733, Proc. SPIE, 2010.
- [Myers *et al.*(2008)] R. M. Myers, Z. Hubert, T. J. Morris, E. Gendron, N. A. Dipper, A. Kellerer, S. J. Goodsell, G. Rousset, E. Younger, M. Marteaud, A. G. Basden, F. Chemla, C. D. Guzman, T. Fusco, D. Geng, B. L. Roux, M. A. Harrison, A. J. Longmore, L. K. Young, F. Vidal, et A. H. Greenaway. CANARY : the on-sky NGS/LGS MOAO demonstrator for EAGLE. Dans *Ground based and airborne instrumentation for astronomy II*, Volume 7015, 70150E, Proc. SPIE, 2008.
- [Neichel *et al.*(2009)] B. Neichel, T. Fusco, et J.-M. Conan. Tomographic reconstruction for wide-field adaptive optics systems : Fourier domain analysis and fundamental limitations. *J. Opt. Soc. Am. A* **26**, 219–235, 2009.

- [Neichel *et al.*(2012a)] B. Neichel, A. Parisot, C. Petit, T. Fusco, et F. Rigaut. Identification and calibration of the interaction matrix parameters for AO and MCAO. Dans *Adaptive Optics Systems III*, Proc. SPIE, 2012a.
- [Neichel *et al.*(2011)] B. Neichel, F. Rigaut, M. Bec, M. Boccas, V. Fesquet, C. d’Orgeville, et G. Trancho. Sodium Photon Return, spot elongation and Fratricide effect :First on-sky results with GeMS. Volume 2, 2nd AO4ELT conference - Adaptative Optics for Extremely Large Telescopes, 2011.
- [Neichel *et al.*(2010a)] B. Neichel, F. Rigaut, M. Bec, et A. Garcia-Rissmann. Reconstruction Strategies for GeMS. Dans *1st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*, 2010a.
- [Neichel *et al.*(2010b)] B. Neichel, F. Rigaut, M. Bec, M. Boccas, F. Daruich, C. D’Orgeville, V. Fesquet, R. Galvez, A. Garcia-Rissmann, G. Gausachs, M. Lombini, G. Perez, G. Trancho, V. Upadhyya, et T. Vucin. The Gemini MCAO System GeMS : nearing the end of a lab-story. Volume 7736, Proc. SPIE, 2010b.
- [Neichel *et al.*(2012b)] B. Neichel, F. Rigaut, G. Arriagada, M. Boccas, C. d’Orgeville, V. Fesquet, C. Trujillo, A. Serio, W. N. Rambold, R. L. Galvez, G. Gausachs, T. B. Vucina, V. Montes, C. Urrutia, C. Moreno, S. J. Diggs, C. Araya, J. Lührs, G. Trancho, M. Bec, C. Marchant, F. Collao, E. R. Carrasco, M. L. Edwards, P. Pessev, A. Lopez, et H. Diaz. Science Readiness of the Gemini MCAO System GeMS. Dans *Adaptive Optics Systems III*, Proc. SPIE, 2012b.
- [Nicolle(2006)] M. Nicolle. *Analyse de front d’onde pour les optiques adaptatives de nouvelle génération : optiques adaptatives à large champ et optique adaptative extrême*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2006.
- [Nicolle *et al.*(2006)] M. Nicolle, T. Fusco, V. Michau, G. Rousset, et J.-L. Beuzit. Optimization of star oriented and layer oriented wave-front sensing concepts for ground layer adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A* **23**, 2233–2245, 2006.
- [Nicolle *et al.*(2004)] M. Nicolle, T. Fusco, G. Rousset, et V. Michau. Improvement of Shack-Hartmann wavefront sensor measurement for Extreme Adaptive Optics. *Optics Letter* **29** 23, 2743–2745, 2004.
- [Noll(1976)] R. J. Noll. Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *J. Opt. Soc. Am. A* **66** 3, 207–211, 1976.
- [Noël(1997)] T. Noël. *Caractérisation spatiale et temporelle de la turbulence atmosphérique par analyse de surface d’onde*. Thèse de doctorat, Université Paris 6, 1997.
- [Oberti *et al.*(2006)] S. Oberti, F. Quiros-Pacheco, S. Esposito, et R. Muradore. Large DM AO systems : synthetic IM or calibration on sky? Volume 6272, p. 627220, Proc. SPIE, 2006.
- [Paschall et Anderson(1993)] R. Paschall et D. Anderson. Linear Quadratic Gaussian control of a deformable mirror adaptive optics system with time-delayed measurements. *Applied Optics* **32** 31, 6347–6358, 1993.
- [Paschall *et al.*(1991)] R. N. Paschall, M. A. Von Bokern, et B. M. Welsh. Design of a linear quadratic Gaussian controller for an adaptive optics system. Volume 2, pp. 1761–1769, IEEE Conf. on Decision and Control, Brighton, UK, 1991.
- [Paxman *et al.*(1992)] R. G. Paxman, T. J. Schulz, et J. R. Fienup. Joint estimation of object and aberrations by using phase diversity. *J. Opt. Soc. Am. A* **9**, 1072–1085, 1992.

- [Petit(2006)] C. Petit. *Etude de la commande optimale en Optique Adaptative et Optique Adaptative MultiConjuguée, validation numérique et expérimentale*. Thèse de doctorat, Université Paris 13, <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00134154/en>, 2006.
- [Petit(2011)] C. Petit. Development of a new control law for the Adaptive Optics Facility (AOF). Rapport Technique RF 1/17838 DOTA, Onera, 2011.
- [Petit *et al.*(2009)] C. Petit, J.-M. Conan, C. Kulcsár, et H.-F. Raynaud. Linear quadratic Gaussian control for adaptative optics and multi-conjugate adaptative optics : experimental and numerical analysis. *J. Opt. Soc. Am. A* **26** 6, 1307–1325, 2009.
- [Petit *et al.*(2008)] C. Petit, J.-M. Conan, C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, et T. Fusco. First laboratory validation of vibration filtering with LQG control law for Adaptive Optics. *Optics Express* **16** 1, 87–97, 2008.
- [Petit *et al.*(2005)] C. Petit, J.-M. Conan, C. Kulcsár, H.-F. Raynaud, T. Fusco, J. Montri, F. Chemla, et D. Rabaud. Off-Axis Adaptive Optics with Optimal Control : Experimental and Numerical Validation. Dans *Advancements in Adaptive Optics*, Volume 5903, Proc. SPIE, 2005.
- [Petit *et al.*(2011)] C. Petit, T. Fusco, J.-F. Sauvage, A. Sevin, M. Suarez, J. Charton, P. Baudoz, J.-L. Beuzit, T. Buey, K. Dohlen, P. Feautrier, E. Fedrigo, B. Fleury, J.-L. Gach, N. Hubin, M. Kasper, D. Mouillet, D. Perret, P. Puget, J.-C. Siquin, C. Soenke, et F. Wildi. Integration, tests and laboratory performance of SAXO, the VLT-SPHERE extreme AO system. 2nd AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 2011.
- [Petit *et al.*(2012)] C. Petit, T. Fusco, J.-F. Sauvage, A. Sevin, M. S. Valles, P. Baudoz, J. Beuzit, J. M. Buey, J. Charton, K. Dohlen, E. Fedrigo, P. Feautrier, J. Gach, N. Hubin, M. Kasper, D. Mouillet, D. Perret, P. Puget, J. Siquin, C. Soenke, et F. Wildi. The SPHERE XAO system SAXO : integration, test, and laboratory final performance. Dans *Adaptive Optics Systems III*, Proc. SPIE, 2012.
- [Pherson *et al.*(2012)] A. M. Pherson, R. Gilmozzi, J. Spyromilio, M. Kissler-Patig, et S. Ramsay. Recent Progress Towards the European Extremely Large Telescope (E-ELT). Dans *The Messenger*, Volume 148, 2012.
- [Piatrou et Gilles(2005)] P. Piatrou et L. Gilles. Robustness study of the pseudo open-loop controller for multiconjugate adaptive optics. *Applied Optics* **44** 6, 1003–1010, 2005.
- [Pilkington *et al.*(1987)] J. Pilkington, L. Thompson, et C. Gardner. Artificial Guide Stars for Adaptive Imaging. *Nature* **330**, 116, 1987.
- [Poyneer *et al.*(2002)] L. Poyneer, D. T. Gavel, et J. M. Brase. Fast wavefront reconstruction in large adaptive optics systems with use of the Fourier transform. *J. Opt. Soc. Am. A* **19**, 2100–2111, 2002.
- [Poyneer *et al.*(2003)] L. Poyneer, K. LaFortune, et A. Awwal. Correlation wavefront sensing for Shack-Hartmann-based Adaptive Optics with a point source. Rapport Technique CA 94551, Lawrence Livermore National Lab, 2003.
- [Poyneer(2003)] L. A. Poyneer. Scene-Based Shack-Hartmann Wave-Front Sensing : Analysis and Simulation. *Applied Optics* **42** 29, 5807–5815, 2003.
- [Poyneer *et al.*(2008)] L. A. Poyneer, D. Dillon, S. Thomas, et B. A. Macintosh. Laboratory demonstration of accurate and efficient nanometer-level wavefront control for extreme adaptive optics. *Applied Optics* **47**, 1317–1326, 2008.

- [Poyneer et Macintosh(2004)] L. A. Poyneer et B. Macintosh. Spatially filtered wave-front sensor for high-order adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A* **21** 5, 810–819, 2004.
- [Quiros-Pacheco(2006)] F. Quiros-Pacheco. *Reconstruction and control laws for multi-conjugate adaptive optics in astronomy*. Thèse de doctorat, Imperial College London, http://optics.nuigalway.ie/theses/FernandoQuiros_PhDthesis.pdf, 2006.
- [Ragazzoni(1996)] R. Ragazzoni. Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism. *J. Opt. Soc. Am. A* **43** 2, 1996.
- [Ragazzoni et al.(2002)] R. Ragazzoni, E. Diolaiti, J. Farinato, E. Fedrigo, E. Marchetti, M. Tordi, et D. Kirkman. Multiple field of view layer-oriented adaptive optics. *Astron. Astrophys.* **396**, 731–744, 2002.
- [Rigaut(2001)] F. Rigaut. Ground-Conjugate wide field adaptive optics for the ELTs. Dans *Beyond Conventional Adaptive Optics* (R. Ragazzoni et S. Esposito, eds.), Astronomical Observatory of Padova, 2001.
- [Rigaut(2002)] F. Rigaut. Ground-Conjugate wide field adaptive optics for the ELTs. Dans *Beyond Conventional Adaptive Optics : a conference devoted to the development of adaptive optics for extremely large telescopes. Proceedings of the topical Meeting held May 7-10 2001* (S. E. E. Vernet, R. Ragazzoni et N. Hubin, eds.), Volume 58, ESO conference and Workshop proceedings, 2002.
- [Rigaut et Gendron(1992)] F. Rigaut et E. Gendron. Laser guide star in adaptive optics - The tilt determination problem. *Astron. Astrophys.* **261**, 677–684, 1992.
- [Rigaut et al.(2011)] F. Rigaut, B. Neichel, C. D’Orgeville, D. Gratadour, M. Boccas, G. Trancho, M. Bec, C. Trujillo, M. Edwards, et R. Carrasco. GeMS sees star light. Volume 2, 2nd AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes, 2011.
- [Rimmele et al.(2010)] T. Rimmele, S. Hegwer, J. Marino, K. Richards, D. Schmidt, T. Waldmann, et F. Woeger. Solar multi-conjugate adaptive optics at the DUNN solar telescope. Dans *1st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*, 2010.
- [Rimmele et al.(2012)] T. Rimmele, J. McMullin, S. Keil, P. Goode, M. Knoelker, J. Kuhn, R. Rosner, et A. Team. Advanced Technology Solar Telescope Construction : Progress Report. Volume 220, American Astronomical Society, AAS Meeting, 2012.
- [Rimmele et al.(2006)] T. Rimmele, K. Richards, J. Roche, S. Hegwer, et A. Tritschler. Progress with solar multi-conjugate adaptive optics at NSO. Dans *Advances in Adaptive Optics II*, Volume 6272, Proc. SPIE, 2006.
- [Robert et al.(2006)] C. Robert, J.-M. Conan, V. Michau, T. Fusco, et N. Vedrenne. Scintillation and phase anisoplanatism in Shack-Hartmann wavefront sensing. *J. Opt. Soc. Am. A* **23**, 613–624, 2006.
- [Roddier(1981)] F. Roddier. The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy. Dans *Progress in optics*, Volume 19, pp. 281–376, North Holland, Amsterdam, 1981.
- [Roddier(1988)] F. Roddier. Curvature sensing and compensation : a new concept in adaptive optics. *Applied Optics* **27** 7, 1223–1225, 1988.
- [Roddier(1999)] F. Roddier (ed.). *Adaptive Optics in Astronomy*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- [Rooms et Charton(2007)] F. Rooms et J. Charton. Deformable magnetic mirrors for adaptive optics. *Photoniques* **27**, 38–40, 2007.

- [Rousset(1999)] G. Rousset. Wave-front sensors. Dans [Rodier(1999)], chapitre 5, pp. 91–130, 1999.
- [Rousset *et al.*(1991)] G. Rousset, P.-Y. Madec, et D. Rabaud. Adaptive optics partial correction simulation for two telescope. Dans *High resolution imaging by interferometry II*, Volume 39, pp. 1095–1104, Proc. ESO, Garching, Germany, 1991.
- [Rousset *et al.*(1990)] G. Rousset, J.-C. Fontanella, P. Kern, P. Gigan, F. Rigaut, P. Léna, C. Boyer, P. Jagourel, J.-P. Gaffard, et F. Merkle. First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics. *Astron. Astrophys.* **230**, 29–32, 1990.
- [Rousset *et al.*(2003)] G. Rousset, F. Lacombe, P. Puget, N. Hubin, E. Gendron, T. Fusco, R. Arsenault, J. Charton, P. Feautrier, P. Gigan, P. Kern, A. M. Lagrange, P. Y. Madec, D. Mouillet, D. Rabaud, P. Rabou, E. Stadler, et G. Zins. NAOS, the first AO system of the VLT : on-sky performance. Dans *Adaptive Optical System Technologies II*, Volume 4839, pp. 140–149, Proc. SPIE, 2003.
- [Rousset *et al.*(2010)] G. Rousset, T. Fusco, F. Assemat, E. Gendron, T. Morris, C. Robert, R. Myers, M. Cohend, N. Dipper, C. Evans, D. Gratadour, P. Jagourel, P. Laporte, D. L. Mignant, M. Puech, H. Schnetler, W. Taylor, F. Vidal, J.-G. Cuby, M. Lehnert, S. Morris, et P. Parr-Burman. EAGLE MOAO system conceptual design and related technologies. Volume 7736, Proc. SPIE, 2010.
- [Sauvage(2007)] J.-F. Sauvage. *Calibrations et méthodes d'inversion en imagerie haute dynamique pour la détection directe d'exoplanètes*. Thèse de doctorat, Université Paris 7 - Denis Diderot, 2007.
- [Sauvage *et al.*(2007)] J.-F. Sauvage, T. Fusco, G. Rousset, et C. Petit. Calibration and Pre-Compensation of Non-Common Path Aberrations for eXtreme Adaptive Optics. *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 8, 2334–2346, 2007.
- [Shack et Platt(1971)] R. B. Shack et B. C. Platt. Production and use of a lenticular Hartmann. *J. Opt. Soc. Am. A* **61** 656, 1971.
- [Sharf *et al.*(2001)] I. Sharf, K. Bell, D. Crampton, J. Fitzsimmons, G. Herriot, et al. Design of the dual conjugate adaptive optics test-bed. Dans *Beyond conventional adaptive optics : a conference devoted to the development of adaptive optics for extremely large telescopes* (E. S. O. (ESO), ed.), venice, Italy, 2001.
- [Shtetman et Johns(2010)] S. Shtetman et M. Johns. GMT Overview. Volume 7733, Proc. SPIE, 2010.
- [Sivo *et al.*(2012)] G. Sivo, C. Kulcsár, J.-M. Conan, H.-F. Raynaud, E. Gendron, F. Vidal, et A. G. Basden. LQG control performance with the CANARY MOAO pathfinder. Laboratory results and on-sky tests plan. Dans *Adaptive Optics Systems III*, Proc. SPIE, 2012.
- [Stuik *et al.*(2006)] R. Stuik, R. Bacon, R. Conzelmann, B. Delabre, E. Fedrigo, N. Hubin, M. L. Louarn, et S. Ströbele. GALACSI . The ground layer adaptive optics system for MUSE. Dans *New Astronomy Reviews*, Volume 49, pp. 618–624, 2006.
- [Séchaud(1999)] M. Séchaud. Wave-front compensation devices. Dans [Rodier(1999)], chapitre 4, pp. 57–90, 1999.
- [Tallon et Foy(1990)] M. Tallon et R. Foy. Adaptive telescope with laser probe : isoplanatism and cone effect. *Astron. Astrophys.* **235**, 549–557, 1990.

- [Tallon *et al.*(1992)] M. Tallon, R. Foy, et J. Vernin. 3-D wavefront sensing and multiconjugate adaptive optics. Dans *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies* (M.-H. Ulrich, ed.), Volume 42, pp. 517–521, ESO, 1992.
- [Tallon *et al.*(2008)] M. Tallon, I. Tallon-Bosc, E. Thiébaud, et C. Béchet. Shack-Hartmann wavefront reconstruction with elongated sodium laser guide stars : improvements with priors and noise correlations. Dans *Adaptive Optics Systems*, Volume 7015, Proc. SPIE, 2008.
- [Thomas *et al.*(2012)] S. Thomas, B. Macintosh, D. Palmer, L. Saddlemyer, J. K. Wallace, D. Gavel, J. Larkin, J. Graham, R. Doyon, B. Oppenheimer, et S. Goodsell. Gemini Planet Imager : From Integration And Test To Planning Observations. Volume 219, American Astronomical Society, AAS Meeting, 2012.
- [Tokovinin(2004)] A. Tokovinin. Seeing Improvement with Ground-Layer Adaptive Optics. *Pub. Astron. Soc. Pacific* **116** 941, 395–400, 2004.
- [Tokovinin *et al.*(2003)] A. Tokovinin, S. Baumont, et J. Vasquez. Statistics of turbulence profile at Cerro Tololo. *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **340**, 52 – 58, 2003.
- [Tokovinin *et al.*(2001)] A. Tokovinin, M. Le Louarn, E. Viard, N. Hubin, et R. Conan. Optimized modal tomography in adaptive optics. *Astron. Astrophys.* **378**, 2001.
- [van Dam *et al.*(2004)] M. A. van Dam, D. L. Mignant, et B. A. Macintosh. Performance of the Keck Observatory adaptive-optics system. *Applied Optics* **43**, 5458–5467, 2004.
- [V  ran *et al.*(2012)] J.-P. V  ran, E. McWeigh, D. Andersen, C. Correia, G. Herriot, et J. Pazder. The HIA MCAO laboratory bench. Dans *Adaptive Optics Systems III*, Proc. SPIE, 2012.
- [Vernin et Munoz-Tunon(1994)] J. Vernin et C. Munoz-Tunon. Optical seeing at La Palma Observatory. 2 : Intensive site testing campaign at the Nordic Optical Telescope. *Astron. Astrophys.* **284**, 311–318, 1994.
- [Viard *et al.*(2002)] E. Viard, M. Le Louarn, et N. Hubin. Adaptive optics with four laser guide stars : correction of the cone effect in large telescopes. *Applied Optics* **41** 11, 2002.
- [Vidal(2009)] F. Vidal. *Calibrations et reconstruction tomographique en optique adaptative multi-objet pour l’astronomie : Application au démonstrateur CANARY*. Thèse de doctorat, Observatoire de Paris, 2009.
- [Vidal *et al.*(2010)] F. Vidal, E. Gendron, M. Brangier, A. Sevin, G. Rousset, et Z. Hubert. Tomography reconstruction using the Learn and Apply algorithm. Dans *1st AO4ELT conference - Adaptive Optics for Extremely Large Telescopes*, 2010.
- [Von der L  he *et al.*(2005)] O. Von der L  he, T. Berkefeld, et D. Soltau. Multi-conjugate solar adaptive optics at the Vacuum Tower Telescope on Tenerife. *C. R. Physique* **6** pp. 1139 – 1147, 2005.
- [Voyez *et al.*(2012)] J. Voyez, C. Robert, V. Michau, J.-M. Conan, et T. Fusco. Accurate measurement of Cn2 profile with Shack-Hartmann data. Dans *Adaptive Optics Systems III*, Proc. SPIE, 2012.
- [Wallner(1983)] E. P. Wallner. Optimal wave-front correction using slope measurements. *J. Opt. Soc. Am. A* **73**, 1771–1776, 1983.
- [Wang *et al.*(2010)] L. Wang, A. Otarola, et B. Ellerbroek. Impact of laser guide star fratricide on TMT MCAO system. Volume 7736, Proc. SPIE, 2010.
- [Wiberg et Gavel(2004a)] D. Wiberg et D. T. Gavel. A Spatial Non-dynamic LQG Controller : Part I, Application to Adaptive Optics. Volume 3, pp. 3326–3332, IEEE Conf. on Decision and Control, Nassau, Bahamas, 2004a.

- [Wiberg et Gavel(2004b)] D. Wiberg et D. T. Gavel. A Spatial Non-dynamic LQG Controller : Part II, theory. Volume 3, pp. 3333–3338, IEEE Conf. on Decision and Control, Nassau, Bahamas, 2004b.
- [Zhang *et al.*(2011)] X. Zhang, W. Gaessler, A. R. Conrad, T. Bertram, C. Arcidiacono, T. M. Herbst, M. Kuerster, et al. First laboratory results with the LINC-NIRVANA high layer wavefront sensor. *Optics Express* **19** 17, 16087–16095, 2011.